

Thèse

présentée devant

l'Université Paris XI-SUD

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique Nucléaire

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Jérôme ROCCA

**Etude des liens entre puits superdéformé et puits normalement
déformé dans ^{192}Hg & Recherche et Développement pour un
nouveau concept de détection de photons γ :
le multidétecteur AGATA**

Soutenue le 17 juillet 2006
devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme N.	Willis	Présidente du jury
	M. G.	Duchêne	Rapporteur
	Mlle F.	Hannachi	Rapporteur
	Mme A.	Korichi	Directrice de thèse
	Mme. P.	Roussel-Chomaz	

Recherche des liens entre puits superdéformé et puits
normalement déformé dans ^{192}Hg & Recherche et
développement pour un nouveau concept de détection de
photons γ : le multidétecteur AGATA

ROCCAZ Jérôme
Mémoire pour l'obtention du grade de Docteur
de l'Université Paris XI-Orsay

Thèse effectuée au sein du groupe de Structure Nucléaire du CSNSM, Orsay

17 juillet 2006

Table des matières

Introduction	4
1 Désexcitation des états superdéformés dans ^{192}Hg	7
1.1 Phénomène de superdéformation	7
1.1.1 Désexcitation des états superdéformés	11
1.2 Etat des lieux dans la région de masse $A \simeq 190$	14
1.3 Intérêt du noyau de ^{192}Hg	15
2 Techniques expérimentales	23
2.1 Mode de production des noyaux à haut moment angulaire et désexcitation du noyau composé	23
2.1.1 Réaction de fusion-évaporation	23
2.1.2 Désexcitation du noyau composé	24
2.2 Interactions rayonnement γ -matière	25
2.2.1 Effet photoélectrique	26
2.2.2 Effet Compton	26
2.2.3 Création de paires e^+e^-	27
2.3 Interactions électrons/positons-matière	28
2.3.1 Excitation et ionisation	29
2.3.2 Bremsstrahlung	29
2.3.3 Collision élastique	30
2.4 Moyens de détection des photons γ : scintillateurs et détecteur au germanium . .	30
2.4.1 Les scintillateurs	32
2.4.2 Les détecteurs au germanium	32
2.4.3 Paramètres importants	37
2.4.4 Amélioration du rapport PT et dispositifs anti-Compton	38

2.4.5	Effet d'empilement	39
2.5	Multidétecteur $4\pi\gamma$	40
2.5.1	Caractéristiques des multidétecteurs	40
2.5.2	Présentation de EUROBALL IV	43
3	Recherche des transitions de liens direct dans ^{192}Hg	50
3.1	Conditions expérimentales	50
3.2	Préanalyse	51
3.2.1	Calibration en énergie des amplificateurs ou “gainmatching”	52
3.2.2	Correction de la dérive des gains des amplificateurs pendant l'expérience ou correction de “gaindrift”	53
3.2.3	Corrections linéaires supplémentaires	53
3.2.4	Mesure de la vitesse de recul des noyaux	55
3.2.5	Vérification du mode addback	62
3.2.6	Efficacité relative des détecteurs d'EUROBALL pendant les expériences .	64
3.2.7	Filtrage des “événements neutron”	64
3.3	Sélection en énergie : gates et filtres	68
3.3.1	Gates et rangement “anti-spike”	68
3.3.2	Filtres	70
3.4	Analyse des données	74
3.4.1	Recherche des transitions de liens entre niveaux de la bande SD yrast et niveaux à déformation normale dans ^{192}Hg	74
3.4.2	Recherche des transitions de liens entre niveaux de la première bande SD excitée et niveaux à déformation normale dans ^{192}Hg	85
4	La future génération de multidétecteurs : AGATA	90
4.1	Introduction	90
4.1.1	Cristaux segmentés et électronique numérique - Principe du PSA	92
4.1.2	Principe du tracking	93
4.2	Simulations effectuées au moyen du logiciel GEANT4	95
4.2.1	Nombre moyen d'interactions pour un photon γ d'énergie donnée	96
4.2.2	Longueur moyenne d'interaction d'un photon	97
4.2.3	Distance moyenne entre point d'interaction d'un γ et dépôts d'énergie par les particules secondaires : e^+ et e^-	97

4.3	Etude et optimisation de la segmentation du détecteur symétrique d'AGATA . .	102
4.4	Etudes des algorithmes de reconstruction des trajectoires des photons γ	109
4.4.1	Algorithme de backtracking	109
4.4.2	Algorithme de forward-tracking	117
4.4.3	Traitement de la création de paire appliqué aux algorithmes de tracking .	118
4.4.4	Conclusion	142
Conclusion		143
Remerciements		145
A Rappels sur les semi-conducteurs		147
A.1	Définition d'un semi-conducteur	147
A.2	Bruit thermique	148
A.3	Déplacement des e^- et trous	148
A.4	Jonction PN	149

Introduction

Depuis que l'Homme eût acquis une intelligence suffisante pour assurer ses besoins vitaux, il s'interrogea (et s'interroge toujours!) sur le monde qui l'entoure, inventant des divinités pour expliquer les caprices de Mère Nature et l'origine de toute chose.

Les philosophes grecs ont commencé à s'affranchir des dieux, élaborant, grâce aux mathématiques, des modèles de mécanique céleste. De la question de l'infiniment grand et lointain, ils se sont également posés celle de l'infiniment proche : la matière. Pour Pythagore et ses disciples (~IVème s. av. J-C), la matière est composée de quatre éléments : la Terre, l'Eau, l'Air et le Feu. Pour Epicure (~IIIème s. av. J-C), repris par le poète latin Lucrèce dans son célèbre ouvrage "De Natura Rerum" (Ier s. av. J-C), le monde est composé de briques élémentaires, invisibles à nos sens, qui s'assemblent entre elles pour former la matière qui nous entoure : les atomes (qui signifie littéralement "insécables"). Les grecs ne disposaient toutefois pas de moyens expérimentaux pour appuyer leurs théories.

Le concept d'atome fût laissé dans les cartons de l'Histoire, celle-ci préférant, en occident, la vision d'un monde décrit par Pythagore et Aristote. Il valait mieux d'ailleurs en ces temps ne pas s'éloigner de cette description, sous peine de n'avoir le choix qu'entre abjurer ou griller sur le bûcher (Galilée en sait quelque chose!). Il faut attendre la seconde moitié du XVIIème siècle pour voir ressurgir l'atomisme, grâce aux chimistes. Les diverses expériences et leur interprétation par les atomes, constituants élémentaires, et leurs arrangements en molécules permirent enfin de donner à ces briques fondamentales une "existence palpable".

Mais l'atome est-il réellement une brique fondamentale ?

En 1881, H.L. von Helmholtz montre que dans les lois de l'électrolyse établies par M. Faraday (1833) se cache la structure corpusculaire de l'électricité : celle-ci est composée d'atomes d'électricité, positifs et négatifs. Ces atomes reçoivent le nom d'**électrons** par G. Stoney en 1891, après que l'on eût démontré que les rayonnements cathodiques étaient en fait un flux d'atomes d'électricité et non la propagation d'une onde électromagnétique.

En 1897, J.J. Thomson démontre que ces électrons sont issus de la matière : celle-ci est ainsi constituée de corpuscules électriquement négatifs, les électrons, baignant dans une soupe électriquement positive. En 1911, E. Rutherford met en évidence, lors d'une expérience célèbre, que l'atome est composé d'un noyau positif autour duquel gravitent, telles des planètes, des électrons et entre eux, le vide : **l'atome insécable est désormais sécable**. Ce modèle gravitationnel fût corrigé en 1913 par N. Bohr, en y apportant la mécanique quantique introduite par M. Planck.

Le noyau n'est pas non plus une entité élémentaire. En 1919, Rutherford découvre que celui-ci est composé d'éléments plus petits et électriquement positifs : les **protons**. En 1932, J. Chadwick met en évidence l'existence d'une autre entité, électriquement neutre, composant le noyau atomique : le **neutron**. Protons et neutrons subsistent dans le noyau par l'intermédiaire de la force d'**interaction forte** qui les soude les uns aux autres. La théorie de cette interaction fût élaborée par H. Yukawa en 1935.

Depuis lors, physiciens théoriciens et expérimentateurs n'ont cessé d'essayer de comprendre la structure du noyau atomique, les premiers bâtissant des modèles dont les prédictions sont confortées ou infirmées par les résultats expérimentaux des seconds. L'une des configurations les plus activement étudiées depuis ces trente dernières années est celle où le noyau, en rotation rapide, se retrouve dans un état métastable dans lequel il adopte la forme d'un ballon de rugby, dont le rapport grand axe/petit axe est voisin de 2 : c'est le **phénomène de superdéformation**.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous présenterons ce phénomène aussi bien par ses aspects théoriques qu'expérimentaux, et nous attarderons sur les modes de désexcitation des noyaux superdéformés (SD) vers leur état à déformation normale (ND). Nous nous concentrons sur la région de masse $A \sim 190$ pour laquelle nous présenterons un état des connaissances de la superdéformation dans ces noyaux. Nous donnerons plus de détails pour le noyau clé, doublement magique, de cette région : ^{192}Hg . Ce noyau est néanmoins mal connu : les spins et parités des niveaux superdéformés n'ont pour l'instant pas été établis expérimentalement. Ceci peut se faire en étudiant le mode de désexcitation par transitions de lien discrètes entre puits superdéformé et normalement déformé, pour lequel les spins et parités des états sont connus. Cette recherche de transitions discrètes dans le noyau de ^{192}Hg est l'objet de notre étude expérimentale.

Deux expériences ont été menées dans ce but en juillet et novembre 2002 auprès du multidétecteur $4\pi\text{-}\gamma$ EUROBALL IV couplé à l'accélérateur Vivitron à Strasbourg. La réaction $^{160}\text{Gd}(^{36}\text{S}, 4n)^{192}\text{Hg}$ avec une énergie de faisceau de 162 MeV a été utilisée pour les deux expériences, qui ont permis de collecter 8 giga-événements bruts (soit 251 Go de données brutes).

Nous décrirons dans le deuxième chapitre les dispositifs et techniques expérimentaux pour réaliser et analyser de telles expériences. Nous présenterons plus en détail les moyens de détection et notamment les interactions photon-matière et électron-matière qui nous seront également utiles dans la dernière partie de ce mémoire. Une part sera bien entendu réservée à la présentation d'un des plus puissants spectromètres γ que fût EUROBALL.

Nous entrerons ensuite dans le vif du sujet en détaillant étape par étape, dans le troisième chapitre, le conditionnement des données expérimentales afin de pouvoir procéder à l'analyse proprement dite. Nous discuterons notamment de la correction d'effet Doppler, et en particulier des difficultés de déterminer le rapport v/c adapté et des conséquences sur la résolution en énergie des spectres que nous obtiendrons. Nous exposerons enfin nos résultats expérimentaux concernant la recherche et le placement dans le schéma de niveaux de ^{192}Hg des transitions de lien entre états SD yrast et états ND yrast, et entre la première bande superdéformée excitée et

les états à déformation normale. Ces résultats mettront en évidence les limites expérimentales actuelles pour mener une telle recherche.

Pour repousser ces limites, deux projets de nouveaux multidétecteurs, basés sur l'utilisation de cristaux de germanium électriquement segmentés, l'analyse des formes d'impulsion (ou Pulse Shape Analysis, PSA) et la reconstruction des trajectoires des photons dans le détecteur (ou "tracking"), sont en train de voir le jour aux Etats-Unis avec GRETA (Gamma Ray Energy Tracking Array) et en Europe avec AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array). Nous présenterons celui-ci dans le dernier chapitre de ce mémoire, en décrivant les concepts d'analyse des formes d'impulsion et de "tracking".

Nous exposerons ensuite le travail que nous avons effectué dans le cadre de la phase de Recherche et Développement de ce projet. Celui-ci consiste en premier lieu en des simulations réalisées au moyen du code GEANT4 développé par le CERN, qui nous a permis d'obtenir des informations importantes tant au niveau du développement des algorithmes de "tracking" que pour le PSA. Nous nous sommes ensuite intéressés aux reconstructions de trajectoire en développant notre propre algorithme selon la méthode du backtracking, et en incorporant un procédé de reconstruction des événements "création de paire e^+e^- ", ce qui n'avait jusqu'alors pas été fait pour ce type d'algorithme. Nous indiquerons les limites de ce procédé, et les raisons pour lesquelles nous l'avons adapté pour être utilisé dans un algorithme de forward-tracking. Nous avons ensuite développé une autre méthode pour ce type d'algorithme, basée uniquement sur des sélections en énergie. Nous montrerons pour finir les résultats obtenus en soulignant les meilleures performances de ce dernier procédé, de surcroît plus simple.

Chapitre 1

Désexcitation des états superdéformés dans ^{192}Hg

1.1 Phénomène de superdéformation

Le noyau atomique peut adopter la forme d'une sphère, ou des formes allongée (prolate) ou aplatie (oblate), y compris dans son état fondamental. Un même noyau peut adopter plusieurs formes, chacune correspondant à un état différent : c'est le phénomène de coexistence de forme aujourd'hui bien connu. Le rayon d'un noyau déformé peut s'exprimer selon plusieurs paramètres introduits par A. Bohr[1, 2] :

$$R(\Theta, \Phi) = R_o \left(1 + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi) \right) \quad (1.1)$$

avec :

- R_o : rayon de la sphère de même volume que le noyau ;
- $\alpha_{\lambda\mu}$: paramètres de déformation ;
- $Y_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi)$: harmoniques sphériques ;
- Θ, Φ : coordonnées sphériques.

Les termes en $\lambda=1$ correspondent aux translations et les termes $\lambda=2, 3$ et 4 correspondent à des déformations quadrupolaires, octupolaires et hexadécapolaires.

Le système est ainsi décrit dans le référentiel du laboratoire. Si nous nous plaçons dans celui lié au noyau, décrit par les angles d'Euler, nous devons effectuer le changement de variables suivant :

$$a_\nu = \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_\mu \mathcal{D}_{\mu\nu}^2 \quad (1.2)$$

avec $\mathcal{D}_{\mu\nu}$ les éléments de la matrice de rotation permettant de passer du référentiel du laboratoire au référentiel du noyau.

En nous limitant aux déformations quadrupolaires ($\lambda=2$) et en supposant que le référentiel du noyau soit celui des axes principaux d'inertie, nous pouvons effectuer quelques simplifications en raison de la symétrie : $a_{21} = a_{2-1} = 0$ et $a_{22} = a_{2-2}$. Il ne reste donc que les variables a_{20} et a_{22} . Ces deux coefficients s'expriment selon la convention de Hill et Wheeler [3] :

$$\begin{cases} a_{20} = \beta \cos \gamma \\ a_{22} = 1/\sqrt{2}\beta \sin \gamma \end{cases} \quad (1.3)$$

avec β l'ampleur de l'élongation du noyau et γ le degré de triaxialité.

L'expression du rayon atomique devient alors :

$$R(\Theta, \Phi) = R_o \left\{ 1 + \beta \cos \gamma Y_{20}(\Theta, \Phi) + 1/\sqrt{2}\beta \sin \gamma (Y_{22}(\Theta, \Phi) + Y_{2-2}(\Theta, \Phi)) \right\} \quad (1.4)$$

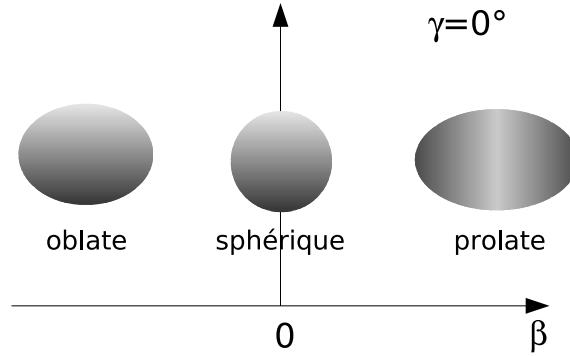


FIG. 1.1: *Formes du noyau atomique selon β , $\gamma=0^\circ$.*

Dans le cas où $\gamma=0^\circ$, les noyaux sont à symétrie axiale ; L'expression du rayon atomique se simplifie alors :

$$R(\Theta, \Phi) = R_o \{ 1 + \beta Y_{20}(\Theta, \Phi) \} \quad (1.5)$$

Si $\beta > 0$, le noyau est dit prolate (en forme de ballon de rugby) ; si $\beta < 0$, le noyau est dit oblate (en forme de clémentine). La Figure 1.1 illustre ces différentes formes.

Le phénomène de superdéformation correspond à une forme du noyau très allongée, dont le rapport grand axe/petit axe est voisin de 2 ($\beta \simeq 0,5$). Son origine est essentiellement due à des effets de couches.

En effet, le modèle de la goutte liquide élaboré par C.V.F. Weizäcker[4] ne permet pas d'expliquer l'existence d'un noyau déformé, comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.2(haut). Cette dernière montre l'évolution de l'énergie potentielle du noyau en fonction de la déformation β , faisant apparaître un seul minimum stabilisant le noyau à déformation nulle et, à plus grande déformation, la fission du noyau.

L'explication théorique revient à V.M. Strutinsky[5] : son idée a été de combiner les avantages du modèle de la goutte liquide (qui reproduit l'allure générale de l'énergie de liaison des noyaux) à ceux du modèle en couche[6][7][8] qui reproduit bien la densité de niveaux autour de la surface de

Fermi. Ces corrections d'effet de couches, schématisées sur la Figure 1.2(milieu), font apparaître plusieurs minima sur la courbe d'énergie potentielle du noyau (Figure 1.2(bas)). Nous voyons notamment l'apparition d'un puits de potentiel à déformation non nulle, qui stabilise le noyau dans un état superdéformé.

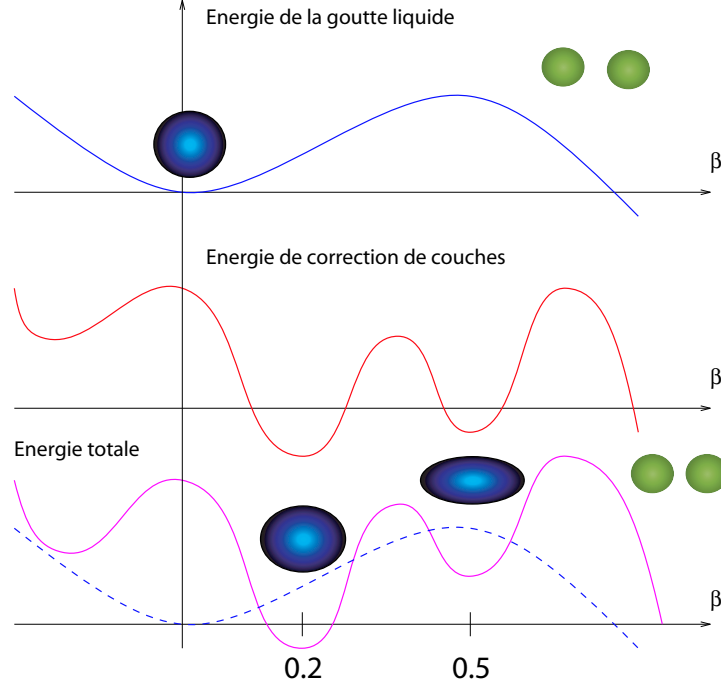


FIG. 1.2: *Illustration du modèle de Strutinsky. En haut, l'énergie potentielle de la goutte liquide. Au milieu, l'énergie de corrections de couches introduites par V.M. Strutinsky. En bas, l'énergie potentielle du noyau résultant de la combinaison des deux.*

Considérons le cas des déformations à symétrie axiale, pour des noyaux pairs. Classiquement, pour un rotor rigide, l'énergie cinétique E est liée au moment d'inertie $\mathfrak{I}$ et à la vitesse de rotation ω par la relation :

$$E = \frac{1}{2} \mathfrak{I} \omega^2 \quad (1.6)$$

L'énergie cinétique peut également s'exprimer en fonction du moment cinétique J , car $J = \mathfrak{I} \omega$. Ainsi :

$$E = \frac{J^2}{2\mathfrak{I}} \quad (1.7)$$

Le noyau étant un objet quantique, il faut apporter une correction à l'expression précédente, à savoir que les valeurs propres de l'opérateur $\langle J^2 \rangle$ sont $I(I+1)\hbar$. L'énergie de rotation est alors :

$$E = \frac{I(I+1)\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \quad (1.8)$$

Cette expression est en fait valable lorsque la projection K du moment cinétique sur l'axe de symétrie du noyau est égale à 0.

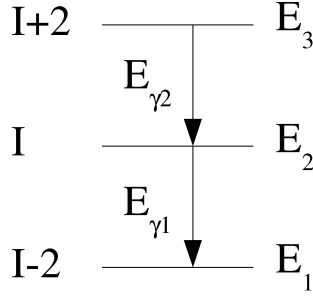


FIG. 1.3: *Représentation schématique d'une bande rotationnelle.*

Dans une telle bande rotationnelle, les niveaux d'énergie sont séparés de deux unités de spin (cf. Figure 1.3). La transition d'énergie $E_{\gamma 2}$ s'exprime donc ainsi :

$$E_{\gamma 2} = E_3 - E_2 \quad (1.9)$$

$$= \frac{(4I + 6)\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \quad (1.10)$$

De même détermine-t-on $E_{\gamma 1}$. Nous pouvons ensuite en déduire la différence d'énergie ΔE entre ces deux transitions :

$$\Delta E = E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1} = \frac{8\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \quad (1.11)$$

Bien entendu, dans une bande rotationnelle, $\mathfrak{I}$ n'est pas une constante comme le suppose le modèle du rotor rigide : $\mathfrak{I}$ varie avec le spin (la fréquence de rotation) considéré à cause de plusieurs effets (réarrangement et/ou alignement des nucléons, variation des corrélations d'appariement ...). Pour étudier cette variation, on définit souvent un autre moment d'inertie, dit dynamique, et noté $\mathfrak{I}^{(2)}$ selon l'expression :

$$\mathfrak{I}^{(2)} = \frac{dI}{d\omega} \quad (1.12)$$

La fréquence de rotation ω pour une transition d'énergie E_γ entre deux niveaux consécutifs d'une bande rotationnelle étant égale à :

$$\omega = \frac{E_\gamma \hbar}{2} \quad (1.13)$$

il est facile d'exprimer $\mathfrak{I}^{(2)}$ et $\mathfrak{I}$ en fonction de ω . L'évolution expérimentale de $\mathfrak{I}^{(2)}$ et ω peut donc être aisément comparée aux prédictions des différents modèles théoriques.

La signature expérimentale des noyaux superdéformés est la présence d'une série de raies γ régulièrement espacées en énergie qui forment une bande rotationnelle dont l'espacement $\Delta E \sim 40 \text{ keV}$ pour la région de masse $A \sim 190$.

La première bande rotationnelle superdéformée a été observée en 1986 par P. Twin et al. [9] dans le noyau de ^{152}Dy . Depuis plus de 300 bandes (cf. référence [17]) ont été identifiées dans les régions de masse $A \sim 30, 40, 60, 70, 80, 130, 150, 160, 190$, comme illustré sur la carte des noyaux de la Figure 1.4. Cette figure montre également les variations des moments d'inertie dynamiques, corrigés de leur dépendance en masse, en fonction de la fréquence de rotation pour quelques noyaux de différentes régions de masse. Nous remarquons que ces moments d'inertie se situent autour de la valeur du rotor rigide axial de rapport grand axe/petit axe de l'ordre de 2.

Toutes les bandes rotationnelles superdéformées sont bâties selon le même profil d'intensité (cf. Figure 1.5a)). Sur ce schéma se distinguent trois régions :

- la région d'entrée où est alimentée la bande : l'intensité des raies croît lorsque la fréquence de rotation diminue ; c'est la région de peuplement des états superdéformés ;
- puis le plateau : l'intensité reste constante pour un certain nombre de transitions ;
- enfin, la désexcitation brutale du noyau dans son état SD vers l'état fondamental ND.

La Figure 1.5b) montre une autre caractéristique de l'intensité des raies d'une bande superdéformée : leur faiblesse ($\sim 1\%$) par rapport à celle des bandes normalement déformées, soulignant ainsi les difficultés expérimentales à les mettre en évidence.

1.1.1 Désexcitation des états superdéformés

Nous venons de voir sur le profil d'intensité de la Figure 1.5a) que la désexcitation des états superdéformés se fait de manière soudaine, en l'espace de 2 ou 3 transitions. Comme l'indique la remarquable constance du moment d'inertie dans les bandes rotationnelles superdéformées (cf. Figure 1.4), les états concernés présentent un faible mélange avec les autres états du noyau de configurations intrinsèques très différentes. Comment ce faible mélange permet cependant au noyau de subir un effet tunnel entre le puits superdéformé et le puits normalement déformé vers le bas de la bande est un phénomène particulièrement intéressant à comprendre.

La Figure 1.5a) montre une caractéristique générale des bandes SD : la différence d'énergie d'excitation entre les lignes yrast ND et SD (notée U) augmente à mesure que le spin diminue. Par conséquent, l'état SD en bas de la bande va se trouver dans une zone (pour les états ND) de très grande densité de niveaux. Un développement théorique important a été effectué par E. Vigezzi et al. [11], afin de comprendre le mécanisme de désexcitation brutale des états SD. Cet état SD "pur" et isolé, parce que protégé par la barrière de potentiel, va se coupler à des états ND où la densité de niveaux est très grande. Ce couplage s'effectue avec une largeur (associée à la probabilité de transition) Γ à un état ND complexe dont l'espacement moyen entre les niveaux est D_n . Dans le formalisme de E. Vigezzi et al., la désexcitation est gouvernée par le rapport Γ/D_n et conduit à une valeur de l'ordre de 0,03 pour les noyaux SD des isotopes de mercure. Il en résulte que l'état SD se couple à un ou deux états ND voisins. Pour une énergie

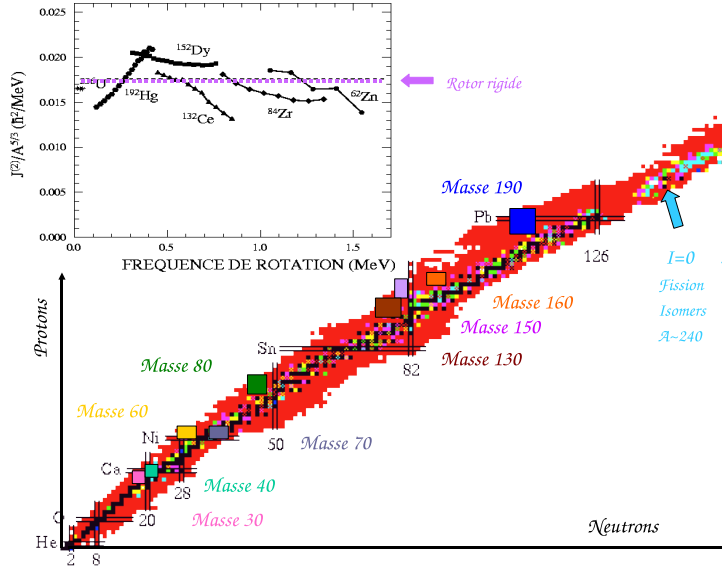


FIG. 1.4: Régions de la carte des noyaux où le phénomène de superdéformation a été observé. En haut se trouve représentées les variations de $\mathfrak{S}^{(2)}$ en fonction de la fréquence de rotation pour quelques noyaux représentatifs de leur région de masse, en comparaison avec les prédictions du modèle du rotor rigide.

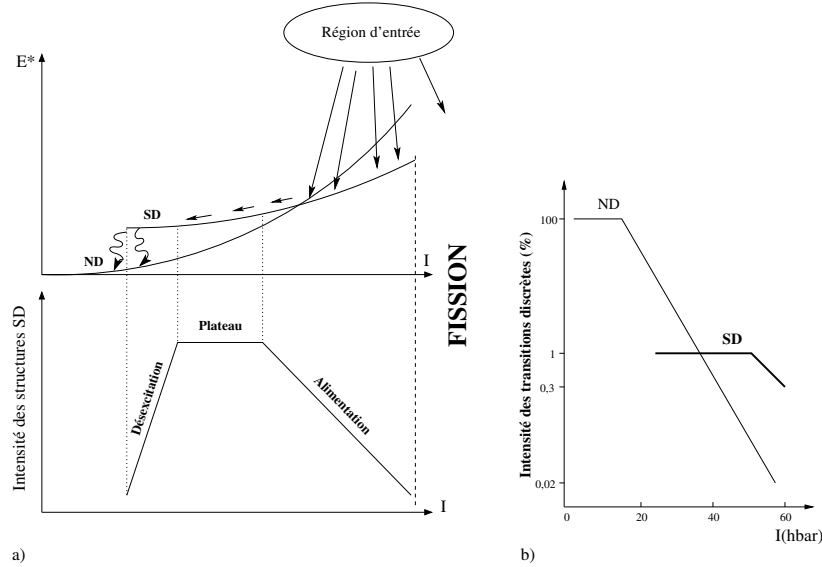


FIG. 1.5: Représentation schématique : a) du peuplement des états superdéformés. b) des intensités des raies discrètes ND et SD dans la région de masse $A \sim 150[10]$. La faible intensité de la bande SD est manifeste par rapport à celle des transitions ND à bas spins, alors qu'à hauts spins nous observons un excès d'intensité de la bande SD.

U de l'ordre de 4MeV et $D_n \sim 0,4$, on aboutit à $\Gamma \sim 13\text{keV}$ (valeur très faible). Le mélange des fonctions d'onde SD-ND est très faible, mais la désexcitation a lieu car $\Gamma_{ND}/\Gamma_{SD} \sim 200$ (Γ_{SD} étant la probabilité de décroissance intra-bande et Γ_{ND} la probabilité de décroissance hors bande).

Ainsi, quatre facteurs contribuent à la désexcitation brutale : à mesure que le spin diminue, Γ_{SD} diminue (à cause de la dépendance en E_γ^5). Dans le même temps, U augmente et conduit à une augmentation de Γ_{ND} et donc à une diminution de D_n . Le quatrième paramètre et ingrédient essentiel correspond à l'augmentation en exponentiel de Γ lorsque le spin diminue. Dans ce contexte, nous comprenons que si Γ était constant, nous aurions une diminution graduelle de l'intensité.

Y.R. Shimizu et al. [12] ont déterminé de manière microscopique la valeur Γ , ou plus précisément la quantité qu'ils appellent action de passage par effet tunnel ($A(I)$) en calculant la profondeur du puits et les paramètres de masse en fonction du spin. Les effets d'appariement, qui augmente lorsque le spin diminue, ont été introduits dans ce formalisme. Les résultats obtenus pour ^{192}Hg sont montrés sur la Figure 1.6. Des calculs similaires ont également été effectués, mais dans tous les cas ils peinent à reproduire les observations expérimentales. Les calculs de la référence [13], par exemple, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux dans le cas de ^{152}Dy et ^{143}Eu , mais le spin de sortie prédit pour ^{192}Hg ne l'est pas.

D'autres effets peuvent aussi intervenir dans la désexcitation des états SD. Il peut s'ajouter des phénomènes de nature chaotique, à l'endroit où la désexcitation a lieu, à très haute énergie[15].

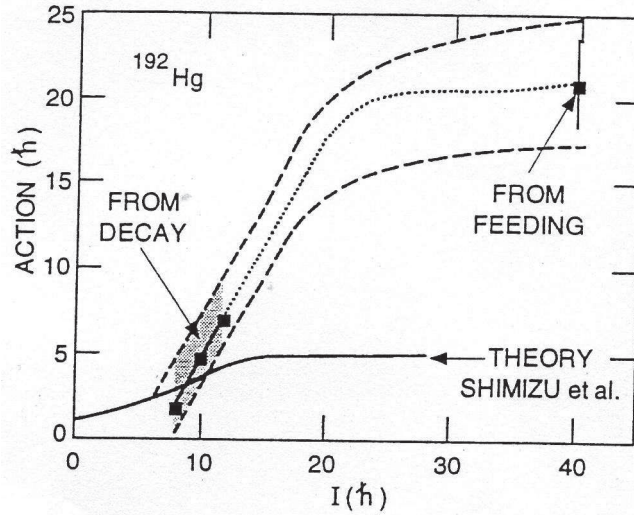


FIG. 1.6: Action de passage par effet tunnel entre états SD et ND en fonction du spin (en trait plein) comparée aux valeurs expérimentale (carrés pleins reliés par des pointillés). Les lignes en tirets ont été obtenues en multipliant les densités de niveaux ND par 10 et 0,1 [14].

L'étude de la superdéformation, et particulièrement du cheminement de la cascade de désexcitation correspondante vers les états à déformation normale apporte donc de précieuses informations pour la compréhension de phénomènes aussi importants que l'interaction entre structures rotationnelles, l'interaction à une particule ou encore le rôle de l'appariement. Elle a aussi donné lieu à la mise en évidence de phénomènes "surprenants" tels que les bandes identiques. Nous nous intéressons plus particulièrement à la région de masse $A \simeq 190$.

1.2 Etat des lieux dans la région de masse $A \simeq 190$

Les caractéristiques de cette région de masse sont tout d'abord son puits SD, prédit théoriquement à basse énergie d'excitation et plus profond ($\sim 0,5 \text{ MeV}$ de plus) que celui des noyaux de masse $A \simeq 150$. Du point de vue expérimental, certaines bandes SD ont été observées avec une intensité relativement élevée (1 à 2% de la section efficace du noyau résiduel) et jusqu'à des spins beaucoup plus bas ($6-10\hbar$) que dans ceux des bandes SD de la région de masse $A \simeq 150$ par exemple ($25-30\hbar$). La désexcitation des états SD vers les états ND se fait donc à faible fréquence de rotation ($\omega \sim 0,12 \text{ MeV}/\hbar$ contre $\sim 0,3 \text{ MeV}/\hbar$ pour $A \simeq 150$), rendant l'influence des corrélations d'appariement plus importante.

La première bande rotationnelle superdéformée a été observée dans ^{191}Hg par E.F. Moore et al.[16]. Depuis, un peu plus de 80 bandes ont été observées dans cette région de masse principalement dans les isotopes de Pb, Tl et Hg [17] (cf. Tableau 1.1).

	Or	Mercure	Thallium	Plomb	Bismuth	Polonium
Nb de bandes SD mises en évidence	$^{191}\text{Au} : 3$	$^{189}\text{Hg} : 1$ $^{190}\text{Hg} : 4$ $^{191}\text{Hg} : 4$ $^{192}\text{Hg} : 3$ $^{193}\text{Hg} : 6$ $^{194}\text{Hg} : 3$ $^{195}\text{Hg} : 4$	$^{189}\text{Tl} : 2$ $^{191}\text{Tl} : 2$ $^{192}\text{Tl} : 4$ $^{193}\text{Tl} : 5$ $^{194}\text{Tl} : 6$ $^{195}\text{Tl} : 2$	$^{192}\text{Pb} : 1$ $^{193}\text{Pb} : 9$ $^{194}\text{Pb} : 3$ $^{195}\text{Pb} : 4$ $^{196}\text{Pb} : 4$ $^{197}\text{Pb} : 6$ $^{198}\text{Pb} : 3$	$^{195}\text{Bi} : 1$ $^{196}\text{Bi} : 1$ $^{197}\text{Bi} : 1$	$^{198}\text{Po} : 1$

TAB. 1.1: *Etat des lieux des bandes SD dans les noyaux de masse $A \sim 190$ [17].*

Certaines de ces bandes SD sont quasi-identiques dans des noyaux différents et adjacents, c'est-à-dire que l'énergie des transitions est égale à moins de 3keV près. Plus précisément, les transitions E_{γ_1} et E_{γ_2} de deux bandes "identiques" issues d'états de spin I_1 et I_2 sont liées par la relation :

$$E_{\gamma_2}(I_2) = (1 - \kappa)E_{\gamma_1}(I_1) + \kappa E_{\gamma_1}(I_1 + 2) \quad (1.14)$$

avec $\kappa=0, 1/4, 1/2, 3/4$ dans les cas les plus simples (cf. Figure 1.7). Certaines bandes identiques ne sont ainsi décalées que de quelques keV, rendant leur observation très difficile.

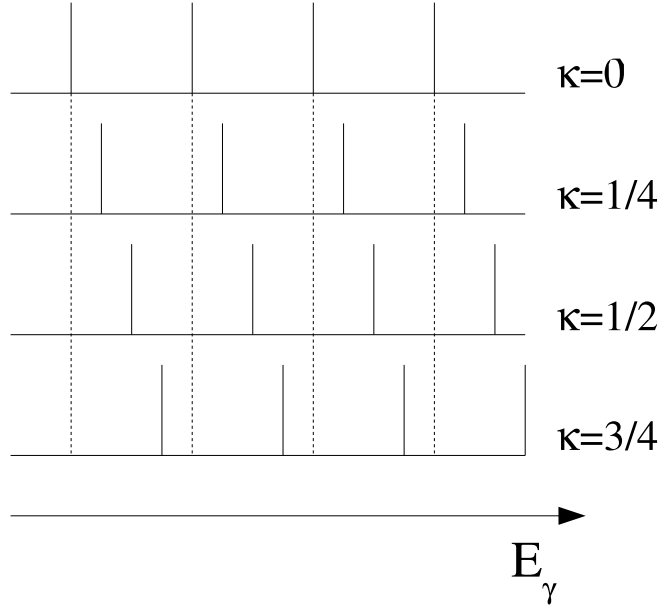


FIG. 1.7: *Représentation de bandes identiques pour différentes valeurs de κ .*

Les moments d'inertie dynamiques sont donc pratiquement égaux pour ces bandes. Pourtant, deux noyaux séparés par une unité de masse devraient avoir une différence de l'ordre du pourcent entre leurs transitions. Or les différences constatées sont bien en-deçà (0,1%). Aucune interprétation satisfaisante n'a aujourd'hui été proposée, rendant la mesure d'un maximum d'observables nucléaires (spin, parité, énergie des niveaux des bandes SD) indispensable.

La détermination précises des observables nucléaires, et notamment les spins, parités et énergies d'excitation des états superdéformés, ne peut se faire que par l'étude des transitions discrètes de lien direct entre états superdéformés et normalement déformés. Ce type de recherche a débuté en 1992, lors du démarrage d'EUROGAM[18] dans la région de masse $A \sim 190$ et plusieurs transitions "candidates" au lien SD-ND ont été observées. Néanmoins, il a fallu attendre l'avènement de détecteurs plus performants (1996) pour établir le schéma de désexcitation SD-ND des noyaux ^{194}Hg [19] et ^{194}Pb [20], permettant ainsi de mesurer l'énergie d'excitation et le spin des états SD. Depuis, ces observables nucléaires ont pu être mesurées dans d'autres noyaux de différentes régions de masse [17]. Le Tableau 1.2 regroupe les noyaux pour lesquels des transitions de lien discrètes ont été placées précisément dans le schéma de niveaux et pour lesquels donc les énergies d'excitation et spins des états superdéformés sont désormais connus.

1.3 Intérêt du noyau de ^{192}Hg

L'étude expérimentale du noyau ^{192}Hg dans son état superdéformé est d'une grande importance puisque tous les calculs théoriques[28, 29] le prédisent doublement magique dans cet état. En effet, ils montrent tous la présence d'un gap en énergie pour $Z=80$ et $N=112$ dans le second puits : il est ainsi le noyau de référence pour la région de masse $A \sim 190$, pour ce qui concerne

	Mercure	Plomb	Tallium
Transitions de lien	$^{191}\text{Hg} : 2 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [21]$ SD1 $\rightarrow$ ND 2778keV ($35/2 \rightarrow 35/2^-$) 3310keV ($35/2 \rightarrow 33/2^-$)	$^{192}\text{Pb} : 6 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [22][23]$ 2059keV ($10^+ \rightarrow 10^+$) 2079keV ($10^+ \rightarrow 8^+$) 2119keV ($10^+ \rightarrow 8^+$) 2125keV ($10^+ \rightarrow 9^-$) 3046keV ($(21/2^+) \rightarrow 19/2^-$) 2321keV ($12^+ \rightarrow 10^+$)	$^{193}\text{Tl} : 3 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [24]$ SD1 $\rightarrow$ ND 3113keV ($(19/2^+) \rightarrow 17/2^+$) SD2 $\rightarrow$ ND 3113keV ($(19/2^+) \rightarrow 17/2^+$) 3134keV ($(17/2^+) \rightarrow 15/2^+$)
	$^{194}\text{Hg} : 7 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [19]$ SD1 $\rightarrow$ ND : 3708keV ($12^+ \rightarrow 12^-$) 3488,7keV ($12^+ \rightarrow 13^-$) 4194,8keV ($12^+ \rightarrow 11^-$) 3942,0keV ($10^+ \rightarrow 11^-$) 4485,5keV ($10^+ \rightarrow 9^-$) SD2b $\rightarrow$ ND : 4978,1keV ($11^- \rightarrow 12^+$) 5029,9keV ($11^- \rightarrow 10^+$)	$^{193}\text{Pb} : 3 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [25]$ SD1 $\rightarrow$ ND : 2222keV ($23/2^- \rightarrow 25/2^+$) 2282keV ($27/2^- \rightarrow 25/2^+$) 2352keV ($27/2^- \rightarrow 25/2^-$)	
		$^{194}\text{Pb} : 12 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [20][26]$ dont 4 sur états intermédiaires SD1 $\rightarrow$ ND : 1887,9keV ($10^+ \rightarrow (11^-)$) 2116,5keV ($8^+ \rightarrow 9^+$) 2609,6keV ($8^+ \rightarrow 8^+$) 2627,9keV ($8^+ \rightarrow 8^-$) 2806,1keV ($8^+ \rightarrow 7^-$) 2636,6keV ($6^+ \rightarrow 7^-$) 2742,5keV ($6^+ \rightarrow 6^+$) 3056,4keV ($6^+ \rightarrow 5^-$)	
		$^{196}\text{Pb} : 2 \text{ SD} \rightarrow \text{ND} [27]$ 3698keV ($8^+ \rightarrow 8^-$) 4062keV ($6^+ \rightarrow 5^-$)	

TAB. 1.2: *Transitions de liens connues dans certains noyaux de la masse $A \sim 190$.*

les états superdéformés. Le noyau de ^{194}Hg est alors considéré comme un coeur de ^{192}Hg auquel s'ajoutent deux neutrons, et ^{194}Pb comme un coeur de ^{192}Hg auquel s'ajoutent deux protons.

La détermination des spins, parités et énergie d'excitation des états SD permettrait une comparaison poussée avec les prédictions théoriques des différents modèles. Ceci est illustré dans le Tableau 1.3 qui récapitule les résultats de plusieurs calculs de type champ moyen avec différentes interactions nucléaires effectives : les calculs RMF (Relativistic Mean Field) avec la force LN3, les calculs champ moyen tournant ou non utilisant des forces de type Skyrme (Skm*, Skp, Sly4) et différents traitements de l'appariement (BCS, transformation de Bogoliobov, force d'appariement constante ou dépendante de la densité) et approche au-delà du champ moyen avec la méthode de la coordonnée génératrice avec la force de Gogny et des extensions permettant d'inclure la rotation (Gaussian Overlap Approximation).

Type de calcul	^{192}Hg	^{194}Hg	^{194}Pb
RMF+LN3[30]	4,64	6	4,53
HF+BCS(Skm*) [31]	4,2	5	4,86
CHFB(Skm*+DDPI) [32]	4,7	5,5	4,7
CHFB(Sly4+DDPI) [32]	4,6	6,5	6,2
GCM+GOA+HFB(Gogny)[33]	5,08	6,49	4,53
Expérience	5,3(5) 6,1(9)	6,017($\pm 0,5\text{keV}$)	4,640($\pm 0,3\text{keV}$)

TAB. 1.3: *Energies d'excitation (en MeV) de l'état SD fondamental (tête de bande) des noyaux ^{192}Hg , ^{194}Hg et ^{194}Pb calculées avec plusieurs approches théoriques utilisant différentes forces nucléaires effectives. Ces résultats peuvent être comparés à l'énergie d'excitation expérimentale à spin nul obtenue par extrapolation de l'énergie mesurée au spin de désexcitation de l'état SD. L'énergie d'excitation expérimentale de ^{192}Hg a été établie à partir du continuum, et celles de ^{194}Hg et ^{194}Pb à partir des transitions de liens. Source : [15].*

Ce tableau illustre la difficulté à reproduire toutes les données expérimentales.

Les énergies d'excitation des états fondamentaux SD et des états ND permettent d'obtenir des informations précieuses sur les énergies de séparation de deux neutrons ou deux protons pour la matière nucléaire dans un état SD ou ND (cf. Figure 1.8). Ces quantités permettent d'accéder à la position et à l'amplitude des gaps dans les spectres de niveaux de particules individuelles dans les deux états de la matière. Par ailleurs, ces mêmes quantités (énergie et spin) pour un noyau impair permettent d'obtenir des informations pertinentes relatives au gap d'appariement neutron ou proton en comparant les masses des noyaux SD impairs et pairs voisins. Enfin, la connaissance des nombres quantiques des états SD est indispensable pour la compréhension du phénomène de bandes identiques. Cette mesure a permis, par exemple, d'établir pour la bande SD3 de ^{194}Hg [19] (identique à la bande SD fondamentale de ^{192}Hg) les spins et les parités. Elle a montré que deux bandes identiques n'ont pas la même parité, puisque celle de la bande SD3 est négative, alors que celle de ^{192}Hg est probablement positive.

Jusqu'à présent, plusieurs expériences portant sur l'étude de ^{192}Hg ont été menées auprès de différents multidétecteurs γ . En résumé, la bande SD yrast a été observée simultanément en

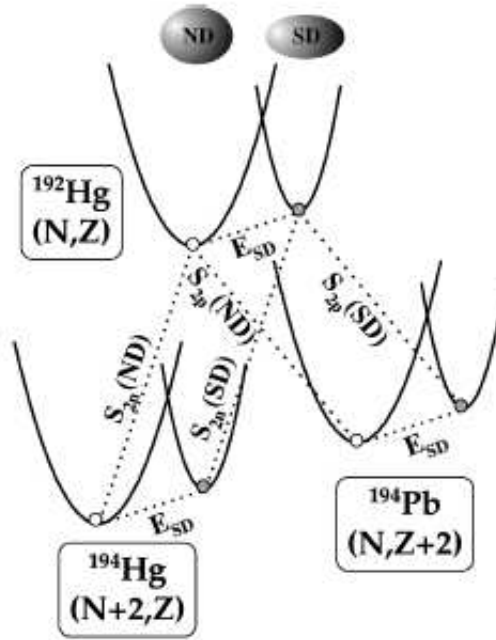


FIG. 1.8: Représentation schématique des énergies potentielles des noyaux de ^{192}Hg , ^{194}Hg et ^{194}Pb , des énergies d'excitation des états SD (E_{SD}) et des énergies de séparation de deux neutrons (S_{2n}) et deux protons (S_{2p}) dans les états fondamentaux ND et SD [32].

1990 dans deux expériences indépendantes menées à Berkeley[34] et Argonne[35] : dix-sept transitions séparées de 43 à 30keV ont été mesurées. L'intensité de la bande représente un peu moins de 2% de la voie de réaction. Le caractère E2 (quadrupolaire électrique) de ces transitions a été établi par l'équipe d'Argonne à partir des corrélations angulaires mesurées grâce aux spectres issus des détecteurs placés à $34,5^\circ$, 90° et $145,5^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau. Les Figures 1.9 et 1.10 (tirées de notre expérience) montrent la bande SD yrast et la première bande SD excitée mise en évidence pour la première fois dans deux expériences différentes [36, 37]. La Figure 1.11 présente les caractéristiques connues à ce jour de ces deux bandes¹.

Comme nous l'avons dit précédemment, les spins et énergies d'excitation des niveaux de la bande SD yrast n'ont pu être établis. Seule existe jusqu'à présent une estimation[35] du spin ($8\hbar$ avec une erreur supérieure à $2\hbar$) du niveau de plus basse énergie d'excitation et une mesure du moment d'inertie dynamique moyen $\mathfrak{S}^{(2)} = 112\hbar^2\text{MeV}^{-1}$. Une autre estimation du spin développée par J.A. Becker et al.[34] est basée sur la méthode de S.M. Harris[40]. Les travaux de T.L. Khoo et al.² et de A. Lopez-Martens[41] ont permis d'établir des candidats pour les transitions de lien discrètes, mais pas de les placer avec certitude dans le schéma de ^{192}Hg . Néanmoins, une méthode utilisée par R.G. Henry et al. [42] et T. Lauritsen et al. [43] a permis d'établir le spin moyen et l'énergie moyenne de désexcitation des états SD vers les états ND :

¹Les données Radware sont disponibles sur le site <http://radware.phy.ornl.gov>

²communication privée

c'est la méthode du quasicontinuum ou QC-method. Elle permet d'obtenir le nombre moyen de transitions par cascade de désexcitation ainsi que l'énergie moyenne évacuée depuis le dernier état SD jusqu'à l'état fondamental. Elle permet aussi d'isoler la composante quasi-continue du spectre de désexcitation afin d'extraire les quantités sus-citées.

A partir d'un spectre expérimental, tel celui de la Figure 1.9, on apporte les corrections de fonction de réponse du détecteur afin d'éliminer le fond Compton restant et ensuite on isole la composante relative à la désexcitation de la bande SD. Pour cela il faut :

- calculer la composante d'alimentation E1 en utilisant la méthode de Monte Carlo. C'est le spectre continu de forme exponentielle sur la Figure 1.12(a) ;
- mesurer la distribution angulaire afin d'isoler la composante statistique E2 (associée à l'alimentation) et la composante E2/M1 correspondant à la dernière étape de l'alimentation. Ce sont les deux bosses de la Figure 1.12(a) ;
- isoler les raies γ discrètes de la bande SD (Figure 1.12(b)) et les raies discrètes du schéma de niveaux à déformation normale alimentés par les états SD (Figure 1.12(d)).

Ceci permet de soustraire ces trois composantes au spectre expérimental initialement produit et donc d'isoler la composante de la désexcitation (Figure 1.12(c)).

Ainsi Henry et al. obtiennent une énergie d'excitation moyenne du puits SD $\langle E \rangle = 6,8 \pm 0,9 \text{ MeV}$ pour un spin moyen de $10\hbar$. T. Lauritsen et al. obtiennent les valeurs suivantes : $\langle E \rangle = 5,9 \pm 0,5 \text{ MeV}$ et $\langle I \rangle = 10,4 \pm 0,9\hbar$ en utilisant la même méthode, pour laquelle ils ont amélioré le code Monte Carlo en utilisant les données expérimentales du noyau ^{194}Hg dont les liens entre états SD et ND ont été identifiés et mesurés.

L'analyse du quasicontinuum, en utilisant d'autres méthodes de simulation avec la technique des fluctuations[41] a également permis de quantifier le nombre de chemins empruntés par le noyau SD lors de sa désexcitation. Il a été montré que le degré de fragmentation est très grand puisque cette analyse conduit à un nombre de chemins de désexcitation supérieur à 3000 [44].

Notre travail de thèse s'inscrit lui dans l'identification et la mesure précise des transitions de lien direct entre le puits superdéformé et le puits normalement déformé de ^{192}Hg , afin d'établir sans ambiguïté les spins, parités et énergie d'excitation des états SD de ce noyau.

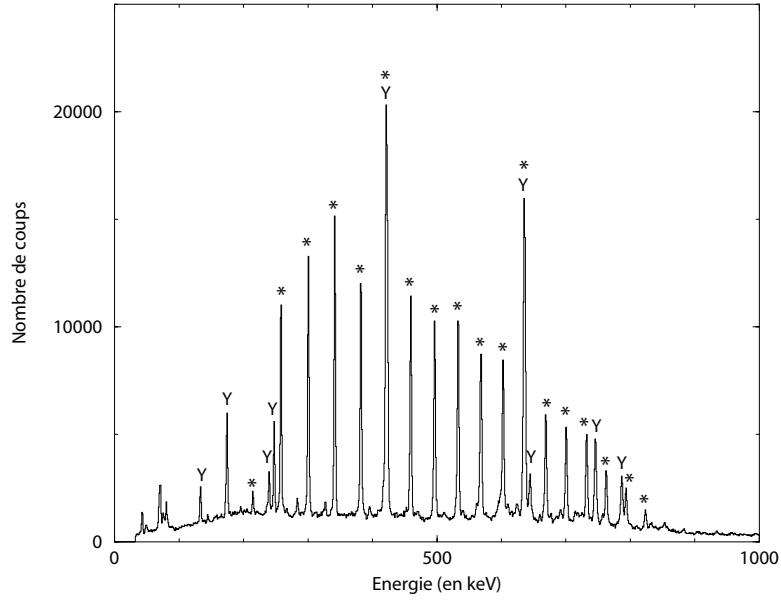


FIG. 1.9: *Spectre conditionné 3-fois (avec soustraction d'une partie du spectre 2-fois conditionné correspondant) montrant les transitions de la bande SD yrast (*) et les transitions ND en coïncidence (Y) de ^{192}Hg .*

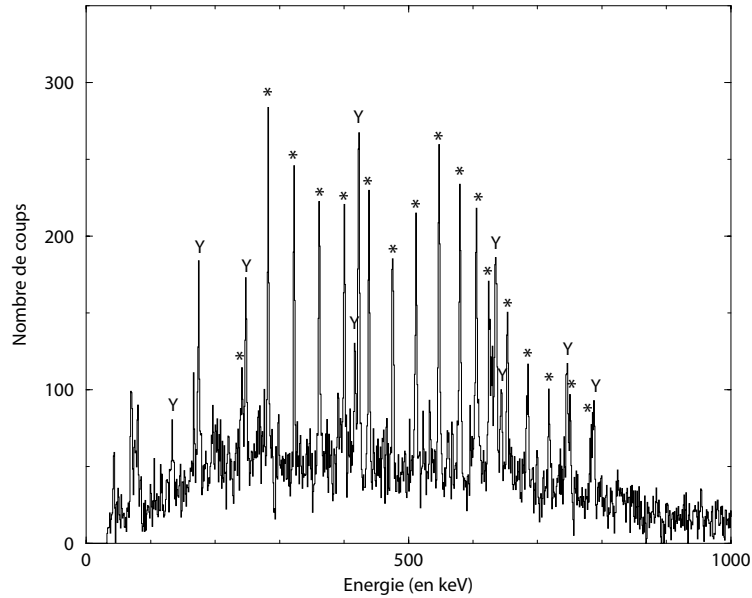


FIG. 1.10: *Spectre conditionné 3-fois (avec soustraction d'une partie du spectre 2-fois conditionné correspondant) montrant les transitions de la première bande SD excitée (*) et les transitions ND en coïncidence (Y) de ^{192}Hg .*

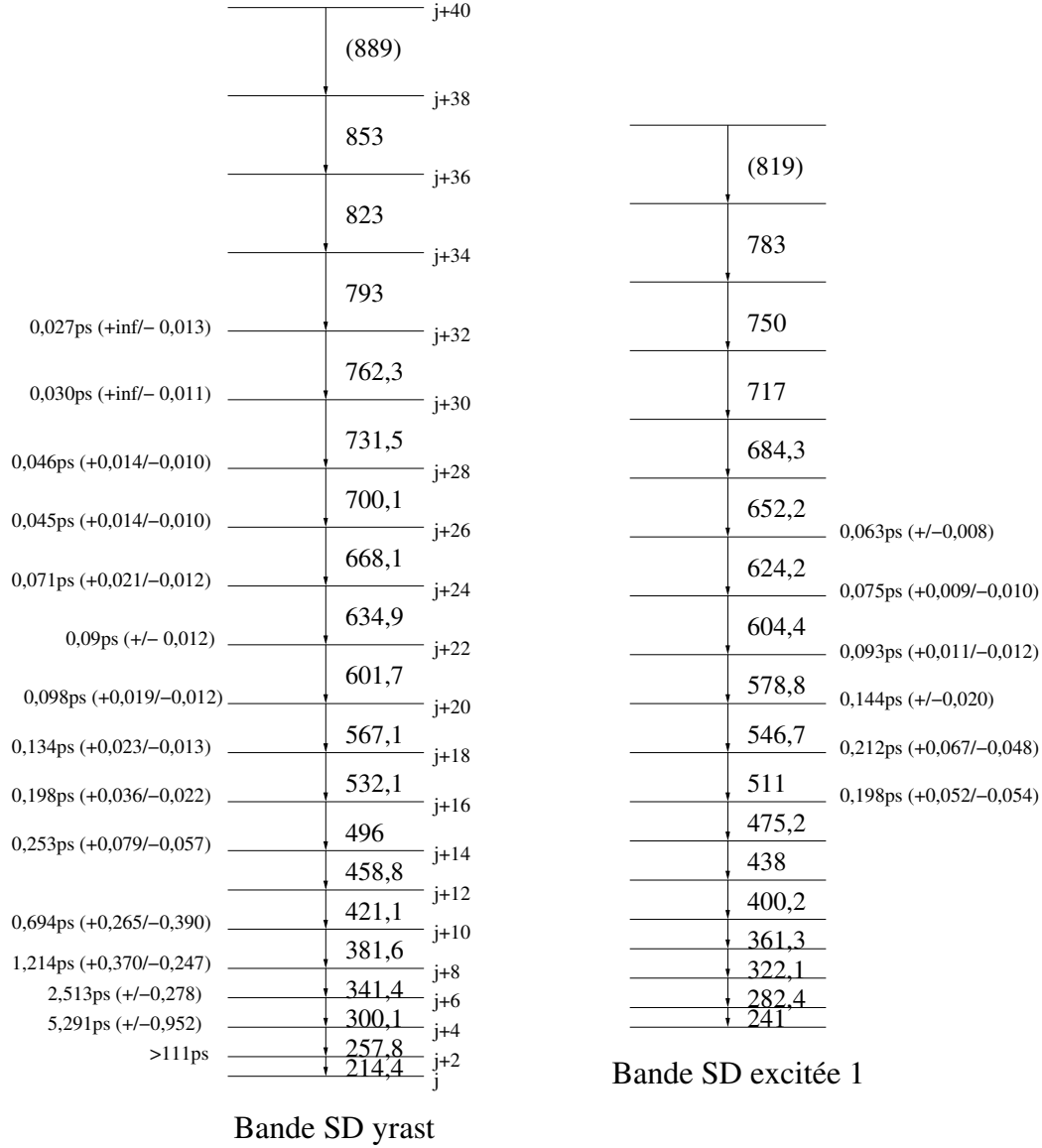


FIG. 1.11: Schéma des bandes superdéformées yrast et excitée de ^{192}Hg . Les énergies des transitions sont issues des données Radware, exprimées en keV. Les temps de vie sont issus des références [38] et [39].

