

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

Spécialité : Physique des Particules

présentée par

Samuel Salvador

**Conception et réalisation d'un module de détection
d'un tomographe à émission de positrons dédié à
l'imagerie du petit animal**

M. D. BRASSE	(Directeur de thèse)
M. C. MOREL	(Rapporteur externe)
M. D. VISVIKIS	(Rapporteur externe)
M. P. DESSAGNE	(Rapporteur interne)
M. D. HUSS	(Examineur)
M. B. BENDRIEM	(Examineur)

« *Experience is the name everyone gives to their mistakes.* »
Oscar Wilde

Remerciements

Ce travail de thèse n'aurait pu être réalisé sans le soutien permanent de M. le Pr. Daniel Huss, directeur de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, aux projets du groupe ImaBio, cliniques ou précliniques. Je tiens pour cela à lui adresser mes plus sincères remerciements ainsi que pour sa participation en tant qu'examinateur interne et président du jury.

Je remercie par là même l'ensemble des membres du jury qui, par leur lecture minutieuse de la thèse, ont apporté des précisions et discussions précieuses sur mon travail.

Merci également aux différentes personnes que j'ai pu côtoyer durant ces années passées au sein de l'IPHC. Une attention particulière aux administrateurs réseaux, Nicolas et Christophe, aux administrateurs Linux, Benoît et Alain sans qui les compilations Root, GEANT et autres joyeusetés n'auraient pu être accomplies.

Une pensée toute particulière à Jean-Louis Guyonnet, qui jouit maintenant d'une retraite bien méritée et sûrement trop avancée, sans lequel je ne me serais pas engagé dans cette voie. Trop avancée car son savoir semble inestimable aux vues d'un simple étudiant essayant de comprendre et de fabriquer la physique.

Merci à David Brasse de m'avoir montré la voie à suivre lorsque l'on souhaite s'investir dans un groupe aux différentes personnalités, les moments difficiles sont toujours très vite oubliés.

Sans oublier Fred, futur docteur qui partagea le bocal des étudiants pendant trois ans, avec qui les sessions de révisions se terminaient (commençaient ?!) inévitablement par une partie de billard depuis la licence, me*** pour la suite et n'oublie pas : 3583,3!!, Virgile, infor... physicien talentueux, toujours prêt à rendre service surtout si il y a de la bière! Jacques, partenaire de chants mélodieux et ô combien audibles (ASSE!) sans qui je n'aurais pu faire l'ensemble des mesures. Merci également à Patrick et Bernard pour leurs savoirs incommensurables avec qui il est possible de découvrir des mots tels que « anantapodoton » ou bien encore « immarcescible ». J'en passe et j'en oublie évidemment (Caroline, Christian, Ziad, Patrice, Jacky, Ali, Murielle...), membres du groupe ImaBio.

Merci au Pr. Carole Mathelin pour son soutien, pour m'avoir initié au monde médicale et particulièrement à la sénologie.

Je voudrais également féliciter mes amis qui m'ont (qui a dit supporté?) permis de passer de bons moments. Jéré (You knoooww ... again!!) et Carine, Antho et Isa, Doro, je vous mets tous dans le même lot! Il sera difficile de ne pas penser à vous pendant des parties de « 6 qui prend »!!

Les gars du groupe (Soulmaker, ça va de soit!) et la fille, avec qui je partage d'énormes moments sur scène et sans qui le temps passerait beaucoup moins vite. Nico, Steph et Esteban, Salva, Seb, Marina : Headbang rulz!!

Merci à Delphine qui elle me supporte vraiment (et c'est pas peu dire!) et me soutient tous les jours depuis trois ans (à quelques jours près, c'est pas une science exacte), et qui je pense continuera encore pendant quelques années!

À mes parents et mes frères, initiateurs et protagonistes d'une BD à succès sur la vie de Rahan par Fred B.

Table des matières

Introduction	1
1 La tomographie par émission de positrons	3
1.1 Généralités	4
1.1.1 La radioactivité β	4
1.1.2 Les radiotraceurs en TEP	7
1.2 La détection des photons γ	8
1.2.1 Les interactions photons-matières	8
1.2.1.1 L'effet photoélectrique	8
1.2.1.2 L'effet Compton	9
1.2.1.3 La diffusion Rayleigh	10
1.2.2 Sections efficaces	11
1.2.2.1 Section efficace photoélectrique	11
1.2.2.2 Section efficace Compton	12
1.2.2.3 Section efficace Rayleigh	12
1.2.2.4 Zones de prédominances	12
1.2.2.5 Coefficient d'atténuation linéaire	12
1.2.3 La détection directe des photons d'annihilation	14
1.2.4 La détection indirecte des photons d'annihilation	16
1.2.4.1 Les scintillateurs	16
1.2.4.2 Le principe de scintillation	17
1.2.4.3 Les photodétecteurs	20
1.2.4.4 Comparatif	29
1.2.5 La résolution en énergie	30
1.2.5.1 Le photomultiplicateur	31
1.2.5.2 L'HPD	32
1.2.5.3 Le MCP	33
1.2.5.4 L'APD	33
1.2.5.5 Comparatif	34
1.2.5.6 Le spectre en énergie	35
1.3 Les tomographes à géométries radiales	35
1.3.1 Les systèmes TEP humains	35

1.3.2	Les systèmes TEP petits animaux	36
1.3.3	Évaluation des systèmes TEP	37
1.3.4	Les différents évènements en TEP	38
1.3.5	Le rapport signal sur bruit	39
1.3.6	L'efficacité de détection	40
1.3.7	La résolution spatiale	40
1.3.8	L'erreur de parallaxe	41
1.3.8.1	La méthode du <i>phoswich</i>	42
1.3.8.2	La profondeur d'interaction par partage de lumière	42
2	Le micro TEP de la plateforme petit animal	45
2.1	La géométrie du micro TEP	46
2.2	Le cristal LYSO	47
2.2.1	Le temps de décroissance	48
2.2.2	Le spectre lumineux	49
2.2.3	Le phénomène d' <i>Afterglow</i>	50
2.3	Le photodétecteur	53
2.3.1	Principe de fabrication	53
2.3.2	Calibration	55
2.3.2.1	Bruit	56
2.3.2.2	Gain	57
2.3.2.3	Résolution temporelle	58
2.3.2.4	Topologie de 64 voies	61
2.3.2.5	Uniformité	62
2.3.2.6	Diaphonie	64
2.3.2.7	Résolution spatiale intrinsèque	65
2.4	Le principe de l'électronique dédiée	66
2.4.1	Imotep-A/D	68
2.4.1.1	Imotep-A	69
2.4.1.2	Imotep-D	71
2.4.2	Virtex5-FX30T	72
3	Optimisation des performances du module	75
3.1	Dispositifs expérimentaux	75
3.1.1	Collimation et électronique de traitement	75
3.1.2	Calibration des photomultiplicateurs	79
3.1.2.1	Principe de la calibration	79
3.1.2.2	Calibration des PMTs monoanodes	82
3.1.2.3	Calibration d'un PMT multianodes	85
3.1.3	Profils de comptage d'un cristal et résolution spatiale du faisceau	87
3.1.3.1	Expérience	87
3.1.3.2	Simulation	90

3.2	La profondeur d'interaction	91
3.2.1	Le comportement des charges	92
3.2.2	Reconstruction de la DOI	99
3.2.3	Les revêtements	100
3.2.3.1	Revêtement de Téflon	101
3.2.3.2	Les évaporations ou pulvérisations de métaux	102
3.2.3.3	Le dioxyde de titane	104
3.2.3.4	Résumé et comparatif	105
3.2.4	Le revêtement de PolyMéthylMétAcrylate et TiO_2	107
3.2.5	La longueur des cristaux	110
3.2.6	Simulation analytique	111
3.3	Méthode de calibration d'une matrice	115
3.4	Conception d'une matrice	118
3.5	Conclusion	119
4	Simulations Monte-Carlo par le code GEANT4	121
4.1	Le code de simulation	122
4.1.1	Géométries et détecteurs	122
4.1.2	Les particules	124
4.1.3	Traitement des données de simulations	124
4.2	Les différentes géométries du système TEP	126
4.3	Les performances	127
4.3.1	Energie déposée	128
4.3.2	Le taux de comptage	129
4.3.3	L'efficacité de détection	131
4.4	Le « <i>tracking</i> » de photons	134
4.4.1	Les interactions dans les modules	135
4.4.2	Les interactions en coïncidence	137
4.5	La simulation des photons optiques	140
4.6	Comparaisons	143
4.7	Discussion	144
	Conclusion	147
A	Annexe	149
A.1	La fonction de Bellamy	149
A.2	Déviatoin standard de la position z	152
A.3	La variation de λ_{eff} en fonction de H	154
	Table des figures	155
	Liste des tableaux	159

Introduction

Le début du XX^e siècle a été fortement marqué par le prix Nobel de physique décerné pour leur travaux sur la radioactivité à Henry Becquerel et Pierre et Marie Curie. Ces travaux ont par la suite servi pour l'utilisation de la radioactivité dans le diagnostic, tout d'abord, des pathologies cancéreuses, comme le cancer de la thyroïde avec l'iode 131, puis vers les maladies cardiaques et neurodégénératives.

La radioactivité a ainsi permis l'avènement d'une nouvelle technique de diagnostic non invasif, l'imagerie médicale. Cette imagerie permet non plus de visualiser l'anatomie comme c'est le cas pour l'imagerie radiographique mais de rendre compte de l'activité des mécanismes biologiques au niveau moléculaire. L'image s'effectue alors par la détection du rayonnement émis par un élément radioactif préalablement injecté au sujet, par le biais d'une molécule spécifique liée à la fonction étudiée.

Dès 1950, l'observation par détection gamma des lésions cérébrales chez l'homme nécessitent l'utilisation d'une nouvelle technique d'imagerie capable d'identifier les zones faiblement radiomarquées. À partir de 1970, le développement du premier tomographe à émission de positrons (TEP) assisté par ordinateur répond à cette demande grâce à la détection en coïncidence des photons γ d'annihilation d'un émetteur de positron. L'émetteur remplace ainsi les éléments émetteur de simple photons tel que l'¹³¹I alors très répandu.

Les progrès dans la détection du rayonnement γ et l'accroissement du développement de molécules marquées par un émetteur de positrons, ont contribué dans le milieu des années 1990 à la conception de systèmes TEP dédiés à l'imagerie du petit animal de laboratoire représenté majoritairement par la souris. Son génome à 95 % identique à celui de l'homme permet alors l'étude des maladies humaines et leurs traitements associés. Ces systèmes spécifiques au petit animal nécessitent l'amélioration des performances telles que la résolution spatiale et l'efficacité de détection comparées à leurs homologues destinés à l'homme. Cette évolution est ainsi nécessaire compte tenu de la morphologie de la souris environ 30 fois inférieure à celle de l'homme et où par exemple le volume du cerveau est 2 500 fois moindre.

Les systèmes TEP dédiés aux petits animaux actuels possèdent une résolution spatiale proche de 1 mm³ et une efficacité de détection atteignant 10 %. Cette efficacité de détection est cependant limitée dans la plupart des systèmes par leur conception en géométries radiales faisant référence au positionnement perpendiculaire des modules de détection par rapport au sujet. Cette particularité dégrade d'une part la résolution

spatiale hors du centre du champ de vue et d'autre part restreint l'efficacité de détection par la taille des modules de détection.

Si aujourd'hui la limite inférieure de la résolution spatiale semble être atteinte en imagerie TEP, l'accroissement de l'efficacité de détection reste un défi permanent. Son augmentation permet d'effectuer des images dans des temps plus courts avec des activités injectées plus faibles. Cela se traduit alors par un nombre de sujets étudiés par jours accru et une diminution de la quantité de produits radioactifs utilisés.

Une géométrie originale a été introduite par les précurseurs de la TEP dans les années 1970. Les cristaux scintillants utilisés dans les modules de détection sont cette fois placés parallèlement au sujet. Cette conception a montré alors qu'il est possible d'obtenir une certaine indépendance entre la résolution spatiale et l'efficacité de détection.

La conception et la réalisation du module de détection d'un micro TEP dont fait l'objet cette thèse, repose sur ce principe de géométrie. Elle permet ainsi, comme le présente le chapitre 4 par la simulation du système, de suivre le trajet des photons γ dans les détecteurs et d'obtenir une efficacité de détection proche de l'angle solide de détection contrairement aux systèmes TEP actuels. Seulement cette géométrie nécessite une double lecture des cristaux scintillants des modules de détection. Les charges sont collectées aux deux extrémités des cristaux par des photodétecteurs pour mesurer la position de l'interaction dans la longueur de ceux-ci via le principe de partage de lumière. Cette position est la 3^e coordonnée, après l'index du cristal, obligatoire dans la reconstruction des lignes de réponses formées par les interactions des deux photons γ , essentielle à l'obtention de l'image.

Cependant, si la résolution spatiale dans cette direction peut être inférieure à 1 mm avec un revêtement adéquate, il est également important d'estimer la longueur du cristal optimisant cette résolution tout en conservant un champ de vue du système acceptable.

Après l'exposé des généralités de la TEP et de la détection des photons de 511 keV au 1^{er} chapitre ainsi qu'un descriptif des différents éléments dont sera composé le module de détection du micro TEP au 2^e chapitre, le chapitre 3 décrit les mesures effectuées sur les cristaux et leurs différents revêtements permettant d'obtenir une résolution spatiale millimétrique. La description précise de la méthode du contraste employée dans la mesure de la position axiale d'interaction ainsi que la réalisation d'une matrice de cristaux sont également exposés.

1

La tomographie par émission de positrons

La tomographie par émission de positrons (TEP) est une modalité d'imagerie fonctionnelle. Elle se base sur la détection des photons γ résultant de l'annihilation d'un positron, émis par un radiotracer préalablement injecté à l'individu, avec un électron du milieu. La détection des photons d'annihilations permet alors d'établir une cartographie en 3 dimensions et temporelle de la distribution radioactive de la molécule étudiée.

Elle nécessite alors des compétences variées dans son élaboration. En effet, la conception du système de détection des photons provient d'instrumentations développées le plus souvent pour des applications de physique fondamentale. La reconstruction des images nécessite des connaissances en mathématique. Il vient ensuite l'élaboration des molécules et radiotraceurs, dédiée à la chimie et la radiochimie. Quant aux applications utilisant la TEP, la biologie y prend une part conséquente.

Nous allons décrire les principes physiques de la TEP ainsi que les différents moyens de détecter les photons d'annihilations. Les systèmes TEP à géométries conventionnelles et les performances des systèmes seront également présentés.

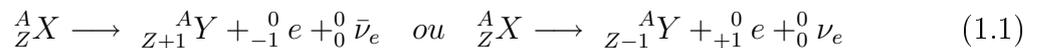
1.1 Généralités

1.1.1 La radioactivité β

Tout d'abord, un élément radioactif quel qu'il soit émet de l'énergie de manière à se désexciter d'un état d'énergie qui n'est pas son état au repos. Cette énergie émise peut se retrouver sous différentes formes selon le type de radioactivité de l'élément.

Les rayonnements alpha et gamma qui émettent respectivement un noyau d'hélium et un ou plusieurs photons gamma ne seront pas abordés. Nous nous intéressons particulièrement au rayonnement beta.

Le rayonnement beta — ou désintégration beta — est l'émission par un noyau d'un électron ou d'un positron, selon que l'on parle d'une désintégration β^- ou β^+ (équation 1.1) [1]. Cette émission conduit alors à la création d'un noyau comportant un proton en plus ou en moins.



D'après l'équation 1.1, l'émission du positron ne se fait pas seule. En effet, afin de conserver l'énergie dans le centre de masse de la réaction, il a été démontré qu'une particule supplémentaire devait intervenir.

Wolfgang Pauli en 1930 [2] supposa que le spectre énergétique continu de l'électron émis était dû, par conservation du moment cinétique, à une particule que l'on ne pouvait détecter. Elle avait donc une masse et une charge supposées nulles, il la nomma *neutron*. En 1933 elle fut rebaptisée *neutrino* par Enrico Fermi [3] et découverte en 1956 par Reines et Cowan [4]. Il s'agissait en fait de l'antiparticule du neutrino, l'antineutrino et cela par souci de conservation du nombre leptonique.

La réaction fait en réalité intervenir la désintégration d'un neutron ou d'un proton, au sein même du noyau, en électron ou positron par l'intermédiaire d'un boson W^\pm , vecteur de l'interaction électrofaible (équation 1.2).



Ainsi, l'émission de l'électron ou du positron, se fait sous forme de continuum [5], la somme de l'énergie cinétique de l'électron et de l'antineutrino étant égale à l'état d'excitation du noyau émetteur. Le spectre en énergie présente alors un maximum, assimilé à l'émission du neutrino (ou de l'antineutrino) au repos, et un maximum d'intensité, l'énergie à laquelle le plus grand nombre d'électrons (ou de positrons) seront émis (figure 1.1).