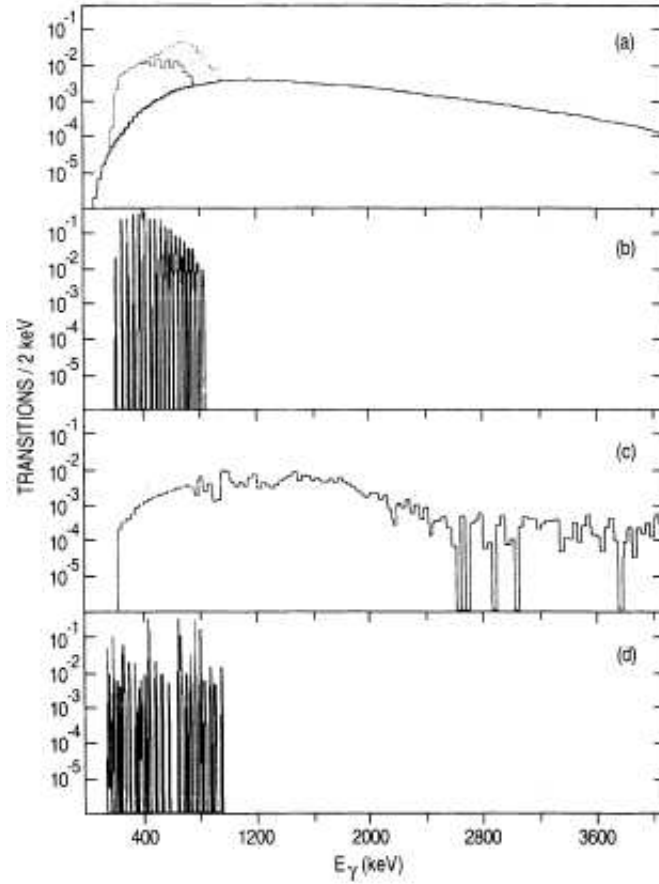


FIG. 1.12: Composantes du spectre expérimental de ^{192}Hg . (a) Contribution des transitions alimentant les états SD. (b) Contribution des transitions entre niveaux de la bande SD. (c) Contribution des transitions liant les états SD aux états ND. (d) Contribution des transitions entre niveaux ND situés au-dessus des états yrast et les niveaux ND yrast [42].

Chapitre 2

Techniques expérimentales

2.1 Mode de production des noyaux à haut moment angulaire et désexcitation du noyau composé

2.1.1 Réaction de fusion-évaporation

Les noyaux superdéformés sont formés à partir de réactions de fusion-évaporation, qui ont la particularité d'apporter beaucoup de moment angulaire au noyau composé. Dans nos deux expériences, un faisceau de ^{36}S délivré par l'accélérateur électrostatique Vivitron de Strasbourg a été envoyé sur la cible de ^{160}Gd pour produire du ^{196}Hg .

Les atomes du faisceau et de la cible fusionnent pour donner un noyau composé dans un état excité à haut moment angulaire. Le noyau ainsi formé se désexcite soit par fission, soit par évaporation de particules légères suivie de l'émission de photons γ (cf. Figure 2.1). Les noyaux de ^{196}Hg ont ainsi produit des noyaux de ^{192}Hg par évaporation de 4 neutrons.

Pour obtenir le moment angulaire maximal ℓ_{max} (valeur limite avant fission), il convient de bien sélectionner l'énergie du faisceau et de choisir judicieusement le couple cible-projectile. Pour l'estimer, nous disposons de la relation suivante :

$$\ell_{max} = 0,219(R_{faisceau} + R_{cible}) [\mu(E_{CM} - V_{Cb})]^{1/2} \quad (2.1)$$

R_i : rayon nucléaire, $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ en fm, $r_0=1,2\text{fm}$.

μ : masse réduite du système faisceau-cible, $\mu = A_{faisceau} \cdot A_{cible} / (A_{faisceau} + A_{cible})$.

E_{CM} : énergie du système dans le centre de masse, $E_{CM} = E_{faisceau} \cdot A_{cible} / (A_{faisceau} + A_{cible})$.

V_{Cb} : hauteur de la barrière coulombienne, $V_{Cb} = 1,44 \cdot Z_{faisceau} Z_{cible} / (R_{faisceau} + R_{cible} + d)$.

d : paramètre de diffusion, $d=2\text{fm}$.

Le noyau de $^{192}_{80}\text{Hg}$ a été produit par la réaction $^{160}_{64}\text{Gd}(^{36}_{16}\text{S}, 4n)$ à une énergie de 162MeV, ce qui permet de produire des noyaux à un moment angulaire maximal de $60\hbar$. Le code de simulation

PACE2[45] donne pour cette réaction la valeur $\ell_{max}=51\hbar$.

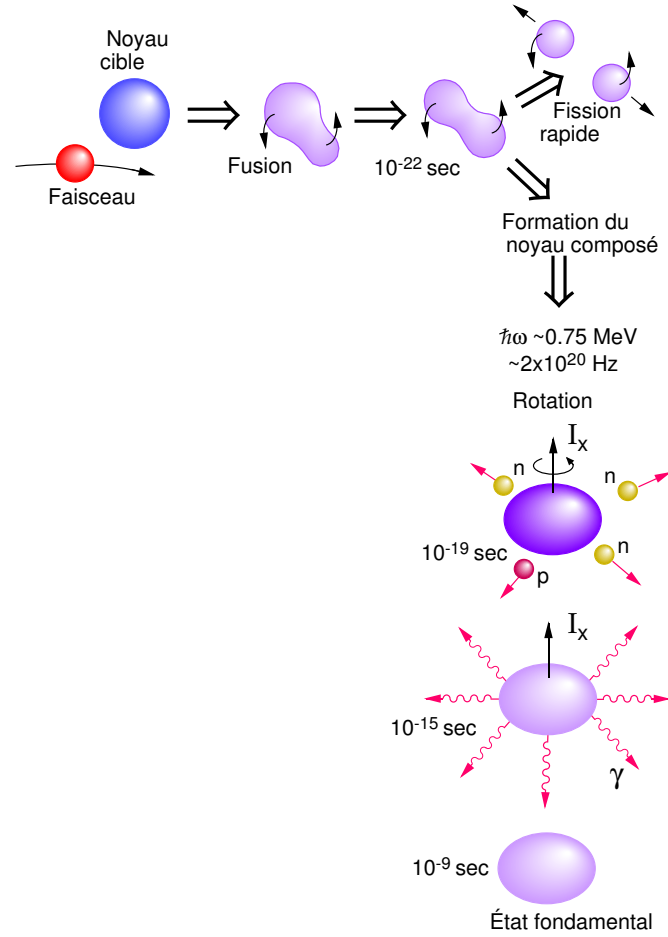


FIG. 2.1: *Principe de la réaction de fusion-évaporation et de la désexcitation du noyau composé.*

2.1.2 Désexcitation du noyau composé

Une fois formé, le noyau composé va commencer à se désexciter. Il émet d'abord des particules légères (principalement des neutrons, mais aussi des protons et des particules α) qui ont la particularité d'emporter beaucoup d'énergie (~ 10 MeV/neutron) et peu de moment angulaire. Lorsque le noyau n'a plus assez d'énergie pour émettre des particules, il poursuit son refroidissement en émettant du rayonnement γ . Schématiquement, quatre types de transitions sont émises successivement :

- des transitions γ discrètes d'énergie élevée (10 à 15 MeV). Elles entrent en compétition avec l'émission de particules légères, avec toutefois une fréquence d'environ une toutes les 2000 cascades en moyenne[46]. De telles transitions sont associées à des résonances dipolaires géantes (GDR) bâties sur des états excités du noyau composé.

- des transitions dites “statistiques”, car provenant de zones où la densité de niveaux est très élevée. Leur nature est essentiellement dipolaire électrique (E1) : elles refroidissent le noyau en emportant peu de moment angulaire.
- des transitions distribuées sur plusieurs bandes collectives qui emportent une grande partie du moment angulaire et peu d’énergie cinétique, du fait de leur nature essentiellement quadrupolaire électrique (E2). Elles forment un continuum.
- enfin, le noyau finit sa désexcitation par l’émission de raies discrètes, de nature collective ou non, d’énergie comprise entre $\sim 100\text{keV}$ et 4MeV , que l’on peut résoudre expérimentalement grâce aux spectromètres $4\pi\gamma$. Ces transitions suivent ou non ce que l’on appelle la ligne yrast, c’est-à-dire l’ensemble des niveaux de spin minimum pour une énergie d’excitation donnée. Ce sont ces transitions qui font l’objet de notre présente étude.

Pour étudier ces raies, nous avons donc besoin d’un système de détection adapté. Nous décrirons dans un premier temps les interactions photons γ -matière et les sections efficaces correspondantes, ainsi que les interactions e^+/e^- -matière. Ces dernières particules entrent en effet en jeu lors des interactions γ -matière et sont, dans un détecteur, vecteur de l’énergie déposée par le photon incident. De ce fait, cette description sera très utile pour aborder la partie consacrée à la R&D d’AGATA. Nous présenterons ensuite les moyens de détection utilisés en spectroscopie γ , à savoir les détecteurs à semi-conducteur au germanium, ainsi que leurs principes et caractéristiques.

2.2 Interactions rayonnement γ -matière

Les photons d’énergie comprise entre quelques dizaines de keV et 10MeV qui nous intéressent ici interagissent essentiellement avec la matière par effet photoélectrique, effet Compton et création de paire e^+e^- , comme schématisé sur la Figure 2.2.

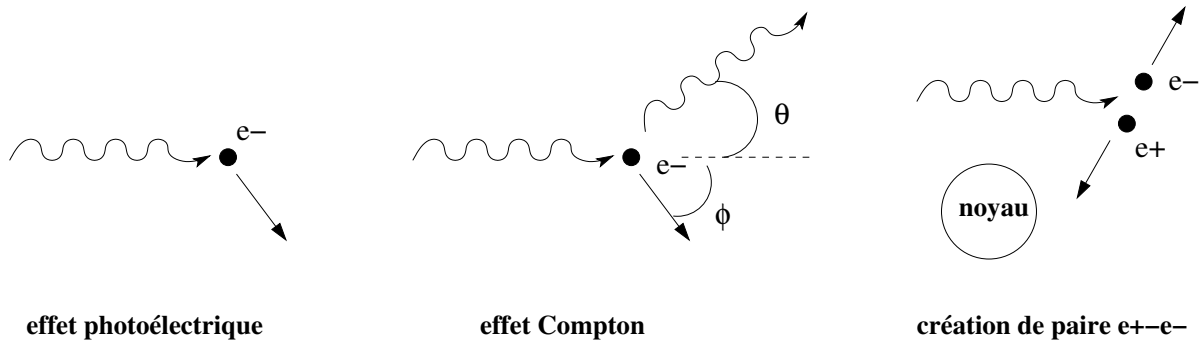


FIG. 2.2: Représentation schématisée des 3 types d’interaction γ -matière.

L’importance relative de ces trois effets en fonction de l’énergie du photon dans le germanium est indiquée sur la Figure 2.3.

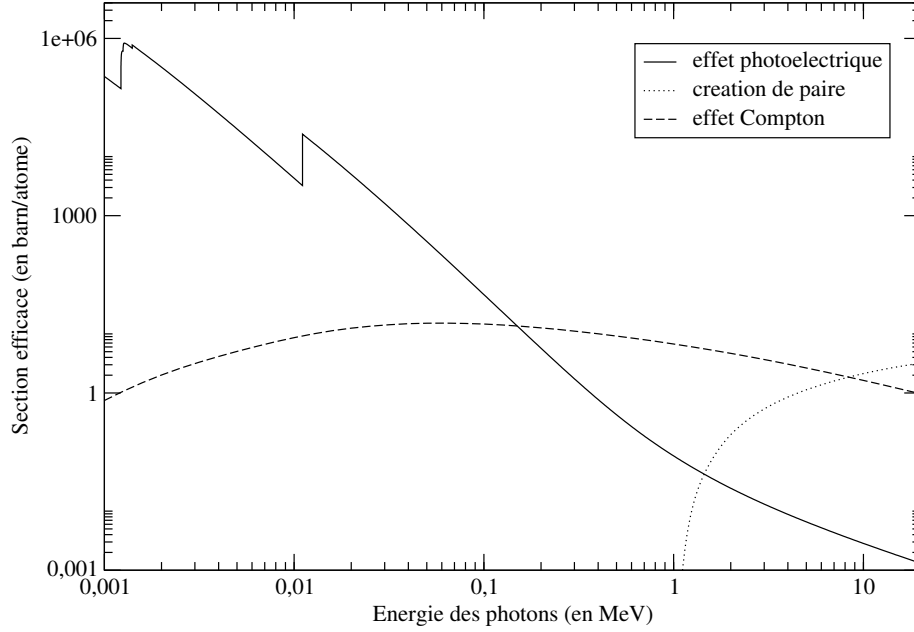


FIG. 2.3: *Sections efficaces des 3 principaux processus d'interaction photon-matière en fonction de l'énergie du photon dans du germanium [47].*

2.2.1 Effet photoélectrique

Si un photon arrivant sur un atome possède une énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie de liaison B_e d'un électron de cet atome, il peut alors lui céder toute son énergie. L'électron est alors éjecté de l'atome, avec une énergie cinétique $T = h\nu - B_e$. Dans 80% des cas, l'interaction a lieu avec un électron de la couche K (énergie de la couche K $\sim 10\text{keV}$ dans Ge), mais elle peut également avoir lieu avec un e^- des autres couches L, M, ...

Le calcul de la section efficace est complexe, car il nécessite la résolution de l'équation de Dirac pour un électron lié. Il n'existe pas de solution exacte couvrant toutes les valeurs de Z , et pour toutes les énergies. Indiquons seulement ici que, dans le germanium, l'effet photoélectrique est dominant pour des photons d'énergie comprise entre 1keV et 150keV environ, comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.3.

2.2.2 Effet Compton

Cet effet correspond à la diffusion inélastique d'un photon d'énergie $h\nu$ sur un électron lié du cortège électronique d'un atome. Après interaction, le photon possède une énergie $h\nu' < h\nu$ et suit une trajectoire faisant un angle θ avec la direction du photon incident. L'électron est éjecté avec une énergie cinétique $T = h\nu - h\nu'$ et un moment $\vec{p}$, suivant une trajectoire faisant un angle ϕ avec la direction du photon incident (cf. Figure 2.2).

La conservation de l'impulsion et celle de l'énergie nous permettent d'obtenir l'expression sui-

vante pour l'énergie du photon diffusé :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + a(1 - \cos \theta)} \quad (2.2)$$

avec $a = \frac{h\nu}{m_e c^2}$, $h\nu$ l'énergie du photon incident et $h\nu'$ son énergie après diffusion.

La section efficace différentielle de collision entre un photon polarisé linéairement et un électron libre a été calculée par O. Klein et Y. Nishina en 1928[48]. Pour mener à bien ce calcul, les deux auteurs ont utilisé la théorie de Dirac de l'électron.

L'expression obtenue pour un photon incident polarisé linéairement est [49] :

$$\frac{d\sigma_{compt}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{4} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - 2 + 4 \cos^2 \Theta \right) \quad (2.3)$$

avec $d\Omega$ l'élément d'angle solide dans lequel est diffusé le photon, Θ l'angle entre le vecteur champ électrique du photon incident et celui du photon diffusé et r_e le rayon classique de l'électron.

Dans le cas d'un photon non polarisé, l'expression (2.3) devient [49] :

$$\frac{d\sigma_{compt}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2 \theta \right) \quad (2.4)$$

Cette expression est connue sous le nom de formule de Klein-Nishina. Si l'on trace $d\sigma_{compt}/d\Omega$ en fonction de θ et pour différentes valeurs de $h\nu/m_e c^2$ (Figure 2.4), nous constatons que plus le photon incident est énergétique, plus le photon diffusé est émis vers l'avant. Cette propriété sera exploitée dans l'élaboration des algorithmes de reconstruction de trajectoires.

L'effet Compton, comme le montre la Figure 2.3, est d'une grande importance dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, puisque sa section efficace intégrée sur θ est le phénomène dominant dans le germanium pour des photons d'énergie comprise entre 150keV et 8MeV.

2.2.3 Création de paires e^+e^-

Sous l'action du champ créé par un noyau atomique, un photon d'énergie $h\nu$ peut se matérialiser en une paire e^+e^- , chacun des leptons ayant une énergie au repos $m_e c^2$ et une énergie cinétique T_+ pour e^+ et T_- pour e^- . Ainsi la création d'une paire ne peut avoir lieu que pour des photons d'énergie $h\nu > 2m_e c^2$. La création de paire peut aussi se produire sous l'action du champ d'un électron atomique. Une large partie de l'énergie est alors transférée à cet électron : on parle dans ce cas de la création d'un triplet ($2e^-$ et $1e^+$). Pour former un triplet, le photon incident doit avoir une énergie $h\nu > 4m_e c^2$.

La section efficace de création de paire e^+e^- dans le germanium devient importante à partir d'une énergie γ d'environ 2,5MeV et est le processus le plus probable au-dessus de $E_\gamma=8\text{MeV}$, comme le montre la Figure 2.3.

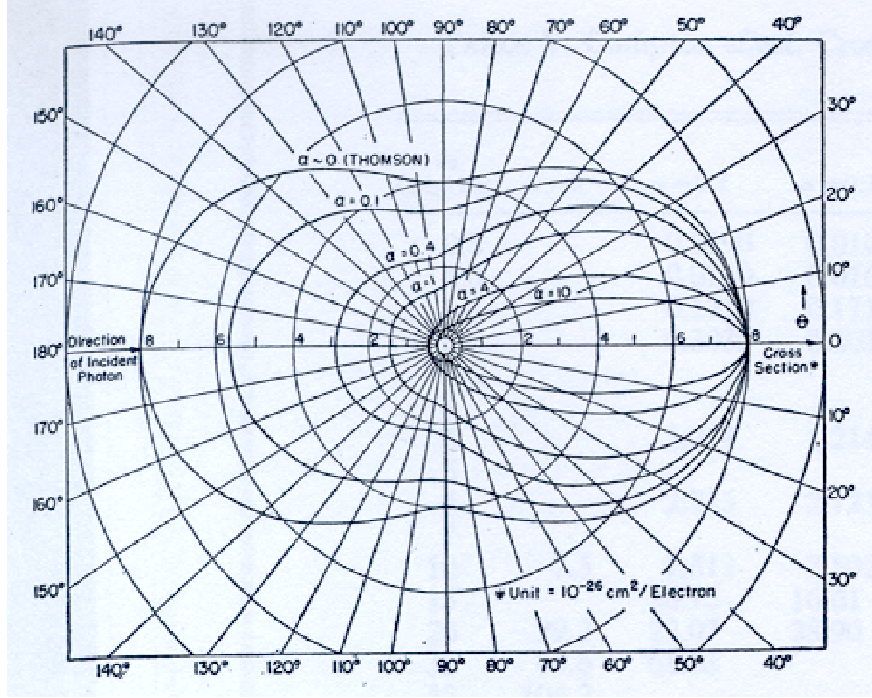


FIG. 2.4: *Evolution de $d\sigma_{\text{compt}}/d\Omega$ en fonction de θ et pour différentes valeurs de $a = h\nu/m_e c^2$ [50].*

Dans les détecteurs, les vecteurs des dépôts d'énergie constituant les signaux électriques mesurés sont les particules chargées et leurs interactions dans le milieu. Lors des interactions photon-matière, ce sont les électrons et les positons qui sont ces vecteurs. Nous nous intéressons donc maintenant aux interactions e^-/e^+ avec la matière.

2.3 Interactions électrons/positons-matière

Les électrons et positons étant des particules chargées légères, elles effectuent de multiples interactions dans la matière (de l'ordre de 10^4 pour un e^- d'énergie cinétique de 1MeV) avant d'être absorbées dans le milieu matériel.

Les interactions qu'ils subissent sont de deux types :

- inélastiques (perte d'énergie pour la particule) sur les e^- du cortège électronique des atomes du milieu (excitation, ionisation) ou dans le champ Coulombien d'un noyau (bremsstrahlung) ;
- élastiques : collisions multiples avec les noyaux ou les électrons atomiques (seulement si la particule incidente a une énergie cinétique inférieure à 100 eV). La perte d'énergie pour l' e^-/e^+ est négligeable, en revanche la particule est déviée de sa trajectoire : c'est ce type de collisions qui explique la trajectoire sinueuse des e^-/e^+ .

2.3.1 Excitation et ionisation

Les collisions inélastiques à faible transfert d'énergie sont favorisées [49] : elles sont qualifiées de “douces” (soft collisions) et sont à l'origine de l'excitation des atomes du milieu. Les collisions dites “dures” (hard collisions) sont, elles, à l'origine de l'ionisation des atomes du milieu. L'énergie transférée peut-être telle que les électrons arrachés ionisent à leur tour le milieu : ces électrons sont appelés rayons δ .

Une notion qui nous intéresse particulièrement est celle de perte d'énergie par unité de longueur ou “pouvoir d'arrêt” (stopping power), noté dE/dx . D'elle, nous pouvons déduire le libre parcours moyen des électrons (noté λ) dans le milieu, qui est nécessaire aux simulations que nous avons effectuées avec le code GEANT4 ainsi qu'aux algorithmes de reconstruction de trajectoire que nous présenterons dans la partie consacrée à AGATA.

Les calculs, essentiellement menés par H.A. Bethe et F. Bloch, utilisent la section efficace de N.F. Mott : $d\sigma/d\Omega$. Les expressions de la section efficace et du pouvoir d'arrêt peuvent être consultées dans la référence [51]. Nous nous contenterons ici d'indiquer que dE/dx est proportionnel à $\ln(1/I)$, où n est le nombre d'électrons par unité de volume et I l'énergie d'excitation moyenne de l'atome de numéro atomique Z .

Le libre parcours moyen pour l'excitation et l'ionisation se déduit du pouvoir d'arrêt par l'expression :

$$\lambda = \lambda_0(E_{min}) + \int_{E_{min}}^{E_0} \left(\frac{dE}{dX} \right)^{-1} dE \quad (2.5)$$

E_{min} est l'énergie minimale au-dessous de laquelle la formule de Bethe n'est plus valable.

E_0 est l'énergie initiale de l'électron.

λ_0 est le libre parcours moyen déterminé empiriquement pour $E < E_{min}$.

2.3.2 Bremsstrahlung

L'électron incident interagit avec le champ Coulombien ou le champ nucléaire des atomes du milieu qui le freine. Il perd alors de l'énergie sous forme d'émission de photons.

L'aspect théorique a été traité essentiellement par H.A. Bethe et W. Heitler et l'expression des sections efficaces et les calculs associés sont détaillés dans [51]. Nous nous contentons ici d'indiquer que le pouvoir d'arrêt radiatif est proportionnel à EZ^2 , où E est l'énergie de l'électron et Z le numéro atomique.

Comparaison collision-bremsstrahlung et Energie critique

Rappelons que la perte d'énergie par radiation varie comme EZ^2 alors que la perte d'énergie par collision varie comme $Z\ln E$ (pour $E > 0,5\text{MeV}$). On peut alors définir une énergie critique E_c telle que à E_c :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}.$$

$E > E_c$: perte par bremsstrahlung dominante

$E < E_c$: perte par collision dominante

La Figure 2.5 représente les pouvoirs d'arrêt de collision inélastique, radiatif et total des e^- dans le germanium. L'énergie critique est au point de concours des courbes rouge et verte et est égale à environ 22MeV.

2.3.3 Collision élastique

La théorie classique a été élaborée, comme dans le cas des collisions inélastiques, par E. Rutherford (cf. [49] pour une présentation détaillée de la théorie) puis raffinée par N.F. Mott et G. Molire [52] pour tenir compte de l'effet d'écran. Elle s'applique dans le cas d'une particule incidente dont la masse M_1 est négligeable devant la masse M_2 de la cible fixe, ce qui est le cas d'un électron envoyé sur un noyau.

La section efficace est proportionnelle à $1/(E^2 \times \sin^4(\theta/2))$: les collisions élastiques se font donc à basse énergie cinétique E et privilégient les faibles déviations (θ petit). Ce sont ces collisions multiples (pas de perte d'énergie) qui expliquent la trajectoire tortueuse des électrons dans la matière.

La Figure 2.6 représente le parcours projeté des e^- dans le germanium, en prenant en compte toutes les interactions que nous venons de présenter.

2.4 Moyens de détection des photons γ : scintillateurs et détecteur au germanium

Les multidétecteurs 4π de la génération actuelle, EUROBALL [53] (qui fut le spectromètre utilisé lors de l'expérience qui fait l'objet de cette thèse et que nous présenterons plus loin) et GAMMASPHERE [54], utilisent des détecteurs au germanium entourés d'enceintes anti-Compton en BGO (germanate de bismuth). Nous présenterons succinctement les scintillateurs en BGO et nous arrêterons plus longuement sur les détecteurs germanium. Le multidétecteur AGATA, dont un travail de R&D fait l'objet de la seconde partie de ce mémoire, sera en effet composé exclusivement de détecteurs au germanium ; il nous apparaît donc important de les présenter plus en détail.

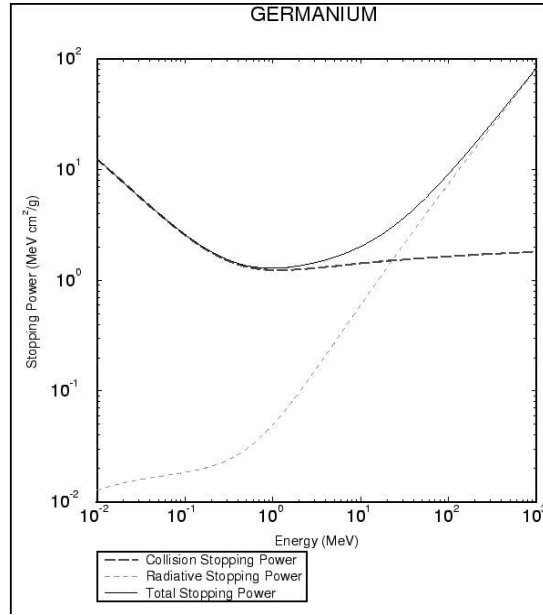


FIG. 2.5: *Pouvoir d'arrêt des électrons dans le germanium en fonction de leur énergie initiale. En rouge, le pouvoir d'arrêt de collision. En vert, le pouvoir d'arrêt radiatif (bremsstrahlung). En noir, le pouvoir d'arrêt total. Source : base de données ESTAR du National Institute of Standards and Technology.*

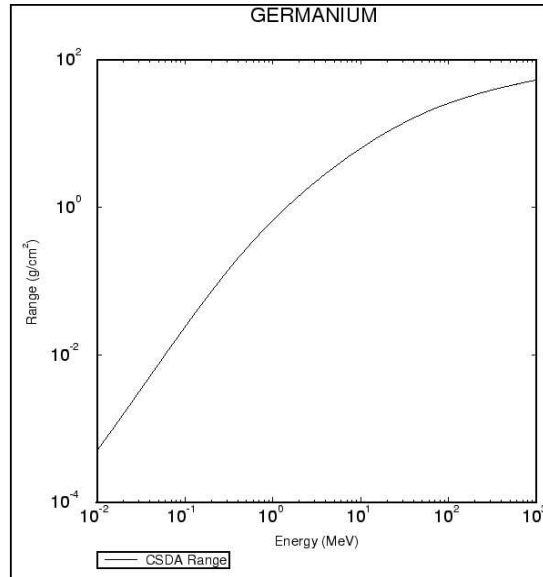


FIG. 2.6: *Parcours projeté des électrons dans le germanium, calculé selon la méthode Continuous Slowing Down Approximation. Source : base de données ESTAR du National Institute of Standards and Technology.*

2.4.1 Les scintillateurs

Le principe de fonctionnement des scintillateurs est relativement simple : lorsqu'une particule ou un photon dépose tout ou une partie de son énergie, le matériau scintillant est excité à l'endroit de l'interaction et se désexcite en émettant des photons. Ces photons sont ensuite convertis en signal électrique par l'intermédiaire d'un tube photomultiplicateur, dont le rôle est également amplificateur.

Les scintillateurs en BGO sont de type inorganique, comme les scintillateurs en NaI(Tl) (iodure de sodium dopé au thallium) qui sont les premiers scintillateurs inorganiques à avoir été employés et qui servent toujours de référence pour tous les détecteurs (scintillateurs et détecteurs semi-conducteurs). S'il a des caractéristiques moyennes, quant à sa résolution en énergie, par rapport au NaI(Tl), le BGO se distingue surtout par sa forte densité ($7,13\text{g/cm}^3$) qui lui confère un grand pouvoir d'absorption. C'est la raison pour laquelle il est employé dans les boucliers anti-Compton, son encombrement étant plus réduit qu'un autre scintillateur pour la même efficacité d'absorption. Nous présenterons succinctement le principe de fonctionnement de ces boucliers ultérieurement.

2.4.2 Les détecteurs au germanium

Le germanium est, comme le silicium, un matériau semi-conducteur. Ces atomes sont tétravalents, c'est-à-dire qu'ils peuvent se lier à quatre autres atomes par des liaisons électroniques simples. Ses principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau 2.1. Nous rappelons en Annexe A certains principes et caractéristiques des semi-conducteurs et présentons ici les notions utiles pour la suite de notre exposé.

Principe de détection dans un semi-conducteur

Lorsqu'un photon ou une particule interagit dans la zone de déplétion du détecteur, il communique tout ou partie de son énergie au cristal, sous forme de phonons (vibrations du réseau cristallin), et aux e^- des couches de valence pour former des paires e^- -trous.

L'énergie moyenne de création d'une paire est de $3,81\text{eV}$ dans le silicium et de $2,96\text{eV}$ dans le germanium à 77K . A titre de comparaison, il faut environ 30eV pour créer une paire dans un détecteur gazeux. L'avantage de cette propriété est double :

- meilleure résolution en énergie, due à une plus faible fluctuation statistique relative du nombre de porteurs de charge, puisqu'ils sont plus nombreux ;
- meilleure détection des faibles énergies, en rapport avec la résolution.

Sous l'action du champ électrique régnant dans la zone déplétée, les porteurs migrent vers les électrodes : e^- vers la jonction N (anode) et les trous vers la jonction P (cathode). Leur déplacement induit une charge sur chacune des électrodes.

Si la distance entre les deux électrodes est d , x_0 la position de la création d'une paire, μ_n et μ_p les mobilités des porteurs et τ la durée de vie d'un porteur avant recombinaison ($\tau = \rho\epsilon$, ρ étant la résistivité du matériau et ϵ sa permittivité), la charge induite en fonction du temps

	Ge
Numéro atomique	32
Masse atomique (u.m.a)	72,60
Densité à 300K (g/cm ³)	5,32
Densité atomique (atomes/cm ³)	$4,41 \times 10^{22}$
Constante diélectrique (relative à celle du vide)	16
E_{gap} à 300K (eV)	0,665
E_{gap} à 0K (eV)	0,746
Densité intrinsèque des porteurs de charge à 300K (cm ⁻³)	$2,4 \times 10^{13}$
Mobilité intrinsèque à 300K ($\Omega \cdot \text{cm}$)	47
μ_{e^-} à 300K (cm ² /V.s)	3900
μ_h à 300K (cm ² /V.s)	1900
μ_{e^-} à 77K (cm ² /V.s)	$3,6 \times 10^4$
μ_h à 77K (cm ² /V.s)	$4,2 \times 10^4$
Energie de création de paire e ⁻ -trou à 77K (eV)	2,96
Facteur de Fano à 77K	0,129 [55]
	0.08 [56]
	0,057 - 0,064 [57]
	0,058 [58]
	< 0,11 [59]

TAB. 2.1: *Caractéristiques du germanium intrinsèque*[60].

par chacun des porteurs est :

$$Q_n(t) = -\frac{e}{d}x_0 \left(1 - \exp\left(\frac{\mu_n t}{\mu_p}\right)\right), \quad Q_p(t) = -\frac{e}{d}x_0 \left(1 - \exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (2.6)$$

Le courant se déduit en dérivant chaque expression par rapport à t :

$$I_n(t) = \frac{e}{d}x_0 \frac{\mu_n}{\mu_p} \exp\left(\frac{\mu_n t}{\mu_p}\right), \quad I_p(t) = \frac{e}{d\tau}x_0 \exp\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.7)$$

et en faisant la somme des deux termes puisque $I=I_n+I_p$.

Principe de fonctionnement d'un détecteur au germanium

Ce type de détecteur est surtout employé en spectroscopie γ : son numéro atomique Z plus élevé que celui du silicium, ainsi que la possibilité de fabriquer des cristaux de gros volume lui confère un meilleur pouvoir d'absorption.

L'important pour la détection est d'avoir une zone déplétée la plus large possible. Les deux seuls paramètres sur lesquels nous pouvons agir en ce sens sont la tension de polarisation et la concentration en impuretés. La tension maximale que l'on peut appliquer est de l'ordre de quelques milliers de volts. La concentration en impuretés doit se rapprocher de celle d'un

détecteur intrinsèque (pour du germanium à température ambiante, $n_i=p_i=2,4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, avec n_i et p_i les concentrations respectivement en électrons et trous dans du germanium intrinsèque [61]). La technique des cristaux de germanium ultra-pur, noté HPGe, permet d'obtenir ces caractéristiques.

Les détecteurs que nous avons utilisés ont une géométrie coaxiale. L'avantage par rapport à la géométrie planaire est la possibilité de produire des cristaux de gros volume ($10\text{-}30\text{cm}^3$ pour la géométrie planaire, 750cm^3 pour la géométrie coaxiale), ainsi que leur faible capacité (donc un bruit électronique dû au détecteur plus faible).

La Figure 2.7 montre la géométrie de tels détecteurs et l'effet de la position radiale de l'interaction sur la collecte des charges $Q(t)$. Les trois courbes présentent deux pentes :

- l'interaction (1) a lieu à mi-chemin entre l'anode et la cathode. La première pente correspond à la collection simultanée des électrons et des trous. Les électrons se déplaçant plus rapidement dans le cristal, il en résulte que, lorsqu'ils sont entièrement collectés par l'anode, les trous continuent à migrer vers la cathode ; d'où le changement de pente, plus faible, observé ;
- l'interaction (2) est beaucoup plus proche de la cathode : les trous seront donc collectés avant les électrons. Le changement de pente correspond à la collecte complète des trous sur la cathode ;
- l'interaction (0) a lieu beaucoup plus proche de l'anode : les électrons seront donc collectés avant les trous. Le changement de pente correspond à la collecte complète des électrons sur l'anode.

Résolution en énergie

Pour un rayonnement γ monoénergétique, la largeur à mi-hauteur totale d'une raie W_T a trois composantes telles que :

$$W_T^2 = W_D^2 + W_X^2 + W_E^2.$$

W_D représente la largeur due aux fluctuations statistiques inhérentes au détecteur.

$$W_D^2 = (2,35)^2 F e_i E_\gamma$$

avec F le facteur de Fano (facteur empirique tenant compte du fait que la distribution du nombre de charges créées ne suit pas la loi de Poisson), e_i l'énergie nécessaire pour créer une paire e^- -trou et E_γ l'énergie du photon incident. A titre d'exemple pour le germanium, avec $F=0,08$, $e_i=2,96\text{eV}$ et $E_\gamma=1332\text{keV}$, la contribution des fluctuations à la largeur du pic est de $1,32\text{keV}$.

W_X résulte de la collection incomplète des porteurs de charges (recombinaisons et piégeage des charges ou "trapping"). Celle-ci est particulièrement importante pour les cristaux de gros volume et faibles champs électriques. Cette largeur est déterminée expérimentalement en mesurant la largeur d'une raie pour différentes tensions appliquées, en retirant la contribution du bruit électronique et en extrapolant la largeur pour un champ infini, car dans de telles conditions nous sommes sûrs que la largeur totale repose sur ses trois composantes.

W_E regroupe les élargissements de raies dus à l'ensemble de l'électronique placée en aval du détecteur. Cette largeur est déterminée en branchant un générateur d'impulsion très stable en amplitude en entrée du préamplificateur, et ce en maintenant le détecteur connecté (afin de rester dans les conditions d'utilisation). On mesure ensuite la largeur de la raie obtenue en sortie de la chaîne électronique.

Les courbes de la Figure 2.8 donnent les valeurs de ces différentes composantes en fonction de l'énergie pour un cristal de germanium ultra-pur de 86cm^3 [63].

En conditions expérimentales, d'autres facteurs s'ajoutent à la dégradation de la résolution en énergie du détecteur. Lors du bombardement par les ions lourds, le noyau composé est produit avec une vitesse de recul v_R . Il peut arriver que la désexcitation du noyau et l'émission des γ se fassent alors que le noyau de recul est encore en mouvement. Les énergies des photons que l'on mesure sont alors de la forme (cas non relativiste) :

$$E_\gamma(\theta) = E_0(1 + \frac{v_R}{c} \cos \theta) \quad (2.8)$$

avec E_0 l'énergie du photon dans le système de référence lié au noyau et θ l'angle entre l'axe du faisceau et le détecteur. Ce déplacement des raies γ est dû à l'effet Doppler. Il est d'autant plus important pour les compteurs positionnés près de 0° ou 180° .

Outre le décalage en énergie des raies, l'effet Doppler dégrade la résolution. L'élargissement des raies ΔE_γ dû à l'effet Doppler dépend de la distribution de la vitesse de recul (Δv_R), de la distribution angulaire du noyau de recul par rapport à l'axe du faisceau ($\Delta \theta_R$) et de l'ouverture angulaire du détecteur ($\Delta \theta$) (Figure 2.9).

Nous supposons ici les trois distributions uniformes. La contribution $\Delta E_\gamma^{\Delta v_R}$ de la variation de v_R s'exprime alors par :

$$\Delta E_\gamma^{\Delta v_R} = \frac{E_0}{c} \cos \theta_R \Delta v_R \quad (2.9)$$

L'élargissement $\Delta E_\gamma^{\Delta \theta}$ dû à l'ouverture angulaire du détecteur s'écrit :

$$\Delta E_\gamma^{\Delta \theta} = 2E_0 \frac{v_R}{c} \sin \theta \sin \Delta \theta \quad (2.10)$$

Cet effet est d'autant plus important que les détecteurs sont placés proche de $\theta=90^\circ$.

De même, la contribution $\Delta E_\gamma^{\Delta \theta_R}$ de la variation de l'angle θ_R s'exprime ainsi :

$$\Delta E_\gamma^{\Delta \theta_R} = 2E_0 \frac{v_R}{c} \sin \theta_R \Delta \theta_R \quad (2.11)$$

L'élargissement total des raies ΔE_γ sera donc la contribution de l'élargissement provenant du détecteur et de son électronique, et la contribution de l'effet Doppler :

$$\Delta E_\gamma^2 = W_T^2 + (\Delta E_\gamma^{\Delta v_R})^2 + (\Delta E_\gamma^{\Delta \theta_R})^2 + (\Delta E_\gamma^{\Delta \theta})^2 \quad (2.12)$$

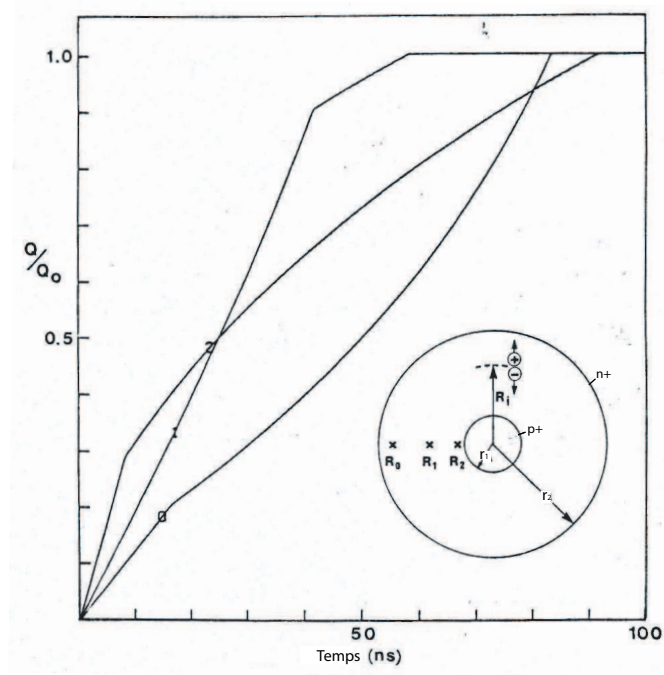


FIG. 2.7: Coupe schématique d'un détecteur coaxial et évolution de la valeur de la charge aux bornes des électrodes en fonction du temps et de la position radiale de l'interaction dans le cristal[62].

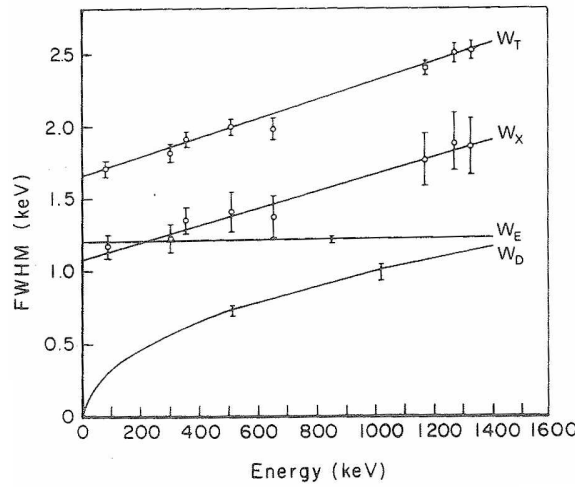


FIG. 2.8: Variation de la largeur à mi-hauteur W_T et de ses composantes avec l'énergie. Source [61].

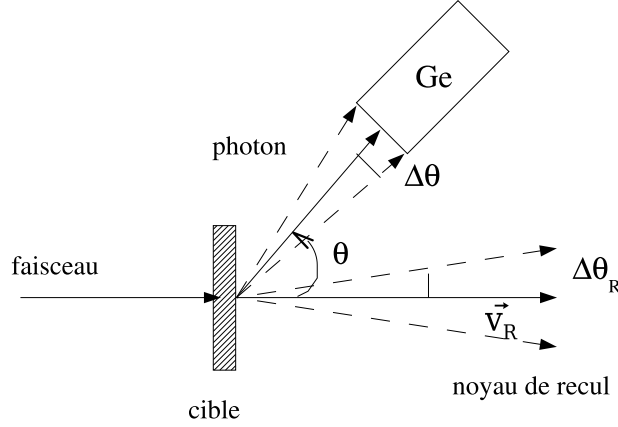


FIG. 2.9: Représentation des sources d'incertitudes dans le système faisceau-cible-détecteur [41].

2.4.3 Paramètres importants

Efficacité

En spectroscopie gamma, on définit l'efficacité absolue ϵ_{abs} comme étant le nombre de photons γ comptés par le détecteur, $N_{dét}$, divisé par le nombre total de photons émis par la source, $N_{émis}$.

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{dét}}{N_{émis}} \quad (2.13)$$

La définition de l'efficacité photopie ϵ_{ph} ¹ est identique à ceci près que l'on considère le nombre de photons dont l'énergie est totalement absorbée par le détecteur N_{pic} (quantité importante dans les études de structure nucléaire).

$$\epsilon_{ph} = \frac{N_{pic}}{N_{émis}} \quad (2.14)$$

Comme nous l'avons indiqué précédemment, le scintillateur NaI sert souvent de référence dans le domaine des détecteurs. Aussi est-il fréquent de parler d'efficacité relative ϵ_r , qui est le rapport entre l'efficacité photopie du détecteur que l'on considère, ϵ_{ph} , et l'efficacité photopie d'un détecteur NaI (diamètre 7,6cm, longueur 7,6cm et placé à 25cm de la source) $\epsilon_{ph}(\text{NaI})=1,244 \times 10^{-3}$.

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_{ph}}{\epsilon_{ph}(\text{NaI})} \quad (2.15)$$

Il est à noter que ces caractéristiques sont données pour des mesures faites avec des photons d'énergie $E_\gamma=1,33\text{MeV}$ (raie émise par du ^{60}Ni provenant de la désintégration β^- d'une source de ^{60}Co placée à 25cm de la face frontale du cristal de germanium).

¹Nous appelons par habitude "efficacité photopie" ce qui est en fait l'efficacité de pleine absorption.

Le rapport Pic sur Total (PT), ou rapport Signal sur Bruit

L'information la plus importante, pour le physicien de structure nucléaire, est donnée par les photons qui déposent **toute leur énergie** dans le détecteur. Ce n'est pas le cas de tous les γ et nombreux sont ceux qui s'échappent du détecteur après diffusion Compton ou qui forment des paires e^+e^- , dont les photons issus de l'annihilation de e^+ s'échappent du compteur : le dépôt d'énergie est alors partiel. Ces événements sont comptés par le détecteur mais ne contribuent pas aux pics de pleine énergie et constituent donc une grande source de bruit.

On introduit alors une grandeur qui va traduire la qualité du détecteur considéré, le rapport Pic sur Total PT, qui est aussi synonyme de rapport signal/bruit.

$$PT = \frac{N_{pic}}{N_{dét}} \quad (2.16)$$

2.4.4 Amélioration du rapport PT et dispositifs anti-Compton

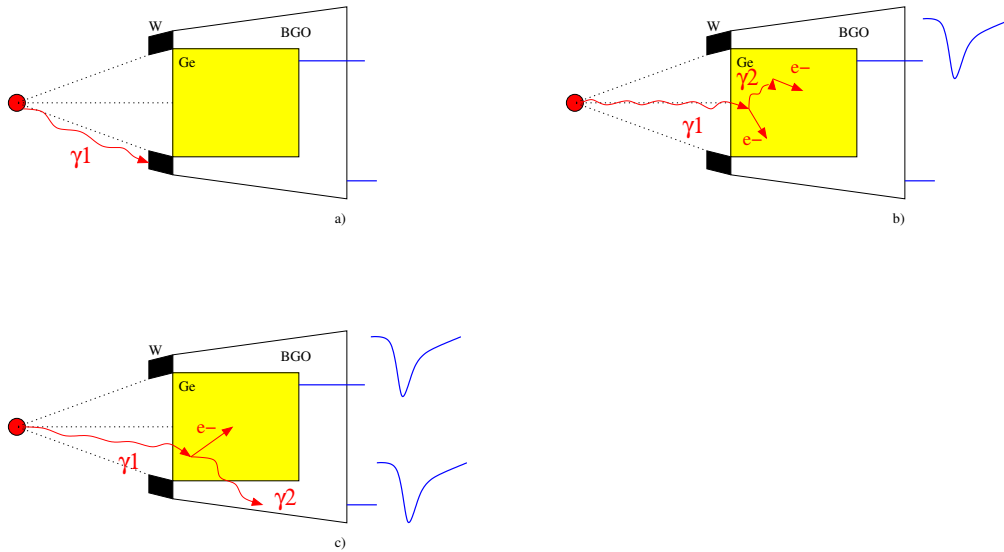


FIG. 2.10: Principe du dispositif anti-Compton : a) le photon est absorbé par le collimateur. Aucun signal n'est recueilli dans le détecteur. b) le photon effectue une diffusion Compton dans le cristal puis est absorbé. Un signal de pleine énergie est recueilli dans le détecteur au germanium. c) le photon effectue une diffusion Compton puis s'échappe du cristal. Un signal dans le détecteur au germanium et dans celui de BGO sont recueillis : cet événement est rejeté [64].

Dans un cristal de germanium, un photon qui diffuse et s'échappe est néanmoins pris en compte par l'électronique : il est comptabilisé dans le nombre de photons détectés $N_{dét}$. L'énergie déposée n'étant pas l'énergie totale du photon incident, elle va prendre part au fond.

Pour pallier cela, l'idée a été d'entourer les cristaux de germanium avec des scintillateurs à haut pouvoir d'absorption (de nos jours principalement du BGO, du fait de sa densité élevée).

Lorsqu'un photon s'échappe (Figure 2.10c)), il est détecté avec une grande probabilité par le BGO. Le signal issu du scintillateur joue le rôle de veto pour le signal issu du germanium en coïncidence. Il en résulte une diminution de $N_{dét}$, sans affecter la raie de pleine énergie, et donc une augmentation du rapport PT (cf. Eq. (2.16)). L'amélioration de la qualité des spectres est significative, comme le montre la Figure 2.11. Le taux de réjection obtenu grâce à ces boucliers anti-Compton est de l'ordre de 50% pour $E_\gamma=1332\text{keV}$ et $M_\gamma=1$.

Sur la Figure 2.10 nous voyons une protection en tungstène sur l'avant du bouclier en BGO. Elle a pour but d'empêcher les photons provenant de la cible d'entrer directement dans le BGO et ainsi de produire un signal veto en coïncidence avec le signal germanium provenant du dépôt total d'énergie d'un autre photon.

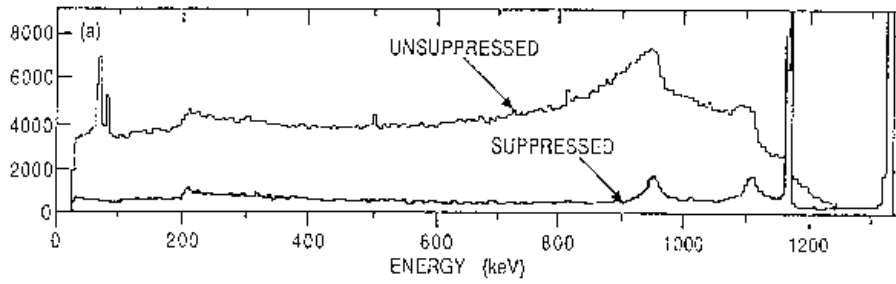


FIG. 2.11: Spectre d'une source de ^{60}Co obtenu avant (unsuppressed) et après (suppressed) avoir tenu compte du dispositif anti-Compton. Le fond Compton est clairement réduit.

2.4.5 Effet d'empilement

Lors de la désexcitation d'un noyau, plusieurs photons sont émis en général. Si l'efficacité absolue ϵ_{abs} du détecteur est assez grande, la probabilité de détecter deux ou plusieurs photons de la cascade, donnant lieu à la production d'une seule impulsion électrique, n'est pas nulle : c'est le phénomène d'empilement, qui contribue au fond et réduit l'intensité des raies de pleine absorption.

La probabilité de ne détecter qu'un seul photon d'une cascade de multiplicité M_γ , en supposant une émission isotrope des photons, est :

$$P_\gamma = (1 - \epsilon_{abs})^{M_\gamma - 1} \quad (2.17)$$

en supposant également une cascade de photons de même énergie pour avoir la même efficacité de détection. P_γ est la probabilité de détection sans empilement, sachant que l'on a détecté au moins un photon de la cascade.

Pour un détecteur phase I d'EUROBALL ($\epsilon_{abs} \sim 0,093\%$) et une cascade de 30 photons d'énergie 1,3MeV, $P_\gamma \sim 97\%$.

Cet empilement “physique” ne doit pas être confondu avec l’empilement “aléatoire” résultant de la probabilité pour deux impulsions distinctes créées par deux événements indépendants de s’additionner si les deux événements surviennent dans un intervalle de temps inférieur à la durée de l’impulsion.

2.5 Multidétecteur $4\pi\gamma$

Le phénomène de superdéformation étant très rare ($\sim 2\%$ de la voie de réaction pour ^{192}Hg [38]), et l’intensité des transitions de lien étant très faible ($< 1\%$ de l’intensité de la bande SD yrast de ^{192}Hg [41]), leur étude nécessite un outil extrêmement performant. Celui-ci doit à la fois faire preuve d’une grande efficacité de détection, mais aussi d’un grand pouvoir de résolution pour isoler les événements d’intérêt du reste des données collectées.

Les multidétecteurs $4\pi\gamma$, composés aujourd’hui de cristaux de germanium entourés de BGO et disposés en boule entourant ainsi la cible, sont les instruments les mieux adaptés à cette étude. Les plus performants sont EUROBALL IV [53] et GAMMASPHERE [54].

Nous allons maintenant rappeler les caractéristiques importantes des multidétecteurs, puis présenterons EUROBALL IV qui nous a permis de mener l’étude sur les transitions de lien dans ^{192}Hg .

2.5.1 Caractéristiques des multidétecteurs

Efficacité photopic d’un multidétecteur

Nous considérons le cas idéal de N détecteurs d’efficacité photopic ϵ_{ph} identique. Chacun couvre un angle solide assez faible de façon à maximiser P_γ (cf. Eq.(2.17)) et minimiser l’élargissement des raies causé par l’effet Doppler. L’efficacité photopic d’un tel multidétecteur est :

$$E_{ph} = \epsilon_{ph} \times N \times P_\gamma \quad (2.18)$$

Plus N sera grand, plus grand sera l’angle couvert par le multidétecteur ($N\Omega$) et plus grande aussi sera l’efficacité photopic. L’efficacité photopic ($M_\gamma=1$, $E_\gamma=1,33\text{MeV}$) est de 9,4% pour EUROBALL et de 11% pour GAMMASPHERE.

Pouvoir de résolution

Afin de pouvoir comparer les performances des détecteurs entre eux, un facteur de “qualité” a été introduit : il s’agit du pouvoir de résolution. Nous le définissons ici pour une bande rotationnelle d’espacement en énergie moyen SE_γ , une résolution expérimentale en énergie moyenne ΔE pour une énergie E_γ et un rapport PT par :

$$R = SE_\gamma \times PT / \Delta E \quad (2.19)$$

SE_γ est le seul paramètre physique sur lequel on ne peut agir, les autres dépendent de la conception du détecteur.

Limite d'observation

Il est intéressant d'évaluer l'intensité limite d'un phénomène (bande rotationnelle par exemple) à partir de laquelle un multidétecteur de pouvoir de résolution donné permettra son observation. L'intensité limite est définie relativement à la section efficace totale de la réaction considérée. Cette évaluation est communément effectuée en fonction de l'ordre de coïncidence (nombre de détecteurs touchés) retenue.

La limite d'observation α est définie comme le meilleur compromis entre la limite statistique α_{stat} , permettant l'observation, et la limite de fond α_{back} [65].

α_{stat} est telle que, pour un pic de dimension F (F : “fold”, ordre de coïncidence) le nombre de coups minimum requis dans ce pic soit égal à N_F . Elle s'exprime ainsi, dans le cas où il n'y a pas de détecteur auxiliaire :

$$\alpha_{stat} = \frac{N_F}{N \cdot (k \cdot \epsilon_{ph})^F} \quad (2.20)$$

avec :

N, le nombre total d'événements produits dans la réaction ;

k, la fraction du pic (d'intensité N_F pris entre les limites de “gates²” définies) en fonction du fold ;

ϵ_{ph} , l'efficacité photopic totale du multidétecteur.

α_{back} est définie comme la valeur limite pour laquelle le rapport pic sur fond $(P/B)_F$ minimal pour une analyse en “fold” F est imposé. α_{back} s'exprime ainsi :

$$\alpha_{back} = \frac{(P/B)_F}{(k \cdot R)^F} \quad (2.21)$$

avec R, le pouvoir de résolution du multidétecteur.

La limite d'observation $\alpha(F)$ est le point de concours des deux courbes $\alpha_{stat}(F)$ et $\alpha_{back}(F)$. La Figure 2.12 présente les courbes α_{stat} pour différentes valeurs de F et de ϵ_{ph} et les courbes α_{back} pour différentes valeurs de R. Les limites d'observation pour les multidétecteurs GASP, EUROGAM, EUROBALL et GAMMASPHERE sont indiquées par des points selon le code de couleur de la légende. On y remarque qu'une limite d'observation d'environ 10^{-4} est atteinte pour les multidétecteurs de la dernière génération.

²voir paragraphe 3.3.1.

Observational limit

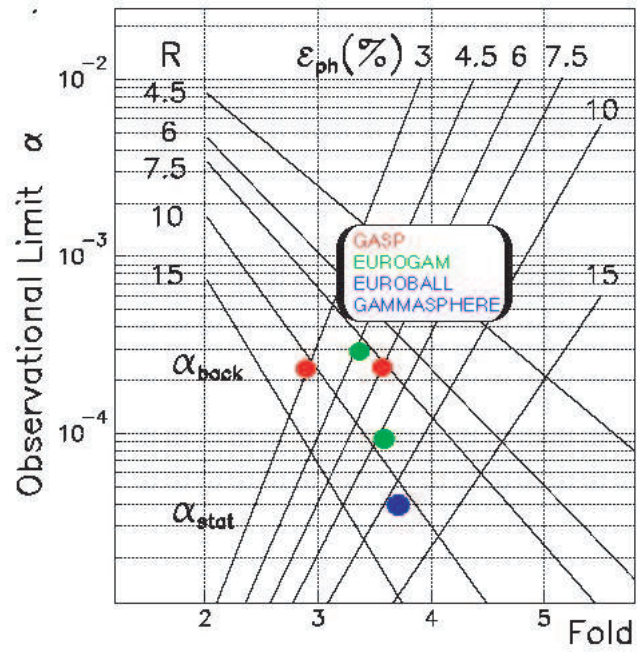


FIG. 2.12: *Limites d'observation de quelques multidéTECTEURS en fonction du fold F [65].*

2.5.2 Présentation de EUROBALL IV

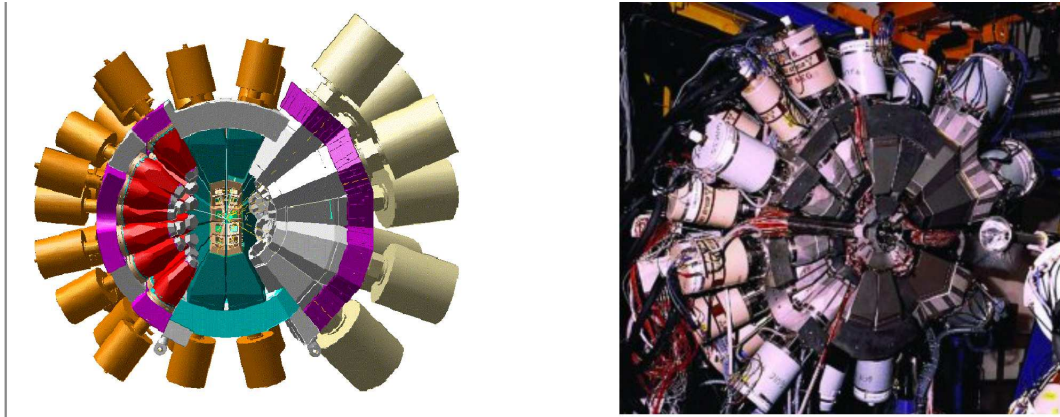


FIG. 2.13: *Représentation CAO et photo de EUROBALL IV : à gauche les détecteurs phase I, au milieu les clovers et à droite les clusters.*

Le multicompteur EUROBALL IV (représenté sur la Figure 2.13), que nous avons utilisé dans nos deux expériences, est le fruit d’une collaboration européenne principalement entre l’Allemagne, le Danemark, la France, l’Italie, le Royaume-uni et la Suède, et la quatrième phase d’évolution du multidétecteur EUROGAM (collaboration franco-britannique) dont il reprend les détecteurs phase I et clovers. Il fut exploité entre 1999 et 2003 dans sa version IV auprès du Vivitron, l’accélérateur de Strasbourg [66].

Cet instrument est composé de 239 cristaux de germanium regroupés dans 71 enceintes anti-Compton en BGO (Figure 2.10) et répartis comme suit :

- à l’avant du faisceau, 30 détecteurs tronconiques phase I de 70mm de diamètre pour une longueur de 70mm et placés à 37,5cm de la cible (Figure 2.14) ;
- à environ 90° par rapport à l’axe du faisceau, 26 détecteurs “trèfles” ou “clover”, regroupant chacun 4 cristaux de Ge dans un même cryostat. Ce sont les détecteurs les plus proches (26,5cm de la cible) ;
- à l’arrière 15 détecteurs “cluster”, réunissant 7 cristaux de Ge placés dans un même cryostat et situés à 44,5cm de la cible ;
- à l’intérieur une boule interne (“innerball”) composée de 210 scintillateurs BGO entourant le porte-cible, fonctionnant comme un calorimètre (mesure de l’énergie totale de réaction) et permettant aussi de mesurer le “fold” des événements. Cette information est importante car elle permet d’imposer une sélection des événements, comme nous le verrons dans le chapitre consacré à l’analyse de notre expérience.

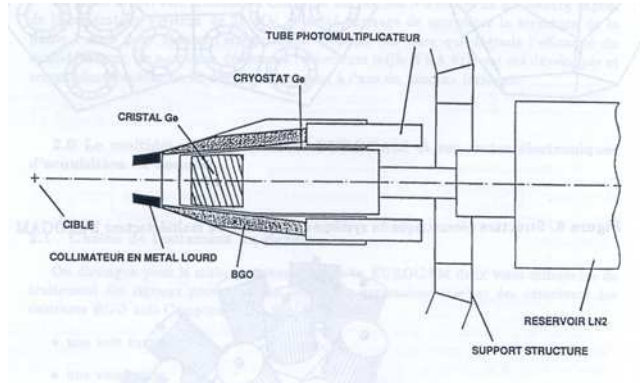


FIG. 2.14: *Coupe longitudinale d'un détecteur phase I d' EUROBALL.*

Les détecteurs clovers

Chaque détecteur Ge a un diamètre de 50mm et une longueur de 70mm [67]. Ils sont distants les uns des autres de 0,2mm. La disposition en trèfle de quatre cristaux a pour but de réduire l'angle d'ouverture individuel des cristaux afin de minimiser l'élargissement des raies γ par l'effet Doppler (cf. 2.4.2).

Le second avantage des détecteurs composites (clovers et clusters) est une meilleure efficacité photopie par rapport à un détecteur simple, en utilisant le principe du mode "addback" [68] : lorsqu'un photon diffuse dans un cristal et est entièrement absorbé dans un cristal voisin du même détecteur, les données codées des deux cristaux sont additionnées pour obtenir l'énergie du photon incident. Dans un détecteur simple muni d'une enceinte anti-Compton, ce photon n'aurait pas été reconstruit. Un cristal de clover fonctionnant en mode normal a une efficacité photopie relative de 25% ; l'efficacité relative du clover dans sa totalité est de 130% [69]. Il en résulte un gain en statistique, en mode "addback", plus important à haute énergie : pour le clover de la Figure 2.16, il est de $\sim 1,3$ à 1,3MeV et augmente à plus haute énergie ($\sim 1,8$ à 3,2MeV).

Les clovers ont également la fonction de polarimètre Compton, afin de mesurer la multipolarité des transitions étudiées [70].

Les détecteurs clusters

Chaque cristal mesure 78mm de longueur pour un plus grand diamètre de 70mm. Ils sont enfermés individuellement dans une enceinte hermétique en aluminium appelée "capsule" et regroupés par 7 dans un même cryostat. L'avantage de l'encapsulation individuelle est d'assurer une meilleure protection de la surface des cristaux (contre les poussières par ex.) et d'en permettre une manipulation aisée lors de leur retraitement. L'électronique est placée à l'extérieur de la capsule, facilitant ainsi sa maintenance et minimisant les problèmes comme la microphonie. Les clusters sont également plus souples dans leur configuration et plus stables au niveau

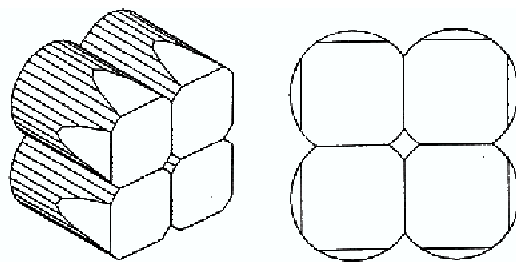


FIG. 2.15: Schéma d'un détecteur clover d'EUROBALL.

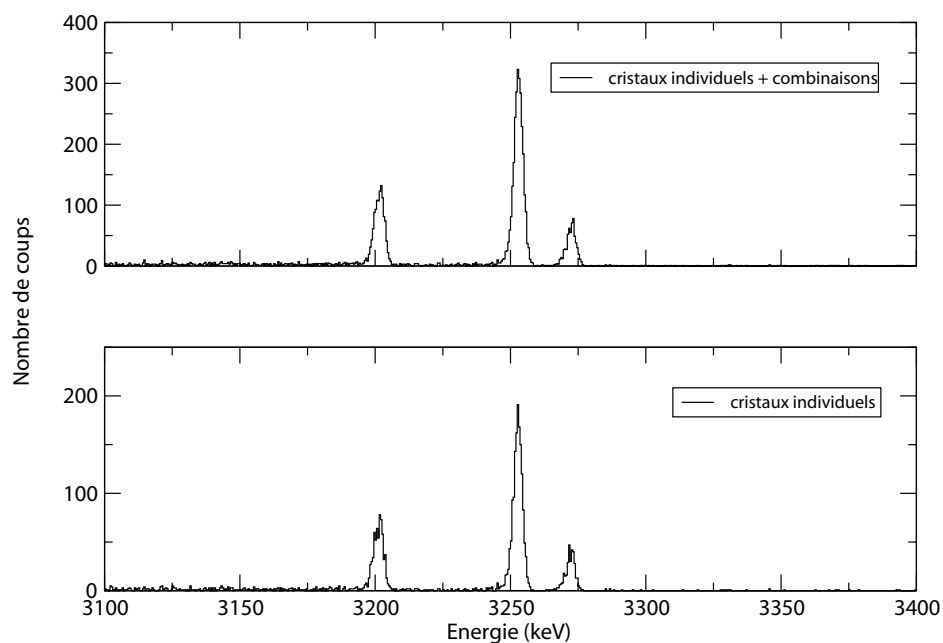


FIG. 2.16: Spectres d'une source de ^{56}Co mesurée lors de l'expérience ^{192}Hg de juillet. En haut, spectre correspondant à la somme des spectres individuels des cristaux d'un clover et des spectres des combinaisons de deux cristaux de ce même clover. En bas, spectre correspondant à la somme des spectres individuels.

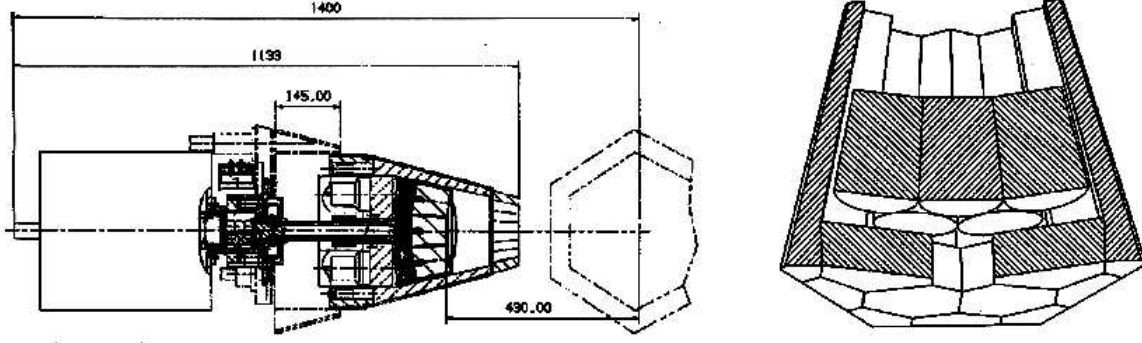


FIG. 2.17: Schéma d'un détecteur de cluster d'EUROBALL (Les longueurs sont en mm).

de leurs performances [71].

La granularité de ce type de détecteur permet de réduire l'élargissement des raies dû à l'effet Doppler, relativement à la taille du cluster. Le fonctionnement en mode "addback" est également utilisé.

Une particularité des clusters est d'avoir une protection en BGO à l'arrière des cristaux de germanium ("back-catcher"). Ceci permet de mettre un veto sur les photons diffusant à l'avant et sortant du détecteur. Le gain en PT est d'environ 10%.

Le Tableau 2.2 résume les performances individuelles des détecteurs dans EUROBALL et celles du multidétecteur dans son ensemble. Les détecteurs composites sont bien entendu plus efficaces, puisqu'ils occupent un plus grand volume en germanium que les détecteurs phase I. Toutefois, le pouvoir de résolution R , directement proportionnel à PT, n'est pas aussi différent entre les trois types de détecteurs. Il faut rappeler que les détecteurs clover sont placés à environ 90° de l'axe du faisceau, là où l'élargissement des raies dû à l'effet Doppler est maximal. Avoir un pouvoir de résolution équivalent à celui des détecteurs phase I placés à l'avant est donc tout à fait satisfaisant.

	T	Q	C	Total
$\epsilon_{ph}(M\gamma=1) (\%)$	0,043	0,14	0,29	9,4
$\epsilon_{ph}(M\gamma=30)(\%)$	0,037	0,10	0,22	7,0
R	0,31	0,32	0,7	9,5
R_{eff}	0,26	0,26	0,59	7,9

TAB. 2.2: Performances calculées d'EUROBALL pour un détecteur et l'ensemble des détecteurs. T : phase I, Q : clover, C : cluster. R_{eff} est le pouvoir de résolution effectif : il prend en compte la probabilité d'empilement, de mauvais veto par les boucliers en BGO et d'événements neutron. Les paramètres utilisés sont : $v/c=2\%$, $E_\gamma=1,3MeV$, $SE_\gamma=70keV$ et $M_n=4$ [69].

La boule interne

Les détecteurs individuels en BGO de la boule interne ont une grande efficacité intrinsèque de détection ($\geq 80\%$) et sont de petites tailles ($\Omega \leq 0,5\%$ de 4π) de façon à limiter le phénomène d'empilement à haute multiplicité [72]. Pour bien s'intégrer au centre avec les détecteurs au germanium, la chaîne électronique suivant les photomultiplicateurs est placée à l'extérieur d'EUROBALL et trois types de BGO sont utilisés :

- devant les clusters, 90 BGO hexagonaux de trois tailles différentes ;
- devant les clovers, 65 BGO cuboïdaux de trois tailles différentes formant des E ;
- devant les détecteurs phase I, 55 BGO trapézoïdaux de cinq tailles différentes.

L'ensemble des détecteurs au BGO et des détecteurs au germanium constitue la boule interne qui couvre un angle solide $\Omega \geq 90\%$.

Électronique

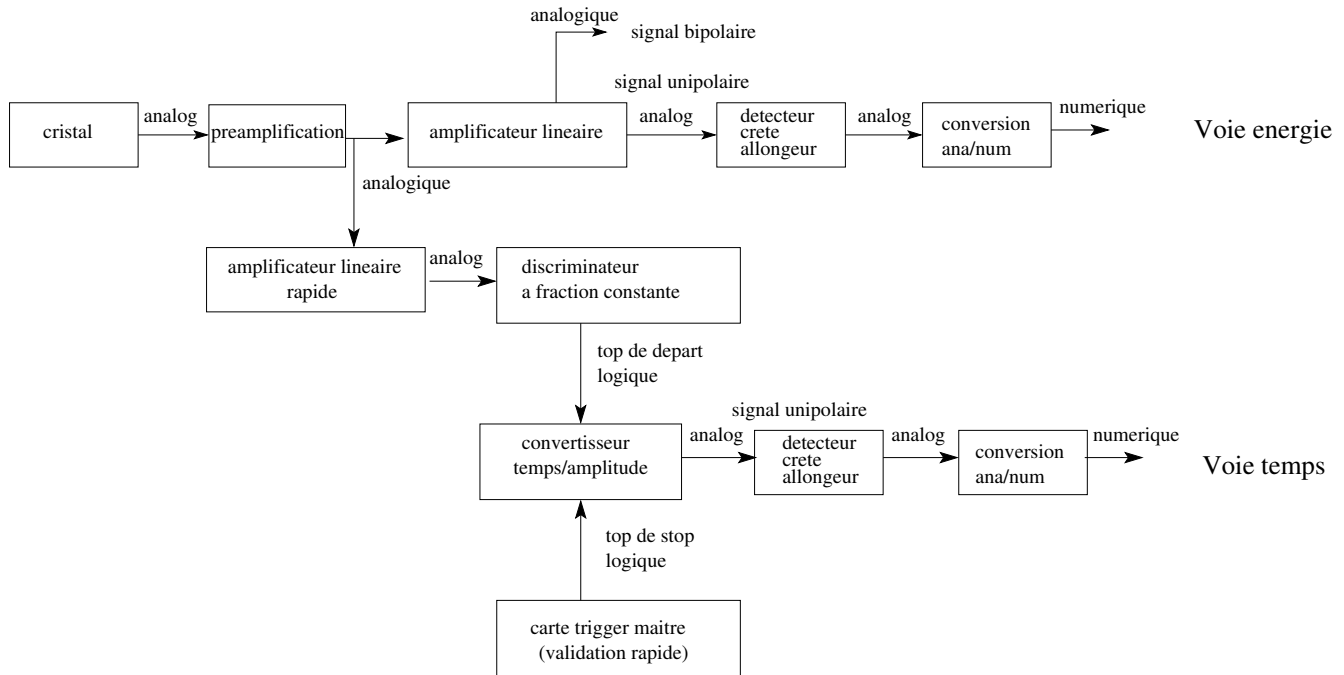


FIG. 2.18: *Synoptique du traitement du signal de la voie énergie et de la voie temps d'un détecteur au germanium d'EUROBALL [73].*

Lorsqu'un photon interagit dans un cristal de germanium, un signal analogique est généré aux bornes de ce dernier. Ce signal est amplifié, mis en forme pour obtenir la meilleure résolution possible : c'est la voie "énergie". La voie "temps" est obtenue à partir du même signal, traité par des discriminateurs à fraction constante (CFD) pour fournir les signaux logiques rapides qui vont permettre les mesures de temps et la construction des différentes validations

(multiplicités germanium et boule interne) exigées pour coder et enregistrer un événement. Ce traitement est identique pour tous les types de détecteur d'EUROBALL et est schématisé sur les Figures 2.18 et 2.19.

Les signaux des détecteurs sont traités par des cartes électroniques au format VXI³ qui fournissent en sortie deux signaux "énergie" : l'un codé sur 4MeV, de résolution 0,5keV/canal, et le second codé sur 20MeV, de résolution 2,5keV/canal. Dans notre analyse, nous avons exploité uniquement l'information codée sur 4MeV. Deux signaux "temps" sont également générés : un correspondant au temps séparant la détection du photon du signal de validation de la carte "trigger maître", l'autre au temps séparant le signal du CFD de celui de la validation rapide.

Les signaux provenant des boucliers en BGO sont envoyés en entrée de chacune de ces cartes, afin de réaliser un veto "hardware" (pas d'écriture de l'événement) ou "software" (marquage de l'événement).

Les cartes des détecteurs sont contrôlées par deux cartes d'infrastructure, chargées notamment de transmettre les ordres de la carte "trigger" et de collecter les données en sortie des cartes des détecteurs.

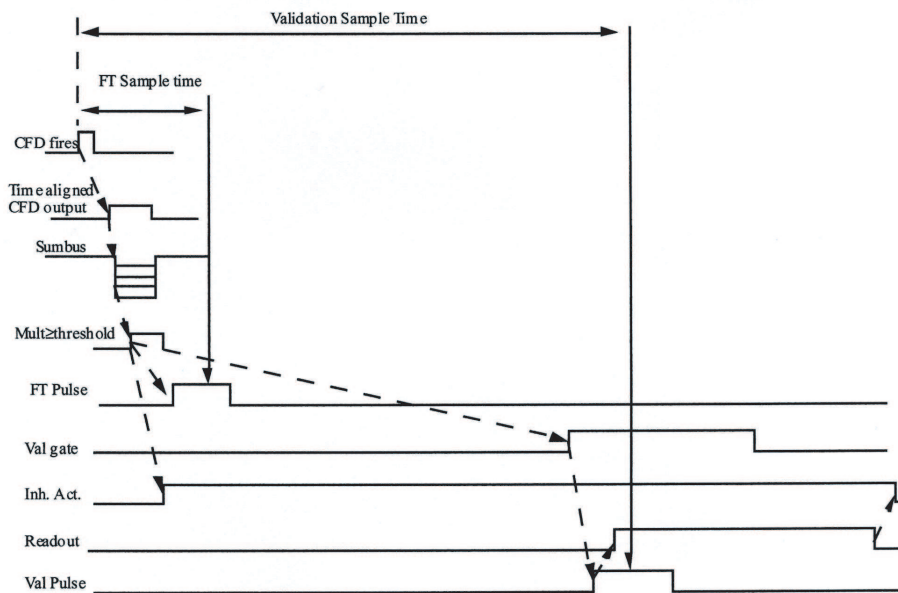


FIG. 2.19: *Trigger d'EUROBALL* [74].

Acquisition des données L'acquisition des données de nos deux expériences s'est faite en mode "Temps mort commun", c'est-à-dire que le système d'acquisition n'accepte pas de nouvelles données tant que celles en cours ne sont pas traitées.

La Figure 2.19 schématise les signaux lors du traitement des données : un premier détecteur est touché (CFD fires), déclenchant le Sumbus chargé de compter, dans notre cas, le nombre de

³VXIbus System Specification Rev 1.4 April 21 1992 The VXIbus Consortium.

détecteurs germanium et le nombre de détecteurs de la boule interne touchés pendant un temps d'échantillonnage (FT Sample time) fixé par l'utilisateur. Si le Sumbus dépasse la condition de seuil fixée ($\text{Mult} \geq \text{threshold}$ sur la figure), dans notre cas il s'agit de 5 détecteurs germanium et de 6 détecteurs BGO touchés, le signal d'inhibition est généré (Inh. Act.) rendant le système indisponible pendant toute la durée de ce signal (entre 0 et $10\mu\text{s}$, fixé par l'utilisateur).

Durant cette période les données sont traitées, mises en forme et envoyées à un Event Collector, chargé de préassembler les événements. Les données des Event Collectors sont ensuite envoyées à l'Event Builder, chargé de construire les événements. Son rôle est aussi de détecter et éliminer les événements contenant des erreurs. Les événements reconstruits sont ensuite envoyés au Tape Server, chargé de l'écriture des événements sur bandes magnétiques (DLT), ainsi qu'à deux autres modules : l'Histogrammer et le Spy Server. Le premier permet de contrôler en temps réel le bon déroulement de l'expérience et le second prélève un pourcentage des événements afin de pouvoir les manipuler (réalisation de spectres, par exemple) sans altérer les données écrites sur bande.

Après ces considérations expérimentales générales, nous allons présenter les deux expériences que nous avons menées auprès du Vivitron et d'EUROBALL à Strasbourg. Nous décrirons tout d'abord les différents conditionnements des données, en les justifiant, avant de pouvoir nous concentrer sur l'analyse proprement dite.

Chapitre 3

Recherche des transitions de liens direct dans ^{192}Hg

3.1 Conditions expérimentales

L'expérience que nous avons menée dans le but de rechercher les transitions de liens SD- $>$ ND discrètes dans ^{192}Hg devait initialement se dérouler sur neuf jours en juillet 2002. Par suite d'un incident technique durant cette période, quatre jours supplémentaires nous ont été accordés en novembre 2002 afin de compléter nos données. Ceci explique que, par la suite, nous avons dû effectuer une préparation pour chaque ensemble de données. Par commodité de langage, nous désignerons par "expérience de juillet" et "expérience de novembre" chacun de ces deux ensembles. En tout, nous avons collecté environ 3Giga-événements de $\text{fold} \geq 4$.

Pour produire du ^{192}Hg à haut moment angulaire, nous avons utilisé une cible mince de ^{160}Gd , composée de deux cibles d'épaisseur $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$ placées en sandwich l'une derrière l'autre. Cette cible était auto-soutenue. Un faisceau de ^{36}S a été délivré par le Vivitron, à une énergie de 162MeV, afin de produire le noyau composé de ^{196}Hg qui, en évaporant 4 neutrons, conduit au ^{192}Hg . D'autres noyaux sont également produits dans cette réaction, dont majoritairement du ^{191}Hg . L'énergie de faisceau choisie n'est en effet pas optimale pour la production de ^{192}Hg mais pour celle de ^{192}Hg dans un état superdéformé. Cette énergie correspond au recouvrement des sections efficaces de production de ^{192}Hg et ^{191}Hg , ce qui explique que ces deux noyaux soient formés en quantités relativement équivalentes. Le code PACE2[45] nous a permis de calculer une production à 45,9% de ^{191}Hg et à 41,8% de ^{192}Hg . Les autres noyaux produits sont en proportion négligeable ($<5\%$). Nous sommes donc confrontés à un problème de pollution par ^{191}Hg dans nos données.

EUROBALL a été utilisé avec la boule interne de BGO, afin de valider les événements à partir d'un nombre minimum de photons émis. Lors de l'expérience de juillet, 2 détecteurs phase I, 1 cristal de clover et 6 cristaux de cluster étaient absents avant de commencer ou ont été exclus pendant l'expérience pour cause de mauvais fonctionnement. Lors de l'expérience de novembre, 2 détecteurs phase I étaient absents, de même que 6 cristaux de cluster. Ceci entraîne une perte d'efficacité photopie (hors prise en compte de l'efficacité en mode "addback") à $M_\gamma=30$

(cf. Tableau 2.2) de 4,1% pour l'expérience de juillet et 3,7% pour l'expérience de novembre.

Afin de privilégier les événements correspondant au ^{192}Hg , nous avons défini les conditions de “trigger” adéquates. Nous avons utilisé les informations de la boule interne pour imposer la condition de fold $F_{BGO} \geq 6$. Dans les détecteurs germanium, la condition $F_{Ge} \geq 5$ a été imposée. Ces paramètres de fold ont été ajustés en début d'expérience, en fonction de l'évolution de l'intensité des transitions de ^{192}Hg par rapport à celles de ^{191}Hg .

3.2 Préanalyse

Les données que nous avons recueillies sur bandes magnétiques sont des données brutes : elles ne sont pas exploitables en l'état. Pour pouvoir être analysées, les données issues de chaque cristal doivent être additionnées entre elles, après ajustement de l'énergie, afin de construire des spectres multidimensionnels qui seront exploités.

La chaîne électronique (préamplificateur, amplificateur ...) de chaque détecteur ayant une réponse spécifique, nous devons donc effectuer la calibration en énergie de chaque détecteur pour procéder à l'ajustement souhaité. Ceci se fait, comme nous le verrons, par l'utilisation de sources étalons.

Les photons issus de ces sources sont émis par des noyaux à l'arrêt : aucune correction Doppler n'est donc nécessaire pour exploiter les spectres sources. En revanche, lors de l'expérience sous faisceau, les photons sont émis par des noyaux ayant une certaine vitesse de recul. Les détecteurs d'EUROBALL ne regardent pas la cible avec le même angle : il s'en suit donc un décalage en énergie entre les données issues de détecteurs placés à des angles différents. Ces angles et l'ouverture angulaire associée sont connus. Il nous faut donc mesurer la vitesse des noyaux de recul lors de l'émission des photons afin de pouvoir corriger les données et ensuite les additionner entre elles.

Les noyaux sont ralentis lors de la traversée de l'épaisseur de la cible ($\sim 1,3\mu\text{m}$) : ils n'ont donc pas la même vitesse de recul au moment de leur formation et en sortie de cible. Ce qui est important pour nous est de savoir dans quel état (ND ou SD) les noyaux de ^{192}Hg sortent de la cible, afin d'en déduire si une seule correction (valable pour les transitions des états ND et SD) ou deux corrections Doppler (une pour les transitions des états ND et l'autre pour les transitions des états SD) seront nécessaires. Nous montrerons au paragraphe 3.2.4 les mesures de vitesse que nous avons effectuées, et appuierons le résultat obtenu par un rapide calcul de temps de traversée de la cible que nous comparerons avec les temps de vie des états SD que nous avons présentés dans le premier chapitre de ce mémoire. Une discussion plus approfondie sur la distribution de vitesse de recul des noyaux lors de leur désexcitation s'en suivra, appuyée sur les résultats d'une simulation Monte Carlo.

D'autres corrections seront nécessaires, en raison probablement du comportement de l'électronique soumise à un fort taux de comptage ($\sim 10\text{kHz}$) pendant l'expérience. Nous les introduirons en temps utile. Lorsque nous aurons effectué toutes les corrections afin d'additionner les données, nous vérifierons le bon alignement des combinaisons “addback” des clovers et des clusters. Nous pourrons alors déterminer l'efficacité d'EUROBALL pendant l'expérience, information

qui nous sera indispensable lors de la mesure d'intensité des transitions qui nous intéressent (cf. analyse).

Afin de diminuer les pollutions provenant des réactions $(n,n')\gamma$ sur les spectres, nous nous servirons d'un filtrage temporel, que nous présenterons.

Après toutes ces préparations, les données seront exploitables pour l'analyse que nous voulons mener, à savoir la recherche des transitions de lien entre puits SD et ND. Nous devons donc exploiter les événements en coïncidence avec les bandes SD étudiées. Les techniques existantes de conditionnement en énergie que nous avons utilisées seront ainsi présentées avant l'analyse proprement dite.

3.2.1 Calibration en énergie des amplificateurs ou “gainmatching”

Cette opération se fait à partir de spectres de sources radioactives γ étalons, obtenus par une prise de données hors faisceau après chacune des deux expériences. Les sources choisies pour cette étape nous permettent de couvrir la gamme d'énergie de 100keV à 4MeV :

- ^{133}Ba , pour sa raie à 81keV ;
- ^{152}Eu , qui permet de couvrir la gamme de 122keV à 1408keV ;
- ^{56}Co , que nous utilisons pour calibrer entre 1771keV et 3273keV.

D'autres sources ont également été utilisées : ^{60}Co , ^{137}Cs et ^{88}Y , nous permettant de rajouter, au besoin, des transitions pour effectuer les calibrations et de vérifier au final les corrections obtenues. La mesure de la position des centroïdes des raies est effectuée en utilisant la procédure d'ajustement par la méthode des moindres carrés du pack logiciel Radware¹. Ce même logiciel permet de calculer les coefficients de correction des gains. Ces corrections sont des polynômes de degré 1 ou 2. Un cristal est pris comme référence (pour la qualité des spectres associés), afin de vérifier l'alignement des spectres des autres détecteurs avec les siens. Un écart de 0,5keV est toléré.

Pour certains cristaux, une calibration unique ne permet pas d'atteindre la précision nécessaire. Deux calibrations sont alors réalisées : une dite “basse énergie” (valable jusqu'à 344keV pour les clusters concernés pendant l'expérience de juillet, par exemple) et une dite “haute énergie”. Les détecteurs pour lesquels une seule de ces calibrations est correcte sont conservés dans la suite de l'analyse, uniquement dans la gamme d'énergie couverte par la calibration. Ceux pour lesquels aucune des deux calibrations n'est satisfaisante sont rejetés pour la suite : 7 cristaux de cluster de l'expérience de juillet et 10 cristaux de cluster de l'expérience de novembre ont ainsi été exclus.

¹<http://radware.phy.ornl.gov/frames>

3.2.2 Correction de la dérive des gains des amplificateurs pendant l'expérience ou correction de "gain drift"

Lors d'une expérience, l'électronique des détecteurs peut présenter certaines instabilités, se traduisant par une dérive des gains de cette électronique au cours du temps. La Figure 3.1 montre le résultat d'une telle dérive, à savoir le décalage de deux spectres appartenant à un même détecteur mais obtenus à des instants différents de l'expérience.

Une méthode pour corriger cette dérive consiste à découper l'ensemble des données en "runs", de durée suffisamment faible afin de limiter les dérives pendant le run mais suffisamment longue pour obtenir une statistique raisonnable. L'ensemble des données de l'expérience de juillet a ainsi été découpé en 107 runs (d'une durée comprise entre 30mn et 45mn) et celui de l'expérience de novembre en 38 runs. Les spectres correspondant aux différents runs, pour un détecteur donné, sont alignés sur le spectre d'un run choisi comme référence. Dans notre cas, le dernier run de chaque expérience est pris pour référence. L'alignement de ces spectres et le calcul des coefficients de correction sont effectués au moyen d'un programme informatique développé par Mats Bergström. Ce programme effectue l'ajustement du spectre du run à corriger par rapport au spectre de référence en utilisant la méthode des moindres carrés, et calcule des coefficients de correction linéaire.

Les runs n'ayant pu être corrigés linéairement sont exclus de la suite de l'analyse, ce qui ne signifie pas que le détecteur correspondant soit exclu : les runs de ce détecteur qui ont pu être corrigés sont eux conservés. Le bilan des runs exclus pour chacune des expériences est le suivant :

- Juillet : 3,2% de l'ensemble des runs des détecteurs ayant un ajustement des gains correct ont été exclus, dont l'ensemble des runs appartenant à un des détecteurs phase I et à 2 cristaux de cluster ;
- Novembre : 4,7% de l'ensemble des runs des détecteurs ayant un ajustement des gains correct ont été exclus, dont l'ensemble des runs appartenant à 3 détecteurs phase I et à 6 cristaux de cluster.

3.2.3 Corrections linéaires supplémentaires

En appliquant les deux corrections précédentes, nous obtenons un bon alignement des spectres correspondant aux mesures faites en source. Pour ceux obtenus à partir des données de l'expérience, nous avons comparé les spectres des détecteurs placés au même angle afin de nous affranchir de la correction Doppler. Pour chaque angle, nous avons choisi le spectre d'un détecteur pour référence : le choix s'est fait en fonction des corrections apportées (gain linéaire et dérive faible privilégiés) et de la qualité du spectre (forme des raies).

Comme nous l'avons dit, les spectres obtenus en source sont alignés correctement entre eux. Par contre, des décalages entre les spectres obtenus pendant l'expérience apparaissent dans différentes zones d'énergie, selon le détecteur concerné (cf. Figure 3.2). La cause pourrait venir de la différence de taux de comptage (facteur de 10 environ, avec un taux de comptage maximal d'environ 10kHz pendant l'expérience) dans les détecteurs entre la mesure faite pendant

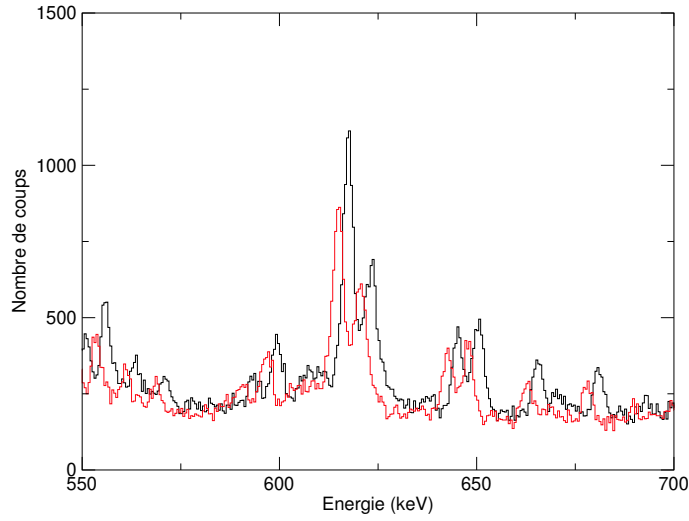


FIG. 3.1: *Projection sans ajustement de gain de deux runs de l'expérience de juillet correspondant à un même cristal de cluster. Nous voyons très clairement un décalage de 2,5keV entre ces deux spectres.*

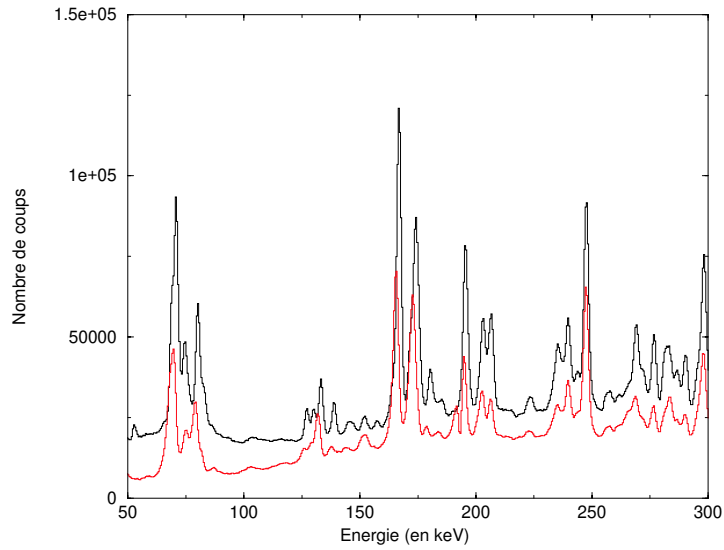


FIG. 3.2: *Projection avec corrections de drift et de gain et pour deux clusters au même angle de l'expérience de juillet : en noir le spectre de référence et en rouge le spectre de l'autre cluster qui apparaît décalé de 1,5keV à basse énergie.*

l'expérience et celles faites avec les sources, différence qui pourrait avoir affecté les gains de l'électronique des détecteurs.

La partie basse énergie est vérifiée en regardant l'alignement des transitions du noyau ^{192}Hg , et la partie haute énergie en considérant les transitions émises par les réactions entre neutrons et matériaux environnants :

- 1608,58keV ($13/2^+ \rightarrow 9/2^-$) et 2617,31keV ($3/2^+ \rightarrow 9/2^-$) provenant de la réaction $^{209}\text{Bi}(n,n')\gamma$ dans les boucliers en BGO ;
- 2211keV ($7/2^+ \rightarrow 5/2^+$) de $^{27}\text{Al}(n,n')\gamma$, se produisant dans les capots des détecteurs ;
- 2734keV qui aurait deux origines :
 - 2734,7keV ($5/2^+ \rightarrow 5/2^+$) de $^{27}\text{Al}(n,n')\gamma$
 - 2734,9keV de $^{116}\text{Sn}(n,n')\gamma$, l'étain provenant des absorbeurs de rayons X.

Pour ces transitions, aucune correction Doppler fonction de la position des détecteurs n'est nécessaire : nous pouvons donc utiliser une référence commune pour tous les détecteurs, la même que celle utilisée pour vérifier l'alignement des spectres source.

Chaque spectre décalé est aligné sur la référence au même angle, suivant une correction linéaire. Si la correction donne un bon alignement sur une partie utile du spectre, celle-ci est conservée pour la suite de l'analyse. Si à l'issue de cette ultime correction le spectre est toujours décalé, le détecteur correspondant n'est pas pris en compte dans la suite. Ainsi 7 cristaux de cluster ont été exclus pour l'expérience de juillet et 9 cristaux de cluster pour l'expérience de novembre.

Nous pouvons à présent dresser le bilan du nombre de détecteurs que nous avons dû éliminer de l'analyse par rapport à la configuration standard d'EUROBALL :

- Juillet : 3 détecteurs phase I, 1 cristal de clover et 15 cristaux de cluster ;
- Novembre : 5 détecteurs phase I, 6 cristaux de clover et 15 cristaux de cluster.

La perte d'efficacité photopie à $M_\gamma=30$ (cf. Tableau 2.2) correspondante est de 8,7% pour l'expérience de juillet et de 11,5% pour celle de novembre. Cette perte d'efficacité entraîne de fait une perte de statistique non négligeable, ce qui sera préjudiciable pour l'observation des transitions que nous recherchons et surtout pour arriver à notre but : placer ces transitions dans le schéma de niveau de ^{192}Hg .

Afin d'apprécier la qualité de l'alignement obtenu finalement, nous montrerons un spectre de projection totale des deux expériences lorsque nous aurons évalué le rapport v/c nécessaire à la correction Doppler, afin de pouvoir additionner les spectres de tous les détecteurs retenus (cf. paragraphe suivant).

3.2.4 Mesure de la vitesse de recul des noyaux

Du choix de l'épaisseur de la cible dépend la correction Doppler à apporter. Dans le cas d'une cible idéalement mince, le temps de traversée par les noyaux est inférieur aux temps de vie des états excités : les photons sont alors émis dans le vide, les noyaux conservant la même vitesse que lors de leur formation. A l'inverse, si l'on utilise une cible épaisse, les noyaux sont progressivement ralentis jusqu'à leur arrêt complet dans la cible ou son support : les photons

correspondant aux transitions successives sont donc émis par des noyaux animés de vitesses de recul différentes, selon la succession des durées de vie considérées.

Dans notre expérience, la cible utilisée (ensemble de deux cibles de $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$) est une cible non idéalement mince : les premiers photons de la cascade de désexcitation sont émis lors du ralentissement des noyaux dans la cible ; les suivants sont émis par les noyaux en vol hors de la cible, à vitesse de recul des noyaux constante. La question qui se pose alors est de savoir à quel moment de leur désexcitation les noyaux sortent de la cible.

Pour tenter d'y répondre, une simulation Monte Carlo a été effectuée. Elle repose :

- d'une part, sur le calcul des temps de traversée et vitesses des noyaux le long de la cible en utilisant un pouvoir d'arrêt dE/dx tiré de la compilation SRIM-2003[75] ;
- d'autre part, pour une cascade de désexcitation donnée, sur le tirage aléatoire des temps de vie des états successifs selon la loi de probabilité adaptée.

La cible est décomposée en plusieurs zones (équivalentes à des tranches de même épaisseur) pour chacune desquelles le temps de traversée depuis le lieu de production des noyaux (qui peut avoir lieu n'importe où dans la cible avec une probabilité égale) ainsi que leur vitesse de recul sont calculés. Le temps d'émission obtenu par tirage aléatoire est comparé au temps de traversée dans la cible afin de déterminer la dernière zone atteinte par les noyaux. Le v/c retenu est pris égal à celui correspondant à cette zone.

Dans la simulation, la cascade de désexcitation considérée commence à l'état de spin $(j+36)^2$ et finit à l'état de spin $(j+10)$ (cf. Figure 1.11). Aucune alimentation latérale de ces états n'est considérée. Au moins 1000 cascades sont simulées par zone pour tenir compte de l'équiprobabilité de production des noyaux dans les différentes parties de la cible.

Nous obtenons alors, pour chaque transition, la distribution de la vitesse de recul du noyau lors de l'émission du photon considéré. Les résultats sont présentés pour trois transitions sur la Figure 3.3.

Nous voyons que la distribution de vitesse évolue lorsque l'on descend en spin : d'étroite et piquée à la valeur de 0,0178 pour la transition $(j+36) \rightarrow (j+34)$ d'énergie 823keV (la vitesse de recul maximale lors de la formation des noyaux de ^{192}Hg est de 0,0180), cette distribution s'élargit (cf. transition $(j+30) \rightarrow (j+28)$ d'énergie 731,5keV) jusqu'à devenir uniforme et s'étendre de la valeur 0,0166 à 0,0178 à partir de la transition $(j+26) \rightarrow (j+24)$ d'énergie 668,1keV. Les noyaux sont alors pratiquement tous sortis de la cible lors de l'émission γ .

Toutes les autres transitions SD situées en dessous du niveau de spin $(j+24)$, ainsi que les transitions de lien que nous recherchons et les transitions ND, sont donc émises par des noyaux dont la vitesse de recul est distribuée uniformément entre 0,0166 et 0,0178.

La conséquence de cette distribution est un élargissement des raies. Pour une transition de 500keV émise par des noyaux à différentes vitesses de recul, la largeur à mi-hauteur expérimentale (mesurée en source) de la raie est de 1,9keV. L'élargissement dû à la distribution de vitesse est lui de 0,6keV. La mesure de la largeur à mi-hauteur de la transition SD à 532,1keV donne une valeur de 2,3keV à l'angle $\theta=80,84^\circ$ pour lequel l'élargissement Doppler des raies

²j est le spin du niveau le plus bas de la bande SD et est indéterminé. L'étude des transitions de lien devrait permettre de lever cette indétermination.

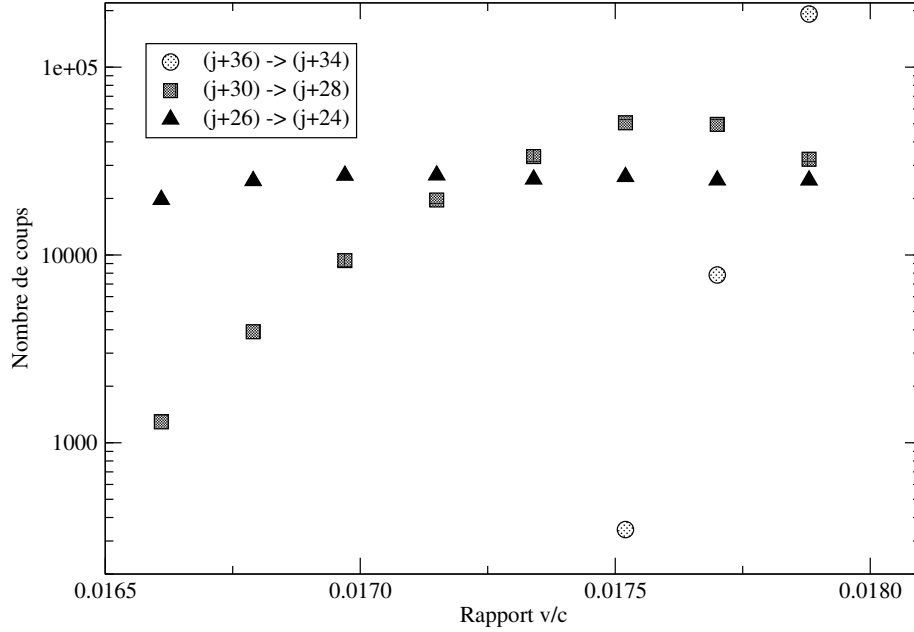


FIG. 3.3: *Distributions de vitesse des noyaux simulées au moment de l'émission des transitions $(j+36) \rightarrow (j+34)$, $(j+30) \rightarrow (j+28)$ et $(j+26) \rightarrow (j+24)$.*

est presque maximal. L'incidence de la distribution de vitesse est donc faible et n'affecte pas le conditionnement des spectres puisque les “gates” (cf. paragraphe 3.3.1) sont prises à $\pm 1,5\text{keV}$. Ces dernières seront affinées par la suite.

Par contre, pour les transitions de lien recherchées et attendues à des énergies supérieures à 1MeV, l'élargissement est plus important : une raie à l'énergie $E_\gamma=2\text{MeV}$ a une largeur à mi-hauteur due à la résolution des détecteurs (mesurée en source) de 3keV ; l'élargissement provenant de la distribution de vitesse est quant à lui de 2,4keV. Le chevauchement d'une raie correspondant à une transition de lien avec une raie d'une transition autre est alors possible, d'autant plus que la largeur à mi-hauteur va croissant avec l'énergie. D'autre part, l'intensité de ces raies sera plus distribuée et ces dernières se détacheront alors moins nettement du fond.

Un effet tout aussi gênant pourrait apparaître en raison d'un mauvais alignement des spectres, dû à une mauvaise précision du v/c moyen utilisé lors de la correction du décalage Doppler. Ce v/c moyen est déterminé à partir des mesures sur les centroïdes des raies, car ce sont eux que nous devons aligner. Nous allons maintenant présenter les mesures que nous avons faites pour obtenir cette valeur.

Nous effectuons deux séries de mesures de v/c , l'une portant sur les transitions ND et l'autre sur les transitions SD. Nous projetons des spectres conditionnés par des “gates” suivant les différentes positions angulaires des détecteurs : chaque spectre obtenu est la somme des spectres des cristaux positionnés au même angle moyen dans EUROBALL.

Pour mesurer la vitesse de recul, nous mesurons sur deux spectres correspondant à des positions angulaires éloignées les énergies de transitions ND ou SD. Pour une transition donnée, nous

obtenons alors l'énergie E_i pour une position angulaire θ_i et l'énergie E_j pour une position angulaire θ_j . A partir de la formule de correction du décalage Doppler (Eq. (2.8)), nous déduisons la mesure de la vitesse :

$$v/c = \frac{E_j - E_i}{E_i \cos \theta_j - E_j \cos \theta_i} \quad (3.1)$$

L'erreur sur la détermination de v/c a deux composantes :

- l'une statistique sur les mesures des énergies, données par le logiciel d'analyse de Radware ;
- l'autre systématique sur l'angle d'émission des photons. En supposant une erreur sur la position angulaire $\Delta\theta=2^\circ$, qui est surestimée, l'erreur relative sur v/c est de 2%.

Chaque mesure de v/c que nous allons présenter est accompagnée de sa barre d'erreur statistique. La valeur de cette dernière est déterminée par un calcul de propagation d'erreur à partir de l'équation (3.1). L'erreur systématique ne sera prise en compte que pour les valeurs moyennes de v/c présentées à la fin.

Nous réalisons deux types de spectres : le premier conditionné par des transitions ND et le second par des transitions SD. Pour chaque type, des spectres 1-, 2-, et 3-fois conditionnés sont projetés. Nous choisissons pour "gates" 9 transitions ND de la bande rotationnelle s'étendant du niveau d'énergie 2536keV et de spin 12^+ au niveau d'énergie 9154keV et de spin 30^+ . Les transitions sur lesquelles portent les mesures de v/c sont celles à 570keV, 657keV, 741keV, 781keV et 892keV pour les positions angulaires $\theta_1=34,60^\circ$, $\theta_2=129,44^\circ$, $\theta_3=141,01^\circ$ et $\theta_4=149,28^\circ$.

Les transitions SD considérées pour le conditionnement des spectres sont celles de la bande SD yrast, de 257keV à 794keV à l'exception des transitions à 421keV et 635keV confondues avec les transitions des premiers niveaux ND yrast. Les spectres utilisés sont ceux correspondant aux mêmes angles que les spectres conditionnés ND. Les transitions que nous mesurons sont celles à 341,4keV, 381,6keV, 458,8keV, 496keV, 532,1keV, 567,1keV, 601,7keV et 668,1keV, pour lesquelles la distribution de vitesse est uniforme d'après la simulation. La Figure 3.4 montre la raie à 496keV que nous avons mesurée pour les angles θ_1 et θ_2 .

Les mesures de l'énergie des transitions ND sont également effectuées sur divers spectres multiconditionnés et sur différentes cascades du schéma de niveaux. Dans tous les cas, le spectre (n-1)-conditionné est utilisé pour la soustraction de fond. Les résultats de ces mesures pour les expériences de juillet et novembre sont présentés sur les Figures 3.5 et 3.6. Nous constatons, pour chaque couple d'angles, le bon accord des mesures selon les barres d'erreur que nous avons calculées.

En effectuant la moyenne pondérée pour chaque rapport v/c mesuré, et en tenant compte de l'erreur systématique sur la position angulaire, nous trouvons les valeurs suivantes :

- Juillet : $v/c=0,0170 (\pm 0,0002)$ mesuré à partir des transitions ND et $v/c=0,0172 (\pm 0,0002)$ mesuré à partir des transitions SD ;
- Novembre : $v/c=0,0169 (\pm 0,0002)$ mesuré à partir des transitions ND et $v/c=0,0168 (\pm 0,0002)$ mesuré à partir des transitions SD.

Les valeurs moyennes de v/c confirment les résultats de la simulation Monte Carlo. Pour les corrections Doppler des données de l'expérience de juillet, nous prenons la valeur moyenne des

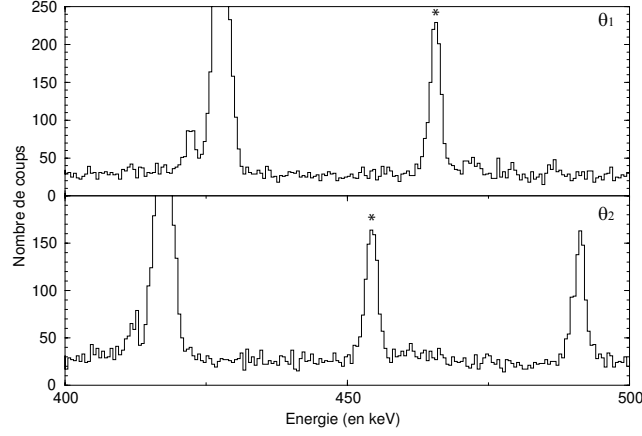


FIG. 3.4: *Spectres 3-fois conditionnés SD pour les positions $\theta_1=34,60^\circ$ et $\theta_2=129,44^\circ$. La transition à 496keV sur laquelle nous effectuons la mesure est labellée par *.*

deux mesures, soit $v/c=0,0171 (\pm 0,0002)$ et $v/c=0,0169 (\pm 0,0002)$ pour celles de l'expérience de novembre. Ces corrections seront également appliquées aux transitions SD supérieures à la transition $(j+26) \rightarrow (j+24)$ qui sont utilisées pour le conditionnement des spectres. Comme nous l'avons écrit précédemment, pour les énergies inférieures à 1000keV, l'erreur de correction de l'énergie commise est inférieure à la largeur prise pour les "gates".

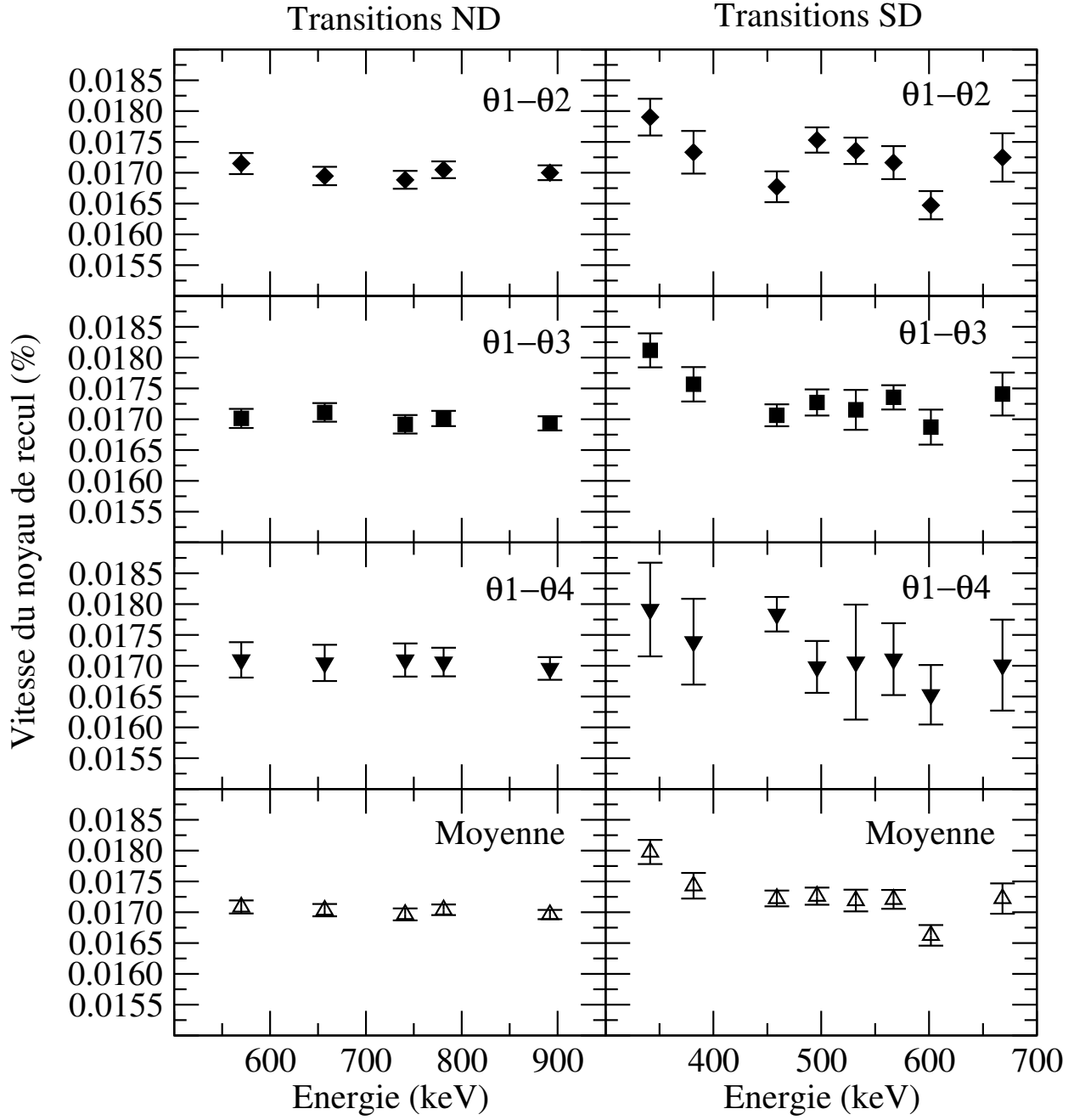


FIG. 3.5: Mesures de la vitesse de recul des noyaux pour l'expérience de juillet, correspondant à des transitions ND (à gauche) et SD (à droite). Les combinaisons de positions angulaires sont précisées : $\theta_1=34,60^\circ$, $\theta_2=129,44^\circ$, $\theta_3=141,01^\circ$ et $\theta_4=149,28^\circ$.

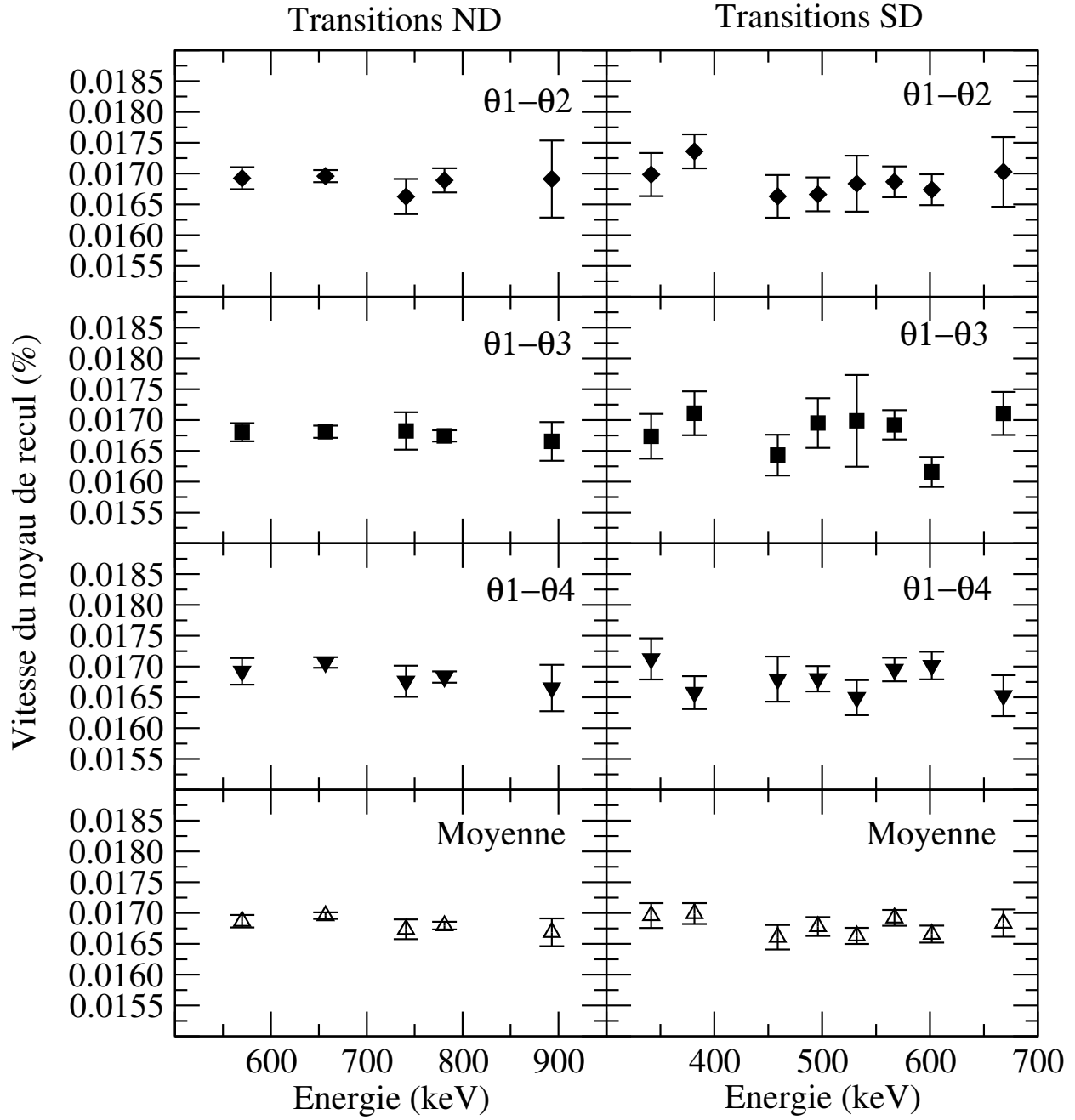


FIG. 3.6: Mesures de la vitesse de recul des noyaux pour l'expérience de novembre, correspondant à des transitions ND (à gauche) et SD (à droite). Les combinaisons de positions angulaires sont précisées : $\theta_1=34,60^\circ$, $\theta_2=129,44^\circ$, $\theta_3=141,01^\circ$ et $\theta_4=149,28^\circ$.

3.2.5 Vérification du mode addback

A présent que nous connaissons la vitesse de recul des noyaux, nous pouvons vérifier si la sommation “addback” (nous considérons ici les coïncidences entre deux cristaux) s’effectue correctement et, le cas échéant, exclure de l’analyse les spectres de certaines combinaisons (décalages par rapport aux spectres individuels ou présence de pics doubles (cf. Figure 3.7)). La correction Doppler est faite en utilisant l’angle moyen des positions des deux cristaux de la combinaison. Pour les clusters, nous ne considérons que les combinaisons entre proches voisins et celles avec le cristal central (cf. Figure 3.8), les autres n’apportant que du fond (cf. Figure 3.9).

Pour l’expérience de juillet, les combinaisons de 3 clovers ont été retirées, de même que 16 combinaisons de clusters. Pour l’expérience de novembre, les combinaisons des 3 mêmes clovers ont été exclues, de même que 15 combinaisons de clusters.