La réaction d'annihilation du positron avec un électron du milieu intervient lorsque l'énergie du positron est proche de zéro. La probabilité d'émission du positron au repos étant très faible (voir figure 1.1), le positron devra perdre son énergie lors de son parcours dans la matière. Ce phénomène de thermalisation constitue la première source

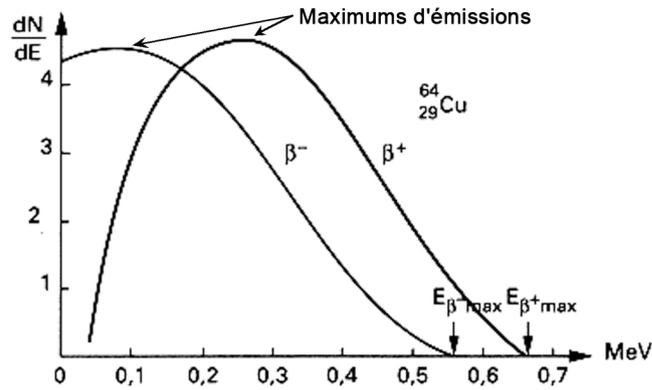


FIG. 1.1 — Spectre d'émission β^- et β^+ du ^{64}Cu .

d'erreur concernant la localisation du point d'émission du positron. En effet, ce phénomène consiste en la succession d'interactions de diffusion du positron avec des électrons du milieu et résulte donc en une distance entre l'émission du positron et son annihilation, également appelée *parcours* (figure 1.2). Le *parcours* dépend donc du milieu d'émission — de part sa densité électronique — ainsi que de l'énergie du positron émis.

Depuis les années 1970 et les travaux effectués par plusieurs équipes [6, 7] sur la distribution des points d'annihilation de β^+ dans l'eau des principaux émetteurs utilisés dans l'imagerie médicale, cette caractéristique est devenue la principale source de dégradation de la résolution spatiale des systèmes d'imagerie¹.

Une éventuelle correction de cette erreur a été proposée par Derenzo en 1979 [8]. Seulement, cette solution était difficile à mettre en œuvre pour plusieurs raisons dont la complexité de la fonction d'atténuation des positrons dans la matière, liée principalement à sa densité et son numéro atomique effectif.

Dès lors que le positron atteint l'énergie thermique du milieu (donnée par $\frac{3}{2}kT$), il peut s'annihiler en vol ou former un état transitoire appelé *positronium*, avec un électron présent. Le temps de vie de cet état est de l'ordre de la centaine de picosecondes. L'énergie cinétique du positron est considérée comme négligeable devant celle de l'électron. L'électron sur sa couche électronique possède une énergie cinétique, introduisant un excès d'énergie ΔE dans le centre de masse de l'ensemble électron-positron. Une valeur de $\Delta E = 2,59$ keV est établie comme la largeur totale à mi-hauteur (LTMH) de la distribution de ΔE obtenue lorsque le positron est émis dans l'eau [9, 10]. Par conservation de l'énergie-impulsion dans le centre de masse des deux particules, leur désintégration conduit à l'émission de deux photons γ de 511 keV dans des directions opposées de 180° lorsque $\Delta E = 0$ keV (équation 1.3). Seulement, pour $\Delta E > 0$, la

¹Dès lors que cette résolution approchait le libre parcours moyen du positron en même temps qu'il en imposait la limite inférieure

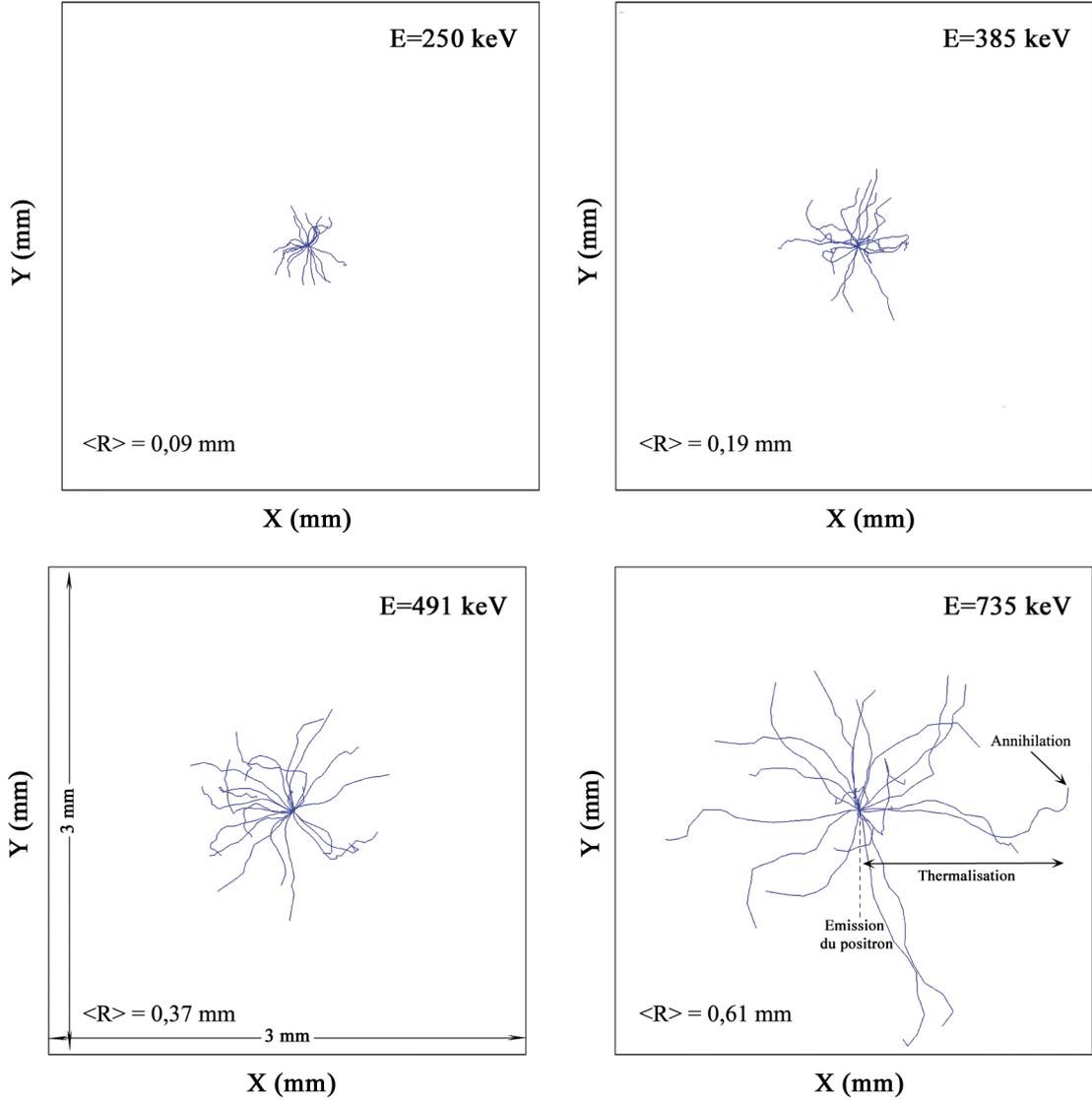


FIG. 1.2 — Thermalisations de 20 positrons dans l'eau selon leurs énergies d'émissions obtenues grâce au code de simulation GEANT₄. La création des paires de photons γ n'a pas été représentée par souci de lisibilité.

non-colinéarité $\Delta\theta$ est donnée par l'équation 1.4. Dans le cas de l'émission du positron dans l'eau, $\Delta\theta = 0,58^\circ$ (LTMH).

$$e^+ + e^- \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (1.3)$$

$$\Delta\theta = \frac{2\Delta E}{m_0c^2} \quad \text{avec } m_0c^2 \text{ la masse de l'électron au repos.} \quad (1.4)$$

La somme des énergies des photons d'annihilation est donc l'énergie de masse du couple électron-positron soit 1,022 MeV. Chaque photon γ possède une énergie de 511 keV dans le centre de masse.

La non-colinéarité est donc la deuxième source de dégradation de la résolution spatiale du système lors de la reconstruction du point d'annihilation. Cependant, celle-ci diminue lorsque l'on réduit le diamètre du système.

1.1.2 Les radiotraceurs en TEP

Selon l'organe ou la fonction étudiée dans l'organisme du sujet, différentes molécules radiomarquées sont utilisées. Ces molécules peuvent être marquées par différents isotopes émetteurs de β^+ . Afin de faciliter leur assimilation par les cellules, les isotopes du carbone (^{11}C), de l'azote (^{13}N) ou de l'oxygène (^{15}O), sont couramment utilisés. Cependant, leur demi-vie courte oblige leur production par un cyclotron proche du lieu d'injection.

La majeure partie des marqueurs en TEP utilise un isotope du fluor, le ^{18}F . Il entre dans la synthèse d'un radiotraceur permettant le marquage de l'activité métabolique, le fluorodéoxyglucose (^{18}F -FDG [11]). En effet, cette molécule est assimilée de la même façon que le glucose par les cellules, à ceci près que sa dégradation s'arrête une fois sa phosphorylation en fluoro-2-DG-6-phosphate faite. Il s'accumule alors dans les cellules gourmandes en énergie telles que les cellules tumorales.

Les principales caractéristiques de ces isotopes sont donc leur demi-vie mais aussi comme nous l'avons vu précédemment, l'énergie moyenne des positrons émis et donc leur parcours moyen dans la matière (tableau 1.1). Cette dernière étant donnée comme la LTMH de la distribution statistique du parcours moyen du positron dans le milieu. Il est également noté la largeur totale du parcours moyen au dixième de la hauteur (LTDH).

TAB. 1.1 — *Résumé des caractéristiques physiques des principaux radiotraceurs en TEP [12].*

Isotopes	Demi-vie (min)	Energie moyenne (keV)	Energie maximale (keV)	Parcours dans l'eau (mm)	
				LTMH	LTDH
^{15}O	2,2	735	1 732	0,50	4,14
^{13}N	10,0	491	1 198	0,28	2,53
^{11}C	20,3	385	960	0,19	1,86
^{18}F	109,8	250	634	0,10	1,03

1.2 La détection des photons γ

En imagerie nucléaire, la détection des photons γ émis, que ce soit en imagerie monophotonique (TEMP) ou en imagerie TEP, peut se faire de manière directe ou indirecte. La méthode de détection directe nécessite un matériau mesurant directement l'énergie et la position de l'interaction du photon. Dans la méthode indirecte, un matériau intermédiaire atténuateur des photons, renvoie des informations relatives et proportionnelles à l'énergie déposée et à la position de l'interaction.

Avant de nous attarder sur les différents outils de la détection, nous allons présenter les différentes interactions des photons γ dans la matière ainsi que les probabilités qui les régissent.

1.2.1 Les interactions photons-matières

Le passage de photons dans la matière est différent de celui de particules chargées. En effet, une particule chargée subira de nombreuses interactions par les électrons présents dans le milieu ainsi que l'effet du champ coulombien des noyaux. Un photon étant par nature non chargé, les différentes interactions dans le milieu se résument à des chocs entre particules. Bien évidemment, l'énergie des photons incidents joue un rôle prépondérant dans ces phénomènes.

Les quatre principales interactions sont : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, la diffusion Rayleigh et la création de paires.

La création de paires est la matérialisation dans la matière d'un photon γ en une paire électron-positron. Cette paire possède une énergie dans le centre de masse de 1,022 MeV. Le photon incident doit posséder une énergie supérieure ou égale à l'énergie de la paire dans le centre de masse. Dans notre cas, les photons ont une énergie insuffisante à leur matérialisation, cet effet ne sera donc pas considéré dans la suite de ce chapitre.

1.2.1.1 L'effet photoélectrique

L'effet photoélectrique est un effet permettant à un photon incident d'énergie $E_\gamma = h\nu$, d'éjecter un électron de sa couche de valence en lui cédant totalement son énergie lorsque celle-ci est supérieure à l'énergie de liaison L_e . L'électron acquiert alors une énergie cinétique T_e tel que :

$$T_e = E_\gamma - L_e = h\nu - L_e. \quad (1.5)$$

La valeur L_e varie selon la couche électronique et selon l'atome concerné. Ces valeurs peuvent aller par exemple de 0,02 keV pour une couche L du néon à 98 keV pour la couche $K_{\alpha 1}$ du radon. La figure 1.3 représente le principe d'interaction de l'effet photoélectrique. Nous verrons plus tard l'importance de L_e lors de la mesure en énergie des événements dans le système de détection.

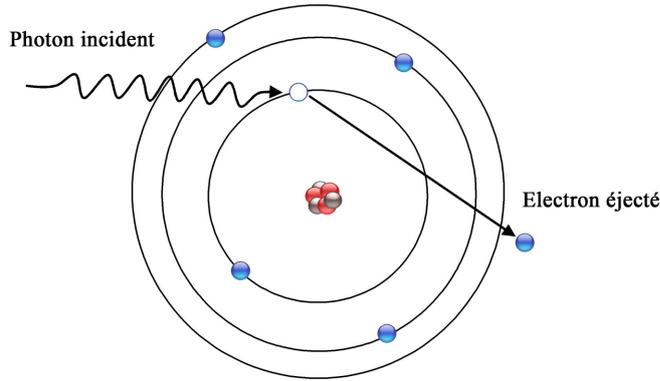


FIG. 1.3 — Schéma représentant le principe de l'effet photoélectrique.

1.2.1.2 L'effet Compton

L'effet Compton — ou diffusion Compton — est une interaction inélastique avec transfert d'énergie à l'électron sur sa couche de valence. Le photon γ diffusé par l'électron, forme un angle θ avec la trajectoire incidente (figure 1.4). L'énergie du photon diffusé est alors donnée par :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)}, \quad (1.6)$$

$$\text{avec } \begin{cases} E_\gamma & : \text{l'énergie du photon incident} \\ E'_\gamma & : \text{l'énergie du photon diffusé} \\ \epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} & : \text{rapport entre l'énergie du photon incident} \\ & \text{et l'énergie de masse de l'électron, ici } E_\gamma = 511 \text{ keV} \Rightarrow \epsilon = 1 \end{cases}$$

L'angle de diffusion du photon γ peut prendre toutes les valeurs comprises entre $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$.

L'électron est quant à lui émis vers l'avant avec un angle φ ($0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$) et une énergie cinétique T_e donnée par :

$$T_e = \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} E_\gamma, \quad (1.7)$$

avec la relation angulaire :

$$\cot \varphi = (1 + \epsilon) \tan \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (1.8)$$

L'énergie cinétique maximale de l'électron éjecté par effet Compton, appelée front Compton, est évaluée lorsque $\theta = \pi$ et donnée par l'équation 1.7. Cette valeur dans notre cas où l'énergie du photon est de 511 keV, est de 340,7 keV.

$$T_e^{max} \stackrel{\theta=\pi}{=} \frac{2\epsilon}{1+2\epsilon} E_\gamma = \frac{2E_\gamma}{3} \Bigg|_{\epsilon=1} \simeq 340,7 \text{ keV.} \quad (1.9)$$

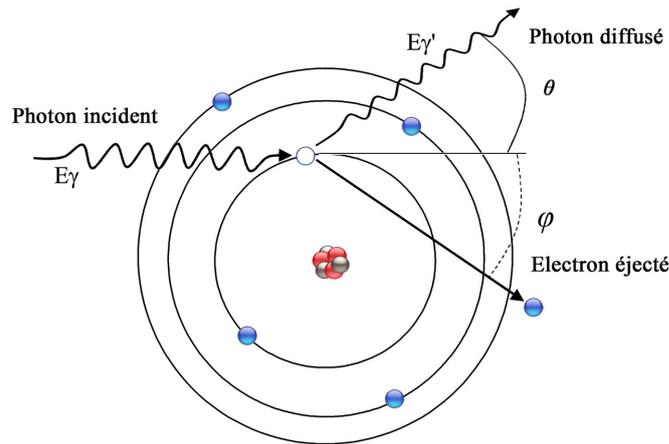


FIG. 1.4 — Schéma représentant le principe de l'effet Compton.

1.2.1.3 La diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh, également appelée diffusion cohérente, concerne l'interaction élastique (sans changement de longueur d'onde) d'un photon avec un électron fortement lié à l'atome. De ce fait, cet effet devient important pour des milieux à numéro atomique élevé. Le photon incident est diffusé par un électron des couches internes, aboutissant à un changement de trajectoire. Afin de privilégier cet effet par rapport à la diffusion Compton, l'énergie des photons incidents se doit d'être faible. Dans le cas d'un photon γ de 511 keV, le pourcentage de diffusion Rayleigh s'élève à 0,2 % pour des tissus mous et 5 % pour un matériau dense tel qu'un cristal scintillant de LYSO. Cet effet dégrade alors la mesure de la position initiale d'émission du photon lors de la reconstruction des évènements dans l'image.

On peut également considérer la diffusion Thompson d'un photon par un électron de l'atome mais cette fois-ci, l'interaction intervient pour un électron non lié à l'atome.

Le schéma de la figure 1.5 représente le principe de la diffusion Rayleigh.

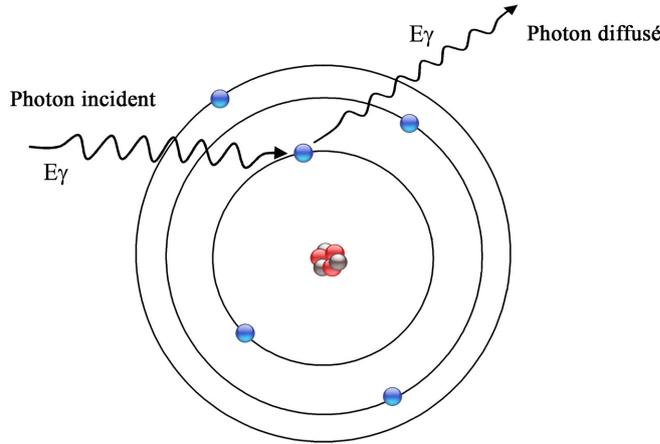


FIG. 1.5 — Schéma représentant le principe de diffusion Rayleigh.

1.2.2 Sections efficaces

La section efficace symbolise la probabilité d'interaction ou de création d'une particule dans un milieu. On peut la représenter, dans le cas d'une interaction cinématique, comme la surface effective d'une particule vue par une particule incidente. De ce fait, nous pouvons établir la section efficace, exprimée en barn (soit 10^{-24}cm^2), pour les interactions faisant intervenir un transfert d'énergie.