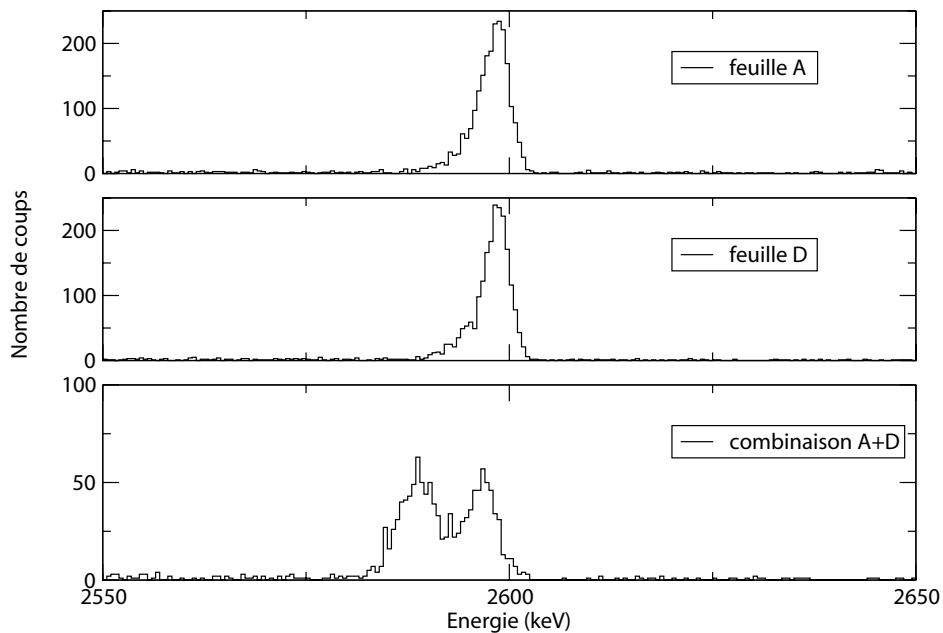


FIG. 3.7: Transition à $2598,46\text{keV}$ de ^{56}Co : en bas, spectre de la combinaison des cristaux A et D du clover 1; en haut, les spectres individuels.

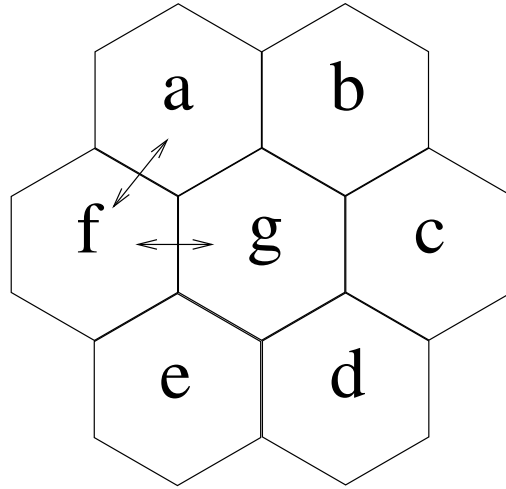


FIG. 3.8: *Combinaisons des cristaux de cluster considérés pour la sommation addback.*

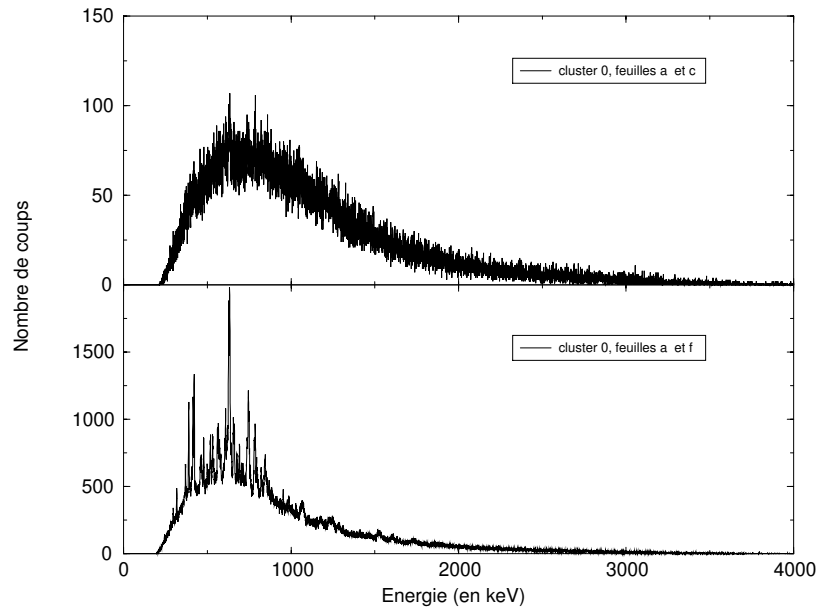


FIG. 3.9: *Addback de deux cristaux d'un même cluster : en haut deux cristaux éloignés (combinaison a-c), en bas deux cristaux voisins (combinaison a-f).*

3.2.6 Efficacité relative des détecteurs d'EUROBALL pendant les expériences

Nous réalisons les courbes d'efficacité relatives des différents types de détecteur à l'aide du programme EFFIT de Radware et des mesures faites en source (cf. Figure 3.10). En comparant cette courbe à celle d'une autre expérience menée dans de meilleures conditions sur ^{190}Hg (cf. Figure 3.11), nous voyons nettement la perte d'efficacité au niveau des clusters à haute énergie, c'est-à-dire dans le domaine qui nous intéresse en particulier.

3.2.7 Filtrage des “événements neutron”

Les réactions de fusion-évaporation produisent de nombreux neutrons, qui réagissent selon des réactions $(n,n')\gamma$ avec les matériaux environnants. Nous avons d'ailleurs utilisé les raies de certaines de ces transitions pour la calibration des détecteurs (cf. paragraphe 3.2.3). Néanmoins, ces raies constituent des pollutions dans les spectres.

Comme nous l'avons déjà indiqué, ces transitions ne nécessitent pas de correction Doppler. Etant donné que nous corrigeons l'ensemble de nos données de cet effet, les raies à haute énergie issues des réactions avec les neutrons vont être réparties dans les spectres et mélangées au fond. En revanche, les transitions à basse énergie ($< 1000\text{keV}$) sont elles bien visibles. Dans notre cas, les plus intenses sont les raies à 596keV et 834keV provenant, respectivement, des réactions $^{74}\text{Ge}(n,n')\gamma$ et $^{72}\text{Ge}(n,n')\gamma$ qui ont lieu au sein des cristaux de germanium.

Ces raies apparaissent sous forme de bosses dites “bosses neutron” (cf. Figure 3.12) : lors du choc du neutron incident avec un noyau de germanium, une partie de l'énergie communiquée se fait sous forme d'énergie cinétique. Le noyau recule dans le cristal, et cette énergie de recul est ainsi mesurée par le détecteur. Typiquement, pour un neutron incident d'énergie $E_n=2\text{MeV}$ sur un noyau de ^{72}Ge , l'énergie de recul est au maximum de 90keV . Cette énergie s'ajoute à celle du photon émis, expliquant la largeur de ces raies qui sont très gênantes.

Pour éliminer, ou tout au moins réduire ces bosses, nous ne pouvons utiliser de condition de fold : en effet, les photons parasites sont en coïncidence avec les neutrons issus des réactions produisant les photons que nous recherchons. Par contre, les neutrons sont plus lents que les photons pour parcourir la distance cible-détecteur : un neutron d'énergie $E_n=2\text{MeV}$ met environ 19ns pour atteindre un détecteur phase I. La fenêtre de coïncidence en temps étant fixée à $\sim 300\text{ns}$ pour les deux expériences, nous comprenons la raison pour laquelle les photons des réactions $(n,n')\gamma$ sont mesurés.

La résolution temporelle des TAC³ des détecteurs étant en moyenne de $0,5\text{ns}$, nous pouvons envisager un filtrage temporel des “événements neutron”. Cependant, ce filtrage ne peut être l'imposition simple d'un seuil en temps : les photons de basse énergie émis depuis la cible pénètrent peu profondément dans les détecteurs, dans des régions où la collecte des charges est plus lente en raison de la non-uniformité du champ électrique. A cela s'ajoute une détérioration de la résolution en temps avec les basses énergies due à des signaux plus faibles. Ces photons,

³Time Amplitude Converter = Convertisseur Temps-Amplitude

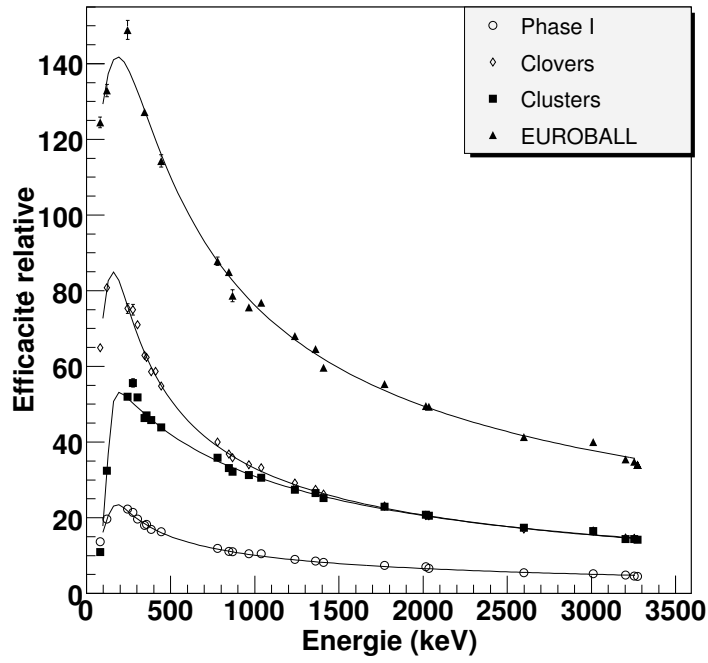


FIG. 3.10: *Courbes d'efficacité relative pour l'expérience de juillet.*

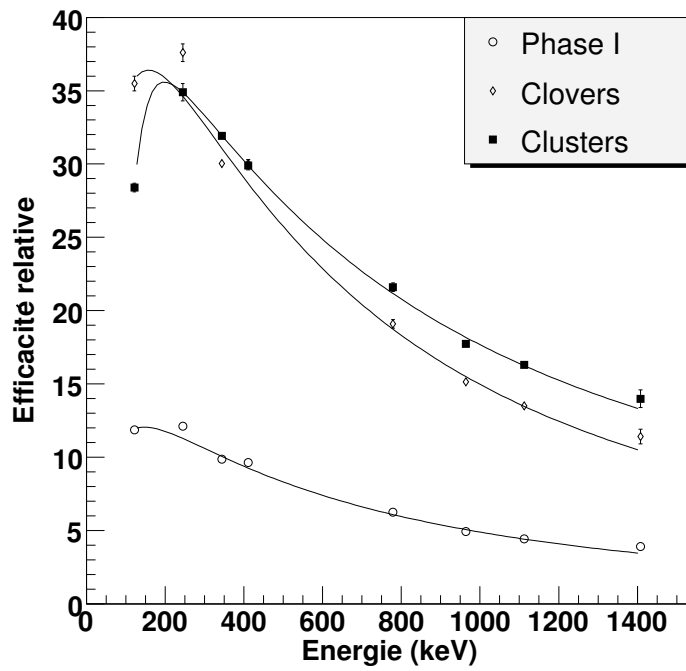


FIG. 3.11: *Courbes d'efficacité relative d'une expérience antérieure portant sur l'étude de ^{190}Hg .*

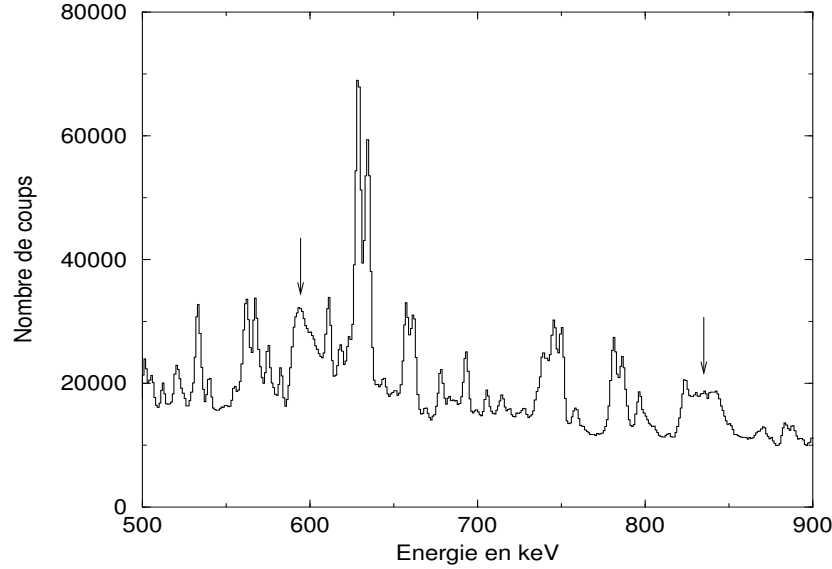


FIG. 3.12: *Spectre somme des détecteurs phase I de l'expérience de juillet : les bosses neutrons caractéristiques à 596keV et 834keV sont indiquées.*

qui nous intéressent, sont ainsi détectés avec un retard comparable à celui des “événements neutron” : ils sont qualifiés de retardés.

Les énergies correspondant aux photons retardés et aux “événements neutron” étant différentes, nous pouvons discriminer ces derniers en imposant un seuil en temps fonction de l'énergie. Pour ce faire, nous projetons des matrices E_γ -TAC. Les réponse et résolution en temps étant différentes d'un type de détecteur à l'autre [74], nous construisons donc trois matrices : une pour les détecteurs phase I, une pour les clovers et une pour les clusters. Les spectres temps sont au préalable alignés entre eux.

La matrice pour les détecteurs phase I de l'expérience de juillet est présentée sur la Figure 3.13. Les positions des deux plus importantes “bosses neutron” sont indiquées par les flèches rouges. Ces événements apparaissent dans la représentation de la matrice sous forme de prolongements selon l'axe des temps. Ce sont ces prolongements que nous allons éliminer en dessinant un contour sur la représentation (en rouge sur la figure), tout en essayant de conserver ceux à basse énergie correspondant aux photons retardés.

La Figure 3.14 présente la partie des événements que nous rejetons grâce à ce contour, et celle que nous gardons. Il a fallu faire un compromis entre le nombre d' “événements neutron” rejetés et le nombre de photons retardés qui sont également rejetés par cette méthode de sélection.

Nous pouvons à présent montrer la projection totale des deux expériences dont nous avons additionné les données. La Figure 3.15 montre l'ensemble du spectre et en encadré un zoom sur l'intervalle d'énergie allant de 0keV à 1000keV. La largeur à mi-hauteur aux alentours de 500keV est de 2,9keV, ce qui est conforme à nos attentes.

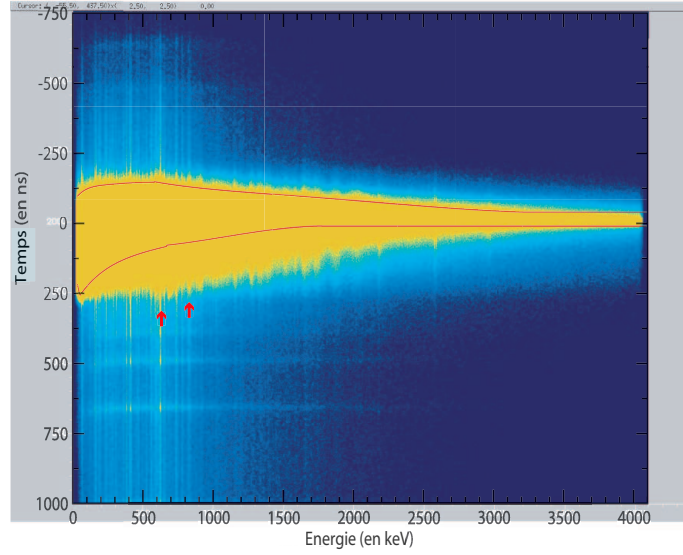


FIG. 3.13: *Matrice Energie γ -Temps de la projection totale de l'expérience de juillet pour les détecteurs phase I. Le zéro de l'échelle des temps est arbitraire, fixé au maximum de la distribution. Les flèches rouges indiquent les bosses neutrons présentées sur la Figure 3.12.*

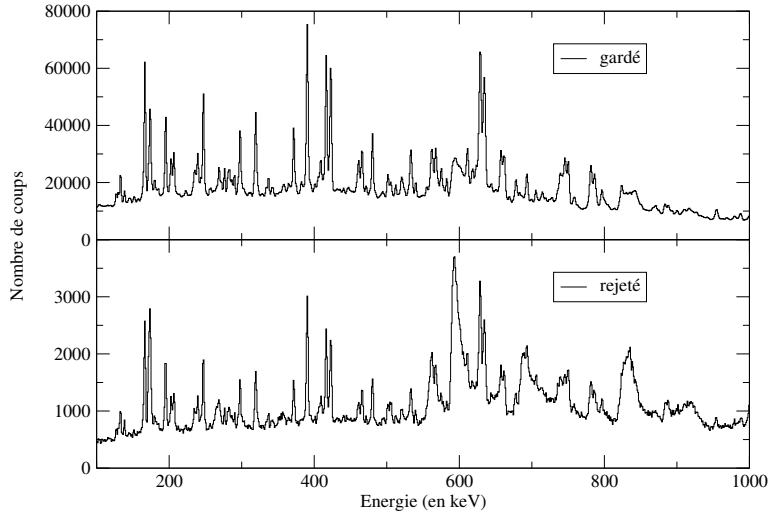


FIG. 3.14: *Projections totales de l'expérience de juillet pour les détecteurs phase I, avec utilisation de la sélection en temps par contour : en bas les événements rejetés, en haut ceux conservés.*

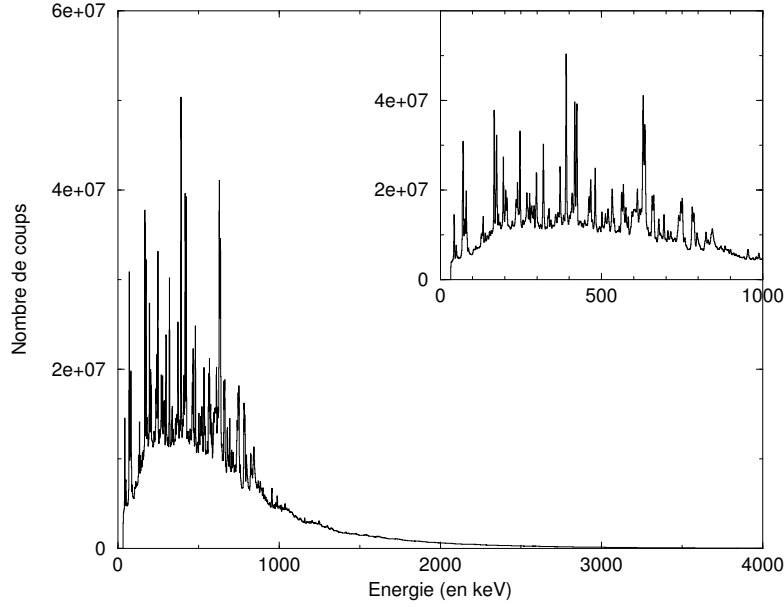


FIG. 3.15: *Projection totale, après toutes les corrections, de l'ensemble des événements issus des deux expériences. En encadré, un zoom du spectre afin de mieux visualiser les transitions principales.*

3.3 Sélection en énergie : gates et filtres

Pour faire apparaître dans les spectres les transitions qui nous intéressent, nous utilisons le fait que les photons appartenant à une même cascade soient émis en coïncidence : en imposant, lors de la création de spectres, que ne soient incrémentées que les énergies en coïncidence avec des transitions SD connues, par exemple, nous faisons apparaître la bande SD et les transitions en coïncidence avec elle. Pour l'analyse que nous avons menée, nous avons utilisé deux types de sélection en énergie existants :

- Utilisation de fenêtres de sélection ou “gates”, associées au rangement “anti-spike” [76] ;
- Les filtres GRF (Gamma Ray Filter) [77].

Dans la suite, nous illustrerons nos propos dans le cadre de la bande SD yrast de ^{192}Hg . Mais ceci reste valable quels que soient les spectres conditionnés (ND par exemple) que l'on veut projeter.

3.3.1 Gates et rangement “anti-spike”

Une “gate” est une fenêtre de sélection en énergie imposée : pour qu'une énergie d'un événement soit incrémentée dans un spectre, il faut que l'événement contienne cette “gate”. Un spectre 1-, 2-, 3-fois conditionné par des “gates” est un spectre dont seules les énergies en coïncidence avec 1, 2, 3 “gates” ont été incrémentées.

Plus on impose d'énergies en coïncidence, mieux on sélectionne le phénomène (Figure 3.16).

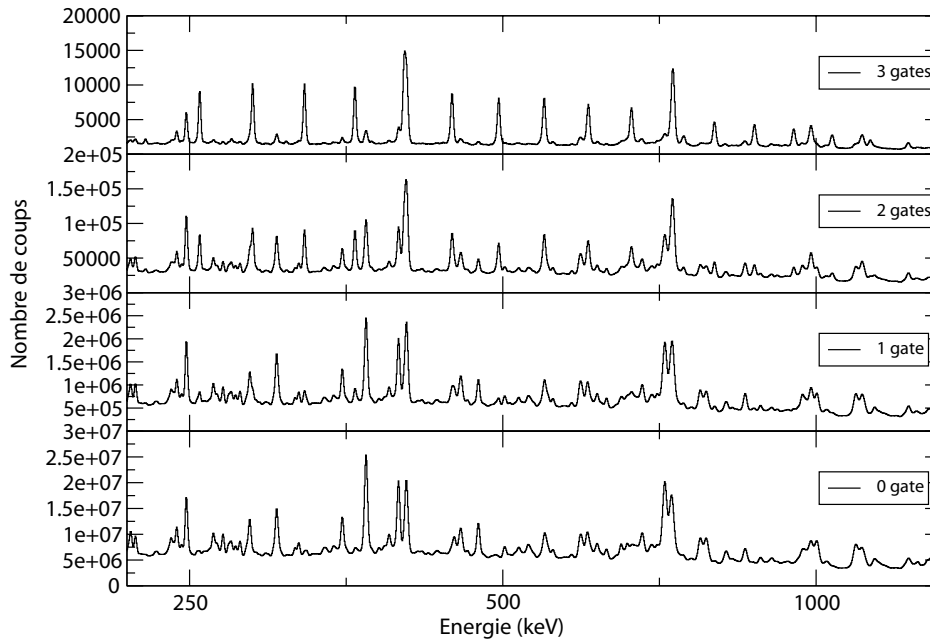


FIG. 3.16: Spectres de l'expérience de juillet, de bas en haut : aucune condition, conditionné 1 fois, conditionné 2 fois, conditionné 3 fois. Plus le conditionnement est sévère, mieux apparaît la bande SD *grast* de ^{192}Hg mais plus faible est la statistique.

Il faut bien faire attention aux énergies que l'on utilise comme "gates" : elles ne doivent en effet pas être trop proches d'autres transitions appartenant à d'autres noyaux ou à des transitions ND du noyau étudié, lorsque l'on s'intéresse aux bandes superdéformées. C'est le cas des transitions SD de 421,1keV et 634,9keV trop proches des transitions ND de 422keV et 635keV du noyau ^{192}Hg .

Précisons que les "gates" ont une certaine largeur : nous l'avons fixée initialement à ± 3 canaux (1,5keV) autour de la transition choisie.

Avant l'avènement des multidétecteurs de type EUROBALL ou GAMMASPHERE, les événements collectés lors des expériences étaient de bas fold⁴. Pour exploiter ces données, on réalisait des spectres à m-dimensions conditionnés par un nombre p de "gates" choisies parmi une liste de q "gates". Les événements considérés étaient alors de fold $n=m+p$; ceux de fold plus élevés étant rares, il n'était pas utile de les récupérer dans la statistique : on les traitait donc de la même manière que les événements de fold n. Les premières analyses des expériences utilisant les multidétecteurs ont été menées selon la même méthode, que nous allons présenter.

⁴fold : nombre de photons détectés dans un événement.

Pour incrémenter les spectres à m -dimensions, les événements de fold $n \geq m+p$ étaient décomposés en sous-événements de dimension m en coïncidence avec un nombre p de “gates” strict. Prenons l'exemple suivant pour illustrer nos propos : soit l'événement de fold 5 composé des énergies (G1,G2,E3,E4,E5) où G1 et G2 correspondent à deux “gates” parmi la liste considérée. Nous désirons construire des spectres à 1 dimension, conditionnés 2-fois. On décompose alors l'événement de dimension 5 en un événement de dimension $p=2$ (G1,G2) et en un événement de dimension 3 (E3,E4,E5). Ce dernier est alors décomposé en sous-événements de dimension $m=1$: (E3), (E4) et (E5). Chacun de ces sous-événements est incrémenté une fois dans le spectre et aucun biais n'apparaît dans ce cas.

Un problème survient néanmoins lorsque l'on considère un événement contenant plus d'énergies correspondant à des “gates” que la condition requise pour incrémenter les spectres. Soit l'événement de fold 5 composé des énergies (G1,G2,G3,E4,E5) où G3 correspond à une “gate”. Selon la méthode de rangement, nous pouvons former trois couples de “gates” : (G1,G2), (G1,G3) et (G2,G3). Avec le premier couple, nous incrémentons une fois G3, E4 et E5, avec le deuxième couple nous incrémentons une fois G2, E4 et E5, et avec le troisième nous incrémentons une fois G1, E4 et E5. Par conséquent, nous avons incrémenté une fois les énergies correspondant à des “gates” et trois fois les deux autres énergies : ceci conduit à l'incrémentation exagérée des canaux correspondant aux énergies E4 et E5, ce qui se manifeste sous la forme de “spikes”(=pointes) aux énergies E4 et E5 dans le spectre. Si à bas fold la présence de ces spikes n'est pas dramatique, elle le devient à fold élevé.

Une autre méthode de rangement traitant les événements de fold élevé, dite “spike free”, a donc été mise au point [76] : elle considère cette fois-ci l'événement dans son ensemble. Il est décomposé en sous-événements de dimension m , et ne sont incrémentés qu'une et une seule fois dans ces spectres à m -dimensions les énergies en coïncidence avec le reste de l'événement contenant au moins p “gates”.

Dans notre premier exemple, nous pouvons former 5 sous-événements de dimension 1 mais seuls les événements (E3), (E4) et (E5) sont incrémentés : il n'y a pas de différence entre les deux méthodes de rangement. Dans le second exemple contenant 3 énergies correspondant à des “gates”, nous considérons les 5 sous-événements (G1), (G2), (G3), (E4) et (E5). Chacun de ces sous-événements est en coïncidence avec le reste de l'événement contenant au moins 2 “gates”, et n'est donc incrémenté qu'une seule fois dans le spectre à 1-dimension construit : il n'y a plus de “surcomptage” et plus de “spike”. Cette méthode est celle que nous avons utilisée.

3.3.2 Filtres

La méthode que nous venons d'exposer présente un inconvénient : elle ne fait pas de distinction entre une énergie située au milieu d'une “gate”(où le rapport signal/bruit est le plus élevé) et une énergie proche de la limite de cette “gate”(où le rapport signal/bruit est le plus faible) : ces deux énergies ont le même poids dans le conditionnement des spectres. Pour pallier ce défaut, une nouvelle méthode a été proposée par J. Wilson et B. Herskind baptisée “Gamma Ray Filtering” ou GRF [77].

Dans la méthode “spike free”, si l'on considère un événement de fold n composé des énergies

$(E_1, E_2, \dots, E_n)$ et que l'on veut construire un spectre à une dimension conditionné par p “gates” parmi une liste de q “gates”, on regarde successivement chaque énergie $E_i (i=1, \dots, n)$. Pour chacune, on compte dans le reste de l'événement le nombre d'énergies correspondant à des “gates” parmi les énergies $E_j (j \neq i)$: pour que le spectre soit incrémenté de l'énergie E_i , il faut qu'au moins p énergies E_j correspondent à des “gates”.

En termes plus mathématiques, ceci revient à calculer pour chaque énergie E_i la quantité S_i définie par :

$$S_i = \sum_{j=1, \dots, n, j \neq i} P(E_j)$$

où $P(E_j)$ est une fonction telle que :

- $P(E_j)=0$ si E_j ne correspond pas à l'une des q “gates” ;
- $P(E_j)=1$ si E_j correspond à l'une des q “gates” ;

La Figure 3.17 représente la fonction P correspondant à 14 “gates” prises parmi les transitions de la bande SD yrast de ^{192}Hg . Cette fonction peut être vue comme une structure d'intérêt, et la quantité S_i comme une mesure de la similitude entre l'événement considéré et cette structure. Comme nous le voyons, la fonction P est assez éloignée de la structure de la bande SD. La méthode GRF a pour but de reproduire plus fidèlement la structure d'intérêt, dans notre cas la bande SD yrast de ^{192}Hg .

Dans cette méthode, l'événement est analysé de la même façon que dans la méthode “spike free”, seules la quantité S_i et la fonction $P(E_j)$ sont différentes. Nous les désignerons par S'_i et $P'(E_j)$. P' est une fonction continue, construite dans notre cas à partir de la combinaison de deux spectres (cf. Figure 3.18) :

- la projection totale normalisée, qui donne la probabilité pour chaque photon d'être détecté pendant l'expérience ;
- un spectre conditionné en utilisant la méthode “spike free”, qui donne la forme de la structure d'intérêt.

La fonction P' , aussi appelée filtre, est le rapport du spectre conditionné sur la projection totale, normalisé afin que le nombre moyen de coups par canal soit environ égal à l'unité (un spectre plat normalisé à 1 coup/canal n'introduit aucune sélection dans les données). Le degré de coïncidence pour une énergie E_i avec la structure d'intérêt est mesuré par son score S'_i défini par :

$$S'_i = \prod_{j \neq i} P'(E_j)$$

Le conditionnement des spectres se fait en imposant une valeur de score S' minimale sur les énergies à incrémenter. Plus S' est élevée, plus la similitude avec la structure d'intérêt est importante. En contrepartie, comme dans le cas des “gates”, la statistique diminue. Le choix de S' sera donc un compromis entre sélectivité et statistique (cf. Figure 3.19). L'avantage de cette méthode est de considérer tous les photons qui contribuent à la structure d'intérêt, et de “supprimer” plus efficacement les pollutions (cf. Figure 3.18). La sélection est également plus fine puisque le seuil S' peut varier continuellement contrairement à la condition p qui est discrète. La sélectivité à statistique équivalente est également meilleure. Sur la Figure 3.20 nous comparons un spectre 2-fois conditionné à partir d'une liste de 6 “gates” obtenu par la méthode

“spike free” et un autre spectre obtenu par la méthode GRF, en utilisant un filtre bâti à partir d’un spectre 3-fois conditionné en utilisant la même liste de 6 “gates” : la bande SD yrast de ^{192}Hg apparaît clairement sur ce dernier spectre. Par ailleurs, les pollutions dues aux raies du noyau de ^{191}Hg sont clairement réduites. Nous avons ainsi choisi d’analyser les données à l’aide de cette méthode.

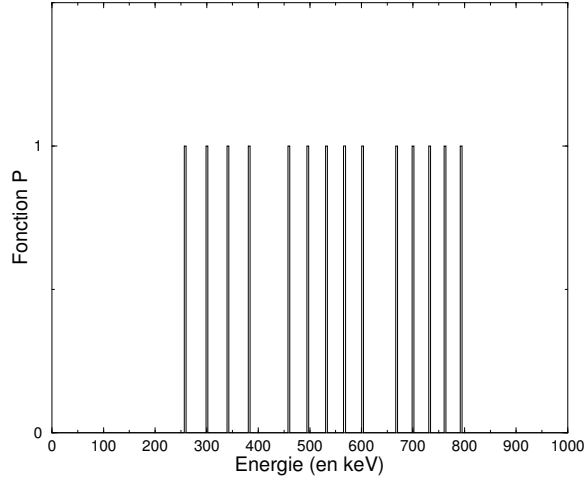


FIG. 3.17: *Représentation de la structure d’intérêt dans le cas du rangement utilisant les “gates”.*

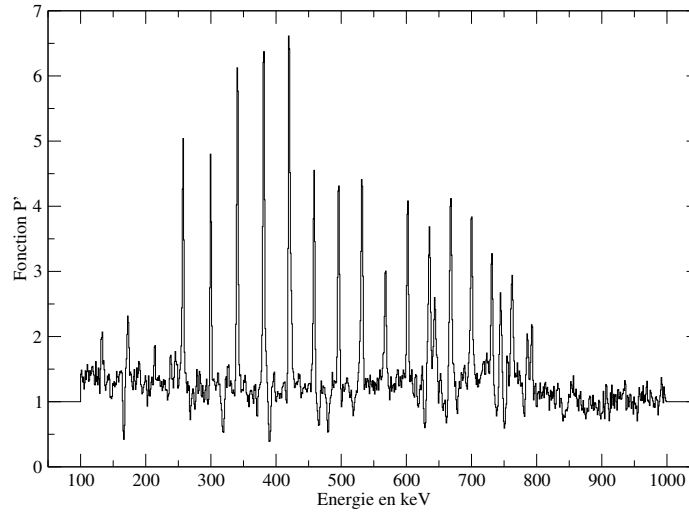


FIG. 3.18: *Filtre obtenu à partir d’un spectre 3-fois gatés SD (liste de 6 gates) et de la projection totale pour l’expérience de juillet. Les trous correspondent aux transitions ND de ^{191}Hg .*

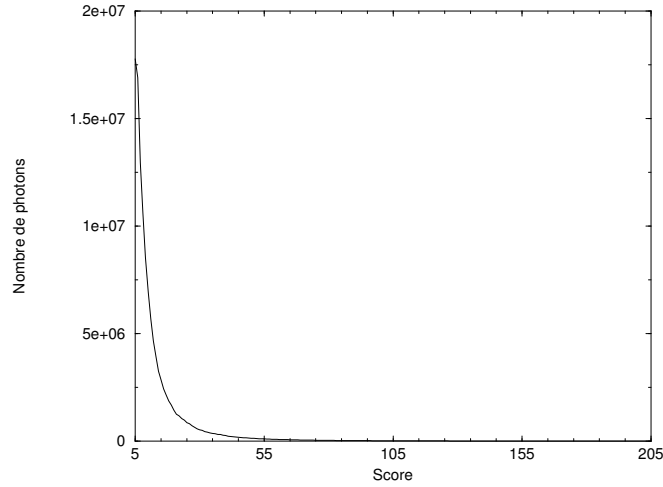


FIG. 3.19: *Evolution du nombre de photons détectés en fonction de leur score, pour l'expérience de juillet. La perte de statistique avec l'augmentation de la valeur du score est flagrante, mais la qualité des spectres obtenus est en revanche meilleure.*

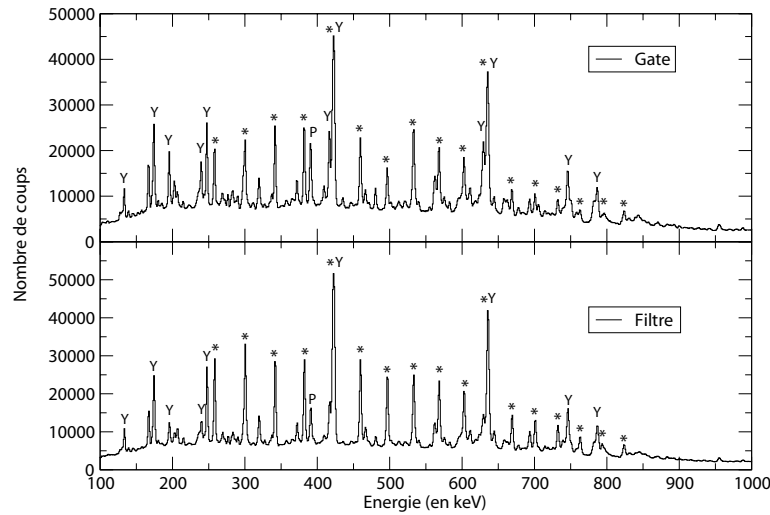


FIG. 3.20: *Comparaison entre spectre 2-fois conditionné en utilisant la méthode “spike free” et spectre obtenu par la méthode GRF, à partir de la même liste de gates, à statistique équivalente. Le spectre “Filtre” fait apparaître plus clairement la bande SD γ ast de ^{192}Hg . (*) désigne les transitions SD, (Y) les principales transitions ND et (P) la transition à 390keV de ^{191}Hg . La transition notée P est clairement réduite dans le spectre obtenu par la méthode GRF.*

3.4 Analyse des données

3.4.1 Recherche des transitions de liens entre niveaux de la bande SD yrast et niveaux à déformation normale dans ^{192}Hg

Les données des deux expériences menées en juillet et en novembre 2002 ont été additionnées pour effectuer l'analyse que nous allons maintenant présenter. Les deux techniques de conditionnement des spectres décrites dans la partie précédente ont été utilisées pour mener à bien cette analyse, de même que les logiciels gf3 de Radware et Scana⁵. Pour effectuer la soustraction de fond, nous avons utilisé plusieurs méthodes et fait de nombreux essais. Pour un spectre conditionné X-fois, une portion du spectre conditionné (X-1)-fois ou de la projection totale a été retirée. Avec l'emploi de Scana, nous avons considéré comme fond à soustraire la projection du fond situé de part et d'autre de la raie sélectionnée comme "gate".

Nous avons produit de nombreux spectres à une et deux dimensions (on parle alors de matrices) 1-, 2-, 3- et 4-fois conditionnés en utilisant la méthode "spike free" et la méthode des filtres. Les "gates" sont prises parmi des listes de transitions. Nous avons utilisé deux listes : une première liste contenant 12 transitions SD, d'énergies comprises entre 257keV et 762keV (exception faite des transitions à 421keV, 635keV et 731keV⁶), et une seconde liste contenant 6 transitions SD dites "propres" (transitions SD de 257keV à 496keV, en omettant la transition à 421keV) car non polluées par d'autres transitions issues de niveaux yrast. Par ailleurs, nous avons construit des spectres 2-fois conditionnés à partir de ces deux listes, en requérant que l'une au moins des deux transitions correspondant à deux "gates" dans l'événement appartienne à la liste des 6 transitions "propres", la seconde appartenant alors à la première liste de 12 transitions : ceci permet de minimiser le fond tout en maximisant la statistique. Ce sont ces spectres que nous considérons dans la suite.

A partir du spectre 4-fois conditionné selon la liste contenant 12 transitions SD, nous avons réalisé un filtre contenant 14 transitions SD : les 12 transitions de la liste de "gates" auxquelles nous avons ajouté les transitions à 731keV et 793keV qui sont suffisamment intenses sur le spectre pour être prises en compte. Le reste du filtre est ramené à un fond plat d'intensité une unité (cf. Figure 3.21). Nous avons réalisé un autre filtre contenant les 14 transitions SD à partir du spectre 3-fois conditionné selon la liste contenant les 6 transitions "propres".

Tous les spectres et matrices ainsi construits ont ensuite été comparés entre eux de façon à déterminer le conditionnement de meilleur compromis entre propreté et statistique. Nous avons finalement retenu les spectres construits à partir du filtre élaboré avec le spectre 4-fois conditionné, avec la condition de score $S' \geq 30$.

Nous avons enfin comparé les matrices retenues, construites selon les deux méthodes de conditionnement, en nous concentrant sur les transitions γ à haute énergie en coïncidence avec la bande SD et donc candidates pour être le lien entre états SD et ND. Il s'agit des raies à 1437keV, 1543keV, 1605keV, 2220keV, 2275keV et 3119keV établies dans le travail de thèse de

⁵Scana est un logiciel d'analyse de matrices développé à l'université de Manchester, 1992.

⁶Les transitions à 421keV et 635keV sont confondues avec les transitions des premiers niveaux ND et la raie à 731keV n'est pas très bien définie.

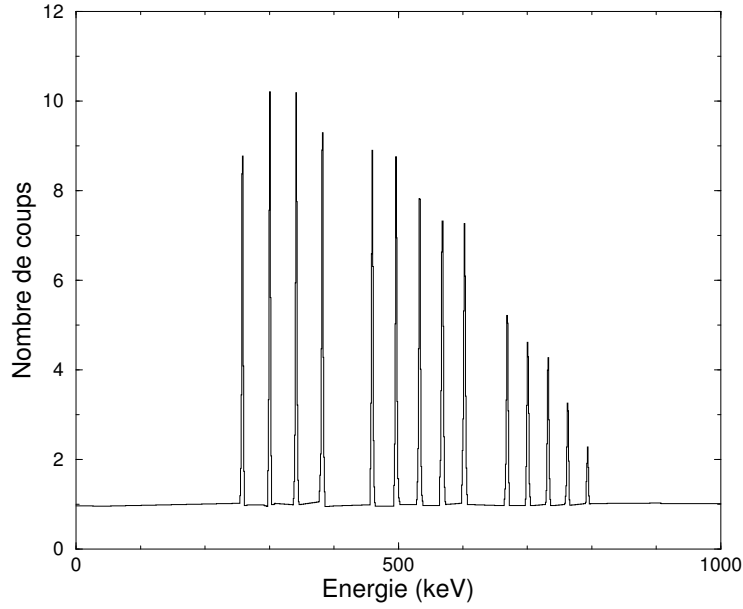


FIG. 3.21: *Filtre obtenu à partir du spectre 4-fois conditionné, en ne conservant que 14 transitions SD.*

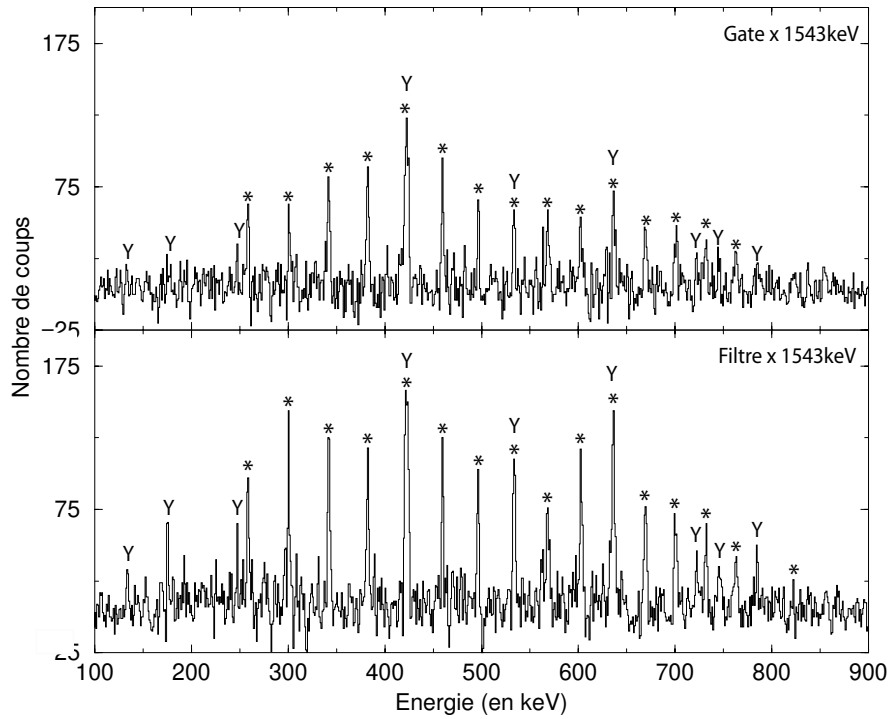


FIG. 3.22: *Comparaison des spectres en coïncidence avec la transition à 1543keV. En haut, le spectre obtenu à partir de la matrice conditionnée par "gates". En bas, le spectre obtenu à partir de la matrice conditionnée par filtre. Les transitions SD sont indiquées par (*) et les transitions yrast par (Y).*

A. Lopez-Martens [41].

La Figure 3.22 montre les spectres obtenus avec les deux méthodes de conditionnement en coïncidence avec la raie à 1543keV : elle fait apparaître clairement la meilleure qualité de spectre obtenue avec la méthode GRF. Ceci a été observé quelle que soit la transition candidate considérée. Nous ne considérons plus alors dans la suite de l'analyse que les spectres obtenus à partir du conditionnement par filtre.

Pour identifier les transitions de liens, d'intensité faible, nous avons effectué une étude détaillée de l'évolution des spectres avec la valeur de score du filtre. La Figure 3.23 montre une comparaison entre le spectre obtenu à partir de la matrice filtrée avec la condition $S' \geq 30$ (matrice à partir de laquelle nous allons faire notre analyse poussée sur les transitions de liens) et le spectre obtenu avec une condition de score beaucoup plus sélective ($S' \geq 500$).

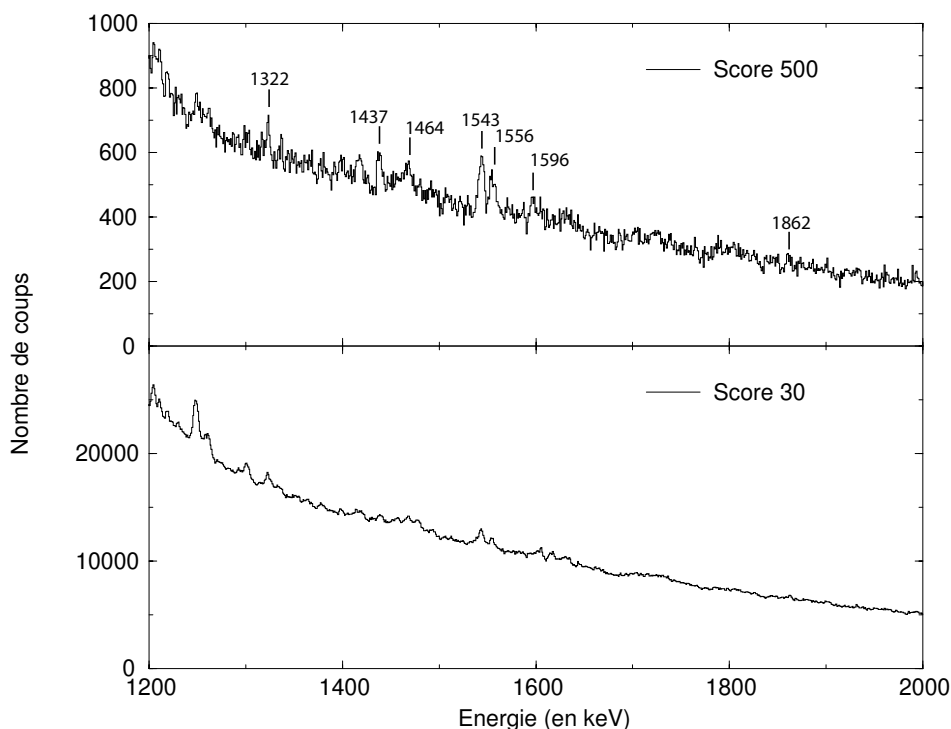


FIG. 3.23: *Projection des matrices filtrées, avec les conditions de score $S' \geq 30$ et $S' \geq 500$. Les transitions candidates qui ressortent de cette comparaison sont indiquées avec leur énergie (en keV).*

Nous avons ensuite repris la matrice filtrée avec la condition $S' \geq 30$ pour définir les fenêtres de sélection sur chaque candidat et ainsi projeter et analyser les spectres en coïncidence avec ces candidats (et vérifier par-là même si ce sont de bons candidats). L'identification des candidats potentiels au lien SD-ND, ainsi que leur relation de coïncidence, ont été effectuées à partir de cette matrice filtrée et en utilisant les logiciels gf3 et Scana. Dans tous les cas, nous avons utilisé différentes soustractions de fond (une proportion de la projection totale ou une proportion de fond autour de la raie choisie). Cette opération est très délicate, en particulier lorsqu'il s'agit de

transitions de très faible intensité. Par ailleurs, la composante continue de la désexcitation SD (cf. chapitre 1) ramène systématiquement la bande SD : une fenêtre sur le fond ramène donc cette bande.

Nous avons ainsi identifié plus de 20 transitions candidates et mesuré leurs intensités. La Figure 3.24 illustre le spectre obtenu à partir de plusieurs “gates” SD sur la matrice sus-citée. Les Figures 3.25 à 3.27 correspondent aux parties à haute énergie du spectre de la Figure 3.24. Elles montrent clairement la présence de plusieurs candidats dont l’analyse sera détaillée plus bas.

A partir du spectre de la Figure 3.24, nous avons identifié les transitions du schéma de niveaux à déformation normale (cf. Figure 3.28) alimenté par la désexcitation des états SD. La mesure de leurs intensités a également été effectuée et les résultats sont reportés dans le Tableau 3.1. C’est à partir de ce spectre que sont définies les fenêtres de coïncidence pour chaque candidat.

Un exemple de spectre issu de “gates” sur les candidats identifiés est illustré sur la Figure 3.29. Les mesures d’intensités, corrigées de l’efficacité de détection, et relatives à l’intensité de la bande SD sont reportées dans le Tableau 3.2.

Pour illustrer nos propos, nous avons choisi de présenter l’analyse effectuée pour le candidat à 1543keV, qui est la transition la plus intense (cf. Tableau 3.2), et dont le spectre en coïncidence est présenté sur la Figure 3.22. Ce spectre montre clairement la présence des transitions à 247keV et 533keV du schéma de niveaux yrast, qui prouve que le niveau d’énergie à 2757keV et de spin 11^- est alimenté par ce candidat. Par ailleurs, la “présence” de la raie à 239keV indique que le niveau d’énergie à 2217keV et de spin 8^- est également alimenté. Cependant, l’absence des raies à 629keV et 416keV ne permet pas de conclure.

Nous avons mesuré les intensités des raies en coïncidence et reporté ces mesures dans le Tableau 3.3. Nous voyons tout de suite qu’entre la transition à 257keV (début du chemin de désexcitation) et la transition à 422keV (fin du chemin de désexcitation), l’intensité mesurée n’est pas conservée (y compris en tenant compte des barres d’erreur!). Ceci remet en question la propriété des spectres exploités. Nous mettons aussi en évidence la difficulté de ce type de mesure à travers l’intensité de la raie à 786keV, dont l’erreur est de l’ordre de l’intensité elle-même. Ceci se comprend facilement si l’on regarde le spectre correspondant sur la Figure 3.30, où l’on voit difficilement la raie en question.

La même analyse a été effectuée pour chacun des candidats, mais les résultats obtenus n’ont pas permis de conclure sur la conservation du flux de décroissance dans nos spectres. Par ailleurs, les relations de coïncidence sont très difficiles à voir, compte tenu de la faible intensité de ces transitions mais aussi de la présence de raies provenant de pollutions. En effet, nous voyons souvent apparaître les transitions des bandes dipolaires ND (cf. Figure 3.28) ramenées par la transition à 298keV, par exemple.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 3.31, où l’on peut voir les niveaux de départ hypothétiques de ces candidats. La plupart de ces transitions désexcitent le niveau SD alimenté par la transition à 257keV, d’où part le flux de décroissance le plus intense ($\sim 65\%$).

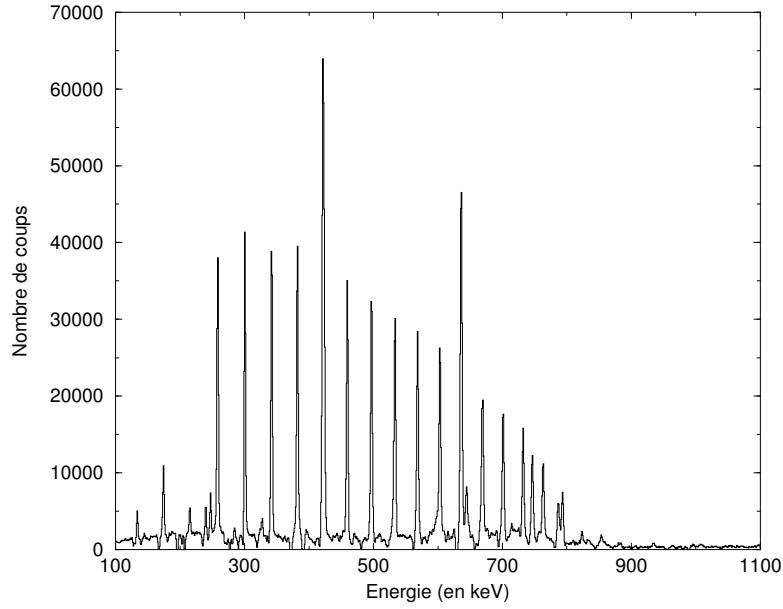


FIG. 3.24: *Transitions SD yrast de ^{192}Hg . Le spectre est obtenu par projection de la matrice filtrée ($S' \geq 30$) en coïncidence avec les transitions SD yrast de ^{192}Hg (à l'exception de celles à 421keV et 632keV) et retrait de fond par soustraction d'une partie de la projection totale de la matrice.*

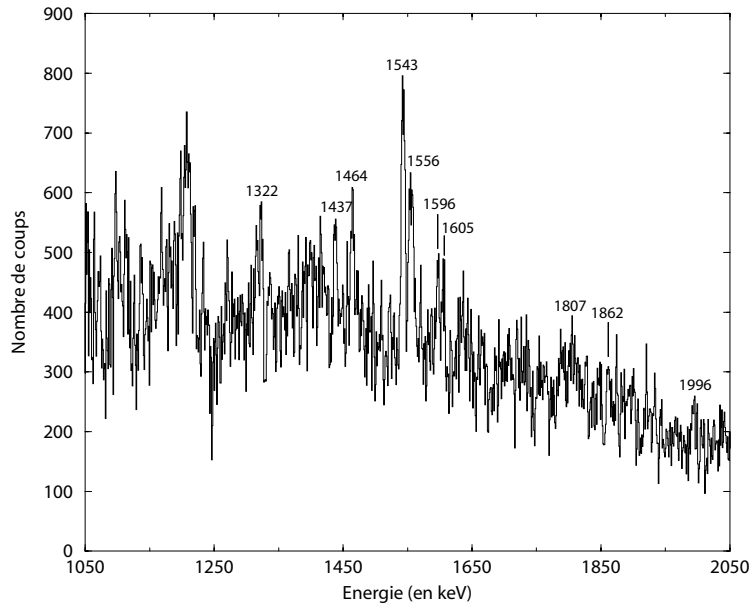


FIG. 3.25: *Candidats aux transitions de liens que nous avons étudiés. Le spectre est obtenu par projection de la matrice filtrée ($S' \geq 30$) en coïncidence avec les transitions SD yrast de ^{192}Hg (à l'exception de celles à 421keV et 632keV) et retrait de fond par soustraction d'une partie de la projection totale de la matrice.*

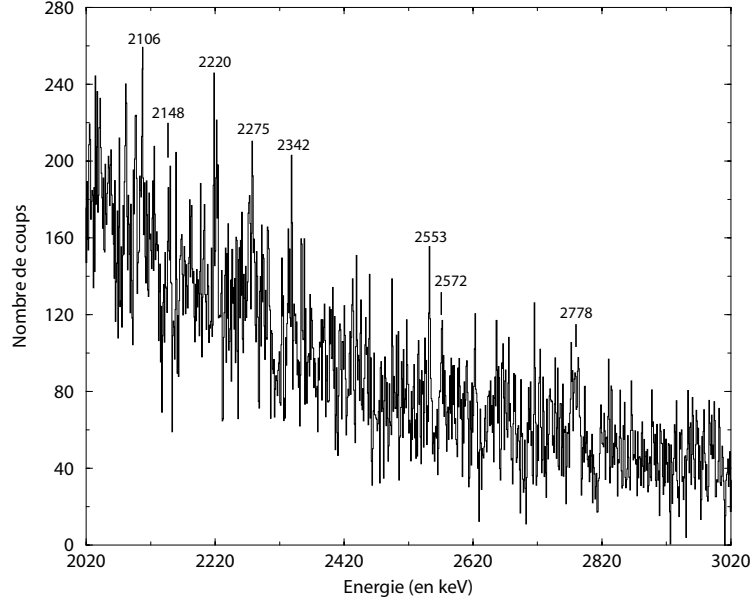


FIG. 3.26: *Candidats aux transitions de liens que nous avons étudiés. Le spectre est obtenu par projection de la matrice filtrée ($S' \geq 30$) en coïncidence avec les transitions SD yrast de ^{192}Hg (à l'exception de celles à 421keV et 632keV) et retrait de fond par soustraction d'une partie de la projection totale de la matrice.*

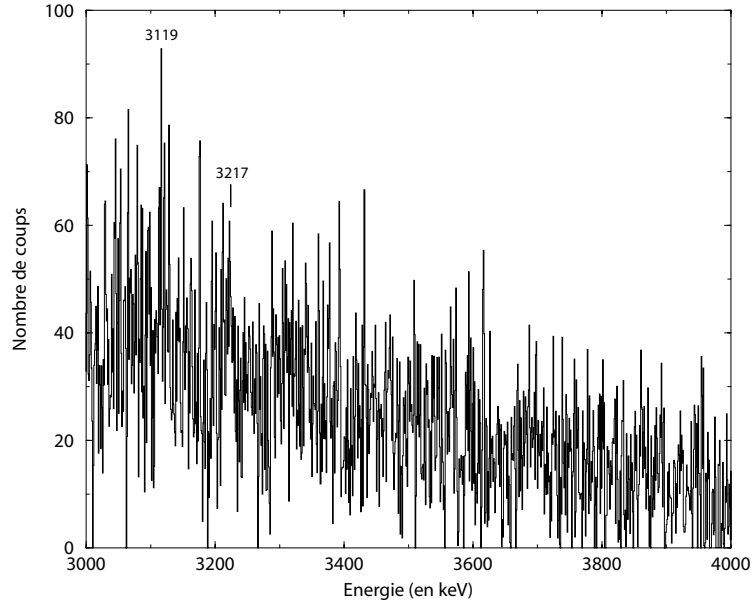


FIG. 3.27: *Candidats aux transitions de liens que nous avons étudiés. Le spectre est obtenu par projection de la matrice filtrée ($S' \geq 30$) en coïncidence avec les transitions SD yrast de ^{192}Hg (à l'exception de celles à 421keV et 632keV) et retrait de fond par soustraction d'une partie de la projection totale de la matrice.*

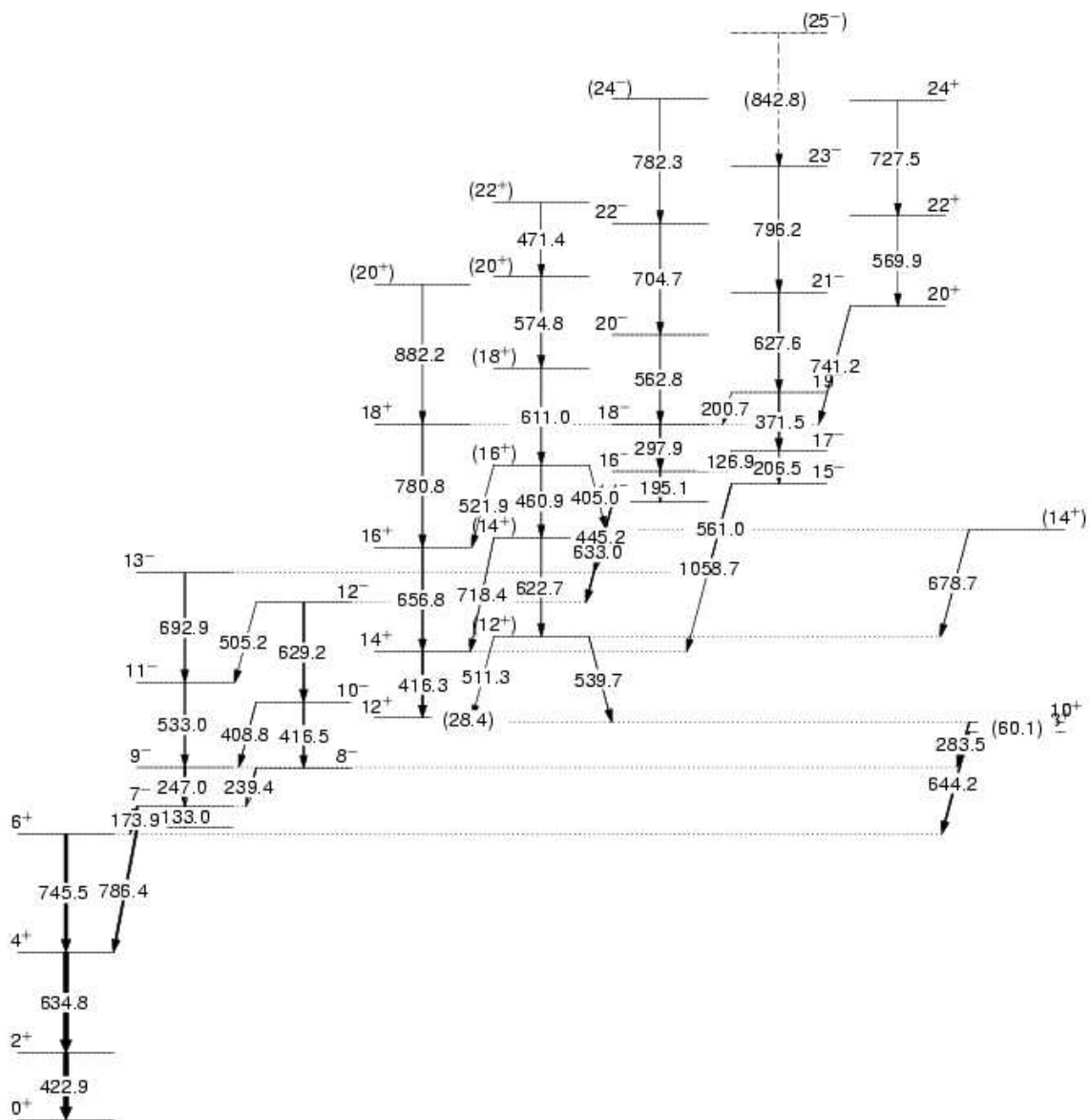


FIG. 3.28: Schéma de niveau des états normalement déformés de ^{192}Hg .

E_γ (keV)	$I_i \rightarrow I_f$	I	ΔI
133	$7^- \rightarrow 5^-$	24,86	3,57
144	$12^+ \rightarrow 10^+$	1,52	0,22
174	$7^- \rightarrow 6^+$	28,24	1,42
215*	$(10^+) \rightarrow (8^+)$	8,93	2,06
239	$8^- \rightarrow 7^-$	15,04	2,23
247	$9^- \rightarrow 7^-$	19,96	1,52
283	$10^+ \rightarrow 9^-$	4,43	0,56
380*	$(18^+) \rightarrow (16^+)$	98,37	0,96
395	$10^+ \rightarrow 10^+$	11,38	1,93
416	$10^- \rightarrow 8^-$	6,85	0,84
	$14^+ \rightarrow 12^+$		
422	$2^+ \rightarrow 0^+$	201,41	2,31
422*	$(20)^+ \rightarrow (18)^+$	-	-
470	$8^+ \rightarrow 7^-$	8,73	4,48
629	$12^- \rightarrow 10^-$	5,93	3,45
635	$4^+ \rightarrow 2^+$	153,51	2,10
644	$8^+ \rightarrow 6^+$	24,55	1,51
745	$6^+ \rightarrow 4^+$	53,84	1,40
786	$5^- \rightarrow 4^+$	31,86	1,39

TAB. 3.1: *Mesures des intensités des transitions ND yrast en coïncidence avec les transitions SD : dans la première colonne sont reportées les énergies de ces transitions et dans la deuxième les spins des états initial et final correspondant à chacune de ces transitions ; dans les deux dernières colonnes sont reportées les intensités et incertitudes correspondantes. Les intensités ont été corrigées de l'efficacité de détection et de la conversion interne. Ces valeurs sont les moyennes des mesures faites sur différents spectres conditionnés, en normalisant à 200% la transition à 422keV (contient 100% de l'intensité de la transition SD correspondant au plateau et 100% de celle de la transition ND alimentant l'état 0^+) pour certains et à 100% la transition à 380keV (contient 100% de l'intensité de la transition SD correspondant au plateau) pour d'autres. Les transitions SD sont indentifiées par (*).*

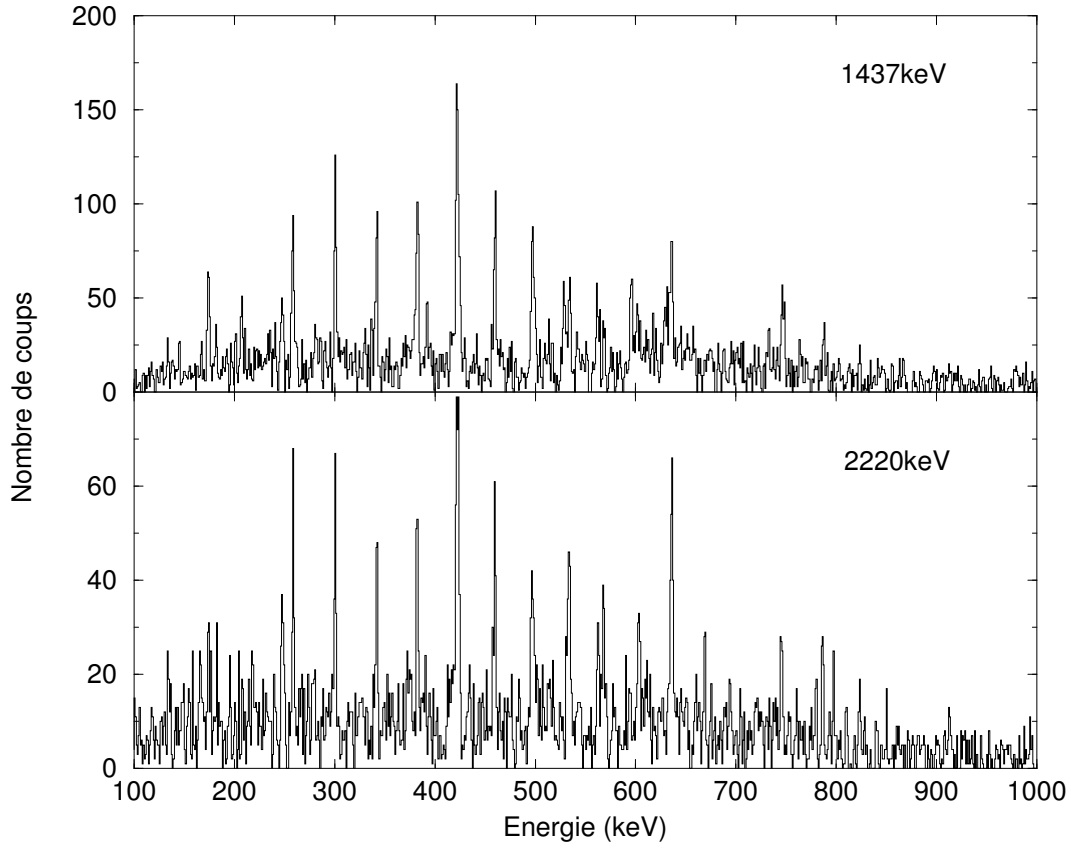


FIG. 3.29: Exemples de spectres en coïncidence avec les transitions candidates à 1437keV (en haut) et 2220keV (en bas).

Energie γ (keV)	Intensité relative (%)	Energie γ (keV)	Intensité relative (%)	Energie γ (keV)	Intensité relative (%)
1322	2,55(64)	1807	3,09(54)	2342	2,80(49)
1437	2,14(79)	1862	2,30(37)	2553	0,72(14)
1464	2,90(25)	1996	3,57(94)	2572	0,97(13)
1543	5,06(38)	2106	1,26(18)	2778	2,51(72)
1556	4,52(26)	2148	1,18(22)	3119	2,42(31)
1596	1,82(29)	2220	1,62(18)	3217	1,81(16)
1605	1,62(18)	2275	1,33(34)		

TAB. 3.2: Liste des transitions γ discrètes candidates au lien SD-ND ainsi que leurs intensités relatives à la transition SD à 422keV.

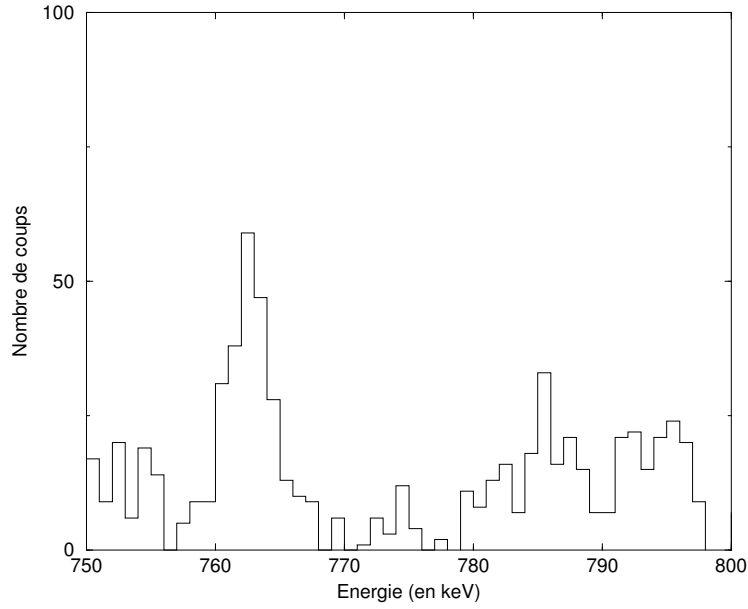


FIG. 3.30: *Détail du spectre en coïncidence avec la transition candidate à 1543keV. La raie à 786keV est mise en évidence pour illustrer les difficultés de la mesure de son intensité.*

Intensités des raies en coïncidence avec la transition à 1543keV	
I(257keV)=	0,65 (11)
I(422keV)=	1,00 (7)
I(635keV)=	1,09 (9)
I(745keV)=	0,30 (8)
I(786keV)=	0,42 (38)
I(174keV)=	0,22 (7)
I(133keV)=	0,22 (9)
I(247keV)=	0,39 (4)
I(239keV)=	0,20 (4)
I(533keV)=	0,57 (6)
I(506keV)=	0,11* (8)

TAB. 3.3: *Intensités des transitions en coïncidence avec le candidat à 1543keV, corrigées de l'efficacité et de la conversion interne et normalisées à la transition à 422keV.* : la multipolarité de cette transition n'étant pas connue, l'intensité n'a pu être corrigée de la conversion interne.*

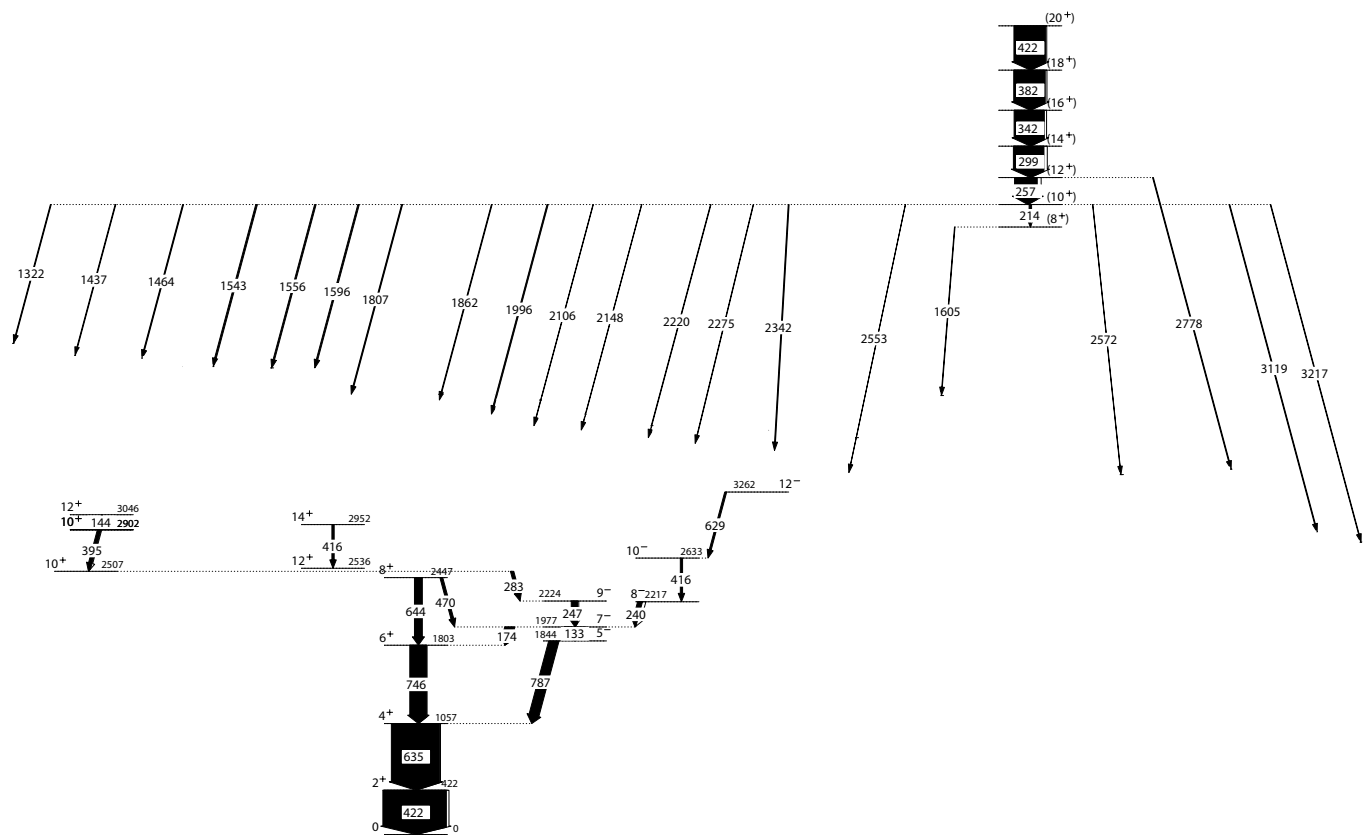


FIG. 3.31: Schéma de niveau de ^{192}Hg , représentant les états ND alimentés par la désexcitation des états SD.

3.4.2 Recherche des transitions de liens entre niveaux de la première bande SD excitée et niveaux à déformation normale dans ^{192}Hg

Nous allons à présent montrer une étude similaire à la précédente, effectuée sur la première bande SD excitée (cf. Figure 1.11), que nous noterons SD2 par la suite. Rappelons que l'intensité de cette bande ne représente que 7% de l'intensité de la bande SD yrast [38].

Pour mener cette recherche, nous avons projeté des matrices conditionnées en utilisant la méthode GRF. Deux filtres ont été utilisés, construits à partir de spectres de l'expérience de juillet 3-fois conditionnés auxquels une portion de la projection totale a été retirée. Le premier de ces filtres, noté "Filtre 6G", est conditionné par 3 transitions parmi les 6 transitions SD2 de 322keV à 511keV, et le second, noté "Filtre 7G", est conditionné par 3 transitions parmi 7 transitions SD2 : les 5 transitions SD2 de 322keV à 475keV ainsi que les transitions à 547keV et 579keV. Les spectres 3-fois conditionnés sont présentés sur la Figure 3.32.

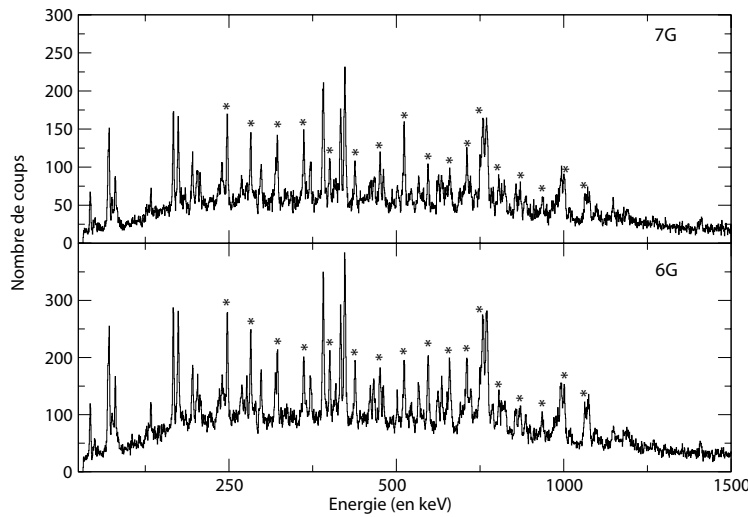


FIG. 3.32: *Spectres 3-fois conditionnés SD2 : en haut, le spectre conditionné à partir du "Filtre 7G" et en bas, le spectre conditionné à partir du "Filtre 6G" (cf. texte). Les transitions de la bande SD excitée sont notées par *.*

Nous remarquons que le spectre obtenu à partir de la liste de 6 transitions SD2 est plus intense que le spectre obtenu à partir de la liste de 7 transitions SD2. Les raies correspondant à la bande SD2 y ressortent beaucoup mieux, en particulier celles au-dessus de 400keV. La raison en est certainement le choix des transitions appartenant à chacune des deux listes. Les transitions à 166keV et 390keV de ^{191}Hg sont très intenses dans les deux spectres. Leur rapport d'intensité avec celle de la transition ND yrast de ^{192}Hg à 422keV est équivalent dans les deux cas. La présence aussi marquée de ^{191}Hg semble provenir du fait que nous considérons la transition

SD2 à 322keV dans la liste des “gates”, alors que ^{191}Hg présente des transitions autour de 320keV.

Le “Filtre 6G”, construit à partir du spectre 3-fois conditionné correspondant, comporte 12 transitions, de 361keV à 718keV, à l’exception de la transition à 511keV. Celle-ci a été exclue en raison de sa proximité avec la raie caractéristique d’un photon issu de l’annihilation d’un positon dans le système de détection. Le “Filtre 7G” comporte 9 transitions, de 361keV à 652keV, à l’exception des transitions à 511keV et 624keV. Cette dernière est en effet jugée trop proche de transitions ND de ^{191}Hg et ^{192}Hg . Les filtres sont représentés sur la Figure 3.33.

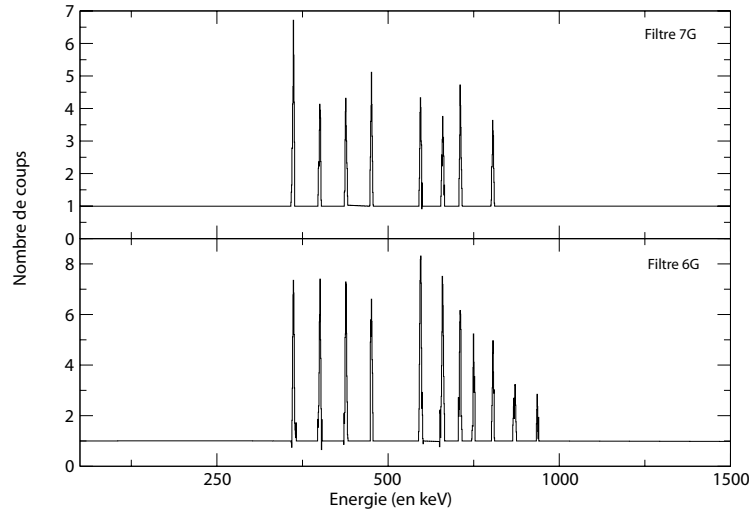


FIG. 3.33: *Filtres utilisés pour la projection de matrices. En haut le “Filtre 7G” et en bas le “Filtre 6G”.*

Dans ce qui suit, nous présentons le spectre conditionné par les transitions de la bande excitée SD2 obtenu à partir de la matrice filtrée avec le “Filtre 6G” ($\text{Score} \geq 50$) (cf. Figure 3.34). Nous voyons clairement apparaître la bande SD2 (notée (*)) en coïncidence avec les transitions du schéma de niveaux yrast. En revanche, la partie haute énergie ne montre pas de transitions intenses en coïncidence.

Nous avons alors tenté d’autres méthodes pour confirmer ou infirmer l’observation précédente. Nous avons projeté pour chaque filtre une matrice représentant l’énergie E_γ en fonction du score, afin de suivre l’évolution du spectre à haute énergie en coïncidence avec la bande SD2. La Figure 3.35 montre l’évolution des raies à 1171keV et 1205keV, qui pourraient être des candidats pour la désexcitation de cette bande, pour des conditions de score supérieur ou égal à 50, 100 et 150.

Nous avons ainsi repéré quelques transitions se détachant du fond à mesure que la condition de score augmente. Pour chacune d’entre elles nous avons analysé le spectre en coïncidence à

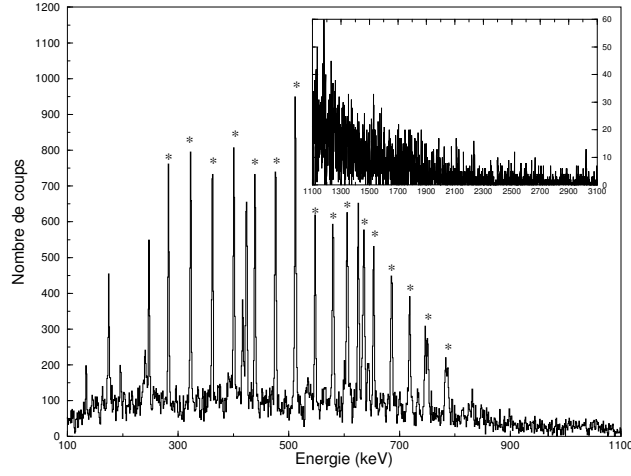


FIG. 3.34: Spectre conditionné par les transitions SD de la bande excitée (SD2) de ^{192}Hg obtenu à partir de la matrice filtrée $\text{Score} \geq 50$. Les transitions de la bande sont notées par (*). En encadré figure le même spectre représentant la partie à haute énergie.

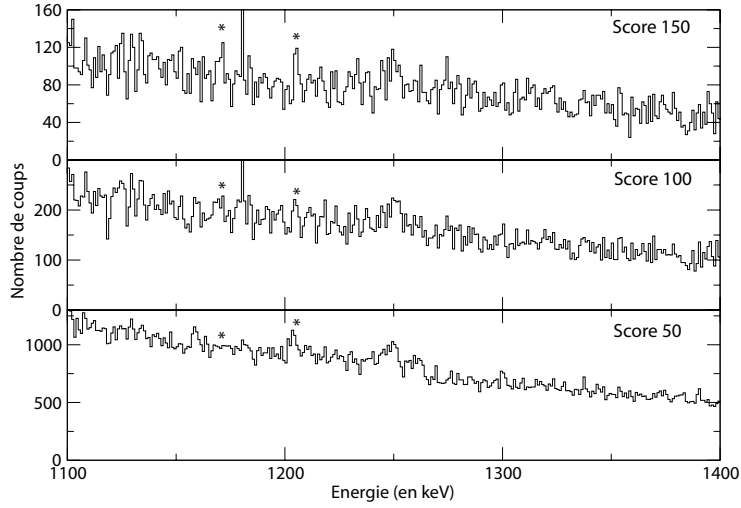


FIG. 3.35: Evolution des transitions à 1171keV et 1205keV, identifiées par *, entre les projections des matrices de score 50, 100 et 150.

partir de la matrice filtrée avec la condition de score $S' \geq 50$. Une remarque générale sur ces spectres est leur très faible statistique : les conclusions que nous en tirerons seront donc très qualitatives et à considérer avec circonspection.

Parmi les “transitions observées”, seules 5 semblent être corrélées à la bande SD2 : ce sont les transitions à 1171keV, 1205keV, 1274keV, 1570keV et 1644keV. Les Figures 3.36 et 3.37 montrent un exemple de spectres en coïncidence avec ces transitions, illustrant la difficulté de tirer des conclusions quant à leur corrélation.

L’analyse effectuée à partir des matrices conditionnées par le “Filtre 7G” ne permet pas de tirer de conclusion, les spectres en coïncidence avec les candidats possibles ayant une statistique beaucoup trop faible.

La recherche des transitions de liens entre les états de la bande SD yrast et les états à déformation normale de ^{192}Hg nous a permis de mettre en évidence 20 candidats. Cependant, pour aucun de ces candidats un chemin de désexcitation clair n’a pu être établi. De plus, les mesures d’intensité faites sur les raies en coïncidence avec chaque candidat ne concordent pas avec la conservation du flux de désexcitation. La question de la soustraction de fond et le manque de statistique, expliquant en partie la forme de certaines raies, notamment au-dessus de 600keV et en-dessous de 300keV, semblent être les raisons de mauvaises mesures d’intensité de ces raies.

La recherche de candidats liant les états de la première bande SD excitée aux états ND a mis en évidence, de façon encore plus marquée, le problème de statistique et de pollution par ^{191}Hg . Nous avons pu néanmoins retenir 5 candidats (1171keV, 1205keV, 1274keV, 1570keV et 1644keV) qui devront être confirmés lors d’une prochaine étude de ^{192}Hg .

Ce manque flagrant de statistique renforce ce que nous avons dit antérieurement, à savoir que la recherche des transitions de liens discrètes est à la limite des capacités d’observation que peut fournir la génération actuelle de multidétecteur $4\pi\text{-}\gamma$. Il nous faut alors peut-être attendre l’avènement de la nouvelle génération de spectromètres γ , que nous allons maintenant présenter.

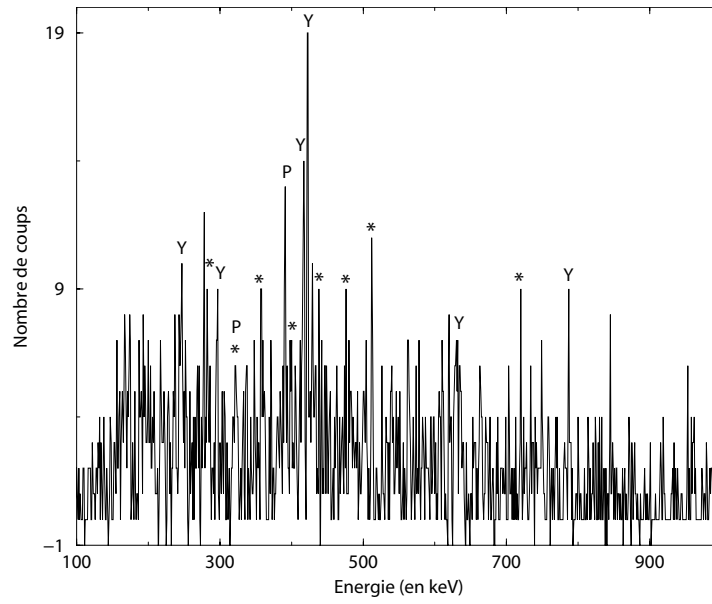


FIG. 3.36: *Spectre en coïncidence avec la transition candidate à 1171keV. Les transitions SD2 sont indiquées par (*), les transitions yrast par (Y) et les transitions de ^{191}Hg par (P).*

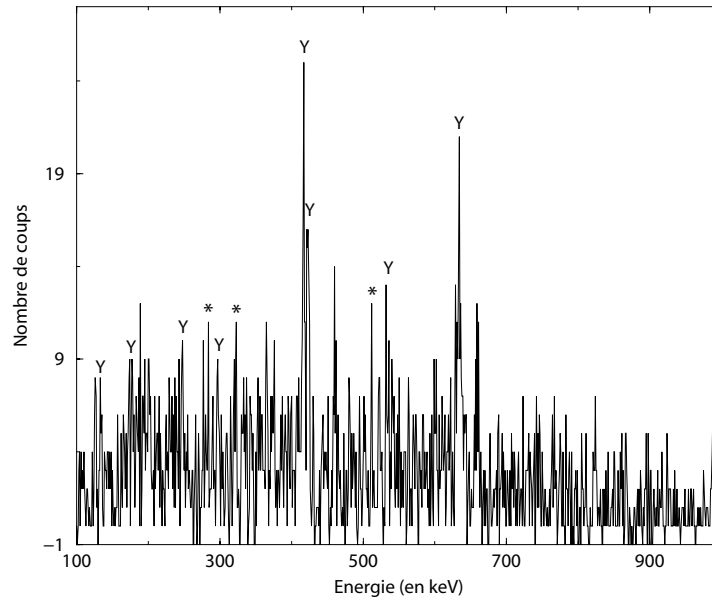


FIG. 3.37: *Spectre en coïncidence avec la transition candidate à 1205keV. Les transitions SD2 sont indiquées par (*), les transitions yrast par (Y).*

Chapitre 4

La future génération de multidétecteurs : AGATA

4.1 Introduction

L'étude de la désexcitation des états superdéformés vers les états normalement déformés du noyau ^{192}Hg montre clairement la limitation des dispositifs expérimentaux actuels. Il s'agit, en effet, d'un phénomène très rare (10^{-4} de la voie de réaction) qui nécessite l'utilisation de détecteurs plus performants qu'EUROBALL ou GAMMASPHERE en terme d'efficacité et de sensibilité. La Figure 4.1 illustre les progrès réalisés entre les générations successives de multidétecteurs γ ; elle montre la fraction de la voie de réaction qui a pu être observée avec ces instruments en fonction du moment angulaire. EUROBALL est limité à l'observation de phénomènes représentant $\sim 8.10^{-5}$ de la voie de réaction (cf. paragraphe 2.5.1).

Pour accroître la sensibilité des multidétecteurs, il faut augmenter l'angle solide couvert par le germanium. Dans EUROBALL cette couverture angulaire n'est que de 40%, le reste étant occupé par les enceintes anti-Compton. En gardant cette technique de bouclier, il faudrait augmenter le nombre de détecteurs; cependant, avec la place occupée par ces enceintes, il serait nécessaire d'éloigner les détecteurs de la cible, réduisant de fait l'efficacité de détection. L'alternative est donc de se passer de ces boucliers, permettant ainsi, avec un nombre de détecteurs équivalent à EUROBALL, d'atteindre une couverture angulaire de 80% par les cristaux de germanium (cf. Figure 4.2). Ceci nécessite aussi de trouver une alternative au dispositif anti-Compton qui permette d'améliorer grandement le rapport "pic sur total" PT.

Ainsi est né le projet AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array), initié par la collaboration EUROBALL et porté aujourd'hui par 44 laboratoires répartis dans 11 pays européens¹. Ce projet repose sur la détermination de la position des points d'interaction des photons et des dépôts d'énergie correspondants dans le détecteur et sur la reconstruction des trajectoires de ces photons à partir de ces informations, afin de remonter à l'énergie totale de chaque photon.

La précision sur les positions et dépôts d'énergie des différentes interactions est un élément

¹Allemagne, Bulgarie, Danemark, Finlande, France, Italie, Pologne, Roumanie, Royaume-Uni, Suède et Turquie.

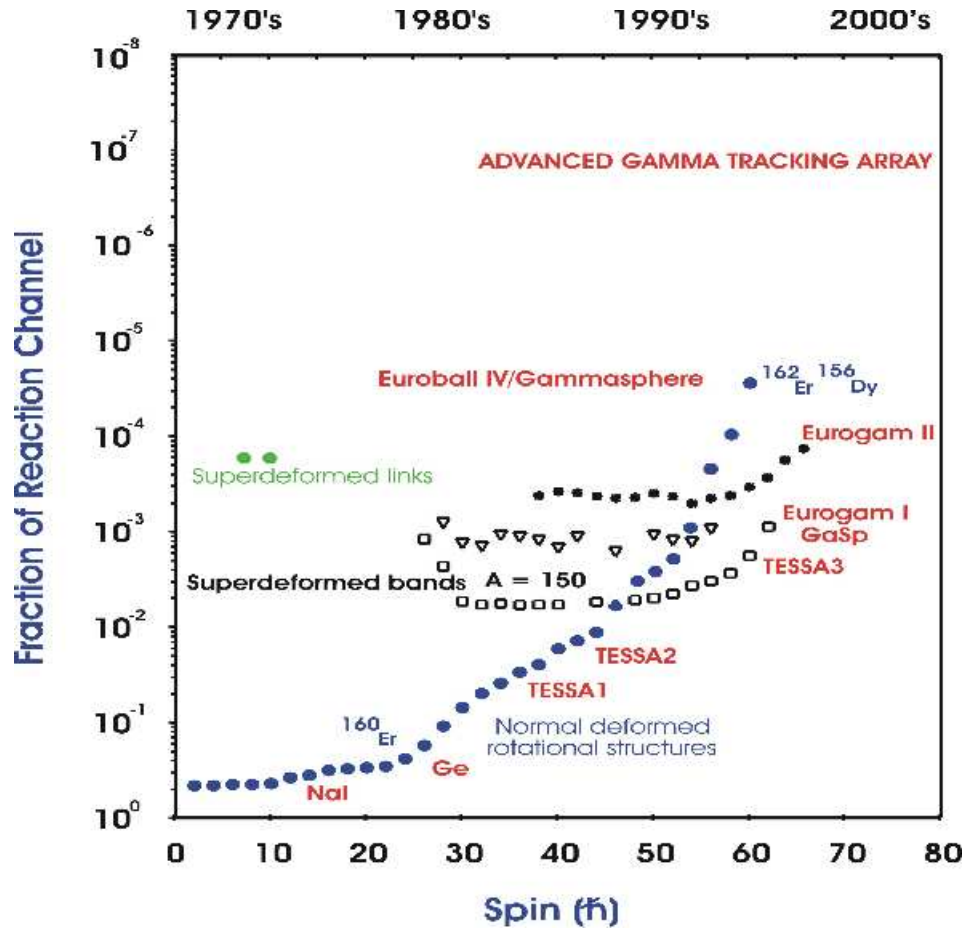


FIG. 4.1: Fraction de la voie de réaction observée pour différents phénomènes en fonction du spin, et pour différents multidétecteurs γ .

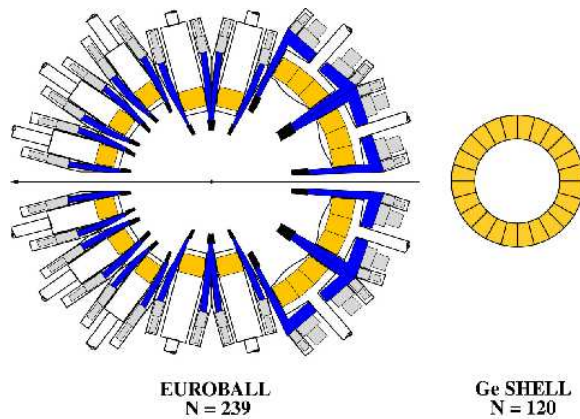


FIG. 4.2: Couverture angulaire du germanium (en orange) dans EUROBALL et dans la sphère idéale de germanium. Les boucliers en BGO sont représentés en bleu.

crucial dans ce nouveau concept de système de détection. Elle nécessite la segmentation des cristaux, l'utilisation d'une électronique numérique ainsi que le développement d'algorithmes d'analyse des formes d'impulsion (PSA : Pulse Shape Analysis). La reconstruction des trajectoires (ou "tracking") est effectuée par des algorithmes n'utilisant que les seules coordonnées et dépôts d'énergie des points d'interaction. AGATA devrait atteindre une efficacité $\epsilon_{ph}=40\%$ et un rapport PT=65% (pour $M_\gamma=1$ et $E_\gamma=1,33\text{MeV}$), à comparer aux performances d'EUROBALL ($\epsilon_{ph}=9,4\%$ et PT=50% pour $M_\gamma=1$ et $E_\gamma=1,33\text{MeV}$). Pour $M_\gamma=30$ et $E_\gamma=1,33\text{MeV}$, les performances d'AGATA et d'EUROBALL sont respectivement de 25% et 6,5% en ϵ_{ph} , et 50% et 37% en rapport PT.

4.1.1 Cristaux segmentés et électronique numérique - Principe du PSA

Les cristaux de germanium composant AGATA sont de forme hexaconique, symétrique ou asymétrique, de plus grand diamètre 8cm et de longueur 9cm, et encapsulés[71]. Leur contact externe ou cathode est segmenté électriquement en 36 (6 segments frontaux ou secteurs, notés de A à F, et 6 segments latéraux ou tranches, notés de 1 à 6). La Figure 4.3 représente schématiquement un cristal prototype symétrique.

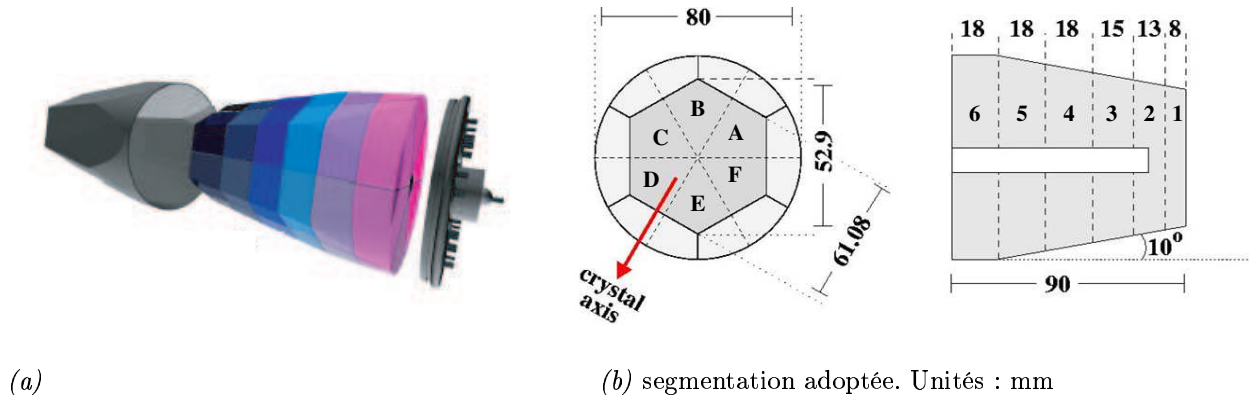


FIG. 4.3: *Illustration d'un cristal prototype symétrique segmenté et encapsulé du démonstrateur d'AGATA.*

L'électronique associée est numérique, permettant un taux de comptage de 50kHz dans chaque détecteur. Le seuil en énergie est fixé à 5keV. Chaque cristal produit en sortie 37 signaux : un pour chaque segment, plus le signal de l'anode centrale ("core"). Ces signaux, après numérisation, sont analysés par les algorithmes de PSA afin de reconstituer les positions des dépôts d'énergie des photons dans le cristal. L'électronique d'AGATA n'étant pas disponible au moment de l'écriture de ce mémoire, nous illustrons le principe de l'analyse des formes d'impulsion en considérant le cas d'un cristal segmenté en six segments frontaux du multidétecteur Miniball²[79].

²Miniball est un multidétecteur comprenant 40 détecteurs germanium segmentés en 6, dédié à l'étude des

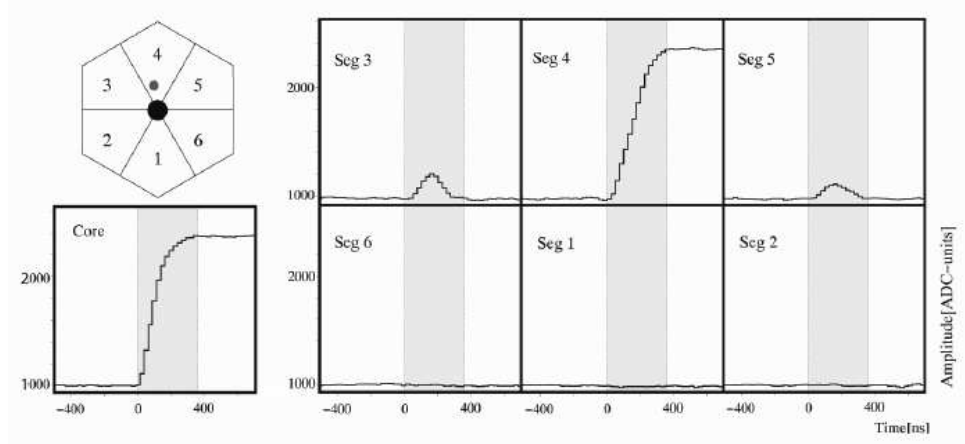


FIG. 4.4: *Formes d'impulsions mesurées dans un cristal segmenté de Miniball, utilisant une électronique numérique XIA [79].*

La Figure 4.4 présente les formes d'impulsion des signaux réels et induits mesurés en sortie des préamplificateurs des six segments et de l'anode centrale. Un photon dépose de l'énergie dans le segment 4 (symbolisé par un rond plein). L'amplitude du signal issu de ce segment nous donne l'information sur l'énergie qui y est déposée, et celle du signal issu de l'anode centrale nous donne l'information sur l'énergie totale déposée dans le cristal.

Le temps de montée du signal du segment 4, mis en évidence par la zone grisée, nous indique la distance séparant le lieu de l'interaction de l'anode centrale. La forme de l'impulsion (cf. Figure 2.7) dépend de façon complexe du rayon d'interaction (forme concave ou convexe, temps de collection du premier porteur et amplitude correspondante du signal) : l'emploi d'un algorithme de PSA est donc indispensable pour obtenir les positions qui seront nécessaires aux algorithmes de tracking. Les algorithmes de PSA ne faisant pas l'objet de notre travail, nous ne les détaillerons pas davantage.

A ce stade, nous savons que le photon a déposé une énergie E , à une distance d de l'anode centrale dans le segment 4. L'interaction induit un déplacement de charges dans les segments voisins 3 et 5. Le signal issu de chaque segment est d'autant plus intense que l'interaction est proche de ce segment. Nous avons ainsi l'information sur la position azimuthale de l'interaction. Aucune énergie n'étant déposée dans ces segments, leurs signaux apparaissent seulement durant le temps de collection des charges dans le segment 4, puis reviennent à la ligne de base.

4.1.2 Principe du tracking

La tâche des algorithmes de tracking est de restituer à chaque photon d'un événement les points d'interaction qui lui appartiennent, ainsi que son énergie initiale et sa direction d'émis-

transitions γ de basse multiplicité utilisant des faisceaux d'ions radioactifs. Il est actuellement basé auprès de l'accélérateur REX-ISOLDE au CERN.

sion. L'effet dominant dans un détecteur au germanium pour un photon d'énergie comprise entre 100keV et 8MeV est l'effet Compton (cf. Figure 2.3). La reconstruction des trajectoires est donc basée sur cet effet.

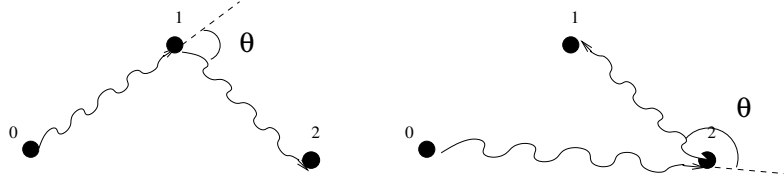


FIG. 4.5: *Exemple de trajectoires pour 2 interactions.*

Illustrons ceci par un exemple simple où un photon effectue deux interactions dans un détecteur : une interaction Compton et une interaction photoélectrique (cf. Figure 4.5). Sur la figure, le point 0 est le lieu d'émission du photon et les points 1 et 2 correspondent aux deux interactions. Les énergies et positions sont connues, grâce au PSA : ce sont les seules informations dont dispose l'algorithme. Le chemin emprunté par le photon n'est pas connu. A partir des positions, nous déterminons les cosinus des angles de diffusion possibles. Dans le cas très simple que nous considérons, deux chemins sont possibles : 012 et 021. L'algorithme de tracking calcule les cosinus correspondants :

$$\cos \theta_{012} = \frac{\vec{01} \cdot \vec{12}}{|\vec{01}| \cdot |\vec{12}|} \quad \cos \theta_{021} = \frac{\vec{02} \cdot \vec{21}}{|\vec{02}| \cdot |\vec{21}|} \quad (4.1)$$

Ces valeurs sont ensuite injectées dans l'équation de diffusion Compton (2.2) afin de calculer l'énergie après diffusion du photon incident (émis depuis le point 0).

Considérons le chemin 012. Avec $\cos \theta_{012}$ nous obtenons une valeur E'_γ de l'énergie du photon diffusé. Nous comparons cette valeur à celle mesurée (ou produite par la simulation) au point d'interaction 1, $e1$, en calculant l'expression :

$$\chi_1^2 = \left(\frac{e1 - E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2$$

avec E_γ l'énergie du photon incident. Le terme χ^2 est ici un abus de langage car la quantité désignée n'est pas formellement distribuée selon une loi de χ^2 .

Le second chemin est traité de la même manière. Nous comparons ensuite les χ_i^2 ($i=1,2$). Le plus petit est celui correspondant au premier point d'interaction, car son énergie (aux incertitudes près) est celle du photon après une première diffusion.

Cet algorithme est bien sûr simpliste, et ne peut s'appliquer qu'à un exemple simple comme celui que nous venons de présenter. Lors d'une expérience à haute multiplicité, nous pouvons avoir 30 photons par événement, qui font chacun 4 interactions en moyenne (pour $E_\gamma=1\text{MeV}$) dans le détecteur : soit un total d'environ 10^{199} ($A_{120}^4 \times A_{116}^4 \times \dots \times A_4^4$) chemins possibles.

Le temps de calcul demandé par cette méthode serait beaucoup trop important : il est donc impossible de l'employer.

D'autres algorithmes plus sophistiqués ont donc été mis au point : le backtracking [80] et le forward-tracking [81] sur lesquels nous reviendrons plus loin.

Nous allons maintenant présenter le travail que nous avons réalisé dans le cadre du projet AGATA. Ce dernier se découpe en une première partie consacrée à des simulations effectuées au moyen du code GEANT4[82], pour préciser quelques caractéristiques de l'interaction γ -germanium dans un cristal d'AGATA, et une seconde partie consacrée au développement d'un algorithme de backtracking et à l'amélioration d'un algorithme de forward-tracking existant, par la prise en compte du phénomène de création de paires e^+/e^- dans la reconstruction des trajectoires.

4.2 Simulations effectuées au moyen du logiciel GEANT4

Un ensemble de simulations a été réalisé pour une boule de germanium de grande dimension (le rayon de la boule a été choisi égal à 4m afin de reproduire un volume infini de germanium, sachant que la distance, toutes interactions confondues, parcourue par un photon compris entre 0MeV et 5MeV dans le germanium est au maximum d'environ 3m). Les photons sont émis de manière isotrope depuis le centre de la boule. Un second ensemble de simulations a été réalisé pour un cristal symétrique d'AGATA (Figure 4.6). Les photons sont émis aléatoirement dans un cône n'éclairant que le détecteur, afin de réduire le temps de calcul. Nous avons choisi de travailler dans le domaine d'énergie qui nous intéresse (cf. partie expérimentale de ce mémoire), à savoir entre 0 et 5MeV. Les processus d'interaction pris en compte lors des simulations sont ceux que nous avons présentés dans les chapitres 2.2 et 2.3.

Nous avons tout d'abord voulu déterminer le nombre moyen d'interactions d'un photon, soit totalement absorbé, soit s'échappant du détecteur, en fonction de son énergie. Cette information sera prise en compte dans les algorithmes de tracking afin de limiter le nombre d'interactions autorisé pour reconstruire la trajectoire d'un photon. Nous avons ensuite déterminé la distance moyenne parcourue par un photon en fonction de son énergie dans le germanium, puis étudié les distances moyennes séparant les positions des interactions de ce photon avec les positions réelles des dépôts d'énergie. Ce sont en effet les particules secondaires (e^- , e^+ , γ issu du bremsstrahlung et de l'annihilation d'un e^+ à la suite d'une création de paire) qui véhiculent l'énergie à l'intérieur du cristal ; par conséquent la position des dépôts d'énergie n'est pas celle des points d'interaction du photon incident. Ceci nous a permis d'établir la précision sur la position que doit fournir le PSA. Nous avons enfin essayé d'optimiser la largeur des tranches des cristaux d'AGATA.

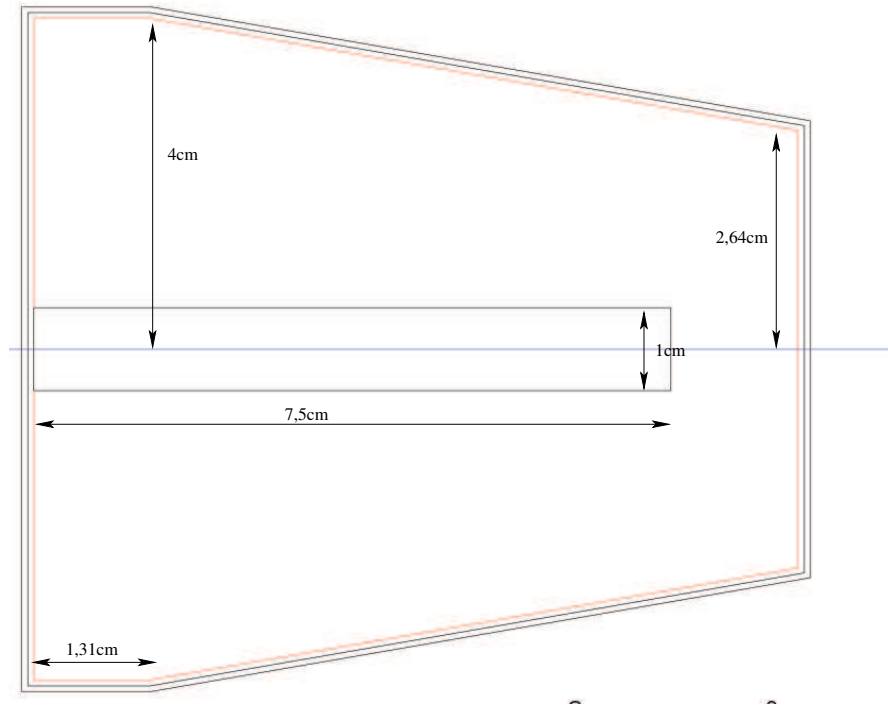


FIG. 4.6: Détecteur prototype symétrique d'AGATA que nous avons simulé. Le cristal, en rouge, est protégé par un capot en aluminium de 0,7mm d'épaisseur, et isolé de ce dernier par un intervalle de vide de 0,7mm. L'anode est le contact diffusé au lithium (dans le trou du cristal), seule information dont nous disposons lors des simulations. La segmentation de la cathode du détecteur (surface avant et latérale du cristal) n'est pas prise en compte. Distance Source-détecteur : 23,5cm (distance AGATA). Les dimensions sont précisées sur la figure.

4.2.1 Nombre moyen d'interactions pour un photon γ d'énergie donnée

Ce nombre a été déterminé pour des photons totalement absorbés dans le cristal symétrique d'AGATA et pour des photons ne déposant que partiellement leur énergie. Des séries de 30000 γ d'énergie 122keV, 511keV, 662keV, 1332keV, 2MeV, 3MeV et 5MeV ont successivement été envoyés sur le détecteur. Le résultat est présenté sur la Figure 4.7.

Nous voyons clairement qu'un photon qui s'échappe du détecteur (carré évidé) effectue moins d'interactions dans le cristal qu'un photon de même énergie qui est totalement absorbé (rond plein). La quantification de cette information pourrait se révéler utile dans les algorithmes de tracking pour distinguer ces deux types d'événements. Elle nous est également utile pour choisir le nombre d'interactions maximum autorisé à un algorithme de tracking afin de reconstruire la trajectoire d'un photon, comme nous l'avons déjà écrit. Pour le cas du photon d'énergie de 122keV, cette différence est moins nette : ceci s'explique par le fait qu'il est plus facilement absorbé directement (effet photoélectrique) qu'un photon de plus haute énergie (cf. Figure 2.3), et effectue donc peu d'interactions avant absorption totale.

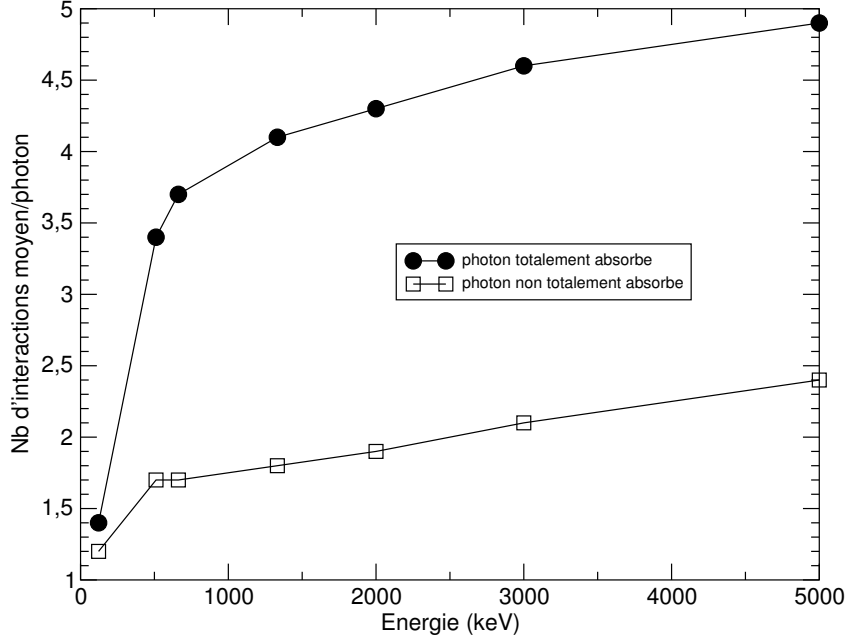


FIG. 4.7: Nombre moyen d'interactions de tous types effectuées par un photon dans le cristal de germanium d'AGATA en fonction de son énergie initiale.

4.2.2 Longueur moyenne d'interaction d'un photon

Par ce terme nous entendons la distance moyenne parcourue par le photon entre deux interactions, tous types d'interaction confondus. Des séries de photons d'énergie variable jusqu'à 5MeV ont pour cela été envoyées dans la boule de germanium, qui est assez volumineuse pour qu'aucun photon ne s'échappe. Avec les données issues de cette simulation, nous avons accès à l'énergie du photon entre deux interactions successives, et à la distance entre ces deux interactions. Ceci nous permet d'établir la longueur moyenne d'interaction à différentes énergies à partir de photons émis monoénergétiques. La courbe (Figure 4.8) représente ces longueurs moyennes en fonction de l'énergie du photon entre deux interactions.

De cette courbe nous déduisons qu'un photon de 1332keV parcourt en moyenne 3,8cm dans le germanium avant d'interagir. Cette information est une première indication quant à l'épaisseur des tranches à définir pour les détecteurs d'AGATA ; ceci afin de réduire, par exemple, le nombre d'interactions multiples dans un segment et faciliter ainsi la tâche du PSA.

4.2.3 Distance moyenne entre point d'interaction d'un γ et dépôts d'énergie par les particules secondaires : e^+ et e^-

Les signaux recueillis en sortie de préamplificateur sont issus du déplacement et des interactions dans le germanium des électrons et positons libres créés lors des interactions γ -cristal. Ces particules secondaires peuvent à leur tour générer du rayonnement sous forme de photons

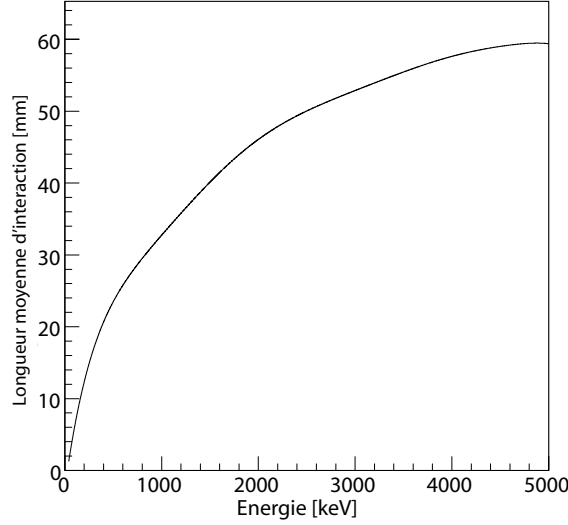


FIG. 4.8: *Longueur d'interaction moyenne des photons en fonction de leur énergie. Les interactions Compton, photoélectrique et de création de paire sont considérées.*

γ , par bremsstrahlung ou annihilation e^+/e^- . La Figure 4.9 résume ces différents effets. Comme nous le voyons sur ce schéma, les différents dépôts d'énergie n'ont ainsi pas lieu exactement à l'endroit où le photon cède de l'énergie. Les algorithmes de reconstruction des trajectoires des photons nécessitant la plus grande précision possible sur les positions des interactions des photons incidents, nous devons nous assurer que les dépôts d'énergie ne s'effectuent pas trop loin (au-delà de la précision donnée par le PSA) des points d'interaction.

1. Distance moyenne d'éloignement des électrons et positons

Nous cherchons donc à connaître la distance moyenne séparant le point de création de la particule secondaire (point d'interaction du photon) et le point où cette particule est absorbée, et ce, pour différentes valeurs de son énergie initiale. Cette distance est notée "d" sur la Figure 4.9. L'étude des électrons secondaires a été faite à partir de l'envoi de 100000γ de 5MeV (cf. Figure 4.10), et celles des positons à partir de l'envoi de 700000γ de 5MeV (statistique insuffisante avec une simulation de 100000γ).

Que ce soit pour les e^+ ou les e^- , nous obtenons une relation longueur d'interaction-énergie cinétique quasi-linéaire. Dans les deux cas, une particule de 4MeV s'éloigne de moins de 2,5mm du point d'interaction du photon (les graphes pour les deux types de particule sont quasi-identiques). La précision nominale du PSA de 2mm sur les positions est donc en accord avec ceci, de même que son incapacité à distinguer deux interactions distantes de moins de 5mm.

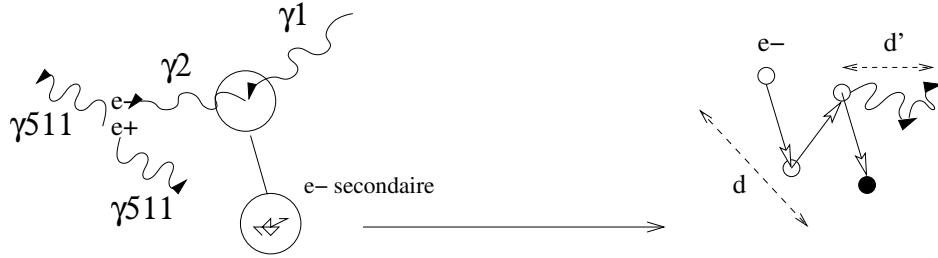


FIG. 4.9: Représentation schématique du parcours des particules secondaires après une interaction Compton suivie d'une création de paire. Un zoom est fait sur les interactions des électrons secondaires : les ronds évidés matérialisent des interactions avec perte d'énergie et le rond plein l'absorption totale de l'électron. Nous avons aussi représenté un photon issu du bremsstrahlung subi par cet électron.