1.2.2.1 Section efficace photoélectrique

L'effet photoélectrique, aux énergies qui nous intéressent, se produit dans la majorité des cas pour des électrons de la couche K. La section efficace pour des électrons de la couche K s'écrit selon Hall [13] :

$$\sigma_K = \frac{32\pi\sqrt{2}}{3} r_0^2 \alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\frac{7}{2}}, \text{ où } \begin{cases} r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} & : \text{ le rayon classique de l'électron} \\ \alpha & : \text{ constante de structure fine } \cong \frac{1}{137} \\ Z & : \text{ numéro atomique du milieu} \end{cases} \quad (1.10)$$

D'après l'équation 1.10, on remarque que l'effet photoélectrique sera favorisé à basses énergies ($\sigma_K \propto E_\gamma^{-7/2}$) et pour des atomes à Z élevés ($\sigma_K \propto Z^5$).

1.2.2.2 Section efficace Compton

On peut également établir la section efficace différentielle Compton d'après l'électrodynamique quantique et proposée par Klein et Nishina en 1929 [14] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \epsilon(1 - \cos\theta)]^3} \left[1 + \cos^2(\theta) + \frac{\epsilon^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos\theta)} \right] \right\}, \quad (1.11)$$

En effectuant l'intégration de l'équation 1.11 sur les angles solides, nous retrouvons la section efficace totale Compton donnée par :

$$\sigma_C = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left[\frac{2(1 + \epsilon)}{1 + 2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) - \frac{1 - 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right\}. \quad (1.12)$$

En considérant que chaque électron du milieu contribue de la même façon à la section efficace totale, nous pouvons écrire pour un atome de nombre de charge Z :

$$\sigma_{Compton} = Z\sigma_C. \quad (1.13)$$

La section efficace Compton du matériau est donc proportionnelle à $\frac{Z}{A}$ pour un matériau et dépend donc peu du milieu.

1.2.2.3 Section efficace Rayleigh

En assimilant l'effet Rayleigh à l'effet Thomson, nous obtenons la section efficace différentielle par angle solide pour $\epsilon \ll 1$ dans l'équation 1.11, aboutissant à l'équation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (1.14)$$

1.2.2.4 Zones de prédominances

Grâce à la connaissance des sections efficaces des différentes interactions des photons γ dans la matière, on peut établir le schéma représentant les zones de prédominance de ces interactions selon le numéro atomique du milieu et en fonction de l'énergie des photons γ incidents (figure 1.6).

1.2.2.5 Coefficient d'atténuation linéaire

Afin de connaître la proportion d'un rayonnement ayant cédé de l'énergie avec la matière, nous pouvons établir la section efficace totale comme étant la somme des sections efficaces d'interaction faisant intervenir un changement d'énergie (équation 1.15).

$$\sigma_{tot} = \sigma_{photoélectrique} + \sigma_{Compton}. \quad (1.15)$$

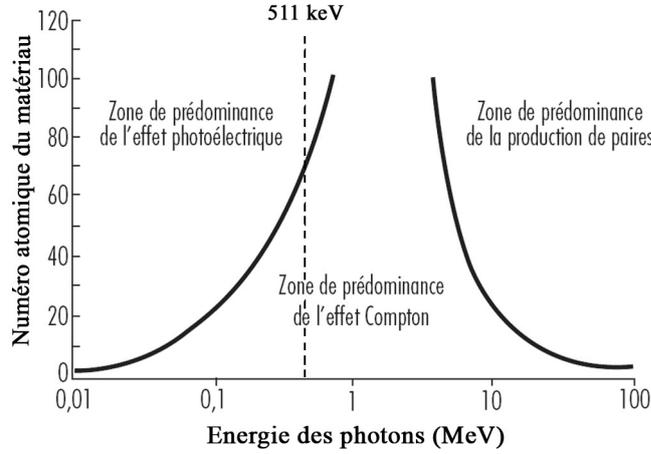


FIG. 1.6 — Schéma des zones de prédominances des principales interactions rayonnement/matière.

On peut alors relier σ_{tot} au coefficient d'atténuation linéaire μ par :

$$\frac{\mu}{\rho} = n\sigma_{tot} = \frac{\mathcal{N}_A}{A} \cdot \sigma_{tot}. \quad (1.16)$$

avec ρ , la densité du matériau en g/cm^3 , n , le nombre d'atomes par gramme, \mathcal{N}_A , le nombre d'Avogadro en atome/mol et A le numéro atomique en g/mol.

Nous avons donc la probabilité d'interaction d'une particule incidente dans une épaisseur dx de matière :

$$dP = n\sigma_{tot}dx = \frac{\mu}{\rho}dx, \quad (1.17)$$

aboutissant à la loi d'atténuation exponentielle d'après la loi de Beer-Lambert donnée par 1.18.

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (1.18)$$

Cette loi d'atténuation, grâce à la connaissance du coefficient μ , permet de connaître l'épaisseur de matière dx nécessaire à l'atténuation d'un flux de photons I_0 dans le détecteur, intervenant directement dans sa mesure d'efficacité de détection.

1.2.3 La détection directe des photons d'annihilation : les détecteurs à semi-conducteurs

La détection directe des photons γ se fait par le biais d'un matériau semi-conducteur.

Un matériau semi-conducteur peut être de type n ou p selon qu'il est donneur d'électrons ou de trous. Lors de la jonction de ces deux types côte-à-côte, il y a création d'une zone dite de déplétion permettant le passage des charges de l'une à l'autre des zones. Lorsque l'on applique une tension ou *bias* entre les deux jonctions, la zone de déplétion peut se réduire si le semi-conducteur est polarisé en direct ou s'agrandir s'il est polarisé en inverse. La polarisation inverse est la plus utilisée car elle permet une plus grande zone de détection. En effet, lors du passage d'une particule dans la zone déplétée, il y a création de paires électrons-trous alors attirées par l'électrode correspondante. L'ajout d'une couche de semi-conducteur non dopé i entre les zones p et n permet d'élargir encore la zone de détection (figure 1.7) formant alors un détecteur de type pin . Les paires forment alors des charges dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée par la particule.

La forme et la taille des anodes de collection peuvent être différentes selon l'utilisation du semi-conducteur, par exemple lors de l'utilisation de micro-pistes simple ou double faces [15].

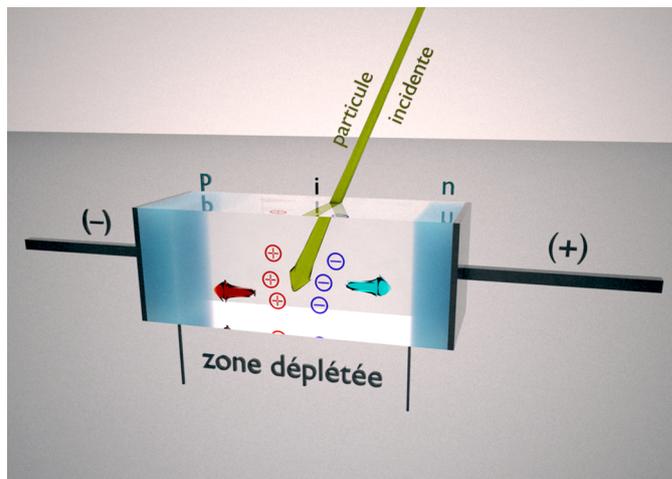


FIG. 1.7 — Schéma d'un semi-conducteur de type pin polarisé en inverse.

La première caractéristique importante des détecteurs à semi-conducteur est leur résolution en énergie. En effet, celle-ci étant donnée par la LTMH du pic photoélectrique du spectre en énergie, elle est de l'ordre de quelques pourcents à 511 keV. Cette très bonne résolution est due à la quantité très élevée, ainsi qu'à la grande mobilité des paires électrons-trous. Le phénomène de création de paires étant statistique, lorsque la charge récoltée augmente, l'erreur relative diminue, améliorant ainsi la résolution en énergie.

Il existe différents semi-conducteurs utilisés dans la détection des photons : le tellure de cadmium (CdTe) ou encore le CZT (CdZnTe) sont les semi-conducteurs les plus utilisés actuellement dans le cadre de détecteurs destinés à l'imagerie [16–19]. On peut également citer les détecteurs à base de silicium et certains systèmes utilisant le germanium à haute pureté (HPGe) [20].

Lorsque l'on parle d'imagerie, il va de soi de traiter de la résolution spatiale. Pour ces types de semi-conducteurs, celle-ci est corrélée à la taille des anodes apposées sur le semi-conducteur et peut donc être diminuée à des valeurs inférieures à 1 mm² [21].

Il existe pourtant plusieurs inconvénients à ces détecteurs. Le premier est celui concernant l'efficacité de détection. En effet, même s'il est possible d'augmenter l'épaisseur de matériau afin d'accroître l'atténuation des photons, la section efficace photoélectrique, donnée par l'équation 1.10, reste très faible. La majorité des interactions se fait donc par diffusion Compton rendant difficile la discrimination en énergie des événements dans le détecteur.

On peut également noter certaines caractéristiques n'arguant pas en faveur des semi-conducteurs dans l'imagerie des rayonnements de 511 keV. Outre le fait que la plupart d'entre eux nécessite un système de refroidissement², des difficultés dans leur fabrication par cristallisation ainsi que leur faible temps de réponse posent plusieurs problèmes.

La cristallisation de grande surface apporte une non-uniformité dans la collection des charges. Malgré la possibilité d'une conception en matrice de cristaux, permettant de réduire la surface d'un cristal, l'épaisseur de la matrice reste élevée (quelques cm) afin d'atténuer le rayonnement. En vue de palier à ce problème, certaines équipes [22, 23] proposent de superposer des matrices de faibles épaisseurs constituant un ensemble ayant une plus grande longueur d'atténuation tout en conservant l'information de la position d'interaction dans les trois dimensions.

Concernant le temps de réponse, on peut citer la résolution temporelle de 10 ns [21] d'un cristal de CZT en coïncidence avec un détecteur rapide de type BaF₂. Cette résolution limite alors grandement son utilisation dans un système TEP, qui plus est lors de la prise en compte du *temps de vol* (« *Time Of Flight* », *TOF*) ou lors de la mesure du taux d'évènements fortuits. Cependant, le *TOF* devient d'une importance négligeable lors de l'utilisation de semi-conducteurs dans des systèmes précliniques destinés aux petits animaux du fait de leurs diamètres internes réduits³.

²La température ambiante crée une agitation thermique des électrons agissant directement sur la migration des charges vers les anodes et augmentant les courants de fuites.

³La lumière parcourt 29,98 cm en 1 ns, ce qui est bien supérieur à la plupart des systèmes précliniques petits animaux, interdisant à l'heure actuelle l'utilisation du temps de vol des photons γ et obligeant les fenêtres de coïncidences à des valeurs inférieures à la nanoseconde.

1.2.4 La détection indirecte des photons d'annihilation

L'obtention des informations fondamentales de l'interaction des photons, à savoir, la position d'interaction et l'énergie déposée, peut se faire de manière indirecte. Il s'agit alors, par l'intermédiaire d'un matériau ou d'un gaz, d'obtenir ces informations avec la plus petite erreur possible.

Pour ce faire, les matériaux scintillants couplés à des photodétecteurs en sont les principaux acteurs.

On peut par ailleurs citer l'utilisation de chambres à ionisation sous différentes formes⁴ dont le principe repose sur celui du compteur Geiger. L'éjection d'un électron d'un atome du gaz par effet photoélectrique ou Compton lors de l'interaction avec un photon γ , produit une gerbe électronique dans la chambre grâce à une différence de potentiel entre des anodes et cathodes. Les charges ainsi créées sont alors récoltées le long de fils proches de l'interaction.

Cette méthode permet d'offrir de très bonnes résolutions spatiale et énergétique [24]. Le gaz ayant un pouvoir stoppant très faible, il convient d'utiliser des chambres contenant de grands volumes de gaz afin de conserver une bonne efficacité de détection⁵, ce qui rend leurs utilisations très limitées dans la détection des photons de 511 keV des systèmes d'imagerie. De plus, ces systèmes possèdent un temps mort important, temps pendant lequel aucune donnée ne peut être acquise, du fait de la recombinaison des électrons du gaz.

1.2.4.1 Les scintillateurs

L'utilisation de scintillateurs est quant à elle, beaucoup plus courante. Couplés aux photodétecteurs, ils sont sélectionnés selon plusieurs critères importants :

- la densité ρ , corrélée au coefficient μ d'atténuation des photons d'annihilation, augmentant l'efficacité de détection du système ;
- le rendement lumineux, η , étant la capacité du scintillateur à restituer l'énergie déposée en une quantité de photons de scintillation ;
- la constante de décroissance τ , caractérisant le temps que met le scintillateur à se désexciter suivant la loi de décroissance exponentielle $N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$;
- la longueur d'onde au maximum d'émission λ_{max} ⁶ des photons optiques.

Dans la détection des photons γ , le scintillateur idéal n'existe pas pour le moment. Si nous voulions définir ses caractéristiques, son rendement lumineux⁷ suivrait la loi

⁴Tel que les chambres à multifils (MWPC), à dérives ou à étincelles.

⁵Etablie comme le rapport entre la quantité de rayonnement détectée et le rayonnement émis.

⁶Dans la réalité, il s'agit d'un spectre d'émission dont la largeur peut atteindre une centaine de nanomètres.

⁷Pour l'exemple, celui-ci serait proche de $339\,000 \text{ ph} \cdot \text{MeV}^{-1}$ dans le cas d'une longueur d'onde de 420 nm.

donnée par l'équation 1.19, lorsque la totalité de l'énergie déposée par interaction serait convertie en photons optiques de longueur d'onde λ sans pertes.

$$\eta = \frac{\lambda \cdot 10^6}{hc} \text{ph} \cdot \text{MeV}^{-1}. \quad (1.19)$$

Cette propriété conférerait à ce scintillateur une résolution énergétique intrinsèque très élevée permettant la discrimination en énergie de tous les événements lors des interactions. Son coefficient d'atténuation linéaire élevé atténuerait une très grande quantité des photons incidents. Il posséderait une constante de décroissance inférieure à la nanoseconde évitant tout temps mort en aval de la détection des photons optiques dont la longueur d'onde unique serait parfaitement adaptée au photodétecteur.

Afin de convenir au mieux aux différentes applications de détection des photons de hautes-énergies, il existe plusieurs familles de scintillateurs dont les caractéristiques intrinsèques varient, parmi lesquelles :

- les scintillateurs plastiques, constitués à partir de chaînes carbonées⁸ dans lesquelles un élément scintillant est incorporé⁹ [25] ;
- les liquides scintillants, tel que le xénon ou l'argon, refroidis pour atteindre le point de liquéfaction du gaz ;
- les cristaux scintillants.

Ces derniers sont également représentés en deux familles bien distinctes :

- les cristaux organiques, composés principalement d'éléments organiques tels que C, H, O ou N réduisant énormément leurs coefficients d'atténuation linéaire pour des photons de 511 keV mais plus simple à fabriquer, donc à moindre coût et en grandes quantités,
- les cristaux inorganiques, les plus couramment utilisés du fait de leurs coefficients d'atténuation linéaire élevés et de très bons rendements lumineux mais à un coût de fabrication supérieur.

Le tableau 1.2 récapitule les principales caractéristiques des cristaux scintillants inorganiques les plus utilisés dans la détection des photons de 511 keV.

1.2.4.2 Le principe de scintillation [34]

Ces scintillateurs opèrent la conversion de l'énergie déposée en photons de longueur d'onde λ comprise entre 300 nm et 600 nm. Le principe fondamental de cette réaction est similaire pour l'ensemble des scintillateurs. Lors de l'éjection de l'électron par l'interaction d'un photon γ , le scintillateur se désexcite du surplus d'énergie soit par vibration des atomes, soit par émission de lumière de scintillation.

⁸De type polystyrène.

⁹L'élément scintillant est souvent du p-Terphényl ou du POPOP.

TAB. 1.2 — Principaux cristaux scintillants utilisés en TEP et leurs caractéristiques.

	NaI ^a	BGO ^b	GSO ^c	LSO ^d	LuAP ^e	LaBr ₃ ^f	LYSO ^g
ρ (g · cm ⁻³)	3,67	7,13	6,70	7,40	8,34	5,08	7,11
Z_{eff}^h	51	75	59	66	65	47	65
μ^i (cm ⁻¹)	0,39	0,89	0,72	0,88	0,95	0,45	0,82
% _{pe} ^j	17,1	37,2	24,9	32,4	30,4	13,1	31,1
n ^k	1,85	2,15	1,89	1,81	1,94	~1,90	1,81
η (ph · MeV ⁻¹)	41 000	8 200	9 000	25 000	11 300	63 000	33 000
τ^l (ns)	250	300	56	40	184	16	41
λ_{max} (nm)	415	480	430	420	365	380	420
Hygroscopie	Oui	Non	Non	Non	Non	Oui	Non

^aIodure de sodium, NaI:Tl [26].

^bGermanate de Bismuth, Bi₃Ge₄O₁₂:Ce [27].

^cOxyorthosilicate de gadolinium, Gd₂SiO₅:Ce [28].

^dOxyorthosilicate de lutétium, Lu₂SiO₅:Ce [29].

^eLutétium aluminium pérovskite, LuAlO₃:Ce [30].

^fBromure de lanthane, LaBr₃:Ce [31].

^gOxyorthosilicate de lutétium yttrium, Lu_{1,8}Y_{0,2}SiO₅:Ce [32].

^hNuméro atomique effectif.

ⁱCalculé @ 511 keV.

^jPhotofraction calculée @ 511 keV [33].

^kIndice de réfraction.

^lTemps de décroissance.

Pour comprendre les processus qui mènent à cette émission lumineuse, prenons le cas d'un cristal scintillant inorganique. L'interaction des photons γ permet la création de paires électrons-trous. Le transfert d'énergie se fait alors selon deux processus. Tout d'abord, les électrons primaires transfèrent leurs énergies au milieu par collisions électro-niques produisant par avalanches des paires électrons-trous jusqu'à ce que leurs énergies atteignent l'énergie thermique du milieu. Il s'en suit des phénomènes de thermalisation. Il permet la relaxation des charges secondaires vers les bandes de conductions (pour les électrons) et de valences (pour les trous). Les énergies ainsi transférées peuvent alors se

retrouver vers des centres luminescents de différentes manières telles que le transfert de charge¹⁰, la résonance ou l'excitation radiative.

La plupart des cristaux scintillants inorganiques utilisés en imagerie TEP sont *dopés* en très faible quantité (quelques %) en cérium. L'ion cérium (Ce^{3+}) agit ainsi en centre luminescent. Lors de son excitation, il y a passage de la bande de valence $4f$ vers la bande de conduction $5d$. La désexcitation se produit alors par la réaction inverse et donc par une émission radiative dont l'énergie correspond à la largeur de la bande interdite¹¹. Ce phénomène se produit pour la plupart des cristaux scintillants inorganiques.

Les scintillateurs convertissent ainsi l'énergie déposée en un nombre de photons optiques tel que :

$$N_{ph} = \eta \Delta E, \quad (1.20)$$

avec N_{ph} , le nombre de photons optiques, ΔE , l'énergie déposée par le photon γ en MeV et η , le rendement lumineux en photons $\cdot \text{MeV}^{-1}$.

Le rendement lumineux peut s'écrire de la façon suivante [34] :

$$\eta = \frac{10^6 S Q}{\beta E_{vc}}, \quad (1.21)$$

où E_{vc} est la largeur de la bande interdite en eV, β est un facteur relatif aux pertes par thermalisation. Le facteur βE_{vc} représente ainsi l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou. Q est l'efficacité de luminescence et S est un facteur lié aux différents mécanismes de transfert d'énergie dans le matériau. Si l'on considère des valeurs maximales de 1 pour Q et S et une valeur de 2,5 pour β (établie comme une valeur classique pour les cristaux à base d'oxydes), la limite théorique du rendement lumineux est alors de $50\,000 \text{ ph} \cdot \text{MeV}^{-1}$ lorsque $E_{vc} = 7-8 \text{ eV}$ (valable pour un cristal de LYSO). Cette limite théorique contrainte par les différents rendements de scintillation et de transfert d'énergie peut être exprimée pour d'autres types de cristaux scintillants. La figure 1.8 donne la limite théorique du rendement lumineux et les valeurs expérimentales de plusieurs cristaux scintillants inorganiques en fonction de la largeur de la bande interdite E_{vc} .

Le temps de décroissance de ces cristaux est le temps caractéristique de l'émission de lumière par le scintillateur. Ce temps peut-être plus ou moins rapide selon le type et la nature du scintillateur. Un scintillateur peut alors avoir des constantes de décroissances lentes et rapides. Lorsque la décroissance est très longue, on parle alors de luminescence persistante ou *afterglow*. Nous reviendrons plus tard sur ce phénomène. La constante de décroissance est un paramètre très important dans la

¹⁰L'électron et le trou sont directement capturés par un centre luminescent.

¹¹Donnée par l'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction.

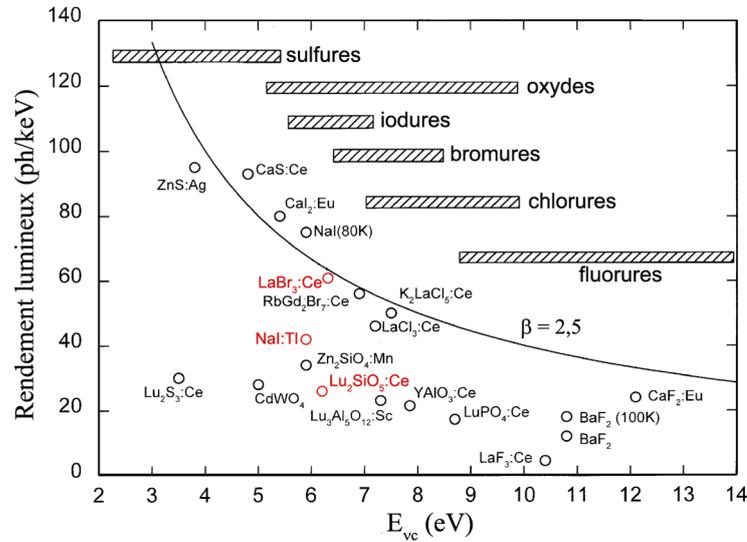


FIG. 1.8 — Rendements théoriques et expérimentaux de différents scintillateurs en fonction de l'énergie de la bande interdite E_{vc} [35].

détection des photons γ pour l'imagerie médicale. Elle détermine en partie la méthode utilisée dans la mesure d'énergie et le cas échéant, la constante d'intégration du signal. Elle peut également avoir un effet sur le temps mort du système si elle est trop élevée. Dans certain cas, elle influe sur la résolution en coïncidence de la détection des deux photons lors de la prise en compte du *temps de vol* [36].

Ainsi, le choix du scintillateur devra se porter sur ces deux caractéristiques importantes lors de son utilisation dans un système d'imagerie TEP.

1.2.4.3 Les photodétecteurs

Les photons de scintillations sont ensuite collectés par un photodétecteur se chargeant de les convertir en un signal électrique proportionnel à leur quantité. Il existe différents types de photodétecteurs dont voici une liste non exhaustive :

- les PMTs¹², les plus utilisés dans la conversion des photons optiques dans l'imagerie, ils peuvent être mono ou multianodes ;
- les HPDs¹³, permettant une amplification supérieure aux APDs tout en améliorant l'efficacité de collection des PMTs [37] ;
- les MCPs¹⁴, de principe similaire aux PM mais dont l'encombrement et la taille des anodes peuvent être beaucoup plus réduits [38].

¹²Tubes photomultiplicateurs.

¹³Photomultiplicateurs hybrides.

¹⁴Galette de microcanaux.

- les APDs¹⁵, fabriquées à base de semi-conducteurs, elles offrent un encombrement réduit mais une faible amplification des charges ;
- les SiPMs¹⁶, composés d'un ensemble de microcellules APD de faible surface ($\sim 30 \mu\text{m}^2$) [39] ;

Les photodétecteurs se doivent d'avoir un temps de réponse rapide comparé aux taux d'évènements que sont capables de fournir les scintillateurs.

Ils doivent également être résolus en énergie afin de préserver au mieux la mesure de l'énergie déposée par l'interaction dans le scintillateur.

Ces caractéristiques dépendent fortement de la conception et du principe de fonctionnement même du photodétecteur. Mais une autre caractéristique entre en compte, celle de l'efficacité quantique de conversion des photons optiques. Ces photodétecteurs reposent tous sur le même principe de base, la conversion des photons de scintillation en électrons (appelés par la suite photoélectrons), dont la probabilité de production ε_q dépend du matériau avec lequel ils vont interagir.

Le facteur d'amplification des photoélectrons en charges, appelé gain (G), doit être suffisamment élevé pour que les signaux en sortie du photodétecteur soit analysés par l'électronique d'acquisition sans avoir recours à des préamplificateurs, sources supplémentaires de bruits électroniques.

Le tube photomultiplicateur

Le PMT est composé d'une fenêtre d'entrée, d'une optique de focalisation des photoélectrons, d'un étage de multiplication des électrons et enfin d'une anode collectrice. Ce type de photomultiplicateur est aussi appelé monoanode car la collection des charges ne se fait que sur une anode/voie, contrairement aux photomultiplicateurs multianodes dont l'assemblage compte plusieurs voies de détections. Le schéma de la figure 1.9 décrit le principe de fonctionnement d'une voie de détection.

La face d'entrée du photomultiplicateur est constituée d'une fenêtre en verre (généralement du borosilicate) où une couche d'un matériau sensible de très faible épaisseur a été évaporé sur la face interne, la photocathode. Ce matériau souvent bialcalin, permet la conversion par effet photoélectrique des photons optiques de scintillations en photoélectrons. L'efficacité quantique de conversion, ε_q , est fortement dépendante de la longueur d'onde des photons de scintillations (figure 1.10). Il convient donc de choisir le type de photocathode en fonction de la longueur d'onde des photons de scintillations.

D'après la figure 1.10, on peut alors remarquer que cette efficacité pour les photocathodes de type bialkali peine à atteindre 30 %, en faisant ainsi une des grandes faiblesses des tubes photomultiplicateurs actuels. Il est cependant possible d'augmenter ε_q jusqu'à des valeurs proche de 45 % [40] grâce à l'utilisation de nouveaux types de photocathode, telles que Super Bialkali ou Ultra Bialkali du fabricant Hamamatsu.

¹⁵Photodiodes à avalanche.

¹⁶Photomultiplicateur silicium également appelés MPPC (Multi-Pixel Photon Counter).

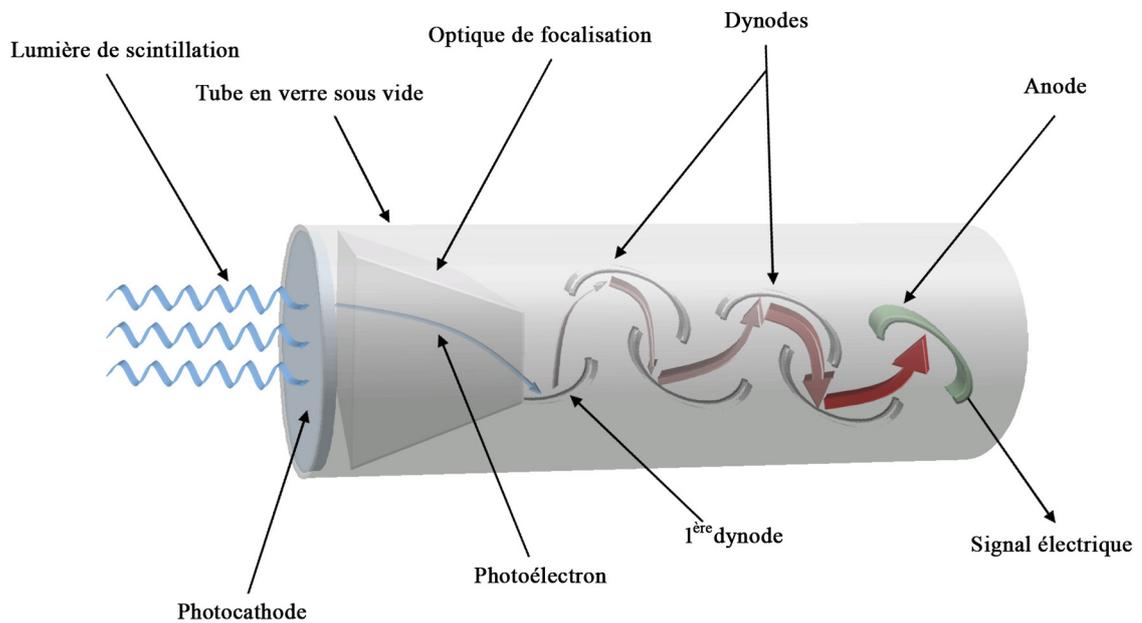


FIG. 1.9 — Schéma d'une voie de détection d'un tube photomultiplicateur.

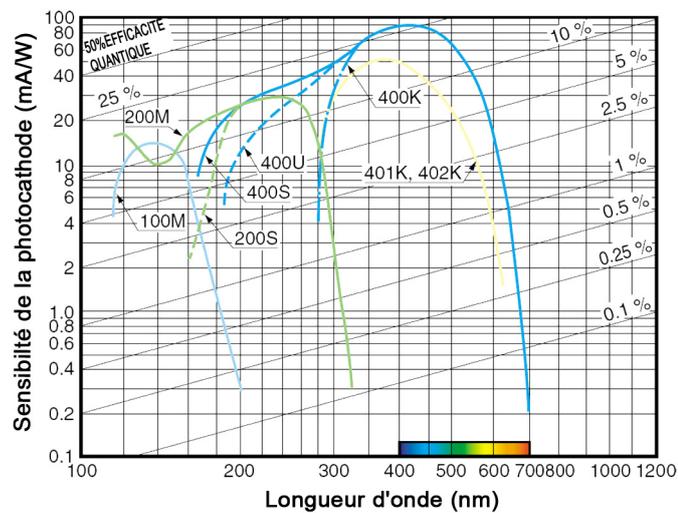


FIG. 1.10 — Graphique représentant la sensibilité ainsi que l'efficacité quantique de plusieurs types de photocathodes provenant de PMT Hamamatsu. La courbe nommée 400K représente les données pour un PMT H3164-10.

Une fois que la conversion des photons de scintillations en électrons a eu lieu, ces derniers sont dirigés par une optique de focalisation vers le premier étage de multiplica-

tion. Ce phénomène est réalisé au moyen d'un champ électrique déviant et accélérant les électrons vers la première dynode, dépendant de la géométrie du photomultiplicateur.

Vient ensuite l'étage de multiplication. Un photomultiplicateur est composé selon les modèles, de plusieurs éléments métalliques, appelés dynodes, et portés à des potentiels électriques croissant. Il existe différents arrangements de dynodes, en particulier la configuration : a) en *store vénitien*, b) en *boîte*, c) en *focalisation linéaire* ou bien encore d) sous forme de *cage circulaire* (figure 1.11).

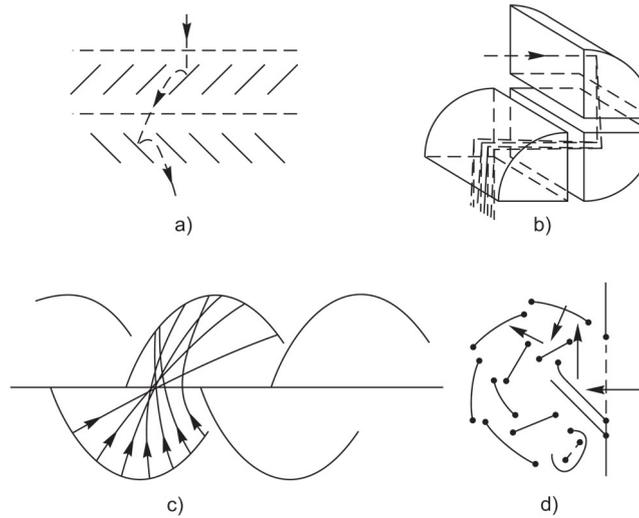


FIG. 1.11 — Schémas des différents arrangements possibles de dynodes : a) store vénitien, b) boîte, c) focalisation linéaire, d) cage circulaire.

Le phénomène d'amplification reste cependant le même. Lors de l'interaction avec la première dynode, l'électron va générer des électrons secondaires. Leur nombre dépend du facteur d'amplification de la dynode. Ils sont alors accélérés et dirigés par le champ électrique régnant entre les deux dynodes vers la prochaine où ils seront à nouveau convertis en électrons secondaires et ceci jusqu'à l'anode collectrice. Le gain de l'ensemble des dynodes est alors donné par l'équation 1.22.

$$G = \delta_1 \delta^{(n-1)}, \quad (1.22)$$

où δ_1 est le coefficient d'émission secondaire de la première dynode, δ est le coefficient d'émission secondaire des dynodes restantes et n le nombre de dynodes, ceci dans le cas où l'efficacité de collection de chaque dynode est parfaite et δ non dépendant de la dynode.

En posant pour chaque dynode i , $\delta_i = k_i \cdot HT_i^\alpha$, où k_i est une constante et α généralement compris entre 0,6 et 0,8, on peut relier le gain du photomultiplicateur à la haute-tension (HT) appliquée comme :

$$G = \prod_{i=1}^n k_i \cdot HT_i^\alpha = k \cdot HT^\gamma, \quad (1.23)$$

avec k , une constante dépendant du matériau des dynodes et de la tension appliquée entre elles et $\gamma = n\alpha$. Typiquement, pour obtenir un facteur d'amplification de 10^6 avec un PMT comprenant 10 étages d'amplification, la haute-tension appliquée doit être comprise entre 800 V et 1200 V [41].

Le photomultiplicateur hybride

L'HPD reprend quant à lui un des principes du photomultiplicateur : la conversion des photons de scintillations en photoélectrons par le biais d'une photocathode (figure 1.12). Seulement, le phénomène d'amplification des charges ne se fait pas par l'intermédiaire de dynodes, mais par un détecteur silicium. Une grande différence de potentiel (~ 20 kV) est appliquée entre la photocathode et le silicium, augmentant l'énergie cinétique des électrons créant ainsi un grand nombre de paires électrons-trous dans le semi-conducteur par des diffusions multiples. Ces photodétecteurs peuvent être mono ou multianodes.

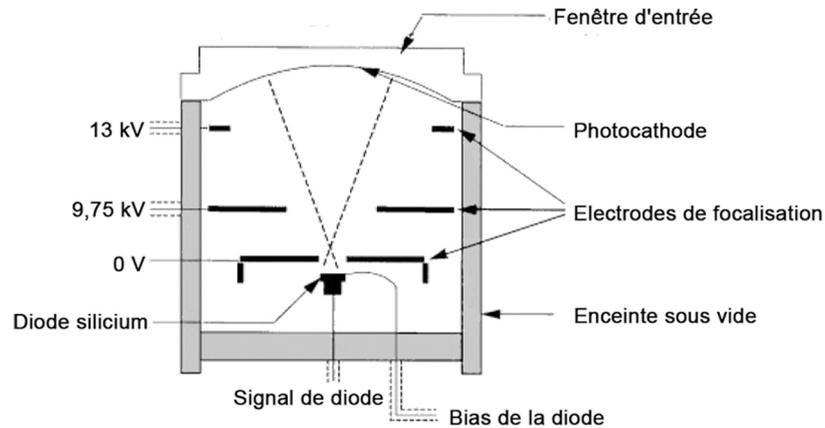


FIG. 1.12 — Schéma représentant la structure d'un photomultiplicateur hybride [37].