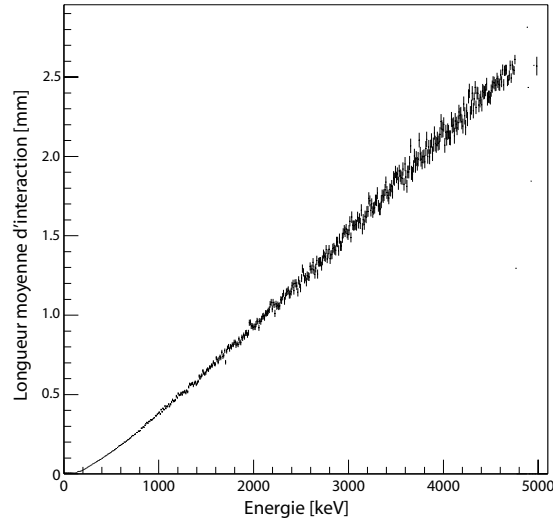


FIG. 4.10: Distance moyenne entre point d'interaction des photons incidents et dépôt d'énergie par les électrons et les positons secondaires en fonction de leur énergie, hors émission radiative.

2. Distance moyenne d'éloignement des émissions radiatives issues des interactions des e^+ et e^-

Nous nous intéressons à présent au rayonnement généré par les particules secondaires. Nous allons vérifier si l'énergie emportée par ce rayonnement n'est pas déposée trop loin de l'interaction du photon incident. Nous mesurons ainsi, pour chaque photon secondaire, la distance moyenne séparant son lieu d'émission du lieu où il est absorbé (nous ne nous intéressons pas aux interactions intermédiaires qu'il peut subir) en fonction de son énergie initiale. Cette distance est désignée par " d " sur la Figure 4.9. C'est ce que nous définissons par sa distance moyenne d'éloignement.

(a) Photons issus du bremsstrahlung

Une série de 450000 photons d'énergie 5MeV a été utilisée pour avoir une statistique satisfaisante (797403 photons issus du bremsstrahlung ont été obtenus). En grande majorité les photons issus du bremsstrahlung ont une énergie de l'ordre d'une dizaine de keV, comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.11 qui représente le spectre en énergie des photons secondaires (70% de ces photons ont une énergie inférieure à 100keV) : c'est la raison pour laquelle nous restreignons l'échelle de la Figure 4.12 à 1400keV, les photons de plus de 1MeV étant très rares. Nous voyons que les photons d'énergie comprise entre 50keV et 100keV sont absorbés à environ 4mm de leur lieu de création. Les photons de plus de 100keV (parcours supérieur à 4mm) ne représentent que 30% du nombre total et l'influence de ces photons sur la résolution des positions peut donc être considérée comme peu gênante.

(b) Photons issus de l'annihilation d'une paire e^+/e^-

L'étude a été effectuée sur 450000 photons d'énergie 5MeV. Les photons issus de l'annihilation d'une paire e^+/e^- ayant tous une énergie de 511keV, la distance qu'ils parcourent est donc indépendante de l'énergie du γ incident. Comme le montre la Figure 4.7, ces photons effectuent en moyenne 3,4 interactions avant d'être totalement absorbés dans le germanium. Ils parcourent en moyenne entre leur point d'émission et le point où ils subissent une absorption totale (après aucune ou plusieurs interactions Compton) une distance de 3,8cm.

La distance parcourue est non négligeable, et ceci met en évidence une difficulté pour la reconstruction des trajectoires.

Nous avons montré, par nos simulations, que l'énergie emportée par les particules secondaires (e^+ , e^-), compte non tenu de l'émission radiative, était déposée à une distance du point d'interaction du photon incident en accord avec la précision nominale du PSA sur la position des interactions. Les algorithmes de tracking, développés en tenant compte de cette précision, ne sont donc pas pris en défaut par ces particules secondaires.

Cependant, le rayonnement provenant des interactions de ces particules secondaires (bremsstrahlung, annihilation e^+/e^-) emporte une partie de l'énergie loin des points d'interaction. Si les photons issus du bremsstrahlung et détectés à une distance d (cf. Figure 4.9) supérieure à la précision du PSA sont peu nombreux (cf. Figure 4.12), les photons issus de l'annihilation e^+/e^- vont poser plus de difficultés, et ceci d'autant plus que les photons incidents sont d'énergie élevée (cf. Figure 2.3). Les événements "création de paire" devront faire l'objet d'un traitement

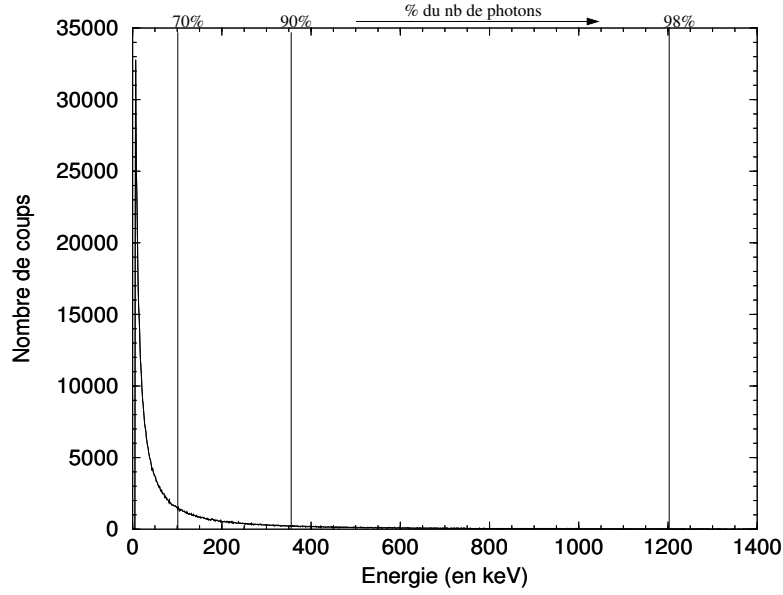


FIG. 4.11: *Spectre des photons secondaires issus du bremsstrahlung, pour 450000 photons de 5MeV émis. L'échelle “% du nb de photons” indique la proportion de photons secondaires situés à gauche de chaque limite à 70%, 90% et 98%.*

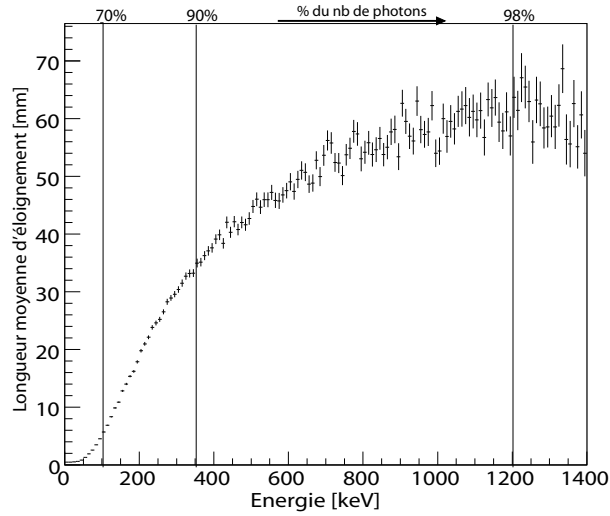


FIG. 4.12: *Distance moyenne d'éloignement des photons secondaires issus du bremsstrahlung en fonction de leur énergie. L'échelle “% du nb de photons” indique la proportion de photons secondaires situés à gauche de chaque limite à 70%, 90% et 98%.*

spécifique, comme nous le montrerons dans la partie consacrée aux algorithmes de tracking.

4.3 Etude et optimisation de la segmentation du détecteur symétrique d'AGATA

Nous essayons ici de déterminer les largeurs des 6 tranches du détecteur (notées de 1 à 6 sur la Figure 4.3), seul paramètre modifiable, afin que le taux de comptage (nombre d'interactions) dans chacune des 36 régions délimitées du cristal qui représentent les segments³ soit uniforme pour des photons incidents de 1332keV.

Pour cela, nous avons simulé deux séries de 70000 photons monoénergétiques de 1332keV et 662keV, émis à une distance de 23,5cm de la face d'entrée du détecteur symétrique (distance AGATA) dans un cône n'éclairant que le cristal.

Nous examinons la répartition des points d'interaction dans les différentes zones du détecteur, et plus particulièrement nous regardons, pour chaque configuration étudiée (Figures 4.13 à 4.16) :

- la répartition du nombre d'interactions dans chaque tranche et chaque segment (graphes (a) et (c)) ;
- la distribution du nombre de segments touchés pour un même photon incident (graphe (b)) ;
- le nombre moyen d'interactions par photon incident dans chacun des 36 segments (graphe (d)).

Le premier point nous permet de visualiser rapidement le résultat de l'optimisation que nous cherchons à atteindre. Les deuxième et troisième points nous donnent des informations utiles pour évaluer les difficultés que peut rencontrer le PSA, sachant qu'il est ardu pour lui de reconstruire deux interactions ou plus ayant lieu dans un même segment.

Comme base de travail de la segmentation des cristaux d'AGATA, nous considérons les deux configurations qui ont été proposées au sein de la collaboration avant que l'optimisation n'ait été faite :

- configuration 1 : 6/10/18,5/18,5/18,5/18,5mm (Epaisseur de la Tranche1/././Tranche6, cf. Figure 4.3) ;
- configuration 2 : 10/10/17,5/17,5/17,5/17,5mm .

Les résultats sont présentés sur les Figures 4.13 et 4.14 pour ces deux configurations. Nous voyons que les deux privilégient, en terme de taux de comptage, la tranche 3 située à la fin de la première moitié du cristal au détriment des tranches situées aux extrémités. Il est à noter que, quelle que soit la configuration, la distribution du nombre de segments touchés par photon ainsi que le nombre moyen d'interactions dans un même segment et par photon restent identiques. Pour ce dernier, il est en moyenne de 1,5 interactions quel que soit le segment touché.

Pour notre travail d'optimisation, nous sommes partis d'une configuration 10/10/10/10/20/30mm que nous avons modifiée par pas successifs afin d'obtenir une répartition quasi-uniforme du

³le segment 1 désigne le secteur A de la Tranche 1 (cf. Figure 4.3), le segment 6 désigne le secteur F de la Tranche 1, le segment 7 désigne le secteur A de la Tranche 2 etc...

nombre d'interactions par tranche. Nous sommes ainsi arrivés à la configuration optimale suivante : 10/10/11/14/18/27mm. La Figure 4.15(haut) montre bien la distribution quasi-uniforme obtenue.

Cependant, nous n'avons pas pris en compte jusqu'à présent la réalité physique du détecteur, à savoir le champ électrique permettant la collecte des charges dans le cristal. La Figure 4.17 représente les lignes équipotentiels électriques simulées par le code MGS⁴ dans le cristal symétrique d'AGATA. Nous voyons très bien que le champ électrique, perpendiculaire aux lignes équipotentiels, est loin d'être uniforme à l'avant et à l'arrière du détecteur : la collecte des charges est ainsi perturbée, ce qui conduit à des formes de signaux complexes qui entravent le travail du PSA.

Nous définissons alors une "zone morte" à l'arrière du détecteur. Nous prenons comme largeur de cette zone celle définie dans le projet GRETA, dont les détecteurs sont similaires et pour lesquels la configuration de la segmentation avait été décidée avant notre travail d'optimisation. Après une nouvelle modification de la configuration pour équilibrer le taux de comptage dans les autres tranches du cristal, nous avons abouti à la segmentation suivante : 11/12/14/17/22/14mm (cf. Figure 4.15(bas)).

La configuration finalement adoptée pour le projet, après notre étude, est la suivante : 8/13/15/18/18/18mm. La Figure 4.16 présente les mêmes graphes que ceux montrés pour les configurations précédentes. Cette configuration prend en compte la non-uniformité du champ électrique à l'avant du cristal en réduisant l'épaisseur de la première tranche. Le milieu du détecteur, où le champ est le plus uniforme et la collecte des charges facilitée, est clairement privilégié en acceptant le plus fort taux de comptage (tranches 2, 3 et 4) par rapport aux autres tranches (cf. Figure 4.16). Nous constatons également que les épaisseurs des tranches 2, 3 et 4 ne sont pas très différentes de celles que nous avons déterminées.

⁴MGS (Multi-Geometry Simulation) : code de simulation développé à l'IRES (Strasbourg) dont le but est la caractérisation de tout type de détecteur au germanium et la constitution de bases de données de signaux et de trajectoires des porteurs de charges dans le détecteur.

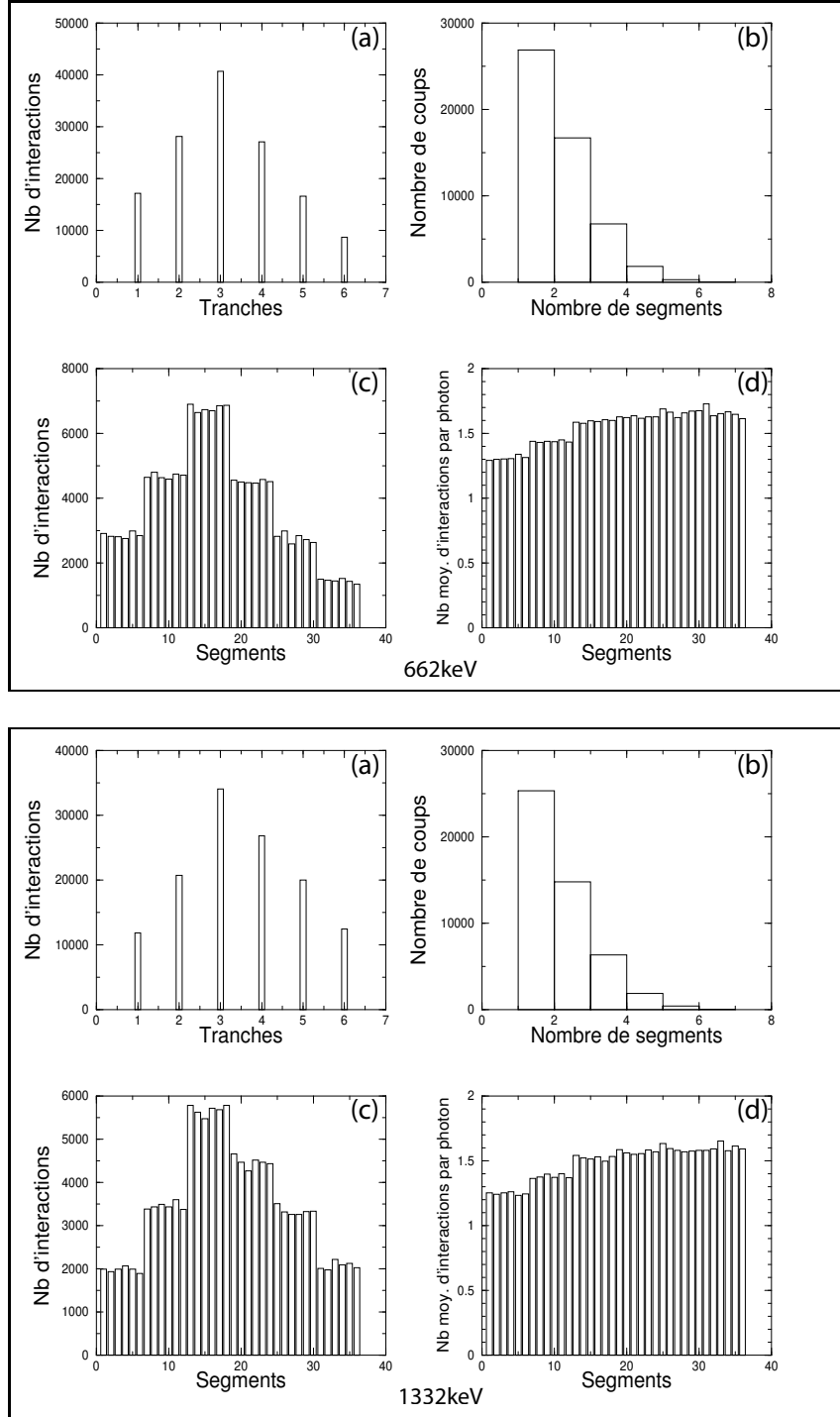


FIG. 4.13: Photons de 662keV (haut) et 1332keV (bas) envoyés sur la configuration 1 (voir texte). (a) Nombre d'interactions par tranche correspondant aux 70000 photons émis. (b) Distribution du nombre de segments touchés par un même photon. (c) Nombre d'interactions par segment correspondant aux 70000 photons émis. (d) Nombre moyen d'interactions par un même photon et par segment.

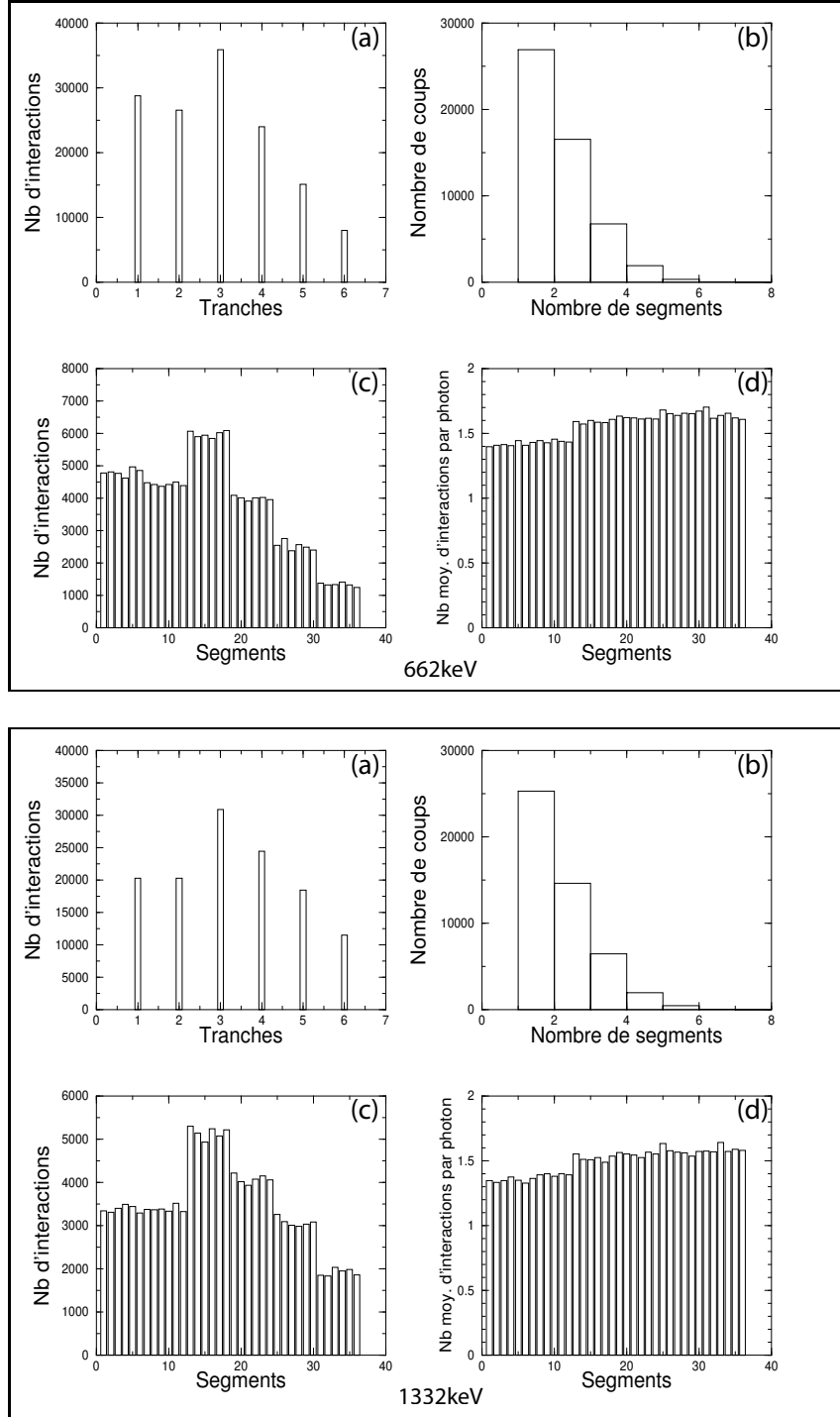


FIG. 4.14: Photons de 662keV (haut) et 1332keV (bas) envoyés sur la configuration 2 (voir texte). (a) Nombre d'interactions par tranche correspondant aux 70000 photons émis. (b) Distribution du nombre de segments touchés par un même photon. (c) Nombre d'interactions par segment correspondant aux 70000 photons émis. (d) Nombre moyen d'interactions par un même photon et par segment.

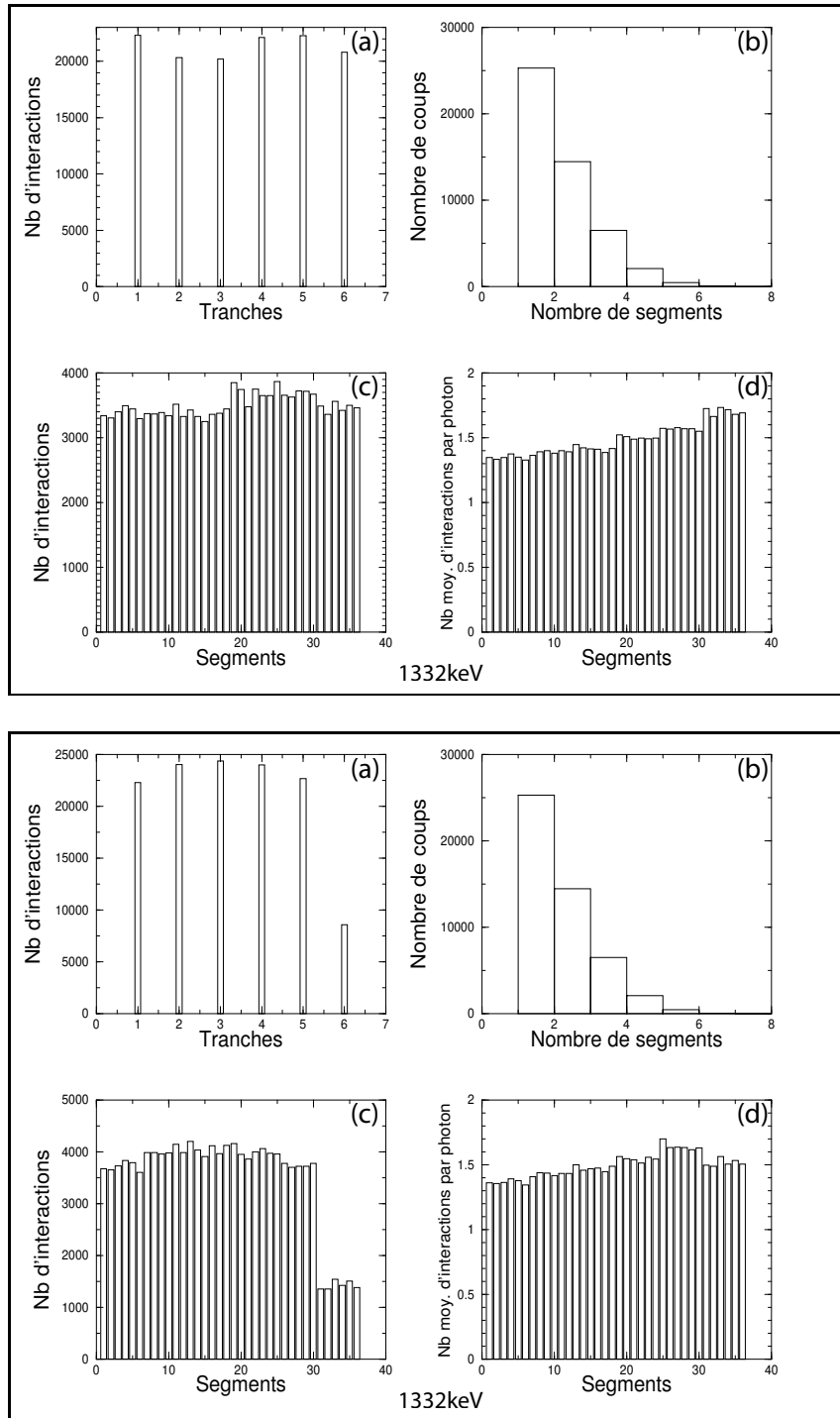


FIG. 4.15: Photons de 1332keV envoyés sur la configuration 10/10/11/14/18/27mm (en haut) et la configuration 11/12/14/17/22/14mm (en bas). (a) Nombre d'interactions par tranche correspondant aux 70000 photons émis. (b) Distribution du nombre de segments touchés par un même photon. (c) Nombre d'interactions par segment correspondant aux 70000 photons émis. (d) Nombre moyen d'interactions par un même photon et par segment.

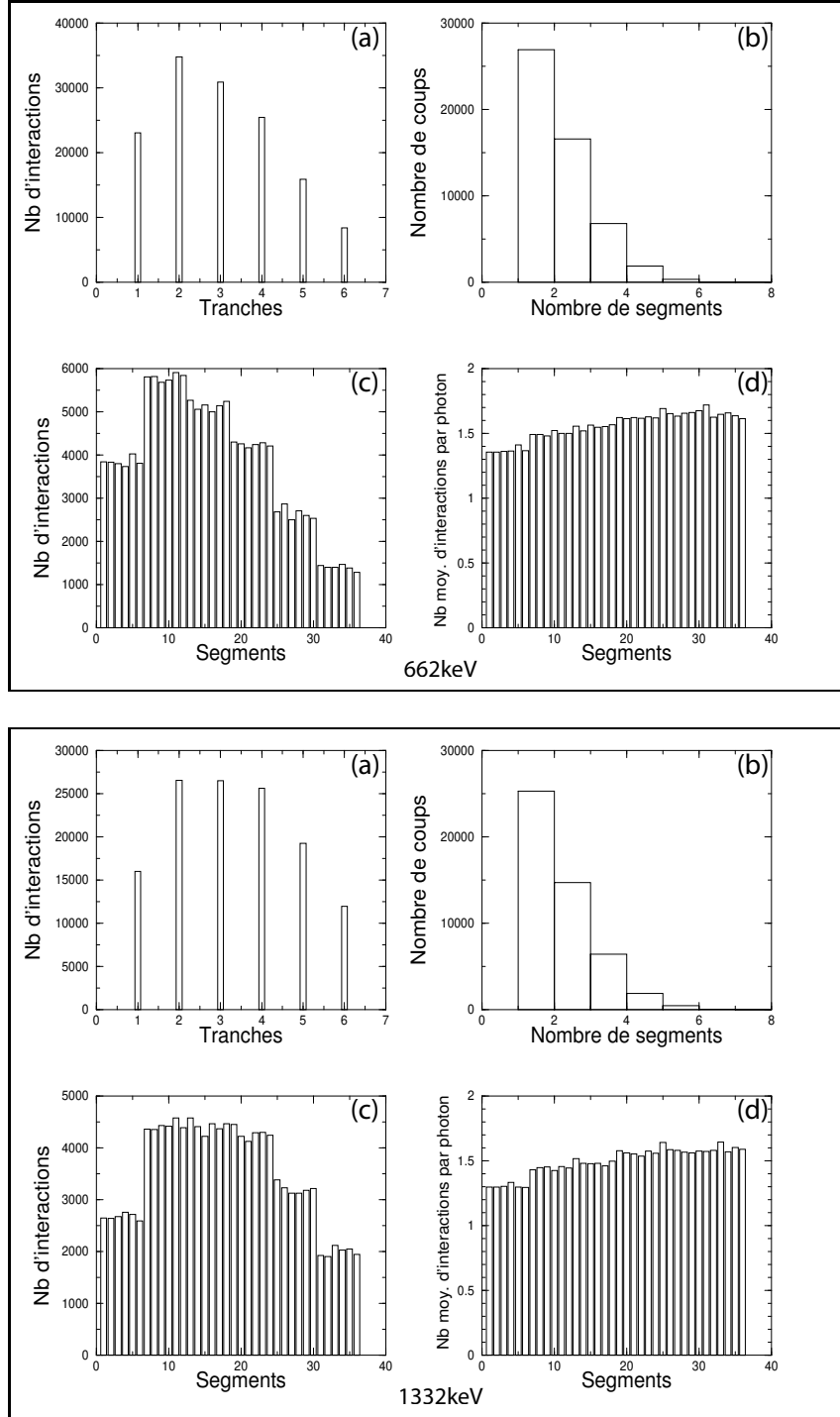


FIG. 4.16: Photons de 662keV (haut) et 1332keV (bas) envoyés sur la configuration adoptée par la collaboration : 8/13/15/18/18/18mm. (a) Nombre d'interactions par tranche correspondant aux 70000 photons émis. (b) Distribution du nombre de segments touchés par un même photon. (c) Nombre d'interactions par segment correspondant aux 70000 photons émis. (d) Nombre moyen d'interactions par un même photon et par segment.

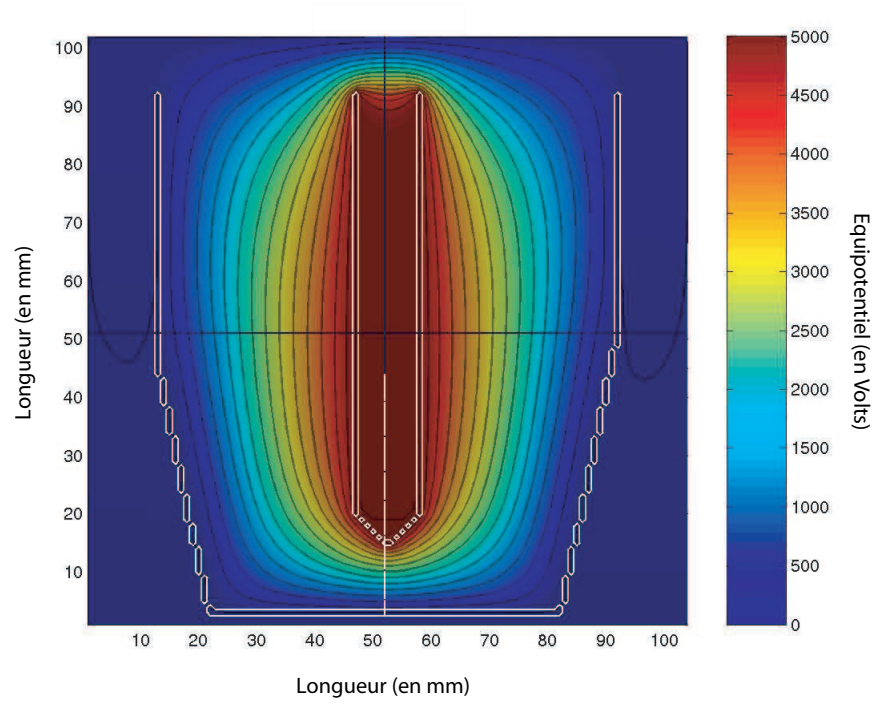


FIG. 4.17: *Variation du potentiel électrique simulé dans un cristal prototype d'AGATA en utilisant le code MGS. Les lignes sombres matérialisent les lignes équipotentiellles. Le champ électrique est perpendiculaire à ces lignes. L'échelle de couleur à la droite de la figure représente les valeurs du potentiel électrique le long de ces lignes.*

4.4 Etudes des algorithmes de reconstruction des trajectoires des photons γ

Après le travail de simulation décrit précédemment, nous nous sommes donc intéressés aux algorithmes de reconstruction des trajectoires des photons dans un détecteur. Les algorithmes existants reposent sur deux méthodes :

- **le backtracking**[80], dont la philosophie générale est de reconstruire la trajectoire d'un photon γ dans un détecteur en partant de son dernier point d'interaction, là où il a été totalement absorbé par effet photoélectrique ; l'algorithme cherche ensuite les interactions précédentes successives jusqu'à arriver au point de départ : la source (point d'émission du photon) ;
- **le forward-tracking**[81], dont le principe est de regrouper les points d'interaction appartenant à un photon dans un cluster, en partant du fait que les diffusions Compton effectuées par un photon sont piquées vers l'avant (direction d'émission, cf. Figure 2.4).

Nous avons tout d'abord développé notre propre algorithme basé sur le principe du backtracking, avec la volonté d'en améliorer les performances par rapport aux algorithmes existants. Nous avons également pris en compte les différents types d'expérience utilisant la spectroscopie γ , selon leur multiplicité :

- $M_\gamma \simeq 1$, pour l'étude des noyaux exotiques, par exemple ;
- $M_\gamma \simeq 15$, pour l'étude des éléments lourds et super-lourds ;
- $M_\gamma \simeq 30$, pour l'étude des noyaux à grande déformation (superdéformation et hyperdéformation).

Ceci peut amener à optimiser différemment les algorithmes selon chacun de ces cas.

Nous avons ensuite mis au point une méthode de reconstruction des événements "création de paire" pour les algorithmes de tracking. Cette méthode ne pouvant s'appliquer qu'à multiplicité $M_\gamma=1$ dans le cas du backtracking, nous avons essayé de l'utiliser dans l'algorithme de forward-tracking développé par A. Lopez-Martens[83]. Nous en expliciterons les raisons et présenterons plusieurs traitements des créations de paire pour cet algorithme. Nous allons maintenant détailler le travail effectué.

4.4.1 Algorithme de backtracking

Préparation des données

L'algorithme utilise les points d'interaction simulés par le programme Agata, développé par E. Farnea pour la collaboration [84], qui repose sur le code GEANT4[82]. Le programme Agata permet de simuler les trajectoires des photons soit dans la géométrie simple de la sphère idéale de germanium (de rayon intérieur de 15cm et de rayon extérieur de 24cm, ayant ainsi une épaisseur correspondant à la longueur des cristaux d'AGATA), soit dans un détecteur coaxial d'AGATA, soit dans la géométrie du multidétecteur avec ses 180 cristaux segmentés.

Pour mettre au point notre algorithme, nous avons considéré les interactions dans la sphère idéale de germanium. Les photons de la simulation ont une énergie de 1332keV et sont émis

au centre de la sphère. Nous considérons dans un premier temps uniquement les coordonnées des points d'interaction des photons, puis nous utiliserons les données dont les interactions correspondent aux dépôts d'énergie des particules secondaires (principalement électrons).

Avant d'alimenter l'algorithme de backtracking (et ce quel que soit le type d'algorithme de tracking), les données doivent subir quelques transformations afin de les rendre plus réalistes :

- les points d'interaction correspondant à un événement sont regroupés entre eux s'ils sont distants de moins de 5mm les uns des autres ; ceci afin de reproduire l'incapacité du PSA à distinguer deux points d'interaction distants de moins de 5mm (indépendamment de la précision donnée par le PSA sur les positions). L'énergie au point résultant est la somme des énergies aux points considérés, et la position est le barycentre des positions de ces points pondérées par leurs énergies ;
- les points résultants où le dépôt d'énergie est inférieur à 5keV sont éliminés du set de données, afin de prendre en compte le seuil en énergie de l'électronique d'AGATA qui est nominale de 5keV ;
- la dernière étape consiste à donner de la “réalité physique” à ces points, c'est-à-dire à rajouter les incertitudes sur les énergies et les positions des points dues à leur reconstruction par le PSA. La précision moyenne de ce dernier sur chaque coordonnée x, y et z est estimée à 1mm [85]. Bien entendu, cette précision dépend de la position du point dans le détecteur en raison du champ électrique non uniforme qui règne dans un cristal coaxial ; mais dans un but de simplicité la valeur que nous retenons est une incertitude sur les positions déterminée selon une distribution gaussienne d'écart-type $\sigma=1\text{mm}$, ce qui est communément admis [83]. L'incertitude sur l'énergie est déterminée de la même façon ; ici l'écart-type est fonction de l'énergie, comme nous l'avons montré au chapitre 2. Nous avons choisi une relation linéaire (cas pour les cristaux de faible volume, cf. Figure 2.8) définie par les points ($E=122\text{keV}$, $\Delta E=1\text{keV}$) et ($E=1332\text{keV}$, $\Delta E=2,3\text{keV}$), où ΔE est la largeur à mi-hauteur de la raie d'énergie E .

Les interactions sont ensuite classées par énergie croissante, et les distances géométriques et réelles (dans le germanium) entre chacune d'elles sont calculées (cf. Figure 4.18).

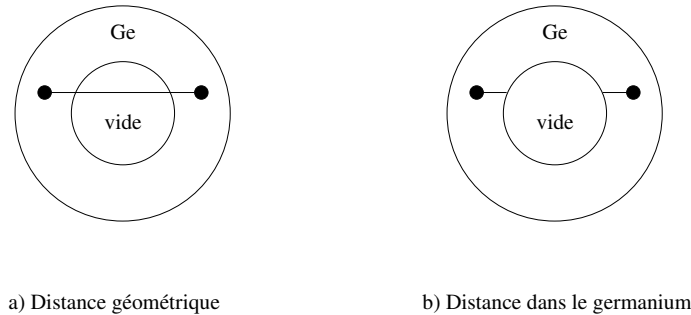


FIG. 4.18: Distances entre deux points d'interaction calculées (traits pleins) avant reconstruction des trajectoires.

Corps de l'algorithme

Les étapes du backtracking sont les suivantes :

- Recherche de l'interaction photoélectrique ;
- Recherche de l'interaction précédant l'interaction photoélectrique ;
- Recherche des interactions Compton ;
- Validation de la source comme dernier point de la reconstruction ;
- Validation de la reconstruction.

Chacune de ces étapes repose sur un calcul de probabilité. Nous détaillerons dans un premier temps, étape par étape, ces calculs de probabilité puis, nous présenterons succinctement comment le programme navigue entre ces étapes (cf. Figure 4.20). Nous concluons par l'optimisation des paramètres et la présentation des performances de notre algorithme.

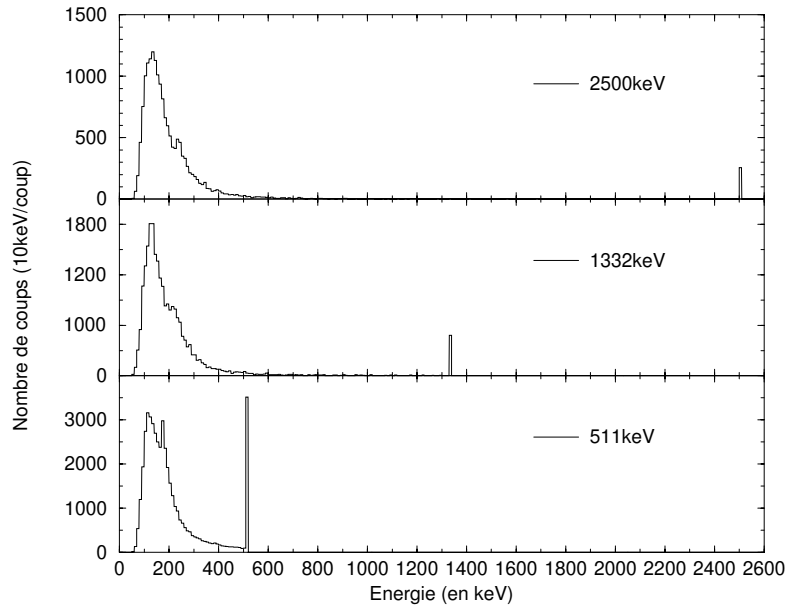


FIG. 4.19: *Spectres des interactions photoélectriques simulées dans le cristal symétrique pour différentes énergies de photons émis. La statistique est faite sur 30000 événements.*

Recherche de l'interaction photoélectrique J. van der Marel et B. Cederwall[80] ont montré que la plus grande partie des interactions photoélectriques se produisent dans un intervalle d'énergie comprise entre $\sim 100\text{keV}$ et 250keV , et ceci quelle que soit l'énergie du photon incident. Nous avons pu le vérifier lors d'une simulation dont le résultat est reporté sur la Figure 4.19. Nous considérons une fourchette plus large et prenons comme borne inférieure 90keV . La borne supérieure est choisie plus haute que 250keV , afin de tenir compte des effets de sommation des énergies déposées dus au regroupement des points d'interaction et au traitement d'événements de haute multiplicité. Nous la fixons, après optimisation pour obtenir les meilleurs efficacité photopic et PT, à 600keV .

Les points candidats sont donc les interactions d'énergie comprise entre 90keV et 600keV , en

choisissant en premier celle disponible dont l'énergie est la plus faible. Lorsqu'un candidat est sélectionné, on recherche l'interaction le précédant. Son énergie est notée $e_{photopic}$.

Recherche de l'interaction précédant l'interaction photoélectrique Le point disponible le plus proche du candidat à l'interaction photoélectrique sélectionné dans le germanium est retenu. Son énergie est notée $e_{precedent}$. Le libre parcours moyen d'un photon de même énergie que le candidat et subissant une interaction photoélectrique est calculé à partir de la table des sections efficaces photoélectriques [47]. La probabilité pour le photon de parcourir la distance ℓ ou plus entre ces deux points, dans le germanium, est donnée par l'expression suivante :

$$P_{phot} = \exp\left(-\frac{\ell}{\lambda_{phot}}\right) \quad (4.2)$$

où λ_{phot} est le libre parcours moyen photoélectrique.

Un seuil, $P_{photmin}$, est fixé tel que ℓ soit une valeur entière de λ_{phot} . Ce seuil, comme les suivants, est un paramètre à optimiser dans le programme. Si ℓ est telle que $P_{phot} > P_{photmin}$, la sous-trace⁵ est acceptée et l'on passe à l'étape suivante : "recherche des interactions Compton". L'énergie totale de la sous-trace e_t est alors égale à $e_t = e_{photopic} + e_{precedent}$ et l'énergie diffusée $e_s = e_{photopic}$. Sinon on considère le candidat suivant pour l'interaction photoélectrique.

Recherche des interactions Compton On examine tous les points disponibles. Pour chacun, on détermine géométriquement le cosinus (cf. Eq. (4.1)) et son erreur entre le candidat de cette étape et les deux interactions des deux précédentes étapes. Ce cosinus géométrique $\cos\theta_{geo}$ est comparé à $\cos\theta_{compt}$ calculé à partir de la formule Compton, par la fonction d'estimation suivante :

$$F_{cos} = \exp\left(-\frac{|\cos\theta_{compt} - \cos\theta_{geo}|}{Err(\cos\theta_{geo})}\right) \quad (4.3)$$

où

$$\cos\theta_{compt} = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{e_s} - \frac{1}{e_t} \right) \quad (4.4)$$

$Err(\cos\theta_{geo})$ est déterminé par un calcul d'erreur tenant compte des incertitudes sur les positions x, y et z des points considérés. L'erreur sur $\cos\theta_{compt}$ n'est pas considérée.

Comme pour l'étape de recherche de l'interaction photoélectrique, on détermine la probabilité pour un photon d'énergie e_t de parcourir la distance ℓ ou plus dans le germanium entre le candidat et l'interaction acceptée dans l'étape précédente avant de subir une interaction Compton, par l'intermédiaire de l'expression suivante :

$$P_{dist} = \exp\left(-\frac{\ell}{\lambda_{compt}}\right) \quad (4.5)$$

⁵Nous désignons par sous-trace la reconstruction partielle de la trajectoire d'un photon.

où λ_{compt} est le libre parcours moyen Compton.

Enfin on évalue la prédominance de l'effet Compton à l'énergie e_t sur les autres effets avec :

$$P_{compt} = \frac{\sigma_{compt}}{\sigma_{compt} + \sigma_{phot} + \sigma_{pair}} \quad (4.6)$$

On construit alors la fonction d'estimation : $F_{compt} = F_{cos} \times P_{dist} \times P_{compt}$.

Le seuil de validation de cette étape, $F_{comptmin}$, est un paramètre à optimiser. A la différence de $P_{photmin}$ qui prend des valeurs discrètes (ℓ est une valeur entière de λ_{phot}), $F_{comptmin}$ peut varier de façon continue. Nous déterminons une valeur d'essai, avant optimisation, de la manière suivante :

Soit : $F_{comptmin} = F_{cosmin} \times P_{distmin} \times P_{comptmin}$.

- $P_{distmin}$ est choisi tel que $\ell = 3\lambda_{compt}$, soit $P_{distmin} = 0,05$;
- $P_{comptmin}$ est déterminé en considérant les énergies limites à l'intérieur desquelles l'effet Compton est plus largement dominant, soit 200keV et 5MeV (cf. Figure 2.3). Pour ces deux énergies limites, $P_{compt} \sim 0,7$;
- L'estimation de F_{cosmin} est plus difficile à déterminer. Nous avons choisi de considérer la valeur pour laquelle $|\cos \theta_{compt} - \cos \theta_{geo}| = \text{Err}(\cos \theta_{geo})$, soit $F_{cosmin} \sim 0,37$.

Ainsi, $F_{comptmin} = 0,37 \times 0,05 \times 0,7 \sim 0,013$. Cette valeur nous servira donc de base pour l'optimisation de ce seuil.

Validation de la source La démarche est identique à celle de la recherche des interactions Compton. Seule l'expression de F_{cos} est modifiée, afin de prendre en compte le fait que la position de la source est connue sans incertitude.

$$F_{cos} = \exp \left(- \frac{|\cos \theta_{compt} - \cos \theta_{geo}|}{\text{Err}(\cos \theta_{geo})/2} \right) \quad (4.7)$$

Le seuil $F_{comptmin}$ est le même que celui utilisé dans la recherche des interactions Compton (cf. paragraphe précédent). Si la source est validée, on regarde si la reconstruction de l'événement dans son ensemble est valide.

Validation de la reconstruction Pour valider la reconstruction d'un événement, on considère les probabilités associées à chaque étape (les fonctions d'estimation sont assimilées à des probabilités) : P_{phot} pour la recherche de l'interaction précédant l'interaction photoélectrique, F_{compt} pour la recherche d'une interaction Compton ou la validation de la source comme dernier point de la trajectoire. Toutes ces probabilités P_i sont multipliées entre elles pour constituer la probabilité de la reconstruction :

$$P_{tot} = \left(\prod P_i \right)^{1/i} \quad (4.8)$$

La puissance $1/i$ est introduite pour prendre en compte le fait que toutes les P_i ne sont pas normalisées.

Si P_{tot} est supérieure au seuil de validation de la reconstruction noté P_{track} , l'énergie totale e_t est retenue pour constituer l'ensemble de données qui seront analysées dans l'expérience en cours, de même que les positions des deux interactions suivant l'émission du photon par la source (nécessaire pour la correction Doppler et la détermination de la polarisation du photon). Une autre tentative de reconstruction d'un autre photon est ensuite lancée avec les points de l'événement restants. P_{track} est optimisable continuellement, et sa valeur avant optimisation est telle que : $P_{track} = \sqrt{P_{photmin} \times F_{comptmin}} = 0,04$.

L'algorithme évolue entre les différentes étapes de la reconstruction suivant l'organigramme présenté sur la Figure 4.20. Le passage d'une étape à une autre se fait si la probabilité de l'étape en cours est supérieure aux seuils précédemment présentés. Pour passer de la "Recherche des interactions Compton" à la "Validation de la source", l'une de ces trois conditions doit être remplie :

- le nombre maximal de points autorisé par le programme pour reconstruire une trajectoire, noté Intmax, est atteint ;
- tous les points d'interaction de l'événement sont utilisés ;
- aucun point disponible ne convient à la séquence de reconstruction en cours ; on vérifie donc si la source est le dernier point de cette séquence.

Afin de ne pas évaluer plusieurs fois la même séquence de points lors d'une tentative de reconstruction, un système de marquage des interactions est utilisé. Les points d'interaction appartenant à une trajectoire validée sont également marqués, de sorte qu'ils ne soient pas utilisés dans la reconstruction d'un autre photon.

La reconstruction d'un événement s'arrête lorsqu'il n'y a plus de point disponible pour l'étape "Recherche de l'interaction photoélectrique". S'il reste des points non utilisés, l'algorithme recherche les photons ayant déposé toute leur énergie en une unique interaction. Il vérifie d'abord que les points restants sont suffisamment isolés (à plus de 4cm d'une autre interaction). Pour ceux répondant à ce critère, il vérifie si le point les précédant est la source, en utilisant la probabilité P_{phot} et en considérant aussi la prépondérance de l'effet photoélectrique sur les autres effets à l'énergie de l'interaction.

Si $P_{phot} \times \frac{\sigma_{phot}}{\sum \sigma} > P_{photmin}$, l'énergie de l'interaction et sa position sont conservées dans les données qui seront analysées dans l'expérience en cours.

Optimisation des paramètres et performances de l'algorithme Nous devons à présent ajuster certains paramètres afin d'obtenir les meilleures performances en termes d'efficacité photopic ϵ_{ph} et de rapport "pic sur total" PT. Cette optimisation porte sur les grandeurs P_{track} , $P_{photmin}$, $P_{comptmin}$, Intmax (nombre maximal d'interactions autorisé dans une reconstruction) et E_{phmax} (limite supérieure d'acceptance en énergie d'un candidat photoélectrique). Elle est également effectuée pour chacune des multiplicités $M_\gamma=1, 15$ et 30 dont nous avons parlé en introduction de cette partie. Plus le nombre d'interactions à traiter dans un événement est important, plus l'algorithme a de difficultés à reconstruire les trajectoires : une optimisation différente pour chaque multiplicité est peut-être ainsi nécessaire, ce que nous vérifierons.

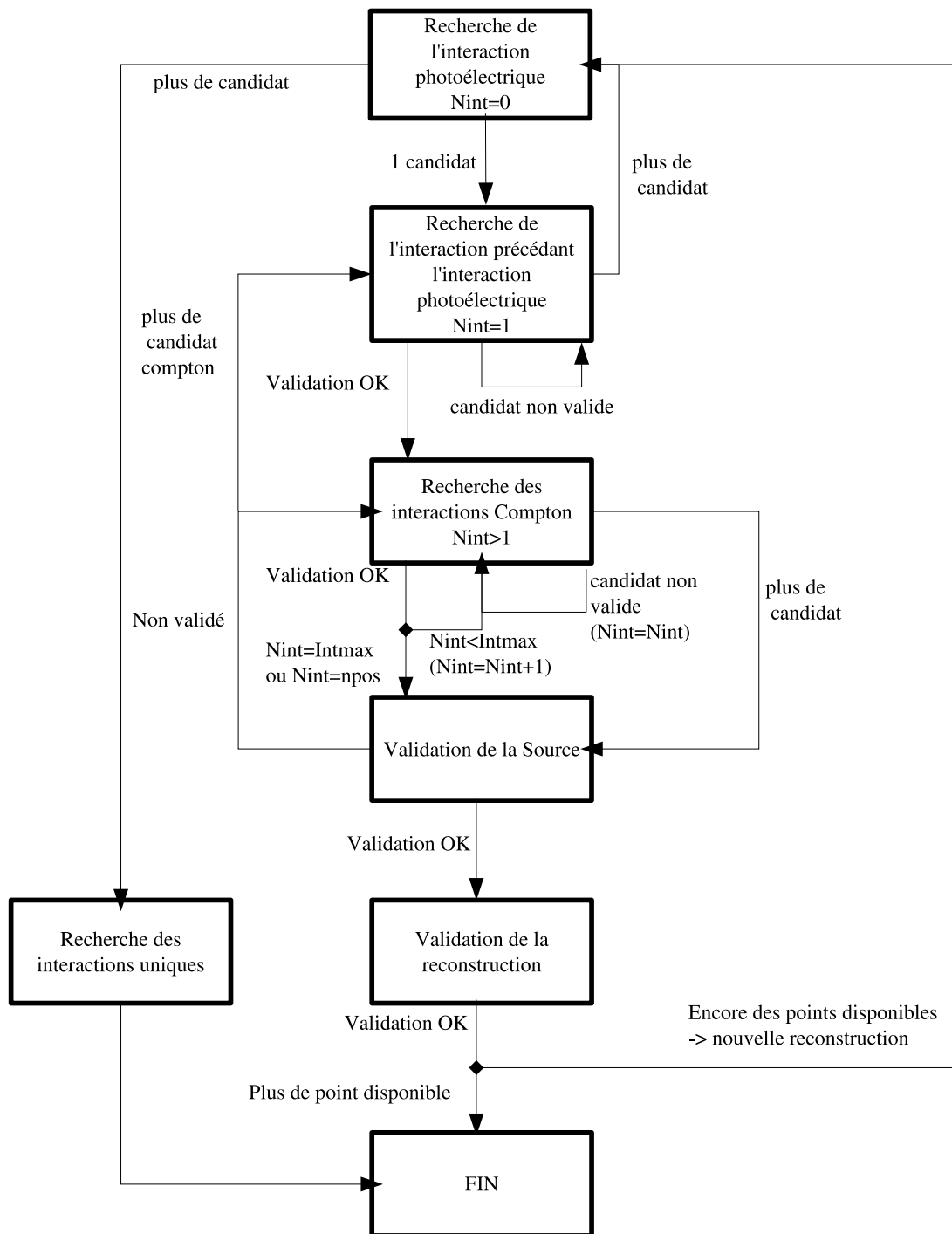


FIG. 4.20: Organigramme montrant le déroulement de l'algorithme de backtracking. N_{int} désigne le nombre de points appartenant à la sous-trace et n_{pos} le nombre d'interactions présentes dans l'événement après préparation des données.

Nous avons travaillé sur un ensemble d'événements composés d'interactions primaires (interactions "vraies" des photons et non des électrons secondaires) et sur un ensemble d'événements composés d'interactions secondaires issues de photons γ d'énergie 1332keV. Les simulations ont été faites dans la géométrie de la sphère idéale de germanium. Le but est d'obtenir le meilleur compromis entre efficacité photopic ϵ_{ph} , pic sur total PT et pourcentage de première interaction bien reconstruite %PrimInt ($\equiv$ l'interaction reconstruite avant la source est identique à la première interaction du photon dans les données).

Pour les trois multiplicités, $E_{phmax}=600\text{keV}$ et $P_{photmin}=0,14$ (ce qui correspond à $\ell=2\lambda_{phot}$). Les résultats obtenus pour le traitement de 100000 photons d'énergie 1332keV sont présentés dans les Tableaux 4.1 et 4.2. Dans ces tableaux, ϵ_{ph}^{rec} est l'efficacité de reconstruction photopic, c'est-à-dire le rapport entre le nombre de photons totalement absorbés reconstruits et le nombre de photons totalement absorbés présents dans les données. Nous y avons également reporté, à titre de comparaison, les performances d'un autre algorithme de backtracking présenté dans [83]. Cet algorithme n'est pas optimisé selon la multiplicité.

	ϵ_{ph}	PT	%PrimInt	ϵ_{ph}^{rec}
$M_\gamma=1$ $P_{track}=0,03$ $F_{comptmin}=0,001$ $Intmax=8$	36,6% (36,7%)	69,6% (67,4%)	81,7%	51,8%
$M_\gamma=15$ $P_{track}=0,05$ $F_{comptmin}=0,002$ $Intmax=7$	25,1% (27,3%)	47,5% (53,7%)	82,5%	34,9%
$M_\gamma=30$ $P_{track}=0,05$ $F_{comptmin}=0,004$ $Intmax=6$	20,4% (23,4%)	37,7% (46,9%)	82,5%	28%

TAB. 4.1: Performances de reconstruction de l'algorithme de backtracking sur un ensemble d'interactions de 100000 photons de 1332keV obtenu dans une sphère idéale de rayon 15cm. Entre parenthèses, les performances du programme de backtracking présenté dans [83] (optimisation différente) sont données à titre de comparaison.

	ϵ_{ph}	PT	%PrimInt	ϵ_{ph}^{rec}
$M_\gamma=1$ $P_{track}=0,02$ $F_{comptmin}=0,001$ $Intmax=8$	35,2% (34,4%)	66,1% (64,0%)	80,8%	50,3%
$M_\gamma=15$ $P_{track}=0,05$ $F_{comptmin}=0,002$ $Intmax=7$	23,8% (24,1%)	44,2% (48,8%)	81,3%	33%
$M_\gamma=30$ $P_{track}=0,06$ $F_{comptmin}=0,004$ $Intmax=6$	19,4% (21,1%)	35,5% (42,5%)	81,4%	26,9%

TAB. 4.2: Performances de reconstruction de l'algorithme de backtracking sur un ensemble d'interactions des particules secondaires issues des interactions de 100000 photons de 1332keV obtenu dans une sphère idéale de rayon 15cm. Entre parenthèses, les performances du programme de backtracking présenté dans [83] (optimisation différente) sont données à titre de comparaison.

Nous constatons que notre algorithme est plus performant dans le cas d'événements de multiplicité $M_\gamma=1$ lorsque l'on considère les interactions des particules secondaires. Pour les autres

multiplicités et en considérant les interactions des particules secondaires, les performances en terme d'efficacité photopic sont équivalentes. Ce n'est par contre pas le cas lorsque l'on considère le rapport PT : notre algorithme reconstruit moins bien les événements dans un certain nombre de cas. Ceci semble montrer qu'il n'est pas nécessaire d'optimiser les paramètres pour chaque type d'expérience. Ce point nécessiterait toutefois d'être confirmé en optimisant les paramètres pour chaque multiplicité dans l'algorithme de A. Lopez-Martens et al.

Les deux algorithmes utilisant la même "philosophie" et les mêmes probabilités et fonctions d'estimation, la différence de performances pourrait provenir de la manière dont ces deux programmes passent d'une étape de la reconstruction à une autre.

4.4.2 Algorithme de forward-tracking

Le principe de ce type d'algorithme est de regrouper dans un cluster les points d'interaction appartenant à un photon, en partant du fait que les diffusions Compton effectuées par ce photon sont piquées vers l'avant (direction d'émission) et ce d'autant plus que l'énergie de ce photon est élevée (cf. Figure 2.4). L'algorithme que nous utilisons est celui présenté dans [83].

En début de programme, comme dans le cas du backtracking (cf. paragraphe 4.4.1 sur la préparation des données), les données sont conditionnées et les distances entre deux interactions à la fois géométriques, dans le détecteur complet, et dans le germanium spécifiquement (pour les comparaisons avec les libres parcours moyens) sont calculées (cf. Figure 4.18). En plus, pour chaque point d'interaction sont calculées ses coordonnées polaires (r, θ, ϕ), l'origine étant le lieu d'émission des photons.

Après que la procédure de regroupement des interactions ait associé les points distants de moins de 5mm les uns des autres, on associe dans un même cluster toutes les interactions i et j séparées les unes des autres d'un angle inférieur ou égal à l'angle α tel que :

$$|\cos^{-1}(\sin \theta_j \sin \theta_i \cos(\phi_j - \phi_i) + \cos \theta_i \cos \theta_j)| \leq \alpha \quad (4.9)$$

Plusieurs séries de clusters, avec des points d'interaction différents dans chaque, sont réalisées pour une valeur de α donnée. Celle-ci varie de 0,15rad à une valeur α_{max} dépendant du nombre d'interactions dans l'événement à traiter (à titre d'exemple, pour 5 interactions $\alpha_{max}=1,5rad$ et pour 30 interactions $\alpha_{max}=0,7rad$). Plus le nombre d'interactions est élevé, plus la valeur α_{max} est faible. Deux clusters avec des angles α différents peuvent ainsi avoir des points d'interaction en commun, mais pas deux clusters correspondant au même angle α .