Le gain d'un tel photodétecteur utilisant une photodiode est donné par [42] :

$$G = \frac{e(V_c - V_{th})}{E_{eh}}, \quad (1.24)$$

avec V_c , la tension appliquée à la photocathode, eV_{th} , l'énergie déposée par l'électron à la surface de la diode et E_{eh} , l'énergie de création d'une paire électron-trou. Pour

une valeur de $E_{eh} = 3,62$ eV, la valeur du gain approche $5 \cdot 10^3$. Cette valeur peut être améliorée (d'environ 10^2) en remplaçant la photodiode par une photodiode à avalanche.

L'avantage certain de ce type de photodétecteur est la possibilité de l'utiliser dans un champ magnétique, contrairement aux PMTs. Lorsque le photodétecteur est placé parallèlement aux lignes de champs, il n'y a aucune perte de gain même pour des valeurs de champs élevées ($B \geq 1,5$ T).

Le détecteur à galettes de microcanaux

Le MCP reprend le principe d'amplification des photoélectrons du PMT. Un photoélectron émis par la photocathode est ensuite dirigé vers un microcanal agissant alors comme une chaîne continue de dynode.

La galette d'amplification des électrons est composée de plusieurs milliers de ces microcanaux. Le matériau utilisé est souvent du verre au plomb mais peut être fabriqué à partir de semi-conducteur. Les microcanaux peuvent avoir des diamètres compris entre 10 et 100 μm . Ces trous, dont la longueur L est corrélée au diamètre D par le paramètre $\alpha (= \frac{L}{D})$, peuvent être perpendiculaires ou former un angle faible ($\sim 8^\circ$) par rapport aux anodes de collection des charges placées en vis-à-vis.

L'interaction d'un électron sur une paroi d'un microcanal, crée l'émission secondaire de plusieurs électrons lorsque la galette de microcanaux est portée à une haute-tension. Les électrons secondaires sont alors dirigés vers la paroi opposée de la première interaction par le champ électrique et leur énergie cinétique. Ils créent à leur tour des électrons secondaires. La figure 1.13 représente une galette de microcanaux ainsi que le phénomène d'amplification des électrons dans un microcanal.

Le gain G s'écrit de la même façon que pour une chaîne de dynode d'un photomultiplicateur, $G = \delta^n$. On peut établir la relation entre le gain et la haute-tension donnée par [43] :

$$G = \gamma \left(\frac{(nV_{pk} + V)}{nV_c} \right)^k \left(\frac{V}{nV_c} \right)^{k(n-1)}, \quad (1.25)$$

où γ est l'acceptance géométrique des électrons d'une galette de microcanaux, n est le nombre effectif de dynode d'un microcanal, V_{pk} est la haute-tension appliquée à la photocathode, V_c est le potentiel minimum de création d'un électron secondaire, V est la haute-tension appliquée à la galette de microcanaux et k est un coefficient donné par la courbure de la trajectoire des électrons secondaires dans le microcanal. Ce dernier est déterminé expérimentalement par la pente de la courbe du gain en fonction de la haute-tension par le facteur $k(n-1)$ (~ 10).

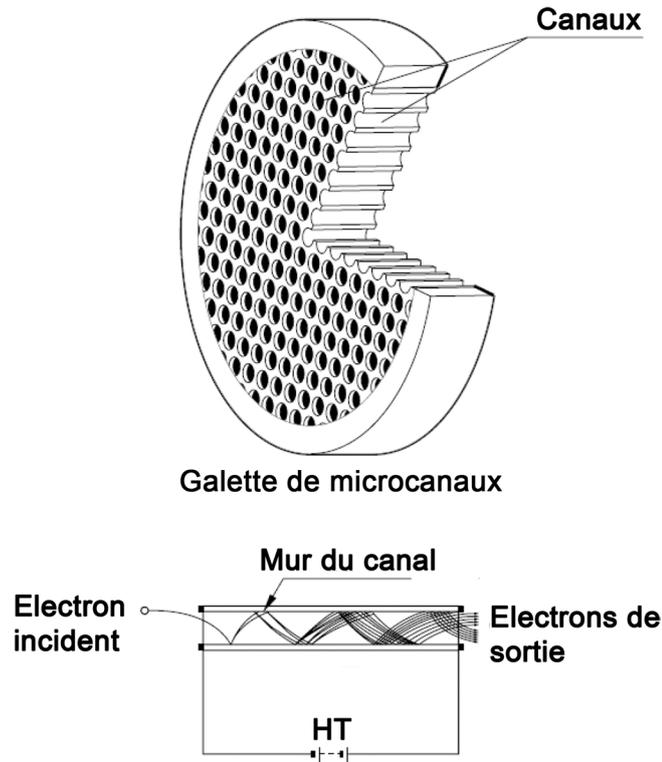


FIG. 1.13 — Schéma d'une galette de microcanaux ainsi que le principe d'amplification dans un canal (Hamamatsu).

On peut également établir le nombre de dynode effectif n , représentant le nombre d'interactions d'un électron le long d'un microcanal, comme :

$$n = \frac{\alpha}{\beta}, \quad (1.26)$$

où β est un facteur relatif de l'espacement entre deux interactions successives d'un électron dans un microcanal et déterminé expérimentalement ($\beta \sim 2,5$).

Le gain [44, 45], peut alors être évalué approximativement en négligeant V_{pk} face à V , par la relation :

$$G = \left(\frac{V}{nV_c} \right)^{nk} = e^{gn}, \quad (1.27)$$

où $g = k \ln \left(\frac{V}{nV_c} \right)$ est la caractéristique de l'émission secondaire également appelé facteur de gain.

Le gain d'une galette de microcanaux peut alors atteindre des valeurs de 10^4 . Seulement pour un tel gain, la tension appliquée à la galette est proche de 1 000 V. Les électrons secondaires ont alors une énergie cinétique dans le tube pouvant atteindre 100 eV [43] selon la valeur du paramètre α . Ces énergies engendrent alors par recul des ions des parois ou des atomes du gaz persistant dans l'enceinte, une instabilité au niveau du gain et un bruit sur les anodes collectrices des charges. Pour palier à ce problème, il existe des solutions géométriques. Les microcanaux peuvent être inclinés par rapport à la fenêtre d'entrée ou être courbés. Il faut également conserver des valeurs de α proches de 40.

L'augmentation du gain se fait alors par l'empilement de deux ou trois galettes en chevrons (figure 1.14) afin d'obtenir des valeurs de l'ordre de 10^6 - 10^7 . Sa construction en fait un détecteur rapide avec des résolutions temporelles souvent inférieures à 100 ps.

La collection des charges créées se fait grâce à une différence de potentiel entre les galettes et des anodes évitant au maximum la dispersion des électrons. La taille et le pas des anodes sont variables, donnant alors la résolution spatiale intrinsèque du photodétecteur.

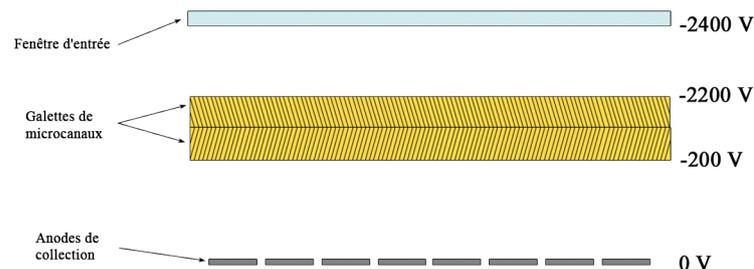


FIG. 1.14 — Schéma d'un MCP utilisant deux galettes de microcanaux en chevrons ainsi que les anodes de collection des charges.

La photodiode à avalanche

Les APDs reposent sur le principe des diodes au silicium tout en offrant un gain supérieur de l'ordre de 10^2 - 10^3 [46], grâce au phénomène d'avalanche.

Lorsque la tension de polarisation inverse de la diode de type *pin* est suffisamment élevée, les électrons et les trous acquièrent des énergies suffisantes à des réactions en chaînes avec les électrons du milieu, provoquant ainsi des avalanches de charges.

Du fait de cette tension élevée, les APDs possèdent un temps de réponse plus rapide pouvant descendre en dessous de la nanoseconde. Elles bénéficient alors de meilleures

performances comparées aux photodiodes dans la mesure des coïncidences entre les évènements.

Les photons de scintillations interagissent directement avec le matériau semi-conducteur composant l'APD. L'efficacité quantique est alors bien supérieure à celle d'une photocathode de type bialkali, atteignant 70 % pour $\lambda = 420$ nm [47].

L'amplification des électrons se faisant dans le semi-conducteur, la présence d'un champ magnétique ne vient alors pas perturber ce phénomène. C'est pourquoi, la plupart des systèmes TEP couplés à un système IRM sont composés par ces photodétecteurs.

Il existe cependant une limitation importante aux APDs. Les semi-conducteurs sont très dépendants de la température. Le gain des APDs varie grandement avec elle, de l'ordre de quelques pourcents par degrés, de même que de la stabilité de la tension de polarisation. Le niveau de bruit en sortie dépend également de la température (par agitation thermique dans le semi-conducteur) mais également du gain de l'APD. Les systèmes de détection basés sur ces photodétecteurs nécessitent très souvent un système de régulation précise en température et en tension.

Leur gain ne pouvant dépasser 10^3 — au-delà il se produit un phénomène de claquage — le signal de sortie doit couramment être amplifié. Ces préamplificateurs doivent être de bas bruit afin de ne pas introduire d'erreurs supplémentaire.

La fabrication des semi-conducteurs composant les APDs est plus aisée que celle d'une voie d'un photomultiplicateur multianodes. C'est pourquoi l'APD peut être obtenue sous différentes formes (figure 1.15) telles que des assemblages en matrices ou encore en tant que *PS-APD*¹⁷, ne nécessitant que quelques voies d'électronique de lecture.

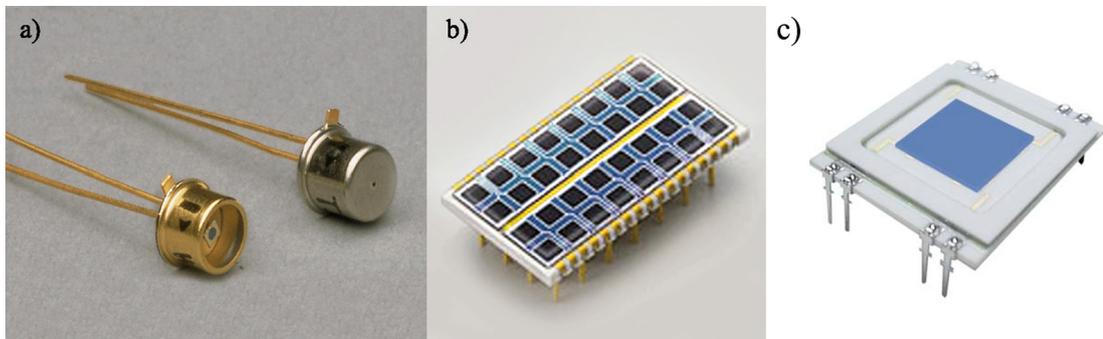


FIG. 1.15 — Photodiodes à avalanche présentées sous différentes formes, en particulier, b) une matrice de 4×8 APDs de $1,6 \times 1,6$ mm² avec un pas de 2,3 mm, et c) *PS-APD* de 8×8 mm².

Il faut également noter que l'intérêt porté à ces photodétecteurs réside, malgré leurs faiblesses, dans leurs épaisseurs pouvant être de l'ordre de quelques millimètres et également leur capacité à fonctionner dans des champs magnétiques intenses [48].

¹⁷Position-sensitive APD, photodiode à avalanche dont la position d'interaction est donnée par les signaux des quatre coins et par l'utilisation d'une logique de répartition des charges.

Le Silicium PM

Pour finir, le SiPM utilise des microcellules APD en fonctionnement Geiger. Il s'agit d'appliquer une tension suffisamment importante en polarisation inverse, supérieure à la tension de claquage, pour augmenter le facteur d'amplification. La quantité de cellules permet alors, par l'intermédiaire de la somme du signal de sortie des cellules activées, de compter les photons incidents. Cela est possible grâce à la très grande réactivité des microcellules APD ainsi qu'au gain élevé (10^5 - 10^6) procuré par le mode Geiger.

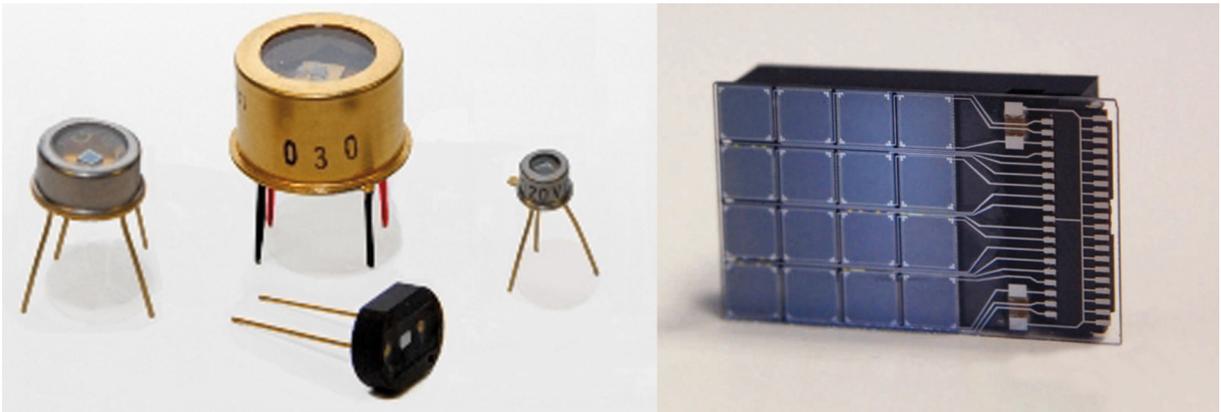


FIG. 1.16 — Différentes formes de SiPMs dont une matrice de 4×4 cellules de 3×3 mm².

Cependant, comme la plupart des détecteurs à base de semi-conducteurs, les SiPMs sont très sensibles à la température. Le claquage d'une microcellule peut intervenir spontanément aboutissant à du bruit en l'absence de photons incidents¹⁸.

Un autre désavantage certain est la limitation de la surface totale de détection de ces SiPMs. En effet, la multiplication des microcellules (entre 100 et 10000 par mm²) augmente l'effet d'accumulation de charges interdisant à l'heure actuelle la production de surface active supérieure à 9 mm² (figure 1.16). Le nombre de microcellules étant également limité, cela réduit l'efficacité de collection des photons de scintillation aboutissant à un taux de conversion proche de celui des photomultiplicateurs ($\sim 20\%$).

Chaque SiPM joue alors le rôle d'une seule voie de détection et peut être arrangé en matrice afin de couvrir une plus grande surface de détection.

1.2.4.4 Comparatif

Selon le type d'application, un photodétecteur sera sélectionné pour sa compacité ou sa tolérance aux champs magnétiques. En effet, une épaisseur faible permet de diminuer l'espace mort entre les éléments de détection et une insensibilité aux champs magnétiques permet d'utiliser les systèmes TEP conjugués aux systèmes d'imageries IRM.

¹⁸Egalement appelé *dark count rate* en anglais, il peut atteindre $300 \text{ kHz} \cdot \text{mm}^{-2}$.

Certaines applications nécessitent des gains plus élevés afin d'éviter le recours à des préamplificateurs, souvent source de bruits supplémentaires, ou bien encore un temps de réponse rapide. Le tableau 1.3 résume leurs caractéristiques.

TAB. 1.3 — *Résumé des principales caractéristiques des photodétecteurs utilisés en imagerie TEP.*

	Efficacité de collection @ $\lambda = 400 \text{ nm}$	Gain	Taille minimale des anodes ^a (mm)	Compacité	Sensibilité à \vec{B}_{\parallel}
PMT	20—30 %	10^6 - 10^7	$2,8 \times 2,8$	Faible	Grande
HPD	20—30 %	10^5 - 10^6	$1,0 \times 1,0$	Très Faible	Faible ($B_{\parallel} < 1,5 \text{ T}$)
MCP	$\sim 15 \%$	10^4 - 10^7	$1,5 \times 1,5$	Faible	Faible ($B_{\parallel} < 1,5 \text{ T}$)
APD	60—70 %	10^1 - 10^3	$1,5 \times 1,5$	Grande	Très faible
SiPM	$\sim 20 \%$	10^5 - 10^6	$2,8 \times 2,8$	Grande	Très faible

^aEn considérant uniquement les photodétecteurs multianodes

D'après ce tableau, il est facile de constater que le photodétecteur combinant les atouts de chacun n'existe pas. Les PMTs sont pour l'instant les photodétecteurs dont le gain est le plus élevé et le plus stable, mais il souffre toujours d'une taille d'anode élevée en comparaison des APDs. Les APDs qui elles profitent d'une très bonne efficacité quantique mais d'un gain faible, nécessitent toujours l'utilisation de préamplificateurs. Les SiPMs sont quant à eux prometteurs mais leur efficacité de collection faible dictée par l'espace mort dû au nombre limité de microcellules APD par élément, diminue leurs possibilités d'utilisation dans la détection de faibles énergies déposées. Les MCPs sont une bonne alternative aux PMTs grâce à des gains équivalents et une bonne uniformité en gain des anodes¹⁹ de part leur conception. Leur développement reste pourtant cantonné le plus souvent au stade de prototype ne favorisant pas l'amélioration de leurs caractéristiques.

1.2.5 La résolution en énergie

Les phénomènes impliqués dans la détection des photons γ sont tous des phénomènes statistiques. Ainsi, de la création des photons optiques à l'obtention d'un signal en sortie

¹⁹Lors de l'éclairage en plein flux, les charges récoltées aux anodes sont uniformes à des facteurs de l'ordre de 1 : 1,5 lorsqu'un PMT atteint des valeurs de 1 : 3 à 1 : 5.

du photodétecteur, les erreurs statistiques s'accroissent et déterminent la capacité du système à mesurer avec précision l'énergie déposée dans le scintillateur.

La résolution en énergie est donnée par la LTMH du pic de moyenne \bar{Q}_1 dans le spectre des charges, soit :

$$R_S = \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{LTMH} = 2\sqrt{2\ln 2} \sqrt{\nu(Q_1)} \approx 2,35 \sqrt{\nu(Q_1)}, \quad (1.28)$$

où $\nu(Q_1)$ est la variance relative de Q_1 définie comme $\nu(x) = \frac{var(x)}{\bar{x}^2}$ avec $var(x)$, la variance de la variable aléatoire x et \bar{x} , la valeur moyenne de x .

Nous pouvons exprimer la résolution en énergie du système R_S comme :

$$R_S^2 = R_i^2 + R_{tr}^2 + R_{Ph}^2, \quad (1.29)$$

avec R_i , la résolution intrinsèque du scintillateur, R_{tr} , la résolution relative au transfert des photons optiques à la photocathode et R_{Ph} , la résolution du photodétecteur. On peut également définir la somme quadratique de R_i et R_{tr} comme étant la résolution du scintillateur R_{sci} .

La résolution intrinsèque du scintillateur R_i dépend également de deux principaux facteurs, l'un dû à la non proportionnalité du scintillateur lors de la conversion de l'énergie déposée et l'autre correspond à son inhomogénéité, apportant des variations locales lors de la création des photons optiques [49].

Ainsi, la résolution en énergie du système varie selon le type de photodétecteur lorsque le cristal reste inchangé.

1.2.5.1 Le photomultiplicateur

Afin de connaître la résolution en énergie du photomultiplicateur, nous devons nous intéresser à la charge en sortie de l'anode décrite par :

$$\bar{Q}_1 = \bar{N}_{ph} \bar{p} \bar{M}, \quad (1.30)$$

où \bar{N}_{ph} est le nombre moyen de photons optiques créés dans le scintillateur, \bar{p} représente le taux moyen de conversion des photons optiques associé à la probabilité moyenne de création d'un photoélectron et \bar{M} , le facteur moyen d'amplification d'un photoélectron par le photomultiplicateur.

Nous pouvons donc écrire la variance relative de Q_1 comme :

$$\begin{aligned}
\nu(Q_1) &= \nu(N_{ph}) + \frac{\nu(p)}{\overline{N}_{ph}} + \frac{\nu(M)}{\overline{p}\overline{N}_{ph}}, \\
&= \frac{1}{\overline{N}_{ph}} + \frac{1 - \overline{p}}{\overline{p}\overline{N}_{ph}} + \frac{\nu(M)}{\overline{p}\overline{N}_{ph}}, \\
&= \frac{1 + \nu(M)}{\overline{p}\overline{N}_{ph}},
\end{aligned} \tag{1.31}$$

où $\nu(N_{ph})$ provient de la statistique poissonnienne de la création des photons optiques dans le cristal, $\nu(p)$ et $\nu(M)$ provenant des statistiques binomiales de la conversion des photons optiques à la photocathode et du facteur d'amplification du PMT.

Cette dernière s'exprime par :

$$\nu(M) = \sum_{i=1}^n \prod_{j=1}^i \frac{1}{\delta_j} = \frac{1}{\delta_1} \cdot \frac{\delta}{\delta - 1}, \tag{1.32}$$

avec δ_j , le gain de la j^e dynode. $\nu(M)$ est mesurée expérimentalement et souvent comprise entre 0,1 et 0,2 [49].

Nous avons donc la résolution en énergie du PMT égale à :

$$R_{PM} = 2,35 \sqrt{\left(\frac{1 + \nu(M)}{\overline{p}\overline{N}_{ph}} \right)}. \tag{1.33}$$

Cette résolution, de part sa dépendance en $\frac{1}{\sqrt{\overline{N}_{ph}}}$, varie selon l'énergie déposée dans le cristal.

1.2.5.2 L'HPD

La résolution en énergie du photomultiplicateur hybride est issue de l'énergie moyenne déposée dans la photodiode par les photoélectrons provenant de la photocathode. D'après [50], l'erreur faite sur la charge s'écrit comme :

$$\sigma_{Q_0} = \sqrt{\overline{N}_{phel} \left(1 + \frac{E_{eh}F}{e(V_c - V_{th})} \right) + \left(\frac{\sigma_{el}}{e(V_c - V_{th})} \right)^2}, \tag{1.34}$$

où \overline{N}_{phel} est le nombre de photoélectrons émis par la photocathode, F est le facteur de Fano, représentant les interdépendances des ionisations d'un flux de rayonnement définies par le rapport entre la variance observée et la variance poissonnienne prédite. Ce facteur pour les semi-conducteurs est compris entre 0,07 et 0,12 [37]. σ_{el} est l'erreur

sur le bruit électronique du préamplificateur.

En tenant compte de la rétrodiffusion des électrons sur la photodiode, on peut établir à présent la résolution du photodétecteur R_{HPD} évaluée approximativement :

$$R_{HPD} \simeq 1,043 \frac{2,35}{\sqrt{\bar{N}_{phel}}}, \quad (1.35)$$

On retrouve ici l'analogie avec le photomultiplicateur en posant $\bar{N}_{phel} = \bar{p}\bar{N}_{ph}$. Cela permet de démontrer que la résolution du HPD est légèrement meilleure que celle du PMT qui peut être donnée par $R_{PMT} \simeq 1,1 \frac{2,35}{\sqrt{\bar{N}_{phel}}}$.

1.2.5.3 Le MCP

D'après la construction de ce photodétecteur, nous pouvons dire que la résolution en énergie doit être du même ordre que celle obtenue pour un photomultiplicateur. Dans ce cas, le paramètre important est alors $\nu(M)$. Ce paramètre pour un PMT est établi par le nombre de dynode. D'après l'équation 1.26, le nombre effectif de dynodes est supérieur à celui d'un photomultiplicateur classique. De plus, d'après la littérature et l'équation 1.25, les valeurs δ_1 et δ (représentant les facteurs d'amplifications des dynodes de l'ordre de 3,5 pour δ_1 et 2 pour δ) sont plus élevées pour un photomultiplicateur que pour un MCP aboutissant à $0,3 \leq \nu(M) \leq 0,6$.

D'après l'équation 1.33, nous pouvons évaluer la résolution d'un MCP, R_{MCP} , par :

$$R_{MCP} \simeq 1,22 \frac{2,35}{\sqrt{\bar{N}_{phel}}}. \quad (1.36)$$

1.2.5.4 L'APD

De même que pour les photomultiplicateurs, la résolution en énergie de ce type de photodétecteur est donnée par [47] :

$$R_{APD} = 2,35 \sqrt{\frac{ENF}{N_{eh}} + \frac{\sigma_B^2}{N_{eh}^2}}, \quad (1.37)$$

où ENF est un facteur remplaçant la variance sur le gain appelé *Excess Noise Factor* donnée par l'équation 1.38, N_{eh} est le nombre de paires électrons-trous et σ_B^2 est la variance provenant du bruit de fond de l'APD.

$$ENF = 1 + \frac{\sigma_A^2}{M^2}, \quad (1.38)$$

avec σ_A^2 , la variance sur le gain d'un électron et M , le gain de l'APD.

D'après les travaux effectués par Moszyński sur des APDs à grand champ de vue, des valeurs typiques de $ENF = 2$ et $\sigma_B = 50$ sont envisageables pour un gain $M = 100$.

1.2.5.5 Comparatif

Dans le but de comparer les résolutions intrinsèques de ces photodétecteurs, des valeurs de résolutions ont été calculées à partir de l'émission lumineuse d'un cristal de LSO (dont les caractéristiques de scintillation sont proches de celles d'un cristal de LYSO) pour des interactions de photons γ de 662 keV attribuées au ^{137}Cs . Le tableau 1.4 présente le nombre de photoélectrons, N_{phel} , ainsi que le nombre de paires électrons-trous, N_{eh} , produits par les photodétecteurs, et les résolutions intrinsèques en énergie correspondantes. Ne pouvant reproduire les mesures effectuées sur des APDs pour en extraire le nombre de paires électrons-trous, celles-ci proviennent de la littérature. Afin de respecter les conditions d'expériences, les valeurs du nombre de photoélectrons proviennent également des mêmes équipes de recherche.

TAB. 1.4 — Résolutions en énergies des photodétecteurs pour des énergies de 662 keV déposées dans un cristal de LSO.

Type de photodétecteur	N_{phel} ou N_{eh}	R_E (%)
PMT	3 500 ^a	4,4
HPD	3 500	4,1
MCP	2 100 ^b	6,3
APD	13 900 ^c	2,9

^aVoir référence [47]

^bCalculé à partir du nombre de photoélectrons détectés par un PMT, en tenant compte de l'acceptance géométrique du MCP.

^cVoir référence [51]

L'APD profite alors de la meilleure résolution en énergie du fait du grand nombre de paires électrons-trous produites dans le semi-conducteur. L'HPD possède une résolution énergie proche d'un PMT mais légèrement inférieure. Le MCP souffre alors de son efficacité de collection réduite par rapport au PMT due à l'espace mort entre les microcanaux. De plus, comme nous l'avons vu, les coefficients d'émission secondaire sont plus faibles que ceux de dynodes d'un PMT, dégradant alors la résolution en énergie.

1.2.5.6 Le spectre en énergie

Les charges alors récoltées aux anodes des photodétecteurs peuvent être histogrammées. Cet histogramme des charges appelé spectre en énergie, est entaché de la résolution en énergie du système et relate de la précision de la mesure. La figure 1.17 représente un spectre en énergie théorique ainsi qu'un spectre entaché de la résolution en énergie démontrant la capacité du couple cristal scintillant/photodétecteur à restituer l'énergie déposée avec précision. Les évènements ayant subi des diffusions Compton multiples sont également représentés.

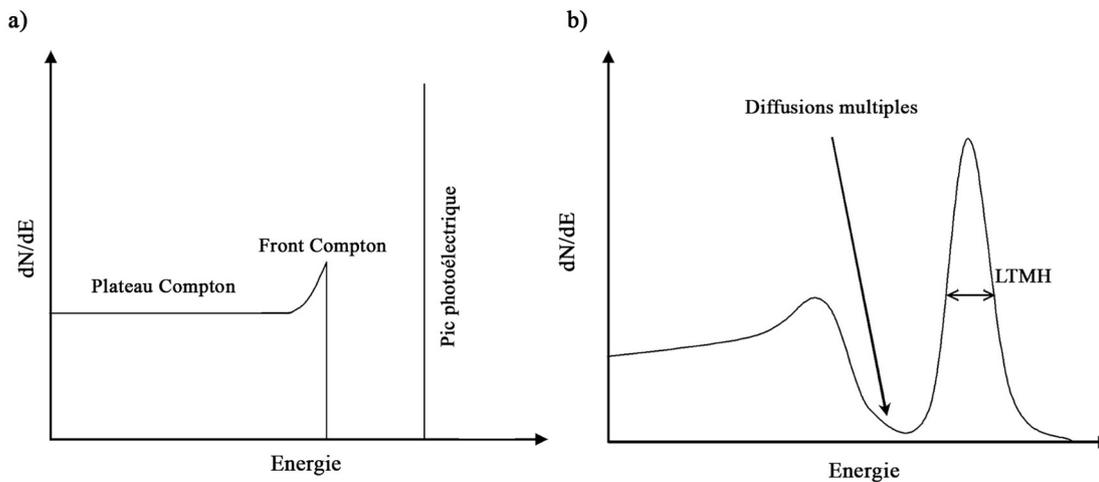


FIG. 1.17 — Schémas représentant la densité de photons γ ayant interagi dans le système de détection en fonction de l'énergie : a) pour un système de détection théorique, b) pour un système de détection réel. L'élargissement des pics étant dû à la résolution en énergie du système.

1.3 Les tomographes à géométries radiales

1.3.1 Les systèmes TEP humains

La majorité des systèmes TEP et micro TEP actuels utilisant des cristaux scintillants sont à géométrie radiale. Les cristaux sont orientés perpendiculairement à l'axe du détecteur. Le premier système TEP dédié à l'imagerie cérébrale humaine et assisté par ordinateur, a été conçu dans cette géométrie par Ter-Pogossian dans les années 1970 [52]. Ce système était basé sur le cristal scintillant inorganique le plus présent encore à l'heure actuelle, le NaI. Six modules de quatre blocs de cristaux étaient disposés en hexagone autour du sujet. Les cristaux étaient couplés individuellement à un PMT monoanode.

Cette configuration permettait d'obtenir une résolution spatiale de l'ordre de 1 cm et une efficacité de détection de 0,025 %.

À partir de 1986 [53], les blocs de cristaux ont été segmentés et couplés à un nombre restreint de photodétecteurs. Le rapport du nombre de cristaux par photodétecteurs étant supérieur à 1, cette conception est appelée structure « *block* ». La détermination du cristal d'interaction est alors donnée par le partage de lumière de scintillation entre les photodétecteurs. Cette évolution améliore la résolution spatiale en comparaison des systèmes précédents mais réduit surtout les coûts en terme de quantité de photodétecteurs.

Par la suite, des systèmes commerciaux tels que le système ECAT EXACT HR+ [54] utilisant des cristaux de BGO ou bien encore les systèmes ECAT HRRT [55] et Hi-Rez [56] utilisant des cristaux de LSO obtiennent grâce à la structure *block* des résolutions spatiales de quelques millimètres.

L'utilisation de cristaux segmentés a cependant nécessité dans un premier temps la mise en place de lames de collimation entre les modules de détection. Celles-ci privilégient la détection en coïncidence des photons dans une tranche donnée par deux modules en opposition. Les systèmes ainsi conçus fonctionnent alors en mode d'acquisition 2D.

Les acquisitions 3D, mettant en coïncidence tous les cristaux d'un système par la suppression des lames, se sont démocratisées grâce à l'apparition d'algorithmes de reconstruction 3D. Ce passage des acquisitions 2D vers 3D a permis l'augmentation significative de l'efficacité de détection des systèmes. Le développement d'algorithmes dédiés à la correction des événements diffusés et fortuits, principaux inconvénients de ce mode d'acquisition, a alors été nécessaire à la reconstruction des images [57].

1.3.2 Les systèmes TEP petits animaux

Dès 1995, le développement de systèmes dédiés à l'imagerie du petit animal de laboratoire a commencé. Les deux systèmes précurseurs utilisent tout deux des cristaux de BGO. Ils sont basés cependant sur les deux approches de la conception à savoir le couplage 1/1 des cristaux aux voies de photodétecteurs et la structure *block*. Le premier est le travail effectué par le groupe de Roger Lecomte [58]. L'innovation est ici due à l'utilisation d'APDs remplaçant les PMTs. Grâce aux cristaux de BGO de $3 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$, la résolution spatiale atteint 2,1 mm au centre du champ de vue et l'efficacité de détection de 0,4 % est due à son mode d'acquisition 2D. Le second, le système RATPET [59] introduit le mode d'acquisition 3D au petit animal. Il possède une résolution de 4,6 mm et une efficacité de détection de 4,3 % au centre du champ de vue.

L'amélioration drastique des performances est apparue en 1997 grâce à l'utilisation d'un nouveau cristal scintillant, le LSO. Le premier prototype de TEP utilisant des matrices de 8×8 cristaux de $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$ a été conçu par l'équipe de Simon Cherry [60], le microPET. Sa résolution spatiale volumétrique atteint 8 mm^3 . À partir de ce prototype, différentes déclinaisons commerciales ont vu le jour : le microPET-P4 [61] et le microPET-R4 [62], similaires dans leur conception de la détection, ils diffèrent

par leurs diamètres internes. Ces versions ont évolué par la suite vers le microPET—FOCUS-F120 [63] et une nouvelle version commerciale, baptisée Inveon (Siemens Corp.). Cette dernière a ainsi vu son efficacité de détection améliorée par l'utilisation de matrice de 20×20 cristaux de LSO ayant une taille de $1,51 \times 1,51 \times 10 \text{ mm}^3$, à une valeur proche de 10 %. Il est actuellement le système le plus sensible. L'amélioration de cette efficacité de détection est rendue possible en déportant les photodétecteurs des cristaux scintillants par le biais de fibres optiques, caractéristique commune à l'ensemble des systèmes microPET. Les photodétecteurs n'introduisent ainsi plus d'espaces morts entre les matrices qui peuvent être en plus grand nombre dans la couronne de détection.

Parallèlement aux systèmes microPET, une seconde génération, le microPET II [64] fut développé. Il possède des matrices de 14×14 cristaux de LSO de $0,975 \times 0,975 \times 12,5 \text{ mm}^3$. L'efficacité de ce système de 3,3 % au centre du champ de vue et surtout sa résolution spatiale de 1,1 mm en fait un des systèmes à cristaux scintillants les plus résolus.