Les clusters ainsi définis doivent être évalués avant d'être validés ou non. Pour ce faire, la trajectoire de chaque photon est déterminée en calculant la probabilité de reconstruction de chaque combinaison possible des points d'interaction au sein du cluster, et en ne retenant que la séquence la plus probable. Les fonctions d'estimation et probabilités sont sensiblement les mêmes que celles utilisées dans le backtracking.

Les clusters sont ensuite classés par probabilité de reconstruction décroissante. Si deux (ou plusieurs) clusters ont des points en commun, n'est considéré que celui dont la probabilité est la plus élevée. De façon générale, sont rejetés tous les clusters dont la probabilité de reconstruction

est en-dessous d'un seuil fixé. Pour les clusters ne contenant qu'une seule interaction, un autre seuil est utilisé.

Il est supposé que chaque cluster regroupe toutes les interactions d'un seul photon : l'énergie de ce dernier est alors la somme des dépôts d'énergie dans le cluster. Cette information nous sera très utile pour le traitement des créations de paire. La Figure 4.21 représente schématiquement la clusterisation d'un événement de multiplicité $M_\gamma=30$ dans la sphère idéale.

4.4.3 Traitement de la création de paire appliqué aux algorithmes de tracking

Les algorithmes de reconstruction des trajectoires ne considèrent, pour remplir leur tâche, que les effets photoélectrique et Compton. Au-dessus de 1022keV pourtant, les créations de paires e^+/e^- ont lieu et ce d'autant plus fréquemment que les photons émis par la réaction (source) ont une énergie élevée (cf. Figure 2.3). Ces événements sont néanmoins considérés comme n'importe quel autre événement composé d'interactions Compton suivies d'une absorption totale. La conséquence en est une mauvaise reconstruction et la présence de raies parasites caractéristiques dans les spectres obtenus après tracking.

La Figure 4.22 montre le spectre issu de la reconstruction par notre algorithme de backtracking de 50000 photons⁶ de 5MeV simulés dans la géométrie complète d'AGATA. Il présente de façon distincte trois raies parasites à 511keV, 1022keV et $(E_\gamma-511)$ keV. Ces raies particulièrement intenses montrent de façon évidente la nécessité de traiter les événements "création de paire" de manière spécifique.

Nous avons donc entrepris de mettre au point une méthode de traitement de la création de paire pour notre algorithme de backtracking. La première difficulté, et ce quelle que soit la méthode, est de faire la distinction entre événements "Compton" et événements "création de paire". Nous essayerons donc de trouver des critères pour identifier les créations de paire et présenterons notre méthode de reconstruction et ses performances, tout en soulignant sa restriction d'application à $M_\gamma=1$.

Dans les algorithmes basés sur le forward-tracking, chaque cluster formé correspond à un seul photon : on peut donc assimiler chacun de ces clusters à un événement de multiplicité $M_\gamma=1$. C'est la raison pour laquelle nous avons adapté notre méthode développée pour le backtracking à l'algorithme de forward-tracking développé par A. Lopez-Martens et al.[83]. Nous avons aussi défini d'autres critères d'identification des événements grâce aux propriétés de ce type d'algorithme, que nous présenterons avant les résultats obtenus avec ce programme.

Une série de 50000 photons d'énergie égale à 5MeV a été simulée dans la géométrie d'AGATA. Cette énergie a été choisie car elle correspond à la limite du domaine d'énergie qui nous intéresse, mais aussi parce que le nombre de photons déposant toute leur énergie et créant des paires e^+/e^- (9998 photons) est comparable à celui des photons totalement absorbés après diffusion

⁶Nous avons pu vérifier que les performances des algorithmes se stabilisent à partir d'une statistique portant sur 20000 photons émis. Pour la suite de la présentation de notre travail, nous opérerons sur une statistique de 50000 photons émis.

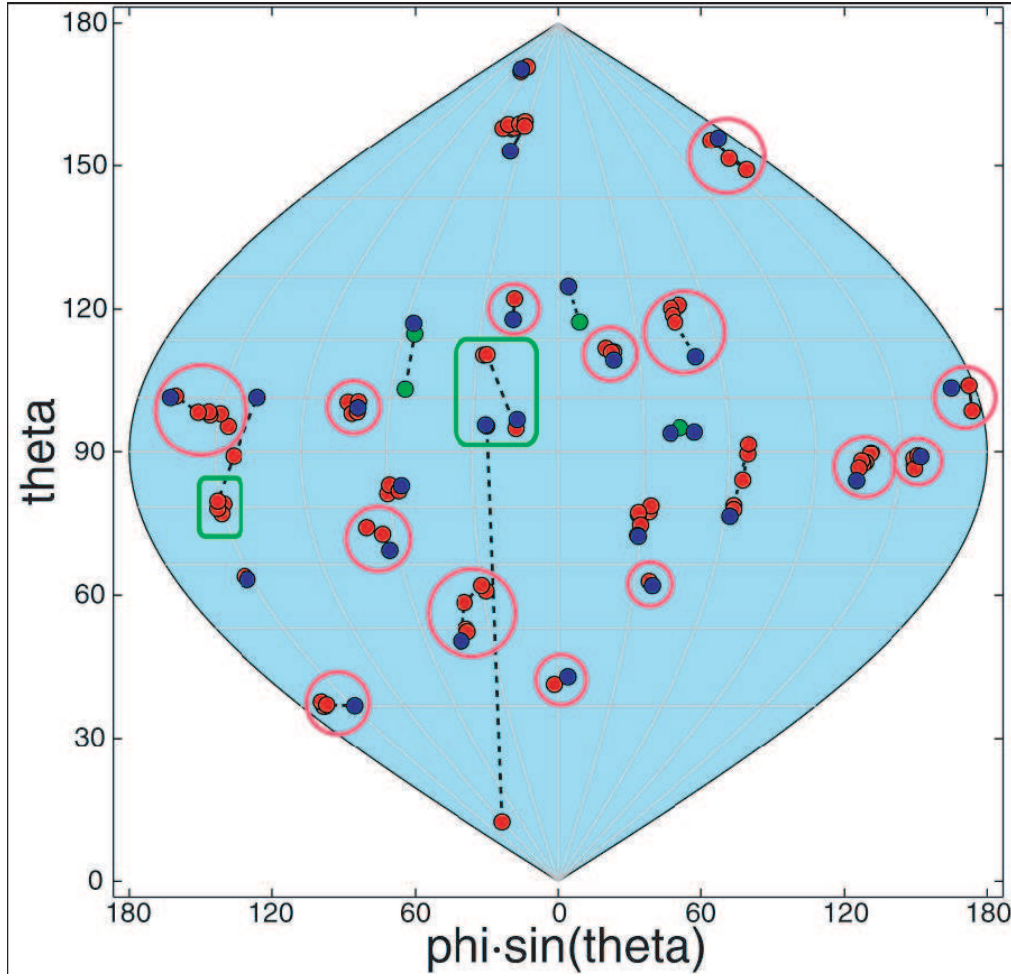


FIG. 4.21: Planisphère représentant les interactions de 30 photons de 1MeV dans la sphère idéale de germanium et leur regroupement en clusters. Les cercles rouges représentent les clusters validés correspondant à une bonne reconstruction et les rectangles verts représentent les clusters validés correspondant à une mauvaise reconstruction, c'est-à-dire ceux ne contenant pas toutes, et uniquement, les interactions d'un seul photon incident. Les points bleus correspondent aux premiers points d'interaction des photons avec le détecteur, les points rouges correspondent à l'ensemble des interactions d'un photon totalement absorbé, et les points verts correspondent aux interactions des photons qui s'échappent du détecteur [85].

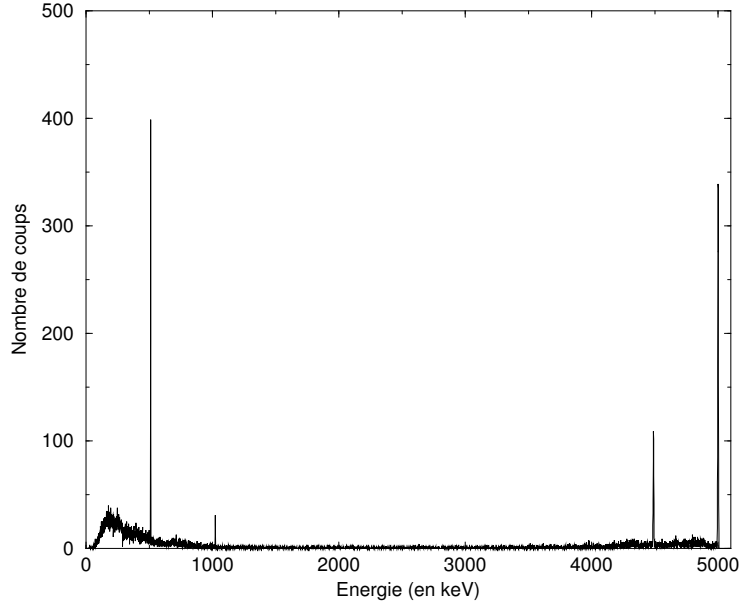


FIG. 4.22: *Spectre de 50000 photons de 5MeV simulés dans la géométrie d’AGATA et reconstruits par notre algorithme de backtracking.*

Compton (7452 photons). Rappelons que ce sont ces deux types d’événement que l’algorithme doit distinguer. Bien entendu nous réalisons la reconstruction des trajectoires à partir des interactions des particules secondaires. Nous montrerons également les performances obtenues pour des énergies de 3MeV et 10MeV. Le développement a été effectué pour une multiplicité $M_\gamma=1$

Nous devons également rappeler que la reconstruction des trajectoires doit s’effectuer “en ligne”, selon le flux de données fourni par le PSA : les algorithmes de tracking doivent donc traiter les événements le plus rapidement possible. Nous essaierons de tenir compte de ce paramètre, tout en gardant à l’esprit que cette question ne peut être débattue correctement qu’après intervention de professionnels de la programmation, que nous ne sommes pas.

1. Application au backtracking

(a) Méthode de reconstruction

Le choix de reconstruire l’événement à traiter comme une création de paire repose sur des critères que nous définirons dans le paragraphe suivant. Si ces critères ne sont pas satisfaits, l’événement est reconstruit par l’algorithme de backtracking de manière habituelle, que nous désignerons par le terme “backtracking classique”.

Notre idée de départ a été de considérer que seuls les événements “création de paires” composés d’une interaction d’énergie $(E_\gamma - 1022)\text{keV}$ et des interactions de deux photons de 511keV déposant toute leur énergie dans le détecteur peuvent être reconstruits. Ce cas favorable est représenté sur la Figure 4.23a).

Si le processus de regroupement des interactions n’associe pas le point d’interaction du photon incident avec tous les points d’interaction de e^- et e^+ (cf. Figure

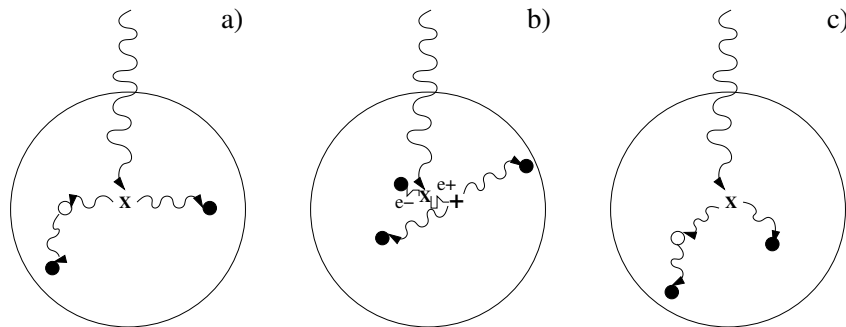


FIG. 4.23: *Composition d'un événement "création de paire" : a) un gros dépôt d'énergie + les dépôts des deux photons de 511keV, l'un subissant directement une interaction photoélectrique et l'autre d'abord une interaction Compton. b) un gros dépôt d'énergie + une partie des dépôts d'énergie de e^- et e^+ + les dépôts des deux photons de 511keV. c) un gros dépôt d'énergie regroupé avec une partie des dépôts d'un des photons de 511keV + les autres dépôts des deux photons de 511keV. Les • désignent l'absorption des particules (γ , e^- , e^+), les ○ désignent une diffusion, les X désignent une création de paire et les + l'annihilation de e^+ .*

4.23b)), le programme de backtracking ne pourra faire le lien entre les interactions n'appartenant pas aux photons secondaires puisqu'elles sont issues d'interactions e^- -germanium et e^+ -germanium (ionisation, bremsstrahlung ...).

Si la première interaction d'un des photons secondaires est regroupée avec l'interaction d'énergie (E_γ -1022)keV (cf. Figure 4.23c)), le programme ne pourra pas reconstruire l'événement car il doit pouvoir être vérifié que les deux photons secondaires **sont émis à l'opposé l'un de l'autre**. Ceci ne peut se faire qu'en regardant l'angle entre les premières interactions des deux photons et le point d'annihilation du positon.

Pour reconstruire les créations de paire, l'algorithme isole d'abord le point d'interaction correspondant au plus gros dépôt d'énergie. Il recherche ensuite les deux photons issus de l'annihilation du positon, en cherchant dans un premier temps les dépôts d'énergie de 511keV dans les données, puis dans un second temps en essayant de reconstruire ces photons par la méthode de backtracking. Dans ce cas la reconstruction est validée si la première interaction de chacun des photons est à une distance du plus gros dépôt d'énergie compatible avec le libre parcours moyen "Compton" (pour une énergie de 511keV), et s'ils sont émis à l'opposé l'un de l'autre. Si la reconstruction de la création de paire échoue, l'événement est alors traité par le "backtracking classique".

(b) Choix du candidat "création de paire"

Nous appelons candidat "création de paire" tout événement qui satisfait aux critères de sélection pour traiter les événements "création de paire".

La bonne sélection des événements est capitale pour éviter les mauvaises reconstructions ou perdre beaucoup de temps avant de parvenir à la bonne reconstruction. Nous ne disposons cependant que de peu d'informations pertinentes de ce point de vue : énergies et positions des interactions, et section efficace de création de paire σ_{pair} .

Cette dernière ne nous est d'ailleurs d'aucune aide puisque le libre parcours moyen λ_{pair} est, pour les énergies que nous considérons ($\sim 1022\text{keV} - 10\text{MeV}$), toujours supérieure aux distances source-première interaction dans le détecteur (par exemple, $\lambda_{pair}(3\text{MeV}) \sim 42\text{cm}$).

L'algorithme n'ayant pas accès à l'énergie totale déposée par un photon, nous ne pouvons imposer un seuil en énergie. Nous traitons donc tous les événements de façon identique : d'abord en les considérant tous comme des événements "créations de paire" puis, si cette reconstruction échoue, en les considérant comme des événements "Compton". Nous évitons ainsi de perdre des événements qui ne seraient pas reconstruits par l'un de ces deux traitements. L'interaction correspondant au plus gros dépôt d'énergie est considérée comme le point de création de la paire. Compte-tenu de la distance parcourue par le positon avant son annihilation (un positon de 2MeV d'énergie parcourt en moyenne $0,9\text{mm}$ entre le lieu où il est créé et son annihilation. cf. Figure 4.10.) et le regroupement des interactions, nous prenons comme point de création des deux photons de 511keV le point de création de la paire. Les performances avec et sans traitement de la création de paire sont reportées dans le Tableau 4.3 et les spectres pour $E_\gamma = 5\text{MeV}$ sont présentés dans la Figure 4.24.

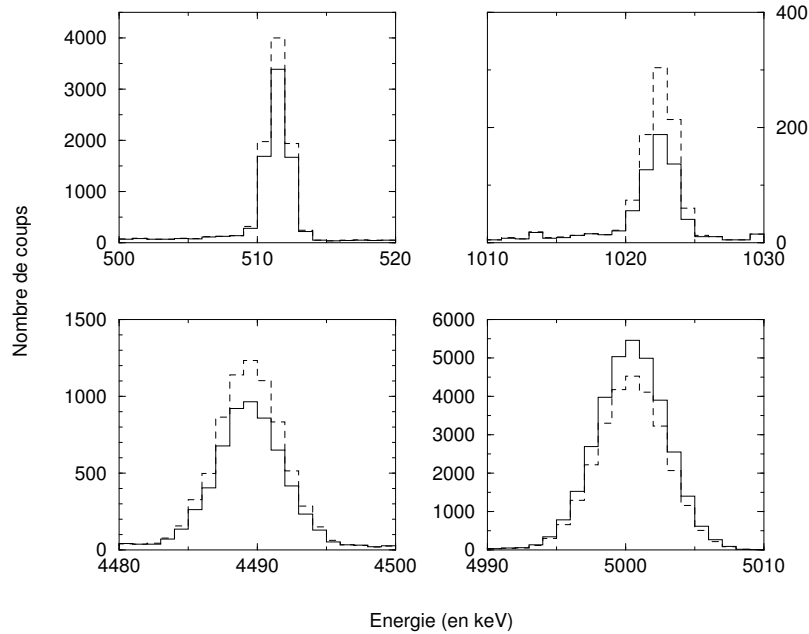


FIG. 4.24: Spectres de 50000 photons de 5MeV simulés dans la géométrie d'AGATA et reconstruits par notre algorithme de "backtracking classique" (en tirets), sans traiter les créations de paire, et en les traitant (en trait plein). Nous voyons bien une diminution de l'intensité des raies parasites à 511keV , 1022keV et $(E_\gamma - 511)\text{keV}$ et une augmentation de l'intensité de la raie à 5MeV .

Comme nous pouvions l'espérer, les performances en termes de ϵ_{ph} et PT augmentent avec l'énergie. Pour $E_\gamma = 10\text{MeV}$, ces deux valeurs ont même presque doublé. Cependant, le taux de reconstruction des créations de paire entièrement absorbées est

	ϵ_{ph}	PT	Reduc. pic 511keV	Reduc. pic 1022keV	Reduc. pic (E_γ -511)keV
$E_\gamma=3\text{MeV}$	11,1% (10,4%)	33,9% (32%)	16,6%	34,3%	24,7%
$E_\gamma=5\text{MeV}$	5,1% (4,2%)	14,3% (11,8%)	14,9%	35,2%	21%
$E_\gamma=10\text{MeV}$	0,64% (0,36%)	1,3% (0,75%)	9,9%	22,9%	10,8%

TAB. 4.3: *Performances de l'algorithme de backtracking tenant compte de la création de paire. Entre parenthèses les performances du même algorithme qui ne traite pas de la création de paire. Les trois dernières colonnes montrent la réduction du nombre de coups dans les pics à 511keV, 1022keV et E_γ -511keV obtenue en prenant en compte la création de paire. La statistique est faite sur 50000 photons et pour $M_\gamma=1$.*

	Taux de reconstruction des photons entièrement absorbés (tous événements confondus)	Taux de reconstruction des créations de paire entièrement absorbées
$E_\gamma=3\text{MeV}$	36,7% (34,4%)	14,3%
$E_\gamma=5\text{MeV}$	20,8% (17,6%)	9,9%
$E_\gamma=10\text{MeV}$	4,1% (2,3%)	2,4%

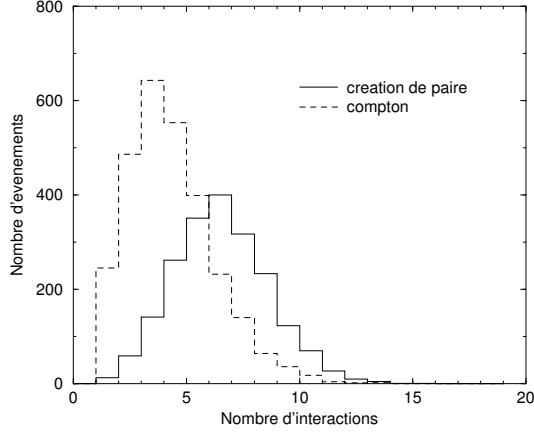
TAB. 4.4: *Taux de reconstruction obtenus par l'algorithme de backtracking tenant compte de la création de paire. Entre parenthèses les taux du même algorithme qui ne traite pas de la création de paire. La statistique est faite sur 50000 photons et pour $M_\gamma=1$.*

faible. La Figure 4.25 montre les distributions du nombre d'interactions des événements qui nous intéressent, selon l'énergie du photon incident. Nous voyons que le maximum de cette distribution se décale vers les nombres d'interactions plus élevés avec l'énergie. A 10MeV, cette distribution est centrée sur 7 interactions. Or nous devons rappeler que notre algorithme ne reconstruit pas d'événements dont le nombre d'interactions est supérieur à 8 pour $M_\gamma=1$. Ceci explique en partie la diminution du taux de reconstruction avec l'augmentation de l'énergie du photon incident. D'autre part, notre méthode considère qu'un événement "création de paire" est composé d'un gros dépôt d'énergie et des interactions des deux photons de 511keV. Or, à haute énergie, un photon incident peut subir une ou plusieurs interactions Compton avant de se matérialiser en une paire e^+/e^- : ces événements ne sont pas reconstruits.

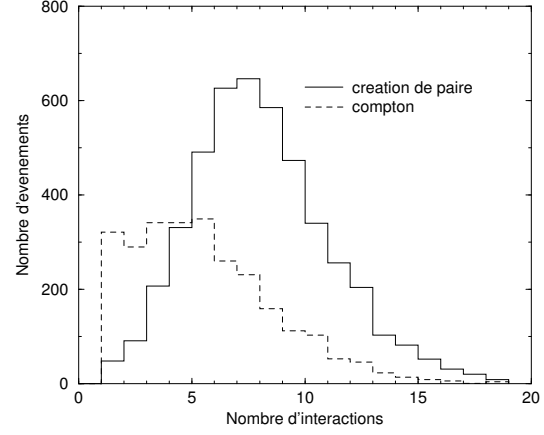
L'inconvénient de cet algorithme du point de vue du temps d'exécution est que les événements sont traités deux fois : d'abord comme des événements "création de paire" puis, si la reconstruction échoue, comme des événements "Compton". Nous avons donc essayé de trouver un critère permettant de distinguer un événement candidat "création de paire" d'un événement "Compton", en recherchant des différences sur la distance moyenne source-première interaction, ainsi que sur le nombre moyen d'interactions pour chaque type d'événement. Nous avons considéré 10000 photons de 5MeV et 10MeV, envoyés dans la sphère idéale de germanium, en imposant un seuil de 3500keV sur le plus gros dépôt d'énergie (pour $E_\gamma=5\text{MeV}$, $E_\gamma-1022=3978\text{keV}$) afin de pouvoir comparer des événements "création de paire" et "Compton" relativement identiques du point de vue des dépôts d'énergie. Les événements que nous considérons sont tous des événements de pleine absorption. Les résultats sont reportés dans le Tableau 4.5 et la Figure 4.25. Comme nous le voyons, seul le nombre d'interactions moyen peut nous servir de critère sélectif. Les distributions du nombre d'interactions de la Figure 4.25 montrent qu'en imposant un seuil à 6 interactions pour traiter un événement comme une "création de paire", on écarte une majorité d'événements. Néanmoins le nombre d'événements "création de paire" également écartés est loin d'être négligeable (un peu moins de la moitié pour $E_\gamma=5\text{MeV}$). La conséquence en est une baisse des performances de l'algorithme : pour $E_\gamma=5\text{MeV}$, $\epsilon_{ph} = 4,7\%$ et $PT=13,3\%$. La considération temporelle ne doit donc être prise en compte que si elle s'avère réellement nécessaire après optimisation des algorithmes du point de vue de la rapidité d'exécution.

Le second inconvénient, bien plus grave, est que la méthode utilisée ne peut être appliquée qu'à $M_\gamma=1$. En effet, pour reconstruire un événement "création de paire", nous considérons le plus gros dépôt d'énergie comme point d'émission des deux photons de 511keV. Pour un événement de multiplicité $M_\gamma=m$, il faudrait considérer les m plus gros dépôts d'énergie. Or la multiplicité m de l'événement n'est pas accessible à l'algorithme.

La solution au problème de la création de paire est peut-être l'utilisation des algorithmes de forward-tracking [81], ce que nous allons à présent montrer.



(a) Photons incidents de 5MeV.



(b) Photons incidents de 10MeV.

FIG. 4.25: *Distribution du nombre d'interactions dans les événements que nous considérons (cf. texte et Tableau 4.5).*

	$E_\gamma=5\text{MeV}$ (2609 vraies créations de paire)	$E_\gamma=10\text{MeV}$ (4805 vraies créations de paire)
ℓ_{moy} source-1 ^{ère} int. - “création de paire”	18,4cm	18,6cm
ℓ_{moy} source-1 ^{ère} int. - “Compton”	18,7cm	18,8cm
Nb _{moy} d'interactions - “création de paire”	6,0	7,6
Nb _{moy} d'interactions - “Compton”	3,8	5,1

TAB. 4.5: *Comparaison des caractéristiques entre vrai événement création de paire et événement passant la condition de seuil en énergie sans contenir de création de paire. Les événements que nous considérons sont tous de pleine absorption.*

2. Application au forward-tracking

Avant d'essayer de reconstruire les événements "création de paire" par le forward-tracking, nous avons voulu connaître leur répartition dans les clusters définis au paragraphe 4.4.2, selon trois catégories :

- toutes les interactions sont contenues dans un cluster unique (Figure 4.26a)) ;
- les interactions d'un des deux photons sont contenues dans un cluster (nommé "cluster 511keV"), et le reste des interactions dans un autre cluster (nommé "cluster complémentaire") (Figure 4.26b)) ;
- les interactions de chaque photon sont contenues dans un cluster ($\equiv 2$ "clusters 511keV") et le reste des interactions dans un troisième cluster (Figure 4.26c)).

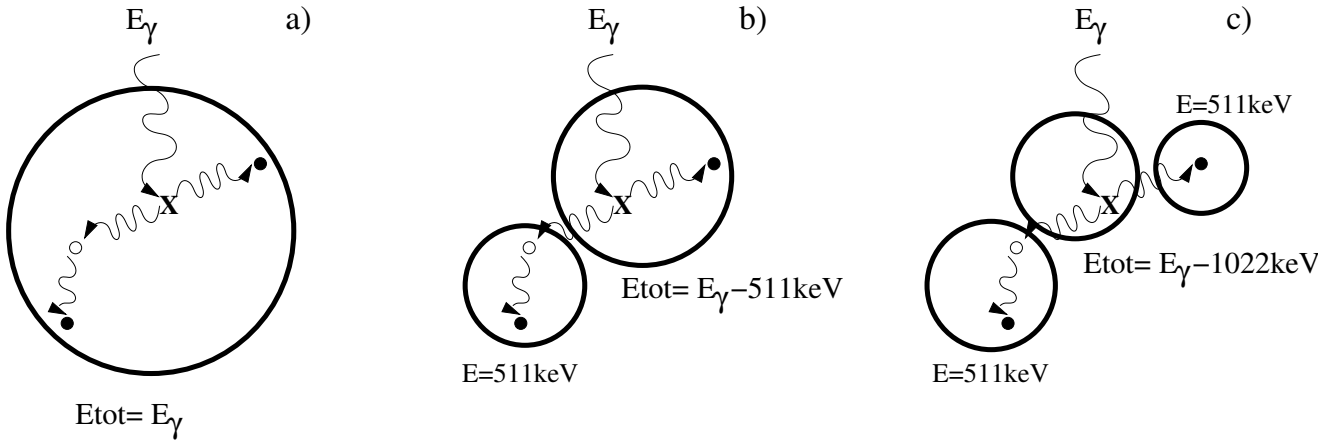


FIG. 4.26: Répartition des interactions d'un événement "création de paire" dans les clusters : a) Toutes les interactions dans un seul cluster. b) Un cluster contenant les interactions d'un des deux photons de 511keV et le second contenant le reste des interactions. c) Deux clusters contenant chacun les interactions d'un photon de 511keV et le troisième contenant le reste des interactions. Les • désignent les interactions photoélectriques, les o désignent les diffusions Compton et les X désignent les créations de paire.

Nous avons étudié ceci pour 50000 photons de 10MeV envoyés dans la géométrie d'AGATA, à multiplicité $M_\gamma=1$, permettant d'obtenir 18689 créations de paire dont 5370 sont entièrement absorbées dans le détecteur. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.6.

	cluster unique	1 cluster de 511keV + 1 cluster complémentaire	2 clusters de 511keV + 1 cluster complémentaire
Paires entièrement absorbées	74,1%	24,6%	1,3%
Paires quelconques	82,6%	16,8%	0,6%

TAB. 4.6: Répartitions des événements "création de paire" dans un, deux ou trois clusters. Série de 50000 photons de 10MeV, $M_\gamma=1$.

La bonne reconstruction des clusters uniques est donc primordiale, ce dont nous allons nous occuper dans une première phase de développement. Dans une seconde phase, nous essayerons de reconstruire les événements “création de paire” contenus dans un “cluster 511keV” et un cluster complémentaire. Nous négligeons les événements à deux “clusters 511keV” compte tenu de leur faible probabilité.

La reconstruction des événements est effectuée par notre algorithme de backtracking, modifié pour être utilisé comme fonction par le programme de forward-tracking. Il est chargé de reconstruire les deux photons de 511keV issus du point d’annihilation du positon et ainsi, si la reconstruction est possible, de valider l’événement. L’organigramme de la Figure 4.27 illustre le déroulement de notre méthode de reconstruction.

(a) **Reconstruction des clusters uniques**

Nous nous servons maintenant du fait que nous avons accès à l’énergie totale E_{tot} déposée par le photon ($\equiv$ énergie contenue dans le cluster) pour pouvoir imposer une condition de sélection des événements. Le programme ne fait appel à la fonction de reconstruction des paires que si le cluster contient une interaction dont l’énergie est égale (aux incertitudes près) à $(E_{tot}-1022)\text{keV}$. Ceci se fait après classement des clusters par probabilité de reconstruction P_{track} décroissante. Si la fonction est appelée et qu’elle reconstruit l’événement, l’énergie totale E_{tot} ainsi que la position du plus gros dépôt d’énergie sont retenues parmi les données qui serviront à l’analyse de l’expérience en cours. Les clusters ayant des points communs avec le cluster précédent ne sont pas reconstruits.

(b) **Reconstruction des événements contenus dans deux clusters**

Nous allons à présent nous intéresser aux créations de paire composées d’un cluster d’énergie totale de 511keV et d’un cluster contenant le reste de l’événement.

Le programme recherche tout d’abord un cluster de 511keV dans la liste des clusters classés par probabilité de reconstruction décroissante. Tout cluster de 511keV ne se différenciant de celui sélectionné que par la valeur de son angle α (mêmes points d’interaction que le cluster sélectionné) n’est pas considéré dans la suite du traitement des créations de paire. Le premier point d’interaction de ce photon que nous prenons en compte est celui donné par le forward-tracking. Tous les clusters voisins, à l’exception de ceux ayant des points d’interaction communs avec le cluster de 511keV, sont ensuite pris en compte, en considérant en premier lieu le plus proche. Dans ce cluster, tous les points sont testés en tant que point d’annihilation du positon, en considérant d’abord le plus proche de la première interaction du cluster de 511keV. Aucune condition sur l’énergie de cette interaction n’est imposée, car nous ne voulons pas exclure le cas où électron et positon issus de la création de paire déposent une partie de leur énergie loin (plus de 5mm) du point de création de la paire. L’algorithme de backtracking est chargé de reconstruire le second photon de 511keV et de valider ou non l’événement comme étant une création de paire.

Il apparait néanmoins un inconvénient majeur : le temps de calcul, d’autant plus important que la multiplicité est élevée. En effet, nous avons testé tous les clusters voisins du “cluster 511keV”, en commençant par le plus proche. Sur la Figure 4.28 nous avons représenté, pour les multiplicités $M_\gamma=1, 2, 15$ et 30, la distribution de

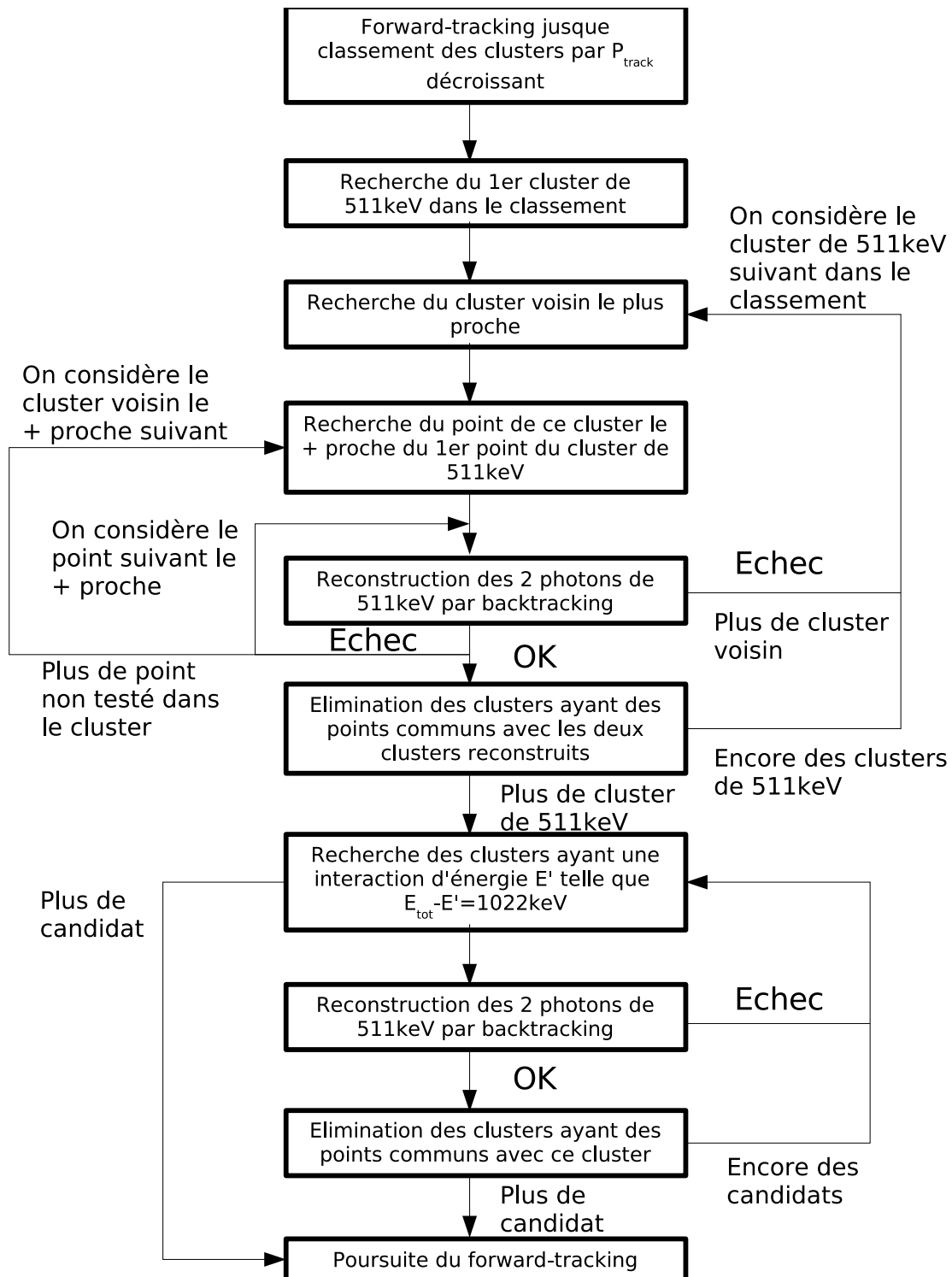


FIG. 4.27: Organigramme illustrant le déroulement de notre méthode de reconstruction des événements “création de paire” utilisant le backtracking dans un algorithme de forward-tracking.

l'éloignement du cluster voisin reconstruisant l'événement dans la liste des clusters voisins classés du plus proche au plus éloigné. Plus le numéro d'ordre en abscisse est élevé, plus le "cluster voisin" considéré est éloigné. Si à $M_\gamma=1$ ce cluster est le plus proche ou le second plus proche voisin, lorsque la multiplicité augmente ce cluster peut occuper une place plus éloignée dans la liste. Il faudra donc pour $M_\gamma=30$ tester plusieurs dizaines de "clusters voisins" au lieu de deux à $M_\gamma=1$.

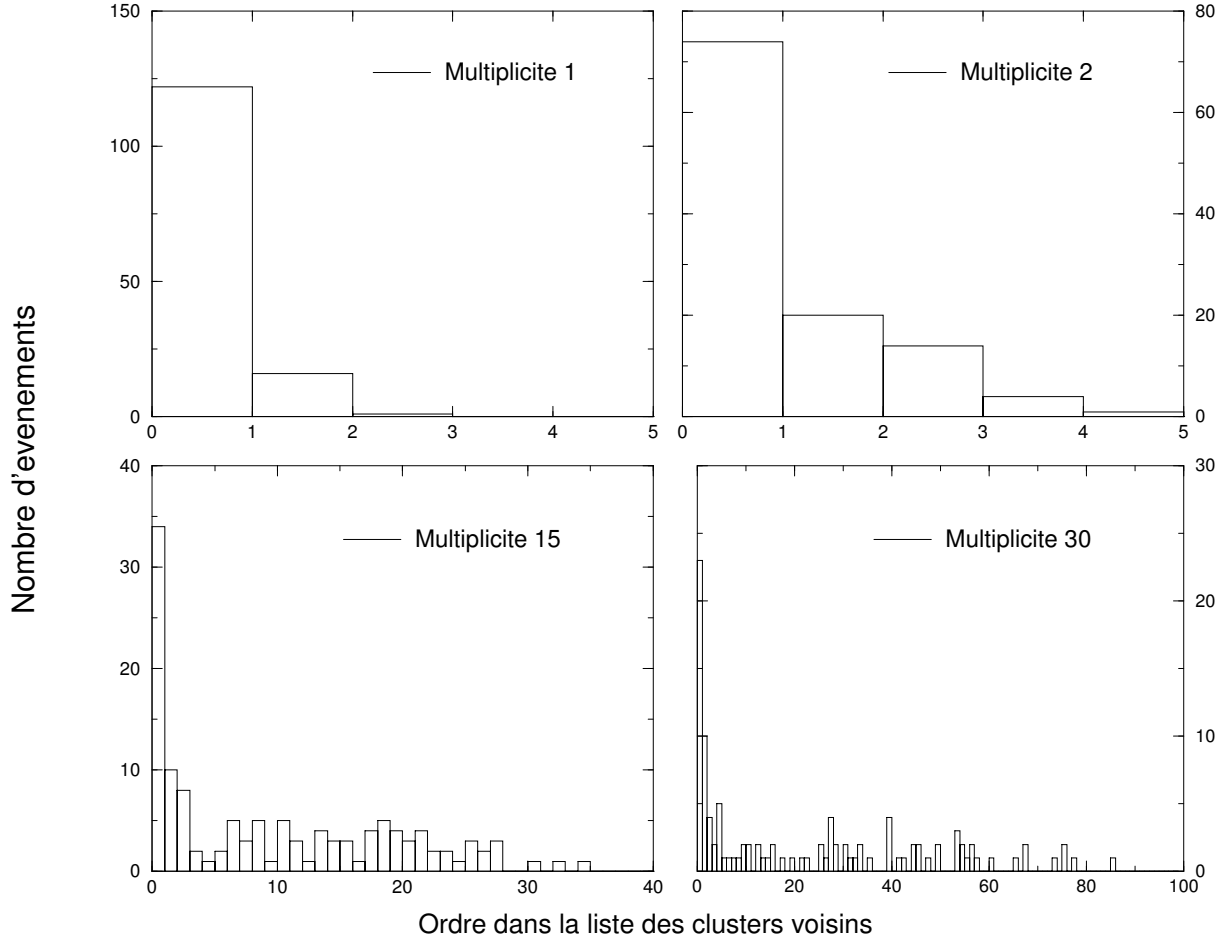


FIG. 4.28: *Distribution de l'ordre occupé par le cluster voisin reconstruisant la création de paire dans la liste des clusters candidats en fonction de la multiplicité. Statistique faite sur 10000 photons d'énergie 5MeV, simulés dans la géométrie d'AGATA.*

Nous avons donc essayé de trouver une autre contrainte sur le choix des "clusters voisins" à considérer, afin d'accéder plus rapidement au bon cluster, tout en ne diminuant pas les performances. Nous avons d'abord essayé de discriminer les clusters par l'angle β les séparant du cluster de 511keV, en ne considérant que les clusters dont l'angle β est compris dans un certain intervalle. Ceci ne fut pas concluant. Nous avons enfin essayé une sélection par le nombre d'interactions présentes dans un cluster complémentaire, en imposant que ce nombre soit inférieur à 7. Ceci a permis

d'accélérer le traitement en ne diminuant pas les performances.

Nous reportons maintenant les résultats obtenus dans les conditions indiquées ci-dessus. Ces résultats incluent le traitement de la reconstruction des clusters uniques et celle des événements contenus dans deux clusters. La Figure 4.29 montre les performances atteintes en fonction de l'énergie et de la multiplicité, et la Figure 4.30 montre les gains en réduction des raies à 511keV et $(E_\gamma - 511)\text{keV}$ ainsi que l'augmentation de la raie de pleine énergie pour $E_\gamma = 5\text{MeV}$. Les taux de reconstruction des photons entièrement absorbés et des créations de paire entièrement absorbées à $M_\gamma = 1$ sont reportés dans le Tableau 4.7.

Contrairement aux résultats du backtracking, nous n'avons pas indiqué la réduction du pic à 1022keV pour la simple raison que le forward-tracking, par lui-même, reconstruit très peu de photons de cette énergie. Les réductions des pics à 511keV et $(E_\gamma - 511)\text{keV}$ sont également plus faibles pour la même raison.

	Taux de reconstruction des photons entièrement absorbés	Taux de reconstruction des créations de paire entièrement absorbées
$E_\gamma = 3\text{MeV}$	65,7% (64,5%)	10%
$E_\gamma = 5\text{MeV}$	44,7% (42%)	8,1%
$E_\gamma = 10\text{MeV}$	16% (14,3%)	2,7%

TAB. 4.7: *Taux de reconstruction obtenus par l'algorithme de forward-tracking utilisant la méthode de reconstruction par backtracking. Entre parenthèses les taux du même algorithme qui ne traite pas de la création de paire. La statistique est faite sur 50000 photons simulés dans la géométrie d'AGATA et pour $M_\gamma = 1$.*

Si les performances en efficacité photopic et PT sont meilleures que celles du backtracking, ce à quoi nous nous attendions (d'après [83]), le gain obtenu en introduisant la méthode de reconstruction des créations de paire est plus faible. Ceci est particulièrement visible lorsque l'on considère le taux de reconstruction des créations de paire.

Si l'on regarde la répartition en énergie des clusters uniques (contenant toutes les interactions) associés aux événements "création de paire" (Figure 4.31) et celle du plus gros dépôt d'énergie dans ces clusters (Figure 4.32), nous constatons que la sélection en énergie des candidats que nous faisons est correcte : à savoir que le plus gros dépôt d'énergie dans ces clusters est bien, dans la majorité des cas, égale à $E_\gamma - 1022\text{keV}$.

Cependant le nombre de candidats "création de paire" est élevé en comparaison du nombre de créations de paire effectivement reconstruites (à $E_\gamma = 5\text{MeV}$ et $M_\gamma = 1$, seulement 2% des candidats sont reconstruits par la méthode de traitement des créations de paire) : il faut peut-être alors remettre en question le traitement de la reconstruction par le backtracking. Dans le paragraphe suivant nous montrons les résultats que l'on obtient en n'utilisant pas le backtracking.

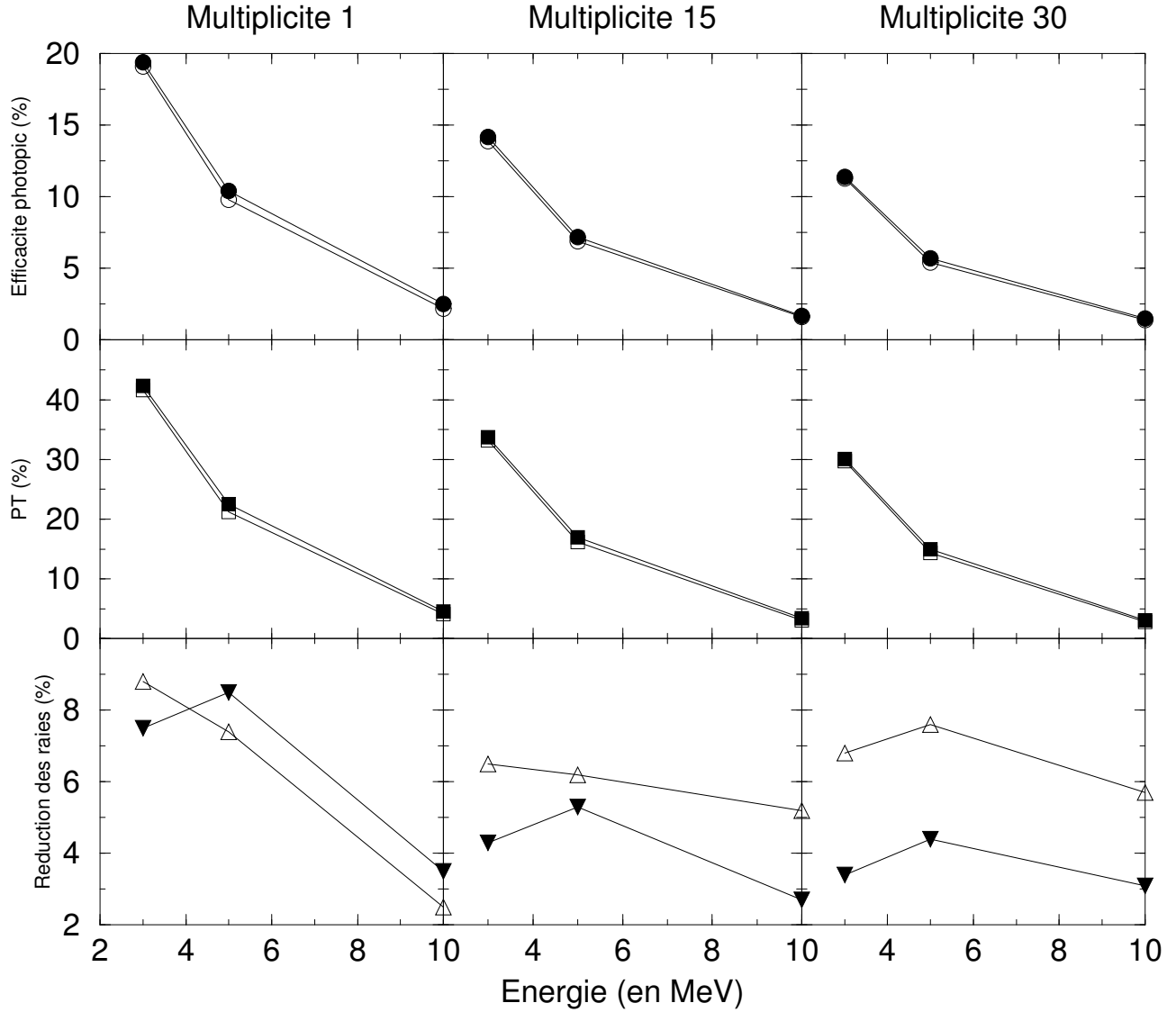


FIG. 4.29: Performances de la méthode de reconstruction des créations de paire utilisant le backtracking, en fonction de l'énergie des photons incidents et de la multiplicité. Les ronds et carrés évidés représentent les efficacités photopic et PT du forward-tracking seul. Les ronds et carrés pleins représentent les efficacités photopic et PT du forward-tracking incorporant la méthode de reconstruction des créations de paire. Les triangles évidés représentent la réduction relative d'intensité de la raie à 511keV et les triangles pleins représentent la réduction relative de l'intensité de la raie à $(E_\gamma - 511) \text{ keV}$.

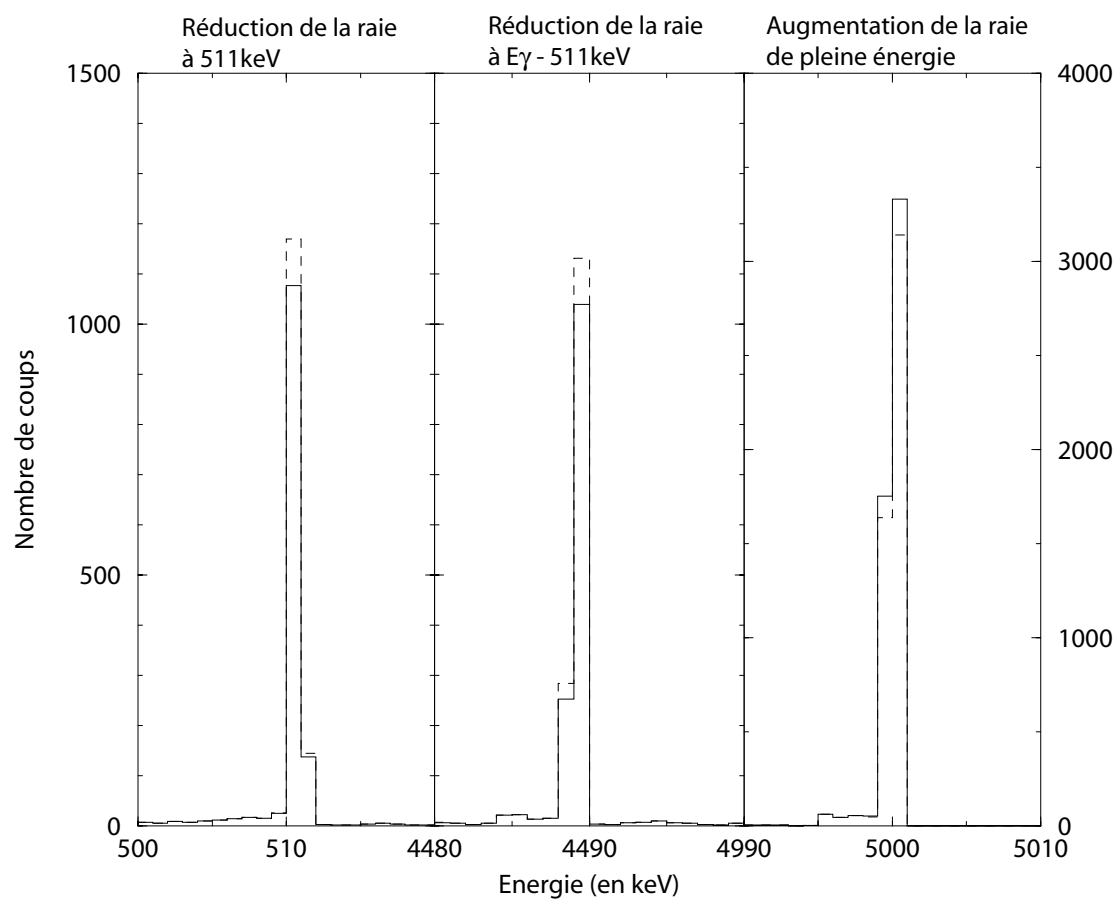


FIG. 4.30: *Spectre de 50000 photons de 5MeV reconstruits par l'algorithme de forward-tracking seul (tirets), et en incorporant la méthode de reconstruction des créations de paire par backtracking (trait plein).*

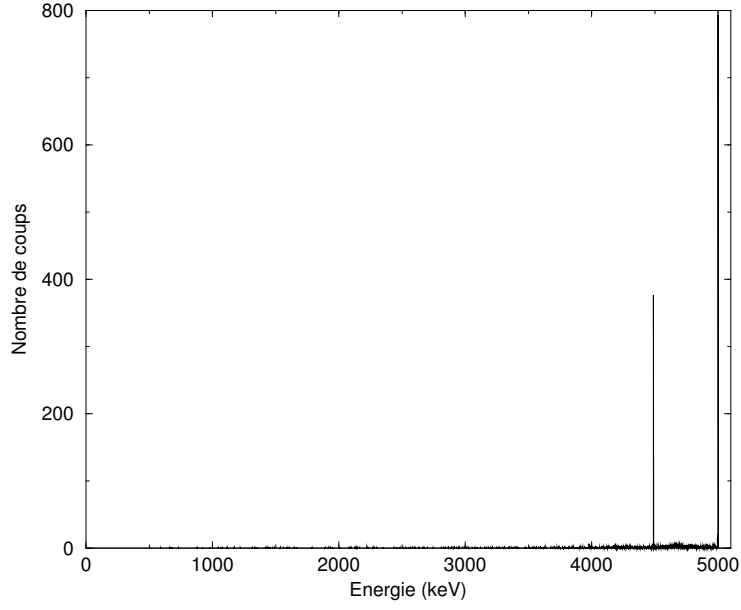


FIG. 4.31: *Répartition en énergie des clusters uniques. 50000 photons de 5MeV, $M_\gamma=1$.*

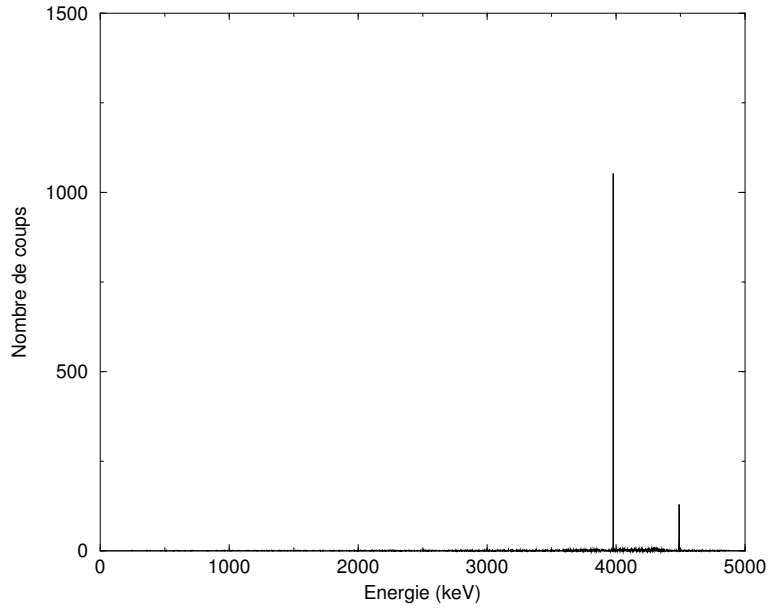


FIG. 4.32: *Répartition en énergie du plus gros dépôt d'énergie dans les clusters uniques. 50000 photons de 5MeV, $M_\gamma=1$.*

3. Traitement simplifié de la création de paire dans le forward-tracking

Nous considérons à présent la sélection des candidats par l'énergie suffisante à leur validation en tant qu'événements "création de paire" reconstruits. Une condition sur l'énergie E' de l'interaction candidate dans le "cluster voisin" est imposée : celle-ci doit être telle que $E_{tot}+511-E'=1022\text{keV}$ (à 3keV près), avec E_{tot} l'énergie totale du "cluster voisin". Le synoptique de cette nouvelle méthode est montré dans la Figure 4.33.

Si l'on construit le spectre provenant de la reconstruction de 50000 photons de 5MeV à $M_\gamma=30$ par notre nouvelle méthode (cf. Figure 4.34), nous constatons la présence d'un pic parasite situé à $E_\gamma+511\text{keV}$, dont l'intensité représente 1% de l'intensité du pic de pleine énergie.

La présence de cette raie parasite s'explique par le fait qu'un cluster contenant toutes les interactions d'un événement "création de paire" peut, dans certains cas, être composé de la façon suivante :

- une interaction unique d'énergie E' regroupant, compte tenu du regroupement des points d'interaction, l'interaction du photon incident et celles d'un des photons de 511keV ;
- les interactions du second photon de 511keV.

C'est le cas du cluster regroupant les interactions du photon d'énergie $E_{\gamma 1}$ dans la Figure 4.35. Du point de vue de l'algorithme, un tel cluster est identique à un cluster d'énergie $E_{tot}=E_\gamma-511\text{keV}$: le plus gros dépôt d'énergie E' dans le cluster est tel que $E'=E_{tot}-511\text{keV}$. S'il est associé, du fait de sa proximité, à un cluster d'énergie $E=511\text{keV}$ provenant de la création de paire subie par un autre photon (d'énergie $E_{\gamma 2}$ dans la Figure 4.35), la condition de sélection en énergie $E_{tot}+511-E'=1022\text{keV}$ (à 3keV près) est satisfaite.

Afin de réduire la reconstruction de ces événements, nous imposons de nouvelles contraintes :

- l'angle entre le premier point du "cluster 511keV", le plus gros dépôt d'énergie E' dans le cluster complémentaire et l'un des points restants dans le cluster complémentaire (tous les points sont testés) doit être égale à 180° , avec une tolérance sur le cosinus fixée à 0,05 ;
- la distance entre le premier point du "cluster 511keV" et le plus gros dépôt d'énergie doit satisfaire la condition sur la valeur de la fonction d'évaluation $f_{compt}=F_{compt}/F_{cos}$ (F_{compt} et F_{cos} définies dans notre algorithme de backtracking).
- l'interaction supposée du photon de 511keV contenue dans le cluster complémentaire qui est testée doit avoir une énergie inférieure à 600keV (limite imposée), afin de prévenir la reconstruction de clusters d'énergie supérieure à $(E_\gamma+511)\text{keV}$ qui regroupe des interactions provenant de photons incidents différents.

Ceci permet de réduire de moitié l'intensité du pic à 5511keV par rapport à celle du pic de pleine énergie, à multiplicité $M_\gamma=30$. Toutefois ce cas de figure représente moins de 1% de l'ensemble des bons événements reconstruits, tous événements confondus.