Le développement des systèmes TEP à l'Université de Sherbrooke a réintroduit la structure *block* d'une manière différente. Par le biais de photodétecteurs multivoies, des cristaux scintillants possédant différentes constantes de décroissances sont utilisés sur une seule et même voie du photodétecteur. En discriminant les événements par le temps de décroissance du signal, il est ainsi possible de réduire le nombre de voies d'acquisition et d'améliorer la résolution spatiale au niveau des systèmes à couplage 1/1 [65]. Le système LabPET8 [69] utilise pour sa part deux types de cristaux scintillants de 2 mm de section, le LYSO et le LGSO, couplés deux à deux à une voie de détection d'une APD. La résolution spatiale obtenue est de 1,3 mm au centre du champ de vue de 7,5 cm pour une efficacité de détection de 2,1 %. Les 3 072 cristaux du système sont ainsi couplés à 1 536 voies de photodétection. Le coût du système est ainsi en partie réduit.

La figure 1.18 représente l'efficacité de détection en fonction de la résolution spatiale volumétrique des principaux systèmes TEP dédiés à l'imagerie du petit animal. Les caractéristiques des systèmes ClearPET et ClairVivoPET seront exposées à la section 1.3.8.1 page 42.

1.3.3 Évaluation des systèmes TEP

L'évaluation des performances des systèmes TEP se fait selon des protocoles précis. Ces protocoles sont publiés régulièrement par le biais de la norme NEMA (National Electrical Manufacturers Association) et plus récemment pour les systèmes TEP dans la norme NEMA NU 4 [66]. Cette norme référence les différentes mesures à effectuer afin de rendre compte des caractéristiques du système, telles que les fractions des différents événements, la résolution spatiale et l'efficacité de détection souvent citée comme « *sensibilité* ».

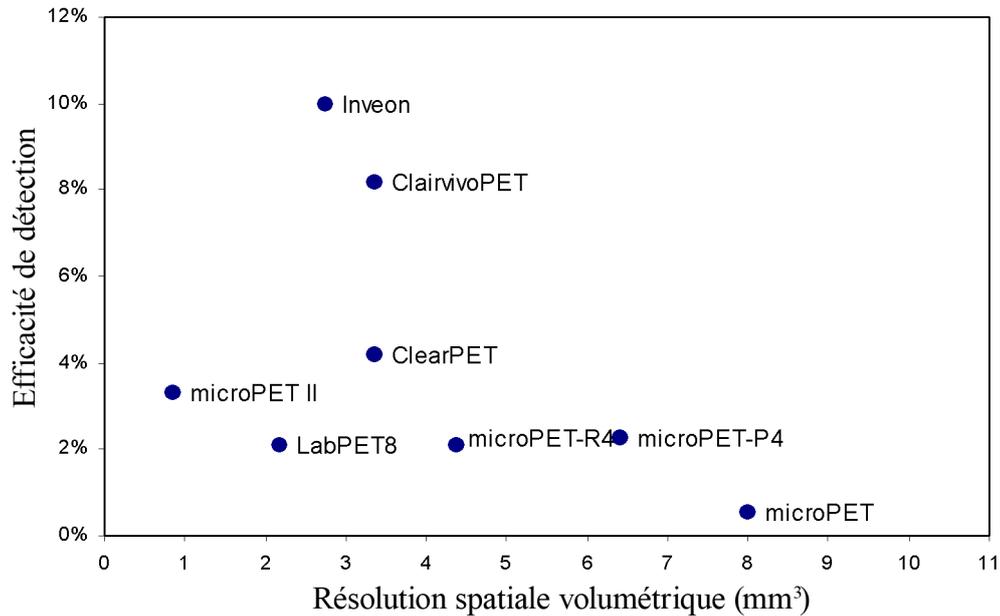


FIG. 1.18 — Efficacité de détection en fonction de la résolution spatiale volumétrique des principaux systèmes TEP petits animaux.

1.3.4 Les différents événements en TEP

Dans la détection des événements en TEP, il convient de parler d'événements en coïncidences. Les photons γ étant émis par paires, la position de l'annihilation est retrouvée lorsque deux photons interagissent dans un même espace de temps, appelé fenêtre en coïncidence, dont la largeur est définie au préalable par l'électronique de traitement.

Il se peut alors que deux interactions dans la même fenêtre de temps ne proviennent pas du même positron. On distingue pour cela plusieurs types de coïncidences données à la figure 1.19 :

- a) les coïncidences vraies, les deux photons appartiennent au même positron ;
- b) les coïncidences diffusées, au moins un des deux photons a subi une interaction Compton dans le milieu avant sa détection ;
- c) les coïncidences fortuites, deux photons ont été détectés mais ne proviennent pas de l'annihilation d'un seul positron ;
- d) les coïncidences multiples, plus de deux photons ont été détectés dans la fenêtre de coïncidence ;

L'ensemble des coïncidences vraies, diffusées et fortuites est également appelé les *prompts* car les événements ont été détectés simultanément.

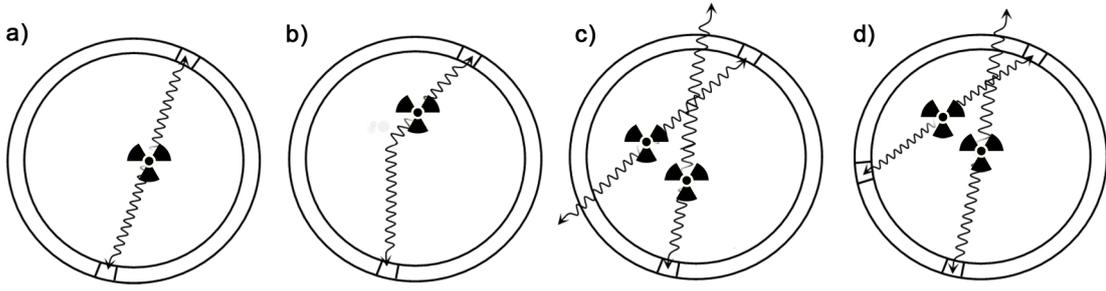


FIG. 1.19 — Schémas des différentes coïncidences acquises lors d'une tomographie par un système TEP.

L'acquisition des données lors d'une tomographie se fait indifféremment selon le type de coïncidence. Elles sont inhérentes au système et on ne peut, tout au plus, qu'estimer leurs proportions et adapter la géométrie afin de les réduire au maximum.

Il est possible d'estimer les coïncidences fortuites selon deux méthodes [67]. La première consiste à établir la distribution du nombre d'évènements en fonction de la différence de temps des interactions données par deux détecteurs. Un pic se forme représentant la somme des évènements en coïncidences vraies et en coïncidences fortuites. En décalant la fenêtre de coïncidence en dehors du pic, uniquement les coïncidences fortuites sont déterminées. La deuxième méthode consiste à estimer les coïncidences fortuites (R) directement grâce au taux de simples évènements détectés (S_1 et S_2) dans deux détecteurs formant une ligne de réponse et de la largeur de la fenêtre de coïncidence, 2τ (équation 1.39).

$$R = 2\tau S_1 S_2. \quad (1.39)$$

1.3.5 Le rapport signal sur bruit

Compte tenu des différents types de coïncidences, il convient d'établir le rapport signal sur bruit, ou « *Signal-to-Noise Ratio (SNR)* », représentant la fraction de signal utile dans l'image. En 2D, il peut être exprimé par le *Noise Equivalent Count (NEC)* comme [68] :

$$SNR = k \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^{3/2} \sqrt{NEC}. \quad (1.40)$$

où k est une constante regroupant la pondération des différentes coïncidences pour chaque image et un facteur de correction de l'atténuation et du temps mort, d est la taille du pixel dans l'image, D est le diamètre d'un cylindre d'activité au centre du champ de vue.

On peut alors établir le NEC représentant le taux de coïncidences vraies (T) exempté du taux de coïncidences diffusées (S) et fortuites (R), comme suit :

$$NEC = \frac{T^2}{T + S + 2fR}. \quad (1.41)$$

Le paramètre f représente le rapport entre le diamètre effectif du sujet et celui du système. Il va de soi que le NEC doit être élevé afin de conserver un maximum d'informations utiles dans l'image reconstruite. L'augmentation de la taille du sujet par rapport au diamètre du système, augmente fortement le taux de coïncidences fortuites. C'est pourquoi les systèmes TEP actuels ont des diamètres supérieurs à 60 cm, ce qui représente environ 3 fois le diamètre du sujet pour de l'imagerie cérébrale. Ce rapport diminue le taux de fortuits mais réduit également l'efficacité géométrique du système.

1.3.6 L'efficacité de détection

L'efficacité de détection est le taux de coïncidences vraies détectées par rapport au nombre de désintégrations β qui ont eu lieu dans la source.

Elle est en premier lieu déterminée par le coefficient d'efficacité géométrique du système représentant la fraction d'espace remplie par le détecteur. Cette fraction, souvent dénommée *angle solide* (Ω), s'établit selon la forme et la distance à laquelle se trouvent les éléments de détection par rapport au point d'émission. Le coefficient d'atténuation du cristal lui permet de connaître la quantité de rayonnement contenue dans l'angle solide atténuée dans les cristaux. Ces deux paramètres établissent l'efficacité géométrique du système.

Le rapport signal sur bruit permet alors de connaître le taux de coïncidences vraies par rapport au nombre total d'évènements acquis donné par l'efficacité géométrique du système. L'efficacité de détection en cps/Bq est obtenue en faisant le rapport de ce taux avec l'activité de la source. L'efficacité de détection absolue est également calculée en prenant en compte le rapport d'embranchement de l'émission de β^+ dans la source.

1.3.7 La résolution spatiale

La résolution spatiale représente la capacité du système à distinguer deux sources radioactives proches dans l'image. Elle est mesurée comme la LTMH de la distribution gaussienne d'un point source obtenue par la somme des coupes de l'image reconstruite dans une direction. Nous avons vu les deux principaux paramètres dégradant cette résolution qui sont : le parcours moyen du positron et la non colinéarité des deux photons γ émis. Elle dépend également de la taille d'un élément de détection de part l'équation 1.42 proposée par Moses et Derenzo [70].

$$R_S = a \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + (0,0022D)^2 + R^2 + b^2}, \quad (1.42)$$

où a est un facteur proche de 1 et dépendant de la reconstruction, d est la section d'un élément de détection, D est le diamètre interne du détecteur, R est le parcours moyen du positron et b est un facteur d'encodage de l'élément de détection. Ce dernier vaut 0 lorsque le cristal est couplé à une seule voie de détection du photodétecteur. La valeur de 0,0022 provient de la non colinéarité des photons γ (équation 1.43).

$$\left. \frac{D}{2} \sin \left(\frac{\Delta\theta}{2} \right) \right|_{\Delta\theta=0,5^\circ} \simeq 2,2 \cdot 10^{-3} D. \quad (1.43)$$

Il va donc de soi qu'un cristal dans la matrice joue un rôle prépondérant dans la résolution spatiale. C'est ainsi, que pour atteindre une résolution de l'ordre du millimètre, la section du cristal se doit d'être inférieure à 1,5 mm lorsque le diamètre interne du système est de 30 cm²⁰.

Dans les systèmes à géométries radiales, la résolution spatiale est fortement liée à l'efficacité de détection. La taille des cristaux détermine comme nous l'avons vu la surface de détection et par l'équation 1.42, elle donne la résolution spatiale dans l'image reconstruite.

Il existe également une autre propriété dégradant la résolution spatiale. Etant donné que la longueur des cristaux permet de déterminer la fraction de rayonnement atténuée dans la matière, elle se doit d'être suffisamment élevée, ce qui fait intervenir une caractéristique propre au système : *l'erreur de parallaxe*.

1.3.8 L'erreur de parallaxe

L'erreur de parallaxe est intrinsèque aux systèmes à géométries radiales. Cette erreur est déterminée par la longueur de l'élément de détection vu par le rayonnement. Lorsqu'un photon de 511 keV interagit dans le cristal, sa position d'interaction est régie par la loi d'atténuation donnée par l'équation 1.18 (voir section 1.2.2.5, page 13). La position d'interaction est alors distribuée selon une exponentielle décroissante. La ligne de réponse reconstruite (LOR²¹) qui ne tient pas compte de la position d'interaction ou *profondeur d'interaction*²², peut prendre comme position de l'interaction le centre du cristal faisant apparaître une erreur sur la position de l'annihilation du positron (figure 1.20).

Il existe cependant des moyens de réduire cette erreur. Les deux principaux nécessitent soit l'ajout de cristaux ayant des propriétés différentes superposés aux premiers, appelé *phoswich*²³ ou l'ajout d'un photodétecteur sur la face d'entrée des cristaux permettant la mesure de la profondeur d'interaction.

²⁰Représentant le diamètre moyen des systèmes TEP pour l'imagerie du petit animal.

²¹*Line Of Response*

²²DOI, *Depth Of Interaction*

²³Pour *phosphor sandwich*

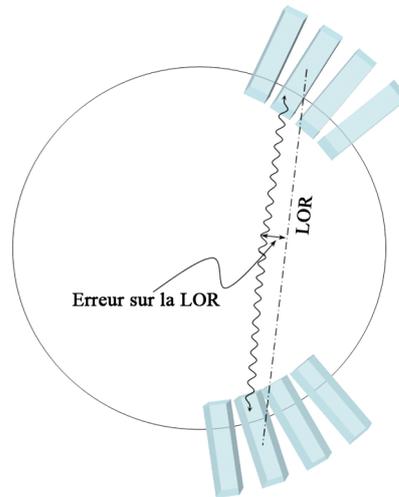


FIG. 1.20 — Représentation de l'erreur de parallaxe pour un système TEP à géométrie radiale.

1.3.8.1 La méthode du *phoswich*

La méthode du *phoswich* permet en effet de réduire l'erreur de parallaxe par la superposition de cristaux scintillants ayant des constantes de décroissance différentes. La discrimination du cristal d'interaction s'effectue sur la forme temporelle du signal en sortie de la voie du photodétecteur grâce à une électronique performante [71, 72]. Des systèmes commerciaux tels que le système ClearPET [73] ou le système ClairVivoPET [74] utilisent deux épaisseurs de cristaux (figure 1.21). Le système jPET-D4 [75] possède quant à lui quatre épaisseurs de cristaux.

L'accumulation de différents cristaux, tout en conservant la même longueur d'atténuation des photons γ , permet de réduire l'erreur due au parallaxe mais dans une certaine limite. En effet, le *phoswich* ne permet qu'une connaissance discrète de la profondeur d'interaction du rayonnement. Elle nécessite également la calibration complexe des détecteurs afin d'optimiser la reconnaissance du cristal d'interaction par son temps de décroissance.

Une autre technique de mesure de la profondeur d'interaction, cette fois-ci continue le long du cristal, permet d'obtenir une erreur beaucoup plus faible.

1.3.8.2 La profondeur d'interaction par partage de lumière

Cette méthode a été introduite pour la première fois par Ter-Pogossian dans les années 1970 [76] et reprise ensuite plus concrètement par Moses et Derenzo en 1994 [77]. L'émission lumineuse créée lors de l'interaction d'un photon est alors collectée aux deux extrémités du cristal (figure 1.22). Le partage de lumière permet de retrouver la position de l'interaction dans le cristal grâce à une calibration. Cette calibration peut se faire de

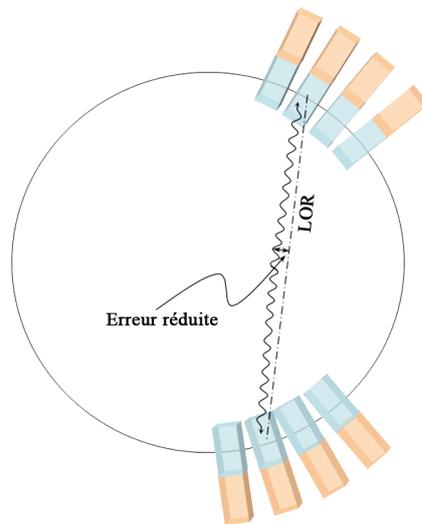


FIG. 1.21 — Représentation d'un système phoswich permettant la réduction de l'erreur de parallaxe.

différentes façons, soit en connaissant exactement le comportement des charges délivrées par les photodétecteurs le long du cristal, soit en faisant le rapport entre le signal d'une des extrémités et la somme des deux. Ces méthodes sont simples à mettre en place bien qu'elles nécessitent l'utilisation de photodétecteurs supplémentaires.

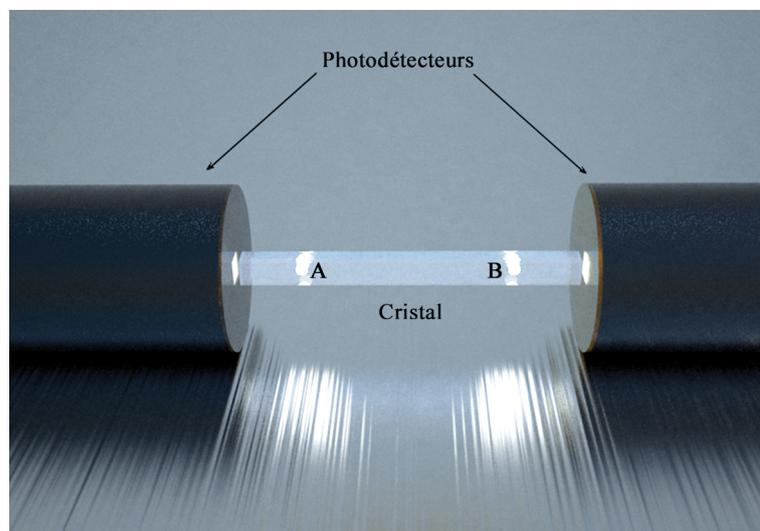


FIG. 1.22 — Représentation du principe de partage de lumière dans la reconnaissance de la DOI. Une interaction survenant en A induira une charge plus élevée sur le photodétecteur le plus proche et moindre sur le plus éloigné et inversement pour une interaction en B.

Dans le cas de géométries radiales, les photodétecteurs les plus proches de la source de radiations doivent être de faibles épaisseurs afin de limiter leurs actions sur le rayonnement. C'est pourquoi les APDs sont les plus utilisées [78–81].

L'information de la profondeur d'interaction est donc obtenue continuellement le long du cristal. La résolution de la DOI est actuellement proche de quelques millimètres [78,82] voir de l'ordre du millimètre [83]. Elle dépend principalement du cristal, de par ses qualités optiques et son rendement lumineux, ainsi que de son revêtement permettant la réflexion des photons optiques [82]. Le paramètre important entrant en jeu lors de la prise en compte de ces caractéristiques est appelé coefficient d'atténuation effectif. Il permet de déterminer le comportement des charges en fonction de la position d'interaction et tient compte de la nature du cristal ainsi que du type de revêtement.

2

Le micro TEP de la plateforme petit animal

La plateforme AMISSA (A Multimodality Imaging System for Small Animal) compte déjà un système d'imagerie anatomique et fonctionnelle grâce à un micro Tomodensitomètre X et un TEMP. L'étude de radiopharmaceutiques développés spécifiquement pour l'imagerie TEP nécessite alors la conception et la réalisation de cette modalité conjointement à celles déjà présentes. La difficulté consiste ici à transposer le savoir-faire des instruments d'imageries TEP dédiés à l'homme, à une échelle bien inférieure, qu'est le petit animal. En effet, même si des résolutions spatiales de l'ordre de plusieurs millimètres sont acceptables pour des tomographies du corps entier chez l'homme, elles deviennent tout à fait impensables appliquées à des petits animaux tels que la souris ou le rat, dont les proportions sont sensiblement plus faibles. Il faut alors développer des systèmes permettant d'atteindre des résolutions de l'ordre de 1 mm³ au centre du champ de vue tout en ayant une efficacité de détection suffisante pour réduire les temps d'acquisitions et les doses de radiotraceurs injectés.

Le micro TEP de cette nouvelle plateforme a donc été conçu de façon à obtenir ce type de résolution ainsi qu'une efficacité de détection bien supérieure à celles des systèmes TEP petits animaux actuels. Ceci passe alors par la conception d'une géométrie différente de la plupart des systèmes TEP récents ainsi que par l'utilisation d'un cristal scintillant performant.

2.1 La géométrie du micro TEP

Nous avons vu dans le chapitre précédent, les avantages et inconvénients des systèmes TEP à géométries radiales. Dans le but de décorrélérer l'efficacité de détection et la résolution spatiale du système, une géométrie particulièrement intéressante permet de réaliser cette décorrélation et de s'affranchir de toute erreur de parallaxe. Cette géométrie proposée pour la première fois dans une moindre mesure par Ter-Pogossian [76], permet de disposer les matrices de cristaux non pas perpendiculairement à l'axe de translation mais parallèlement à celui-ci. De ce fait, les cristaux ne « voient » plus le rayonnement dans leur longueur, mais dans leur section. Dans ce cas, la résolution spatiale transverse est proportionnelle à la section du cristal par l'équation 1.42, page 40. Cette géométrie dispose d'un avantage supplémentaire. L'atténuation du rayonnement se fait par l'empilement de plusieurs épaisseurs de cristaux, par l'intermédiaire de matrices, augmentant ainsi l'efficacité de détection du système. L'efficacité de détection dépend alors de la surface et de l'épaisseur des matrices exposées aux rayonnements, relatifs à la longueur et au nombre des cristaux. Malgré tout, l'augmentation du nombre des cristaux dans les matrices conduit à l'augmentation du nombre de voies de détection.

Suivant cette géométrie, l'information de la position de l'interaction dans la longueur du cristal est manquante. Pour cela, ces géométries nécessitent la prise en compte de l'information de la position axiale de l'interaction, nommée ici profondeur d'interaction (DOI). Celle-ci se fait alors le plus couramment par la méthode du partage de lumière entre les deux extrémités du cristal lues par des photodétecteurs.

Cette géométrie a par la suite été reprise par Shimizu [84], où des cristaux de BGO de $3 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$ sont assemblés en matrice de 4×8 cristaux. Ces matrices sont couplées à des photomultiplicateurs sensibles à la position. Dans cette configuration la résolution de la DOI est de l'ordre de 1 cm. Récemment, un système TEP dédié à l'imagerie cérébrale humaine basée sur ce type de géométrie a été proposé par Braem [85]. Ce système utilise des cristaux de YAP de $3,2 \times 3,2 \times 100 \text{ mm}^3$ formant des matrices de 13×16 cristaux couplés à des photodétecteurs hybrides, permettant d'obtenir une résolution spatiale axiale proche de 4,5 mm.

Un système composé de cuves de xénon liquide en tant que scintillateur et des photomultiplicateurs sensibles à la position, reprend le principe de la géométrie axiale [86]. Dédié à l'imagerie du petit animal, il possède une résolution de la DOI de 1,5 mm et une efficacité de détection de 1 %. Il nécessite cependant un refroidissement poussé des cuves afin de maintenir le xénon dans un état liquide.

Le dessin de la figure 2.1 illustre un exemple simple d'une géométrie dont les cristaux sont orientés parallèlement à l'axe de translation du lit d'accueil du petit animal. Les photodétecteurs placés de part et d'autre des matrices de cristaux, renvoient les coordonnées des positions des interactions. Dans cet exemple, les modules, matérialisés par un ensemble de deux photodétecteurs et d'une matrice, ne remplissent pas totale-

ment l'espace autour du sujet. On peut, pour combler les vides laissés dans les lignes de réponses reconstruites, faire tourner l'ensemble du système.

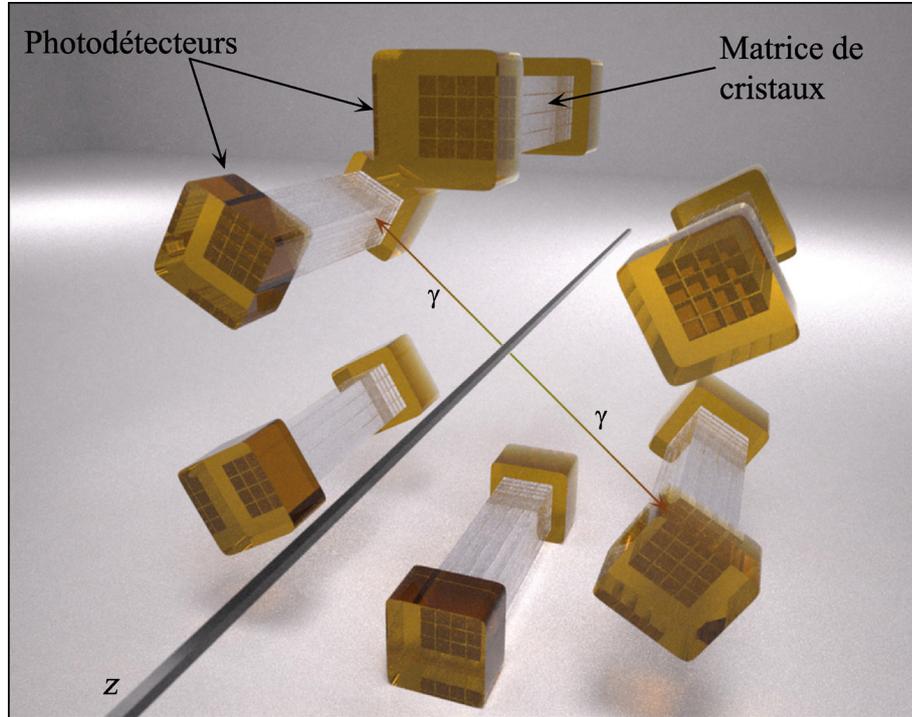


FIG. 2.1 — Dessin d'un système simple à géométrie axiale.

Le champ de vue, la partie observable du sujet au centre du système, est donnée par la longueur des cristaux. Pour imaginer la souris ou le rat entièrement, il faut alors exécuter des acquisitions pour différentes positions du lit soit en continu, soit pas à pas. Une autre solution est alors d'accumuler les modules les uns à cotés des autres dans l'axe de translation du lit. Ceci peut se faire uniquement si les photodétecteurs ont une épaisseur suffisamment faible pour réduire les espaces morts entre les couronnes de détecteurs.

2.2 Le cristal LYSO

Parmi les cristaux exposés au tableau 1.2 de la page 18, le choix devait se porter sur un cristal dense, pour atténuer un flux important de photons avec un minimum de matière, lumineux, permettant la détection des photons subissant ou ayant subi une diffusion Compton. La photofraction est également un paramètre important puisqu'elle conditionne le taux d'interactions par effet photoélectrique. Il devait également être insensible à l'humidité pour pouvoir être taillé dans des dimensions appropriées et manipulable facilement. C'est ainsi que les cristaux de LSO et LYSO répondent à ces critères simultanément. Leur longueur d'atténuation respectivement de 11,3 et 12,2 mm permettent

d'atténuer plus de 94 % du rayonnement incident de 511 keV avec seulement 36 mm de matière. Ils possèdent également une photofraction importante de plus de 30 % et ne sont pas hygroscopiques.

La sélection entre les deux formes d'oxyorthosilicate de lutétium s'est faite en prenant en compte le phénomène d'*afterglow*. En effet, ce phénomène concerne l'émission spontanée de photons uniques par le cristal, retardée de la scintillation principale et est plus faible pour le LYSO que pour le LSO. Le LYSO, malgré une longueur d'atténuation plus faible, profite d'un rendement lumineux supérieur atteignant les 33 ph/keV.

Nous avons alors décidé de nous consacrer à des cristaux de LYSO ayant une section de $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$. Cette taille a été choisie dans le but de réduire la résolution spatiale transverse à une valeur inférieure au millimètre (équation 1.42, page 40), tout en gardant la possibilité d'utiliser ces cristaux avec des photodétecteurs plus conventionnels tels que les MCPs.

La figure 2.2 donne un signal caractéristique d'une scintillation obtenue à la sortie d'un photomultiplicateur monoanode, Hamamatsu H3164-10, ayant un gain de $2,9 \cdot 10^6$.

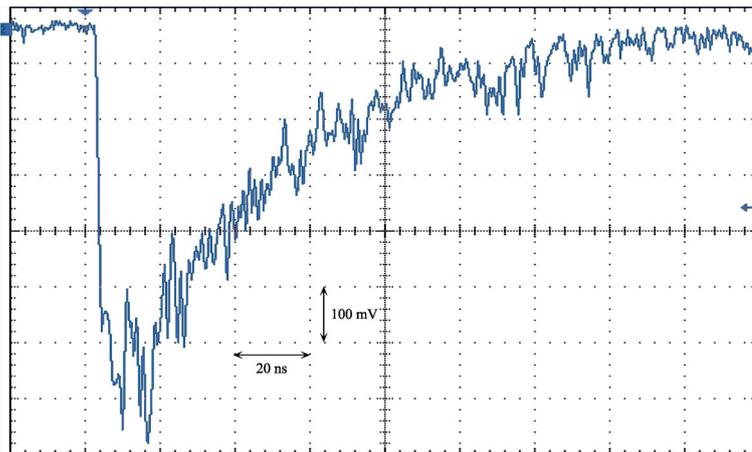


FIG. 2.2 — *Signal caractéristique d'une scintillation dans un cristal de LYSO en sortie d'un photomultiplicateur monoanode.*

Avant d'utiliser ce cristal dans un module de détection, il convient de connaître ses caractéristiques intrinsèques, telles que son temps de décroissance, son spectre lumineux d'émission et son taux de luminescence persistante.

2.2.1 Le temps de décroissance

Le temps de décroissance d'un cristal est le temps caractéristique que celui-ci met à se désexciter de l'énergie déposée lors d'une interaction. Les déclins de fluorescence du cristal sont obtenus par excitation γ ou UV. La figure 2.3 [87] montre deux spectres caractéristiques de décroissance d'un cristal de LYSO obtenus pour une excitation par

rayonnement γ et UV. L'excitation par rayonnement UV permet de mettre directement en évidence le temps de vie des centres luminescents tandis que l'excitation par rayonnement γ met en jeu des phénomènes de transition des charges vers les centres luminescents, après le dépôt d'énergie. Les ajustements exponentiels renvoient ainsi les valeurs de τ , ici évaluées à $\tau_{UV} = 37$ ns et $\tau_{\gamma} = 41$ ns. Les deux valeurs étant du même ordre de grandeur, cela signifie que le transfert des charges vers les centres luminescents se fait très rapidement.

Le temps de décroissance est essentiel lors de la mesure de l'énergie des événements par l'électronique. En effet, le temps de mesure des charges doit être suffisamment long pour prendre en compte la totalité du signal émis par le photodétecteur provenant du cristal. Dans le cas contraire, la mesure de l'énergie sera tronquée pour les signaux de fortes amplitudes.

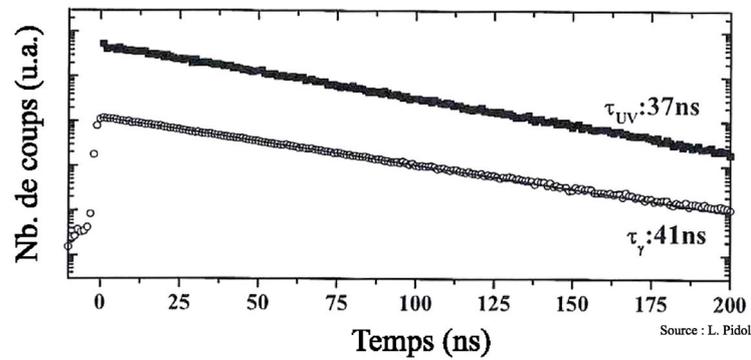


FIG. 2.3 — Courbes de temps de décroissance d'un cristal de LYSO ajustés par des fonctions exponentielles.

2.2.2 Le spectre lumineux

Le spectre lumineux du cristal est une donnée essentielle lors du couplage cristal scintillant/photodétecteur. L'efficacité quantique de la photocathode étant liée à la longueur d'onde des photons incidents, le spectre d'émission doit être adapté à celle-ci, tout en gardant une largeur la plus réduite possible. Nous avons mesuré le spectre d'émission d'un cristal de LYSO de $1,5 \times 1,5 \times 20$ mm³ grâce à un spectrofluorimètre FluoroMax-3 (Horiba Jobin Yvon Corp.), représenté à la figure 2.4.

La valeur la plus probable de la longueur d'onde d'émission de 427 nm ainsi qu'un sigma de 21,7 nm sont alors extraits de l'ajustement par une fonction de Landau. Ces valeurs démontrent la bonne adaptation du spectre d'émission du LYSO à la gamme spectrale d'absorption des photocathodes de type bialkali présentes sur la plupart des photodétecteurs de type PMT (cf. figure 1.10, page 22).

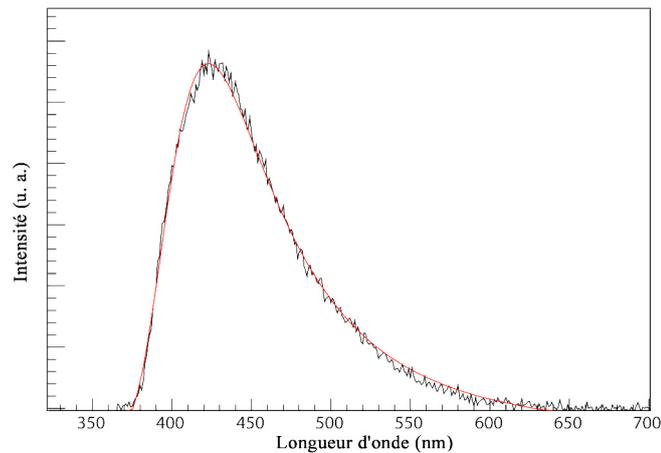


FIG. 2.4 — Spectre d'émission d'un cristal de LYSO sous rayonnement γ . L'ajustement a été effectué avec une courbe de Landau résultant à une valeur la plus probable de 427 nm et un sigma de 21,7 nm.

2.2.3 Le phénomène d'Afterglow [87]

Le phénomène de luminescence retardée est observé longtemps après la scintillation due à l'excitation. Il est lié dans la plupart des cas à la présence d'impuretés. En effet, lorsque le cristal est soumis à une irradiation, les électrons-trous migrent vers les bandes de valences et de conduction. Cependant, il arrive que les électrons soient piégés par les impuretés au lieu de migrer vers le centre luminescent¹. Il s'en suit alors une émission de photons retardés générée soit par photo- ou thermo-stimulation. La présence de l'élément radioactif ^{176}Lu ² devient également source de dépiégeage des électrons.

Lors de la mesure de l'énergie déposée dans le cristal, l'intégration de la charge en sortie du photodétecteur est souvent plus courte que le temps de vie caractéristique de l'*afterglow*. Il en résulte alors la visualisation d'un train de photons résolus de façon individuelle de part et d'autre de l'impulsion lumineuse d'une scintillation. Les photons provenant de cette émission retardée peuvent alors être comptés séparément.

La figure 2.5 donne le signal en sortie du PMT généré par le phénomène d'*afterglow*. On remarque facilement les photoélectrons résolus indépendamment les uns des autres. La largeur à mi-hauteur du signal