Dans ces conditions, les performances de l'algorithme sont résumées sur les Figures 4.36 et 4.37 : elles montrent, respectivement, les performances en fonction de l'énergie et de la multiplicité et une comparaison entre les spectres obtenus avec et sans traitement de la création de paire. Le Tableau 4.8 montre les taux de reconstruction des photons entièrement absorbés et celui des créations de paire entièrement absorbées. Ces pourcentages sont

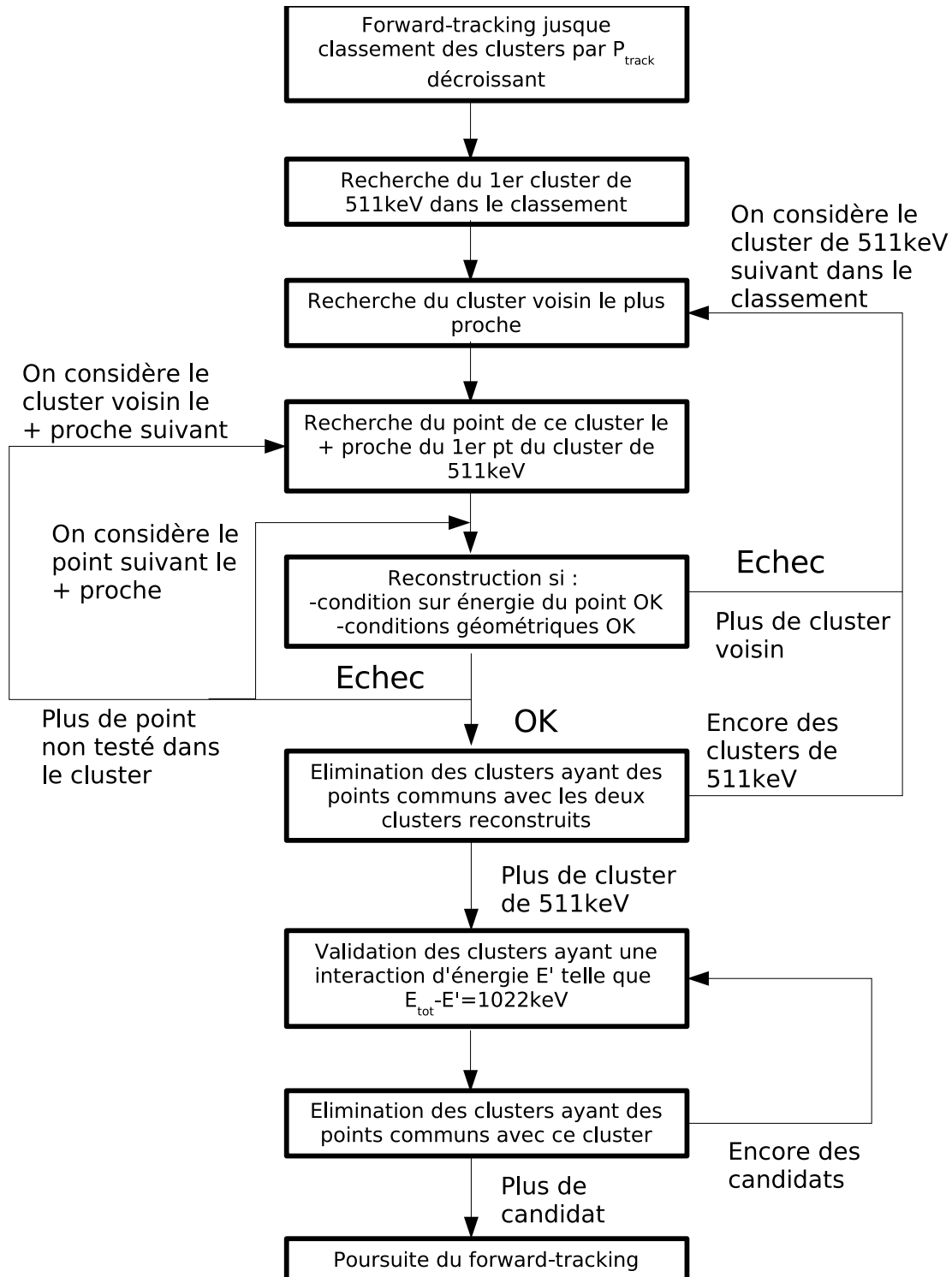


FIG. 4.33: Organigramme illustrant le déroulement de notre méthode de reconstruction des événements “création de paire” utilisant seulement des considérations énergétiques et géométriques dans un algorithme de forward-tracking.

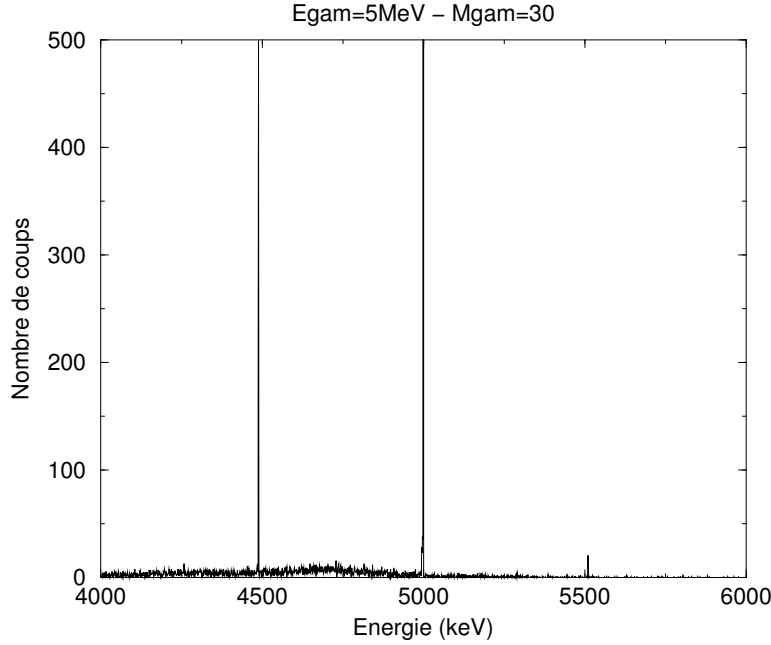


FIG. 4.34: *Spectre obtenu en reconstruisant les créations de paire, pour 50000 photons incidents d'énergie $E_\gamma=5\text{MeV}$ et à multiplicité $M_\gamma=30$. Nous constatons la présence d'un pic à 5511keV.*

à comparer à ceux des Tableaux 4.7 et 4.4, correspondant respectivement au traitement des créations de paire avec l'algorithme de forward-tracking, utilisant la reconstruction des paires par backtracking, et au traitement des créations de paire avec l'algorithme de backtracking. Le gain est important puisque l'on augmente jusque +10% le taux de reconstruction des photons entièrement absorbés pour $E_\gamma=5\text{MeV}$ et l'on quadruple presque le taux de reconstruction des créations de paire totalement absorbées, entre les deux traitements utilisant le forward-tracking. Entre la reconstruction par forward-tracking et par backtracking, il convient de ne comparer que les taux de reconstruction des créations de paire, puisque le forward-tracking est, par essence, plus performant en terme de reconstruction des photons entièrement absorbés. Nous constatons ici aussi les meilleurs résultats obtenus avec le forward-tracking et le traitement simple des créations de paire.

	Taux de reconstruction des photons entièrement absorbés (tous événements confondus)	Taux de reconstruction des créations de paire entièrement absorbées
$E_\gamma=3\text{MeV}$	68,9% (64,5%)	36,8%
$E_\gamma=5\text{MeV}$	51,5% (42%)	29,2%
$E_\gamma=10\text{MeV}$	22,7% (14,3%)	13,6%

TAB. 4.8: *Taux de reconstruction obtenus par l'algorithme de forward-tracking tenant compte de la création de paire. Entre parenthèses les taux du même algorithme qui ne traite pas de la création de paire. La statistique est faite sur 50000 photons et pour $M_\gamma=1$.*

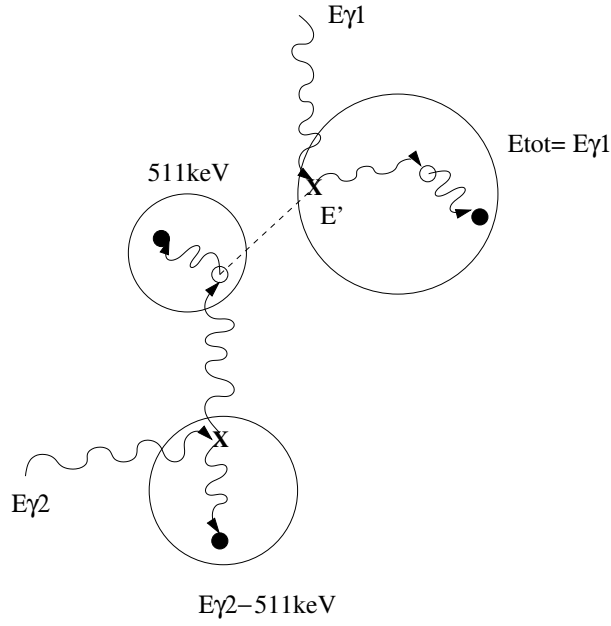


FIG. 4.35: Illustration d'une mauvaise association par notre méthode de reconstruction des créations de paire de deux clusters correspondant chacun à un photon subissant une création de paire : un cluster contenant l'ensemble des interactions du photon incident d'énergie $E_{\gamma 1}$ et dont le plus gros dépôt d'énergie $E' = E_{\text{tot}} - 511\text{keV}$ est associé à un cluster contenant les interactions d'un des deux photons de 511keV provenant de la seconde création de paire subie par le photon incident d'énergie $E_{\gamma 2}$. Les $\bullet$ désignent les interactions photoélectriques, les $\circ$ désignent les diffusions Compton et les X désignent les créations de paire.

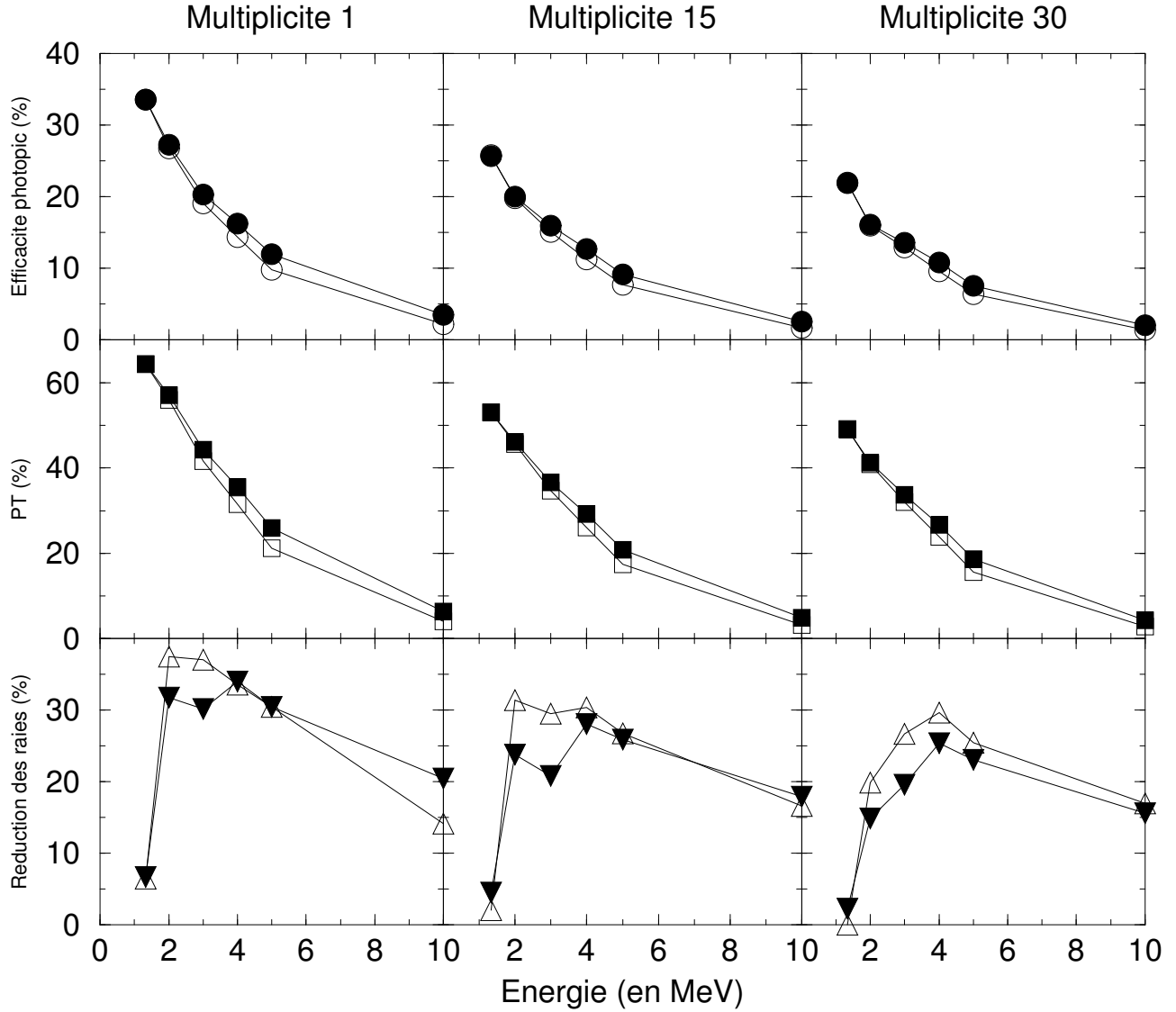


FIG. 4.36: Performances de la méthode de reconstruction des créations de paire utilisant des considérations énergétiques et géométriques, en fonction de l'énergie et de la multiplicité. Les ronds et carrés évidés représentent les efficacités photopie et PT du forward-tracking seul. Les ronds et carrés pleins représentent les efficacités photopie et PT du forward-tracking incorporant la méthode de reconstruction des créations de paire. Les triangles évidés représentent la réduction relative d'intensité de la raie à 511keV et les triangles pleins représentent la réduction relative de l'intensité de la raie à $(E_\gamma - 511)keV$.

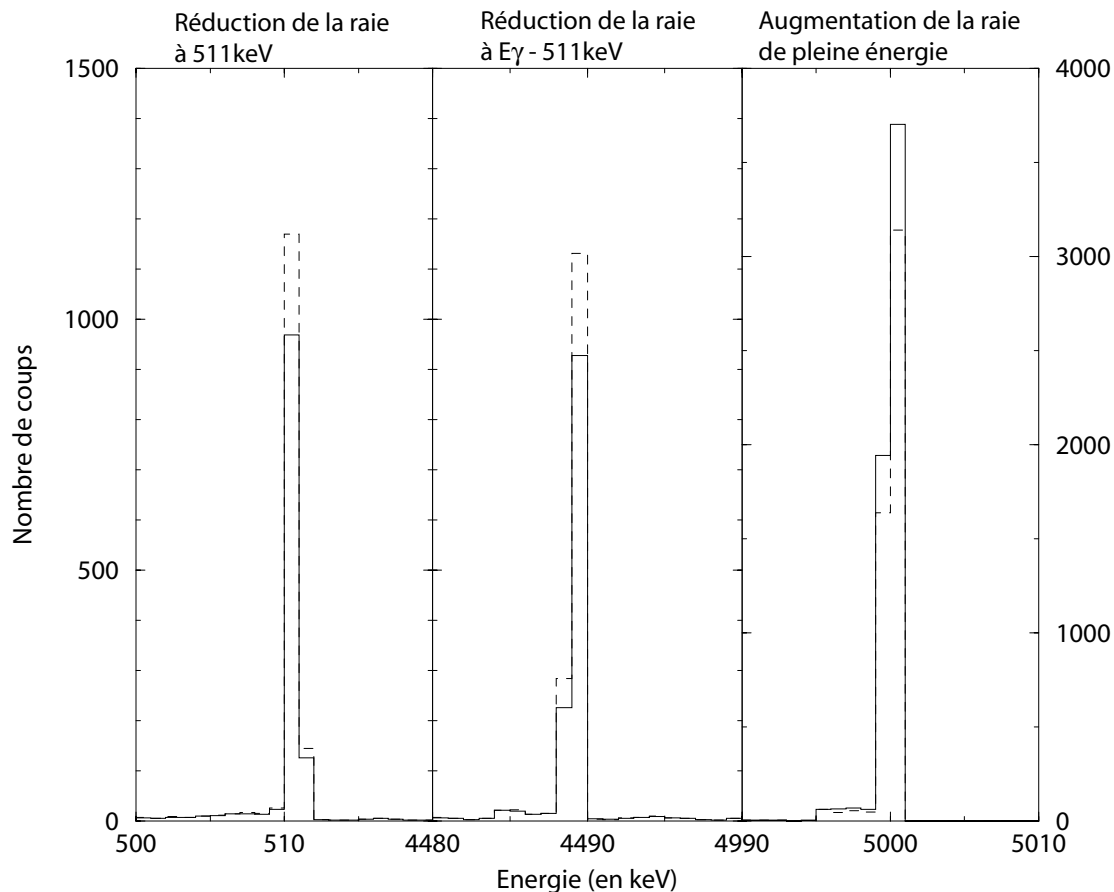


FIG. 4.37: Spectres de 50000 photons de 5MeV reconstruits par l'algorithme de forward-tracking seul (tirets), et en incorporant la méthode de reconstruction des créations de paire par considérations énergétiques et géométriques (trait plein).

Nous avons réalisé plusieurs simulations dans la géométrie d'AGATA pour différentes énergies afin d'étudier l'évolution des performances de notre méthode. La réduction des raies à 511keV et $E_\gamma - 511\text{keV}$ reste quasiment stable entre les énergies $E_\gamma = 2\text{MeV}$ à 5MeV pour les multiplicités $M_\gamma = 1$ et 15. A $M_\gamma = 30$, nous observons par contre une plus forte réduction de ces raies avec l'énergie jusqu'à $E_\gamma = 5\text{MeV}$.

Le temps d'exécution du programme augmente au plus de 8% par rapport à celui de l'algorithme de forward-tracking initial, pour le traitement de 50000 photons incidents de 5MeV à $M_\gamma = 15$.

Il est intéressant d'évaluer les performances de l'algorithme relativement au nombre d'événements traitables par notre algorithme, c'est-à-dire les événements "création de paire" dont le plus gros dépôt d'énergie est égal à $E_\gamma - 1022\text{keV}$ puisque c'est là notre critère de sélection. Pour cela, nous déterminons :

- l'efficacité de reconstruction $\epsilon_{rec}^{c.p.}$ définie comme le rapport entre le nombre d'événements "créations de paire" reconstruits avec dépôt total de l'énergie dans le détecteur et le nombre d'événements "création de paire" traitables par notre méthode ;

- le rapport $PT_{rec}^{c.p.}$ entre le nombre d'événements "créations de paire" reconstruits avec dépôt total de l'énergie dans le détecteur et le nombre total d'événements "créations de paire" reconstruits ;
- l'efficacité de reconstruction $\epsilon_{ph}^{c.p.}$ qui est le rapport entre le nombre d'événements "créations de paire" reconstruits avec dépôt total de l'énergie dans le détecteur et le nombre total de photons émis ;

Ces caractéristiques, établies pour $E_\gamma=4\text{MeV}$ et $M_\gamma=1$, sont comparées dans le Tableau 4.9 pour des données simulées dans la sphère idéale de germanium et dans la géométrie d'AGATA. Comme nous pouvions nous y attendre, les performances en termes de $PT_{rec}^{c.p.}$ et $\epsilon_{ph}^{c.p.}$ sont meilleures dans le cas de la sphère idéale. Il n'en est pas de même pour $\epsilon_{rec}^{c.p.}$: si le nombre de bons événements reconstruits est plus faible dans la géométrie d'AGATA, la qualité de reconstruction est par contre meilleure. Nous avons pu vérifier ceci en mesurant les efficacités de reconstruction des événements "Compton".

	$\epsilon_{rec}^{c.p.}$	$PT_{rec}^{c.p.}$	$\epsilon_{ph}^{c.p.}$
forward-tracking + création de paire (sphère idéale)	69,8%	94,4%	4,5%
forward-tracking + création de paire (Agata)	72,4%	92,7%	2,9%

TAB. 4.9: *Comparaison des performances de reconstruction des événements "création de paire" dans le cas de 100000 photons d'énergie $E_\gamma=4\text{MeV}$ et $M_\gamma=1$ émis dans la sphère idéale de germanium et dans la géométrie d'AGATA.*

Reconstruction d'une bande rotationnelle par l'algorithme de forward-tracking traitant les créations de paire

Nous avons également évalué notre méthode avec des données plus réalistes en reconstruisant une bande rotationnelle composée de 30 raies, d'énergies comprises entre 80 et 2980keV distantes de 100keV. Nous avons simulé une série de 300000 photons dans la géométrie d'AGATA, permettant ainsi d'obtenir 10000 photons pour chaque raie de la bande. Les Figures 4.38 et 4.39 comparent les spectres initial, reconstruit avec le forward-tracking classique et reconstruit avec le forward-tracking incorporant notre méthode de traitement des créations de paire.

Le pic de 511keV est réduit de 26%, et celui d'énergie $E_\gamma=511\text{keV}$ diminué de 24% au maximum, pour $E_\gamma=2980\text{keV}$. L'intensité des pics de pleine énergie ne change pas de manière notable, de même que le fond⁷. Il est à rappeler que les énergies de la bande ne sont pas celles pour lesquelles le phénomène de création de paire est important, ce qui explique le très faible gain en efficacité photopic et en rapport PT. Cependant, même à ces énergies, la réduction des raies parasites est appréciable.

⁷le fond est pris entre $\pm 5\sigma$ et la base du pic.

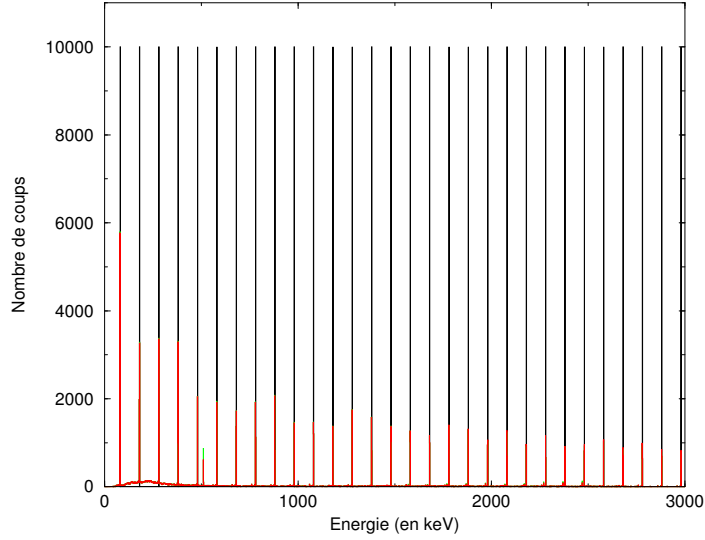


FIG. 4.38: Comparaison des spectres de la bande rotationnelle (cf. texte) initiale (en noir), reconstruite par l'algorithme de forward-tracking seul (en vert) et reconstruite par l'algorithme de forward-tracking traitant les créations de paire (en rouge). L'intensité des raies de pleine énergie est quasiment identique pour ces deux derniers spectres. La raie à 511keV est réduite de 26% grâce à notre méthode.

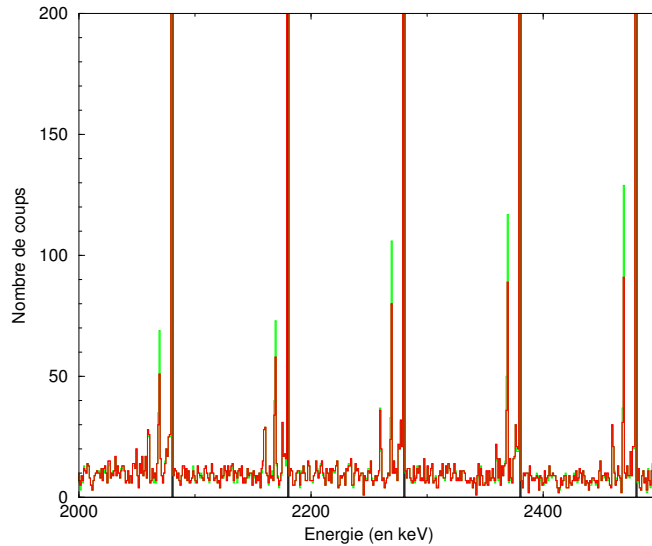


FIG. 4.39: Comparaison des spectres de la bande rotationnelle (cf. texte) initiale (en noir), reconstruite par l'algorithme de forward-tracking seul (en vert) et reconstruite par l'algorithme de forward-tracking traitant les créations de paire (en rouge). Les raies à $(E_\gamma - 511)\text{keV}$ sont mises en évidence. Nous voyons que grâce à notre méthode, elles sont réduites de manière notable (réduction de 24% pour $E_\gamma = 2980\text{keV}$). Nous constatons la présence de pics supplémentaires, comme celui situé à 2260keV : il résulte d'un effet d'empilement, les interactions d'un photon de 80keV et celles d'un autre de 2180keV étant contenues, par exemple, dans un même cluster qui est validé.

4.4.4 Conclusion

Nous avons écrit un algorithme de backtracking, dont les performances ne sont pas celles que nous espérions, notamment en terme de rapport PT à haute multiplicité. Toutefois, ce développement nous a permis de mieux comprendre ce type d'algorithme et d'imaginer une méthode afin de traiter les événements "création de paire" qui, mal reconstruits, sont sources de fond à haute énergie. Cette méthode a d'abord été appliquée au backtracking limité à $M_\gamma=1$ puis à un algorithme de forward-tracking, permettant de traiter les événements quelle que soit leur multiplicité. Les améliorations obtenues sont marginales pour un temps de traitement des événements deux fois plus grand que celui de l'algorithme standard.

En voulant comprendre les raisons de ces faibles performances, nous en sommes arrivés à la conclusion que les sélections des événements sur critère énergétique étaient suffisantes pour permettre une meilleure reconstruction des événements "création de paire" (gain de PT de $\sim+5\%$ et de ϵ_{ph} de $\sim+2\%$ pour $E_\gamma=5\text{MeV}$ et $M_\gamma=1$). Nous avons ainsi pu reconstruire environ 70% des événements "création de paire" répondant aux critères de sélection.

Ceci souligne la nécessité de définir d'autres critères, énergétique ou autres, afin de reconstruire (dans le meilleur des cas) ou éliminer (afin de réduire le fond) les autres événements "création de paire", et cela sans pour autant affecter de manière négative la reconstruction des autres types d'événement. La bonne sélection des événements est le point clé du tracking.

Au problème du traitement des créations de paire s'ajoute celui de la discrimination des événements "neutrons", dont nous avons parlé dans la partie 3.2.7. J. Ljungvall et J. Nyberg ont pu démontrer une influence négative dans la reconstruction des trajectoires, en particulier sur le rapport "pic sur fond"⁸ qui peut jusqu'à être divisé par 2 [86, 87].

De nouvelles méthodes, pour traiter le phénomène de création de paire et les interactions des neutrons dans le détecteur, doivent donc être inventées afin d'augmenter encore les performances des algorithmes de tracking et donc d'AGATA.

⁸rapport entre la surface du photopic de largeur σ au-dessus du fond et la surface du fond prise à $\pm 5\sigma$ du centroïde.

Conclusion

La partie expérimentale de cette thèse a été consacrée à l'étude du noyau de ^{192}Hg dans son état superdéformé (SD). Nous avons tenté de mesurer les énergies d'excitation, spins et parités (E^* , I , π) des états SD de ce noyau à travers une expérience à haute statistique (10 jours) auprès du multidétecteur EUROBALL IV.

La méthode consiste à identifier les transitions de lien direct entre les états SD et les états à déformation normale du premier puits de potentiel (lien SD $\rightarrow$ ND). Elle permet d'établir de manière précise les observables E^* , I et π qui constituent une contrainte sévère pour les modèles théoriques. Il faut rappeler que le noyau de ^{192}Hg est considéré comme le noyau de référence dans la région de masse $A\sim 190$, compte tenu du fait qu'il soit prédit doublement magique dans son état superdéformé.

Après une analyse laborieuse, il a été possible d'identifier et confirmer les transitions γ discrètes candidates au lien SD $\rightarrow$ ND déjà identifiées dans les nombreuses expériences précédentes. Malheureusement, il n'a pas été possible d'atteindre l'objectif de ce travail : il s'avère que la statistique obtenue est encore insuffisante pour cette étude. Cette recherche a également été menée pour la première bande SD excitée de ce noyau. Les résultats obtenus montrent la limite des multidétecteurs actuels.

La nouvelle génération de multidétecteurs 4π - γ , GRETA (Gamma Ray Energy Tracking Array) aux Etats-unis et AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array) en Europe, est en cours de développement. Elle repose sur la maximisation de la couverture angulaire des cristaux de germanium en abandonnant les boucliers anti-Compton. Afin d'augmenter les performances en termes d'efficacité photopique ϵ_{ph} et de rapport "signal/bruit" PT, le concept de reconstruction des trajectoires des photons (ou "tracking γ ") au sein du multidétecteur est incontournable. Néanmoins, ce concept requiert l'utilisation de détecteurs au germanium segmentés, une électronique numérique ainsi que des algorithmes d'analyse de formes d'impulsion, afin d'obtenir les positions des points d'interaction des photons avec précision.

La seconde partie de ce travail a été dédiée à la phase de R&D dans le cadre du projet AGATA. Nous avons réalisé des simulations Monte Carlo à l'aide du code GEANT4 dans le but d'établir des paramètres utiles pour les algorithmes de tracking γ . Ces simulations ont également permis de conforter le cahier des charges établi pour ce projet. A titre d'exemple, la précision requise de 2mm pour la détermination des positions des points d'interaction s'avère suffisante. D'autres aspects ont été abordés et ont montré le problème engendré par les photons résultants de l'annihilation de positons issus du phénomène de création de paire : ces photons transportent une partie de l'énergie du photon incident au-delà de 2mm autour du point d'interaction réel.

Ceci va naturellement avoir une incidence sur la reconstruction des trajectoires.

Les algorithmes de reconstruction développés jusqu'alors ne prennent pas en compte le phénomène de création de paire, puisque le phénomène dominant en-dessous de 8MeV reste la diffusion Compton. Nous avons donc mis au point une méthode de reconstruction spécifique à la création de paire et s'intégrant dans les algorithmes existants (backtracking et forward-tracking). Les performances sont ainsi améliorées puisque, pour $E_\gamma=5\text{MeV}$ et $M_\gamma=1$, l'efficacité photopic est accrue de 2 points et le rapport PT de 5 points. Ces bons résultats sont toutefois à nuancer, puisque le taux de reconstruction des événements "création de paire" de pleine absorption, avec notre méthode, n'est que de 29% (pour $E_\gamma=5\text{MeV}$ et $M_\gamma=1$). Un important travail reste encore à effectuer. Il faut aussi mentionner le problème, déjà identifié au sein de la collaboration, relatif aux interactions des neutrons avec le germanium qui induisent une détérioration des performances du tracking (réduction importante du rapport PT). Ce sujet n'a pas fait l'objet d'un travail de notre part. Par ailleurs, la radioactivité naturelle et le rayonnement cosmique lors des expériences ne sont, eux non plus, pas pris en compte alors qu'ils sont aussi source de détérioration des performances des algorithmes de tracking.

Le projet AGATA est actuellement dans sa phase "démonstrateur" : un ensemble de cinq triple-clusters⁹ doit être construit, couvrant un angle solide de $\pi/3$. Il doit servir à valider l'électronique digitale, l'analyse des formes d'impulsion et la reconstruction des trajectoires des photons. Il devrait être opérationnel autour des années 2007-2008. Si les tests menés avec le démonstrateur sont concluants, l'ensemble d'AGATA, soit soixante triple-clusters, sera construit à l'horizon 2015-2020.

Grâce à cette nouvelle génération de multidétecteurs, repoussant les limites d'observation de deux ordres de grandeur, des questions jusqu'ici en suspens trouveront peut-être enfin leur réponse et de nouveaux phénomènes pourraient être mis en évidence. Dans le domaine de la physique des hauts spins, les énergies d'excitation, spins et parités des états superdéformés pourraient enfin être déterminés et les bandes rotationnelles correspondant au phénomène d'hyperdéformation être observées.

⁹un triple-cluster regroupe trois cristaux de germanium dans un même cryostat.

Remerciements

Voici certainement l'une des parties les plus délicates à écrire, car il y a toujours cette peur d'oublier quelqu'un. C'est la raison pour laquelle je tiens à remercier toutes les personnes que j'ai croisées durant ma thèse et qui m'ont aidé aussi bien professionnellement (équipes techniques du Vivitron et d'EUROBALL, services administratif, informatique et électronique du CSNSM, collaborateurs ...) que moralement durant ces (presque !) quatre années de ma vie.

Mon tout premier remerciement nominatif revient à ma directrice de thèse, Amel Korichi. Le sujet qu'elle m'a proposé, bien que difficile, fût fort enrichissant de part la diversité des connaissances que j'ai pu acquérir. Je salue également son dévouement afin de trouver les financements nécessaires qui ont permis la réalisation de ce manuscrit. Un ami qui venait de terminer sa thèse me dit un jour que la relation thésard-directeur de thèse était comme la relation père-fils et développait un complexe oedipien : il faut pour le thésard tuer son directeur. Je tiens à rassurer Amel, je n'ai jamais eu des envies de meurtre à son égard. Si nos caractères et points de vue se sont révélés différents et opposés quelquefois, nous avons pu trouver des solutions pour surmonter ces difficultés et aller de l'avant.

L'une de ces solutions, lorsque j'étais sur le point d'abandonner pourtant si près du but, a été de faire appel à Jean-Pierre Thibaud. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude et le remercie du temps qu'il a consacré à la lecture et nombreuses relectures des différents chapitres de ce mémoire ainsi que des corrections et conseils qu'il m'a apportés. C'est aussi grâce à lui que ce mémoire a vu le jour.

Une thèse n'est pas seulement un travail individuel : il est également collectif, et j'avoue l'avoir parfois oublié. J'exprime mes remerciements à Araceli Lopez-Martens pour l'aide apportée lors de l'étalonnage des détecteurs et ses nombreux conseils concernant l'analyse de l'expérience ainsi que ses critiques constructives concernant mon travail de simulation et d'élaboration d'algorithmes de tracking. Merci également à Karl Hauschild pour son aide informatique et ses "coups de fouet". Mes pensées vont aussi vers Claire Schück, Zora Meliani, T. Kutsarova et A. Minkova qui ont participé à la seconde manip, ainsi que vers Chantal Briançon.

Comme tout travail se doit d'être évalué, je remercie Fazia Hannachi et Gilbert Duchêne d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. J'ai apprécié leurs remarques et critiques qui m'ont poussé à un effort de clarté là où seul moi me comprenait. Une pensée néanmoins particulière pour Fazia avec qui j'ai partagé le bureau que j'occupe actuellement durant mon stage de DEA et qui a également participé à la première manip : elle notera que ses plantes sont toujours vivantes depuis son départ. Merci également à Nicole Willis et Patricia Roussel-Chomaz d'avoir pris part à mon jury, et j'espère que la lecture de ce manuscrit les a enthousiasmées.

Dans le bureau que j'ai occupé, j'ai vu se succéder de nombreuses personnes. Cela m'a donné l'impression de faire partie des meubles. Je remercie donc les personnes qui m'ont tenu compagnie, et particulièrement Sunniva Siem et dernièrement Jérôme Robin qui a partagé ma dernière année ici et éveillé et enrichi ma culture musicale (et celle des autres personnes de l'étage ...). On ne travaille bien que le ventre plein, et le déjeuner est d'autant plus agréable qu'il se passe en bonne compagnie : mes pensées vont donc vers François Leblanc, Jacques Olms, Niels Perrin, Brigitte Roussière et Jocelyne Sauvage qui ont partagé nombre repas à la cantine, accompagnés d'intéressantes et amusantes discussions. Une bonne digestion étant également importante, je tiens à saluer Pascale Pichot pour les "verveines refroidies" et lui présente ici mes excuses pour être parti sans avoir terminé le stock qui m'était réservé. Je remercie également Alain Astier, Isabelle Deloncle, Jurgen Kiener et Aurélien Prévost pour les pauses café (des fois longues) où nous avons échangé de divers sujets intéressants et des fois plus légers, me permettant de lever un peu la tête de mon guidon.

Le soutiens moral, pouvoir parler de ses soucis ou s'en échapper ne serait-ce qu'une soirée est indispensable dans cette épreuve. En cela mes amis de Grenoble ne m'ont pas abandonné, et si la distance n'avait pas été aussi grande les choses auraient été plus faciles. Merci à Fabien dit "ma Pomme", Sébastien dit "Steban" amis de lycée pour le premier et de fac pour le second, eux aussi docteurs maintenant. Merci également à Fred, qui a été avec moi la première année de ma thèse et qui est reparti au pays ensuite, et dont la porte Place Nôtre-Dame est toujours ouverte. Je sais que je n'ai pas besoin de vous écrire ces mots les gars, car vous savez combien vous avez été et êtes précieux pour moi. Je n'oublie pas mes amis du forum, d'abord virtuels mais qui sont devenus pour nombre réels et avec qui j'ai passé de superbes soirées à rire, à décompresser, à partager mes angoisses, mes envies de tout plaquer ... et sur ce dernier point je remercie une certaine suisse et ses "coups de pieds floconesques".

Je tiens pour finir à m'adresser au thésard inconnu, celui (ou celle) qui lira ces mots et qui, avouons-le, sera l'un des rares à lire ce mémoire après publication. Je te remercie d'avoir poussé ta recherche bibliographique jusqu'à moi, et espère que tu trouveras ici les informations dont tu as besoin. Je ne t'en veux pas de ne pas lire l'intégralité, après tout ce n'est pas fait pour cela. Je tiens à te dire (et ceci dépend de là où tu en es dans ta thèse) que ce travail est long, décourageant, angoissant parfois ... mais il faut tenir bon, ne pas hésiter à faire appel au gens autour de toi.

Annexe A

Rappels sur les semi-conducteurs

A.1 Définition d'un semi-conducteur

La distinction entre conducteur, semi-conducteur et isolant vient de la séparation en énergie (ou gap) entre la bande de valence et la bande de conduction (cf. Figure A.1). La bande de valence correspond aux électrons liés des couches les plus externes d'un atome. La bande de conduction correspond aux électrons libres de se déplacer dans le cristal, et donc susceptibles de conduire un courant électrique.

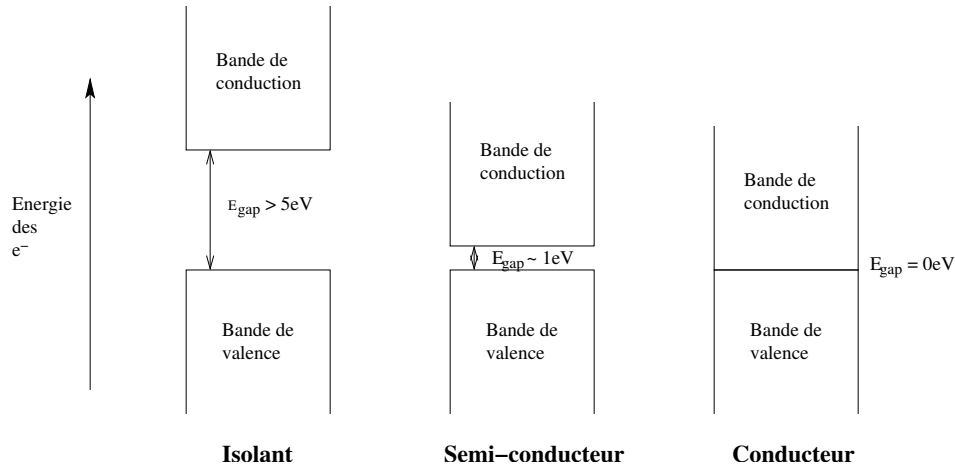


FIG. A.1: *Schéma explicatif de la distinction entre isolant, semi-conducteur et conducteur.*

Les valeurs de l'énergie de gap E_{gap} , à température ambiante, pour le germanium et le silicium sont respectivement de 0,665eV et 1,115eV.

A.2 Bruit thermique

Comme tout matériau à une température T , les semi-conducteurs sont soumis à l'agitation thermique. Celle-ci est d'autant plus importante que T est élevée. Cette énergie peut être suffisante pour permettre à des électrons de valence de franchir le gap et de se retrouver dans la bande de conduction. Chaque électron qui quitte la bande de valence laisse une place vacante dans celle-ci appelée trou. On parle alors de formation d'une paire e^- -trou.

Dans un semi-conducteur intrinsèque, la concentration en électrons n_i dans la bande de conduction est égale à la concentration en trous p_i dans la bande de valence. A une température T donnée, la concentration en trous due à l'agitation thermique dans le cristal est [88] :

$$p_i(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{gap}}{2kT}\right) \quad (A.1)$$

T : température en degré Kelvin.

E_{gap} : énergie du gap en eV.

k : constante de Boltzmann ($=1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$).

C : constante caractéristique du matériau.

$$C = 2 \left(\frac{2\pi k}{h^2} \right)^{3/2} (m_e^{eff} m_h^{eff})^{3/4}$$

où m_e^{eff} et m_h^{eff} sont les masses effectives d'un e^- et d'un trou (indice h pour "hole") dans le cristal. Pour le germanium, $m_e^{eff}=0,55 \times m_e$ et $m_h^{eff}=0,37 \times m_e$ [60].

Sous l'action d'un champ électrique, les e^- et trous vont migrer dans des directions opposées et créer ainsi un courant dans le cristal. Nous pouvons en conclure que l'agitation thermique sera source de bruit, et que pour la réduire il faudra agir sur le seul paramètre possible : la température du détecteur. C'est la raison pour laquelle les détecteurs que nous utilisons sont refroidis à la température de l'azote liquide (77K).

A.3 Déplacement des e^- et trous

Soumis à un champ électrique, les e^- et trous se déplacent à des vitesses différentes dans le cristal, les trous étant plus lents. On introduit la notion de mobilité μ , qui est la faculté pour une charge q donnée de se déplacer dans le milieu sous l'action d'un champ électrique. Dans le germanium à la température ambiante de 300K, la mobilité des électrons est $\mu_{e^-}=3900 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ et celle des trous $\mu_h=1900 \text{ cm}^2/\text{V.s}$. La vitesse de déplacement des charges q est directement reliée à l'amplitude du champ électrique E auquel elles sont soumises et à leur mobilité par la relation : $v_q = \mu_q E$, μ_q en $\text{cm}^2/\text{V.s}$ et E en V/cm .

En raison de l'agitation thermique, les charges ne suivent pas rigoureusement les lignes de champ. La déviation suivie par une charge par rapport à l'une de ces lignes est caractérisée

par une gaussienne de largeur $\sigma = \sqrt{2Dt}$, où D est le coefficient de diffusion qui s'écrit : $D = \mu_q \cdot kT/e$ (e , charge de e^-) et t est le temps écoulé (en s).

A.4 Jonction PN

Avant de parler de jonction PN, qui est à la base de tous les détecteurs semi-conducteurs, nous devons introduire la notion de dopage. Un cristal est dit dopé lorsqu'on lui ajoute des impuretés, qui se substituent à des atomes du cristal, dans le but d'augmenter la concentration en porteurs de charge donnés (e^- ou trous). On parle de dopage de type P lorsque les impuretés introduites augmentent la concentration en trous (cas du lithium), et de dopage de type N lorsque les impuretés introduites augmentent la concentration en e^- (cas du bore).

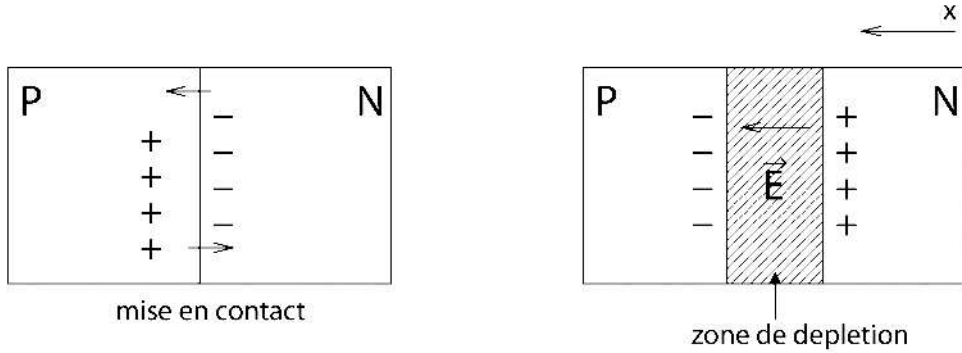


FIG. A.2: Schéma simplifié d'une jonction PN.

Prenons à présent deux cristaux : l'un dopé P et ayant une concentration N_A en trous (A pour accepteur d' e^-) et l'autre dopé N et ayant une concentration N_D en électrons (D pour donneur d'électrons). On suppose $N_A \sim N_D$. Lorsque l'on met ces deux cristaux en contact, une migration des porteurs s'effectue du fait de la différence de concentration en porteurs de même signe entre les deux cristaux. Les e^- migrent de N vers P, et les trous de P vers N (cf. Figure A.2).

Les courants de diffusion ainsi créés ont pour expression :

$$\vec{J}_{n-diff} = eD_n \vec{\nabla} N_D, \quad \vec{J}_{p-diff} = eD_p \vec{\nabla} N_A \quad (\text{A.2})$$

Le déplacement de ces charges dans les zones initialement neutres va être à l'origine d'un champ électrique. Sous l'influence de ce champ se crée un courant de conduction :

$$\vec{J}_{n-cond} = eN_D \mu_n \vec{E}, \quad \vec{J}_{p-cond} = eN_A \mu_p \vec{E} \quad (\text{A.3})$$

Le courant de conduction s'oppose au courant de diffusion. A l'équilibre, ils se compensent. Il se crée alors une zone libre de porteurs de charge appelée zone de déplétion. Aux limites de cette zone se trouvent des porteurs de charges : la zone de déplétion va se comporter alors comme

un condensateur. Il y règne un champ électrique $\vec{E} = |Q_e|/\epsilon\vec{x}$ où $Q_e = -N_D e$ et ϵ est la constante diélectrique du matériau (cf. Tableau 2.1).

Le potentiel de diffusion V_D au sein de la zone de déplétion s'obtient en écrivant la compensation des deux types de courant pour un type de porteur de charge :

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (\text{A.4})$$

où n_i est la concentration en porteurs de charge (e^- ou trou) dans un semi-conducteur intrinsèque (cf. Tableau 2.1).

La zone de déplétion est la partie détectrice de la jonction. Il est donc important pour nous de connaître sa largeur X :

$$X = \left(\frac{2\epsilon V_D}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2}, \quad X = x_n + x_p \quad (\text{A.5})$$

x_n : épaisseur de la zone de déplétion dans la zone dopée N.

x_p : épaisseur de la zone de déplétion dans la zone dopée P.

Nous avons aussi la relation : $x_n N_D = x_p N_A$, qui permet de savoir comment se répartit la zone de déplétion suivant l'équilibre des porteurs de charges.

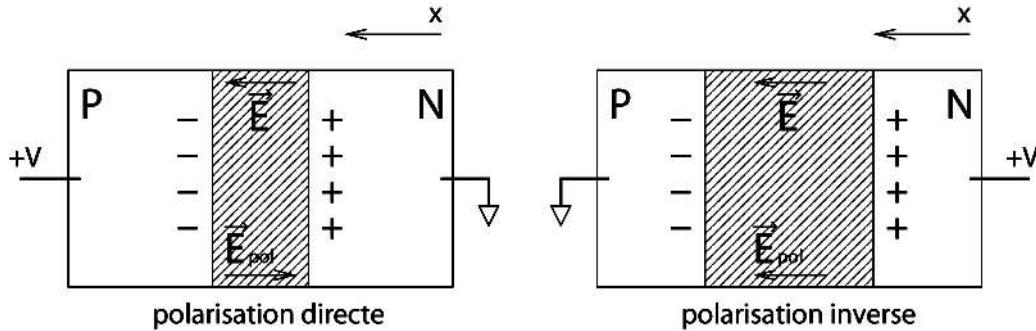


FIG. A.3: Types de polarisation d'une jonction PN.

Ce qui nous intéresse, c'est que la zone détectrice soit la plus large possible. En appliquant une tension aux bornes de la jonction, il se crée une différence de potentiel notée $V = V_p - V_n$ et donc un champ électrique de polarisation $\vec{E}_{pol}$.

La différence de potentiel entre les limites de la jonction est $V_B = V_D - V$. Si $V_B < V_D$, la polarisation est dite directe : le champ $\vec{E}_{pol}$ s'oppose au champ $\vec{E}$ et la zone de déplétion se réduit. Si $V_B > V_D$, la polarisation est dite inverse : le champ $\vec{E}_{pol}$ s'ajoute au champ $\vec{E}$ et la zone de déplétion augmente (cf. Figure A.3). La jonction PN sera donc en pratique polarisée en inverse.

Pour connaître à présent la largeur de la zone de déplétion, il suffit de remplacer V_D par V_B dans l'expression de X pour connaître cette largeur.

Bibliographie

- [1] A. Bohr. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd.*, 26(14), 1952.
- [2] S.G. Nilsson et I. Ragnarsson. *Shapes and shells in nuclear structure*. Cambridge University Press, 1995.
- [3] D.L. Hill and J.A. Wheeler. *Phys. Rev.*, 89 :1102, 1953.
- [4] C.V.F. Weizäcker. *Z. Phys.*, 96 :431, 1935.
- [5] V.M. Strutinsky. *Nucl. Phys.*, A95 :420, 1967.
- [6] M.Goeppert-Mayer. *Phys. Rev.*, 75 :1969, 1949.
- [7] M.Goeppert-Mayer. *Phys. Rev.*, 78 :16, 1950.
- [8] O. Haxel. *Phys. Rev.*, 75 :1766, 1949.
- [9] P. Twin et al. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :811, 1986.
- [10] K. Schiffer et al. *Z. Phys.*, A332 :17, 1989.
- [11] E. Viggezzi et al. *Nucl. Phys.*, A520 :179c, 1990.
- [12] Y.R. Shimizu et al. *Phys. Lett.*, B274 :253, 1992.
- [13] K. Yoshida et al. *Nucl. Phys.*, A696 :85, 2001.
- [14] T.L. Khoo et al. *Nucl. Phys.*, A557 :83c, 1993.
- [15] A. Lopez-Martens. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, chapitre Désexcitation de noyaux de formes très allongées. IN2P3, 2002.
- [16] E.F. Moore et al. *Phys. Rev. Lett.*, 63 :360, 1989.
- [17] B. Singh R. Zywna R.B. Firestone. *Nucl. Data Sheets*, 97 :241, 2002.
- [18] F. Hannachi et al. *Nucl. Phys.*, A557 :75c, 1993.
- [19] G. Hackman et al. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :4100, 1997.
- [20] A. Lopez-Martens et al. *Phys. Lett.*, B380 :18, 1996.
- [21] S. Siem et al. *Phys. Rev.*, C70 :014303, 2004.
- [22] D.P. McNabb et al. *Phys. Rev.*, C56 :2474, 1997.
- [23] A.N. Wilson et al. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :142501, 2003.
- [24] S. Bouneau et al. *Eur. J. Phys.*, A2 :245, 1998.
- [25] S. Perries et al. *Z. Phys.*, A356 :1, 1996.
- [26] K. Hauschild et al. *Phys. Rev.*, C55 :2819, 1997.

- [27] A.N. Wilson et al. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :182501, 2005.
- [28] M.A. Riley et al. *Nucl. Phys.*, A512 :178, 1990.
- [29] M.R. Chasman. *Phys. Lett.*, B242 :227, 1990.
- [30] G. Lalazissis et al. *Phys. Lett.*, B427 :225, 1998.
- [31] S. Krieger et al. *Nucl. Phys.*, A542 :43, 1992.
- [32] P.H. Heenen et al. *Phys. Rev.*, C57 :1719, 1998.
- [33] J. Libert et al. *Phys. Rev.*, C60 :054301, 1999.
- [34] J.A. Becker et al. *Phys. Rev.*, C41 :R9, 1990.
- [35] D. Ye et al. *Phys. Rev.*, C41 :R13, 1990.
- [36] A. Korichi et al. *Phys. Lett.*, B345 :403, 1995.
- [37] P. Fallon et al. *Phys. Rev.*, C51 :R1609, 1995.
- [38] A. Korichi et al. *Phys. Lett.*, B345 :403, 1995.
- [39] P. Willsau et al. *Nucl. Phys.*, A574 :560, 1994.
- [40] S.M. Harris. *Phys. Rev.*, 138 :B509, 1965.
- [41] A. Lopez-Martens. *Désexcitation des états superdéformés dans la région de masse $A \sim 190$* . PhD thesis, Université Paris XI-Orsay, 1996.
- [42] R.G. Henry et al. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :777, 1994.
- [43] T. Lauritsen et al. *Phys. Rev.*, C62 :044316, 2000.
- [44] A. Lopez-Martens et al. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1707, 1996.
- [45] A. Gavron. *Phys. Rev.*, C21 :230, 1980.
- [46] J.O. Newton et al. *Phys. Rev. Lett.*, 46 :1383, 1981.
- [47] S.T. Perkins and D.E. Cullen. *Evaluated Photon Data Library*. Lawrence Livermore National Laboratory, may 2002.
- [48] O. Klein et Y. Nishina. *Z. Phys.*, 52 :853, 1928.
- [49] R.D. Evans. *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill Book Company, inc., 1955.
- [50] C.M. Davisson et R.D. Evans. *Rev. Mod. Phys.*, 24 :79, 1952.
- [51] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1944.
- [52] K. Siegbahn, editor. *Alpha-, Beta- and Gamma-ray Spectroscopy*, chapter Interaction of γ -radiation with matter. North-Holland Publishing Company, 1966.
- [53] J. Simpson. *Z. Phys.*, A358 :139, 1997.
- [54] I. Y. Lee. *Nucl. Phys.*, A520 :641c, 1990.
- [55] H.R. Bilger et al. *Phys. Rev.*, 163 :238, 1967.
- [56] R.H. Pehl and F.S. Goulding. *UCRL*, 19530 :333, 1969.
- [57] H.R. Zulliger and D.W. Aikten. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-17(3) :187, 1970.
- [58] N. Stroken et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 94 :147, 1971.
- [59] A.H. Sher and W.J. Keery. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-17(1) :39, 1970.

- [60] G. Bertolini and A. Coche, editors. *Semiconductor Detectors*. Elsevier-North Holland, 1968.
- [61] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, 2000.
- [62] R.L. Gadeken et B.C. Robertson. *Nucl. Instr. and Meth.*, 136 :255, 1976.
- [63] A. Owens. *Nucl. Instr. and Meth.*, A238 :473, 1985.
- [64] B. Gall. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, chapter Super et hyper déformation, du discret au continu, d'EUROGAM à EUROBALL. IN2P3, 1997.
- [65] D. Bazzacco. The gamma ray spectrometer GASP, May 18-23 1992. International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa, Canada.
- [66] Présentation d'EUROBALL. disponible sur <http://ireswww.in2p3.fr/ires/recherche/euroball/euroball.htm>.
- [67] G. Duchêne et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A432 :90, 1999.
- [68] Ge Detector design. disponible sur http://www-gsi-vms.gsi.de/eb/docs/eb_design.ps.gz.
- [69] Euroball users meeting. Department of Physics - University of Padova, October 18-20 1996.
- [70] P.M. Jones et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A362 :556–560, 1995.
- [71] J. Eberth et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A369 :135, 1996.
- [72] An inner ball for EUROBALL - project definition. Technical report, 1998.
- [73] Patrick KADIONIK. *Contribution aux logiciels d'essais des cartes électroniques VXI du multidétecteur EUROGAM dans un environnement réparti UNIX/VXWORKS*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, septembre 1992.
- [74] Ian Lazarus. An introduction to the EUROBALL electronics. Technical report, NPSG, CCL, Daresbury Laboratory.
- [75] J. F. Ziegler. *Nucl. Instr. and Meth.*, B219 :1027, 2004.
- [76] C. W. Beausang et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A364 :560, 1995.
- [77] J.N. Wilson et B. Herskind. *Nucl. Instr. and Meth.*, A455 :612, 2000.
- [78] Y. Le Coz et al. *Z. Phys.*, A348 :87, 1994.
- [79] J. Eberth et al. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 46 :389, 2001.
- [80] J. Van der Marel et B. Cederwall. *Nucl. Instr. and Meth.*, A437 :538, 1999.
- [81] G.J. Schmid et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A430 :69, 1999.
- [82] S. Agostinelli et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A506 :250, 2003.
- [83] A. Lopez-Martens et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A533 :454, 2004.
- [84] E. Farnea and D. Bazzacco. *LNL Annual Report*, chapter A Monte Carlo code for the AGATA array. 2003.
- [85] *AGATA Technical Proposal*, Septembre 2001.
- [86] J. Ljungvall et J. Nyberg. *Nucl. Instr. and Meth.*, A546 :553, 2005.

- [87] J. Ljungvall et J. Nyberg. *Nucl. Instr. and Meth.*, A550 :379, 2005.
- [88] C. Kittel. *Introduction à la physique de l'état solide*. Dunod Université, 1970.
- [89] H. Hulme et al. *Proc. Roy. Soc.*, 149A :131, 1935.
- [90] H. Hall. *Rev. Mod. Phys.*, 8 :358, 1936.
- [91] H. A. Bethe et W. Heitler. *Proc. Roy. Soc.*, 146A :83, 1934.
- [92] Ch. Bourgeois. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, chapter Des processus de base aux détecteurs : scintillateurs et semiconducteurs. IN2P3, 1994.
- [93] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [94] F. Sauter. *Ann. Physik*, 11 :454, 1931.
- [95] M. A. Deleplanque et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, A430 :292, 1999.
- [96] G. Maron et V. Pucknell. A data acquisition system for EUROBALL III. Technical report, 1995.
- [97] H. J. Bhabha. *Proc. Roy. Soc.*, A154 :195, 1936.
- [98] W.A. McKinley et H. Feshback. *Phys. Rev.*, 74 :1759, 1948.
- [99] F.A. Beck. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 28 :443, 1992.
- [100] N.F. Mott. *Proc. Roy. Soc.*, 124A :426, 1929.
- [101] N.F. Mott. *Proc. Roy. Soc.*, 135A :429, 1932.
- [102] R.J. Van de Graaf et al. *Phys. Rev.*, 69 :452, 1946.
- [103] W.W. Buechner et al. *Phys. Rev.*, 72 :678, 1947.
- [104] J.M. Palms et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 76 :59, 1969.
- [105] J.E. Eberhardt et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 80 :291, 1970.
- [106] T. Yamaya et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 159 :181, 1979.
- [107] H. Sergolle. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*, chapter Structure Nucléaire à haut et très haut spin-Aspects expérimentaux. IN2P3, 1983.
- [108] A.N. Wilson et al. *Phys. Rev.*, C54 :559, 1996.
- [109] B. Crowell et al. *Phys. Lett.*, B333 :320, 1994.
- [110] J.A. Becker et al. *Nucl. Phys.*, A520 :187c, 1990.
- [111] H-L. Han et C-L. Wu. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 73(1), 1999.
- [112] T. Byrsky et al. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :1654, 1990.
- [113] T.L. Khoo et al. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :1583, 1996.
- [114] Y.R. Shimizu et al. *Nucl. Phys.*, A557 :99c, 1993.
- [115] T. Lauritsen et al. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :2479, 1992.
- [116] B. d'Espagnat et E. Klein. *Regards sur la Matière*. Ed. Fayard, 1993.
- [117] J. Rosmorduc. *Histoire de la Physique Tome 1*. Ed. Technique & Documentation-Lavoisier, 1992.

- [118] I. Adler. *L'univers de l'atome*. Coll. Marabout Université, 1965.
- [119] M. Stobbe. *Ann. Physik*, 7 :661, 1930.
- [120] Richard B. Firestone. *Table of Isotopes, Eighth Ed., 1999 Update*. John Wiley and Sons, 1999.
- [121] P. Fallon et al. *Phys. Rev.*, C51 :R1609, 1995.
- [122] P. Fallon et al. *Phys. Rev.*, C55 :R999, 1995.
- [123] R.M. Lieder et al. *Nucl. Phys.*, A682 :279c, 2001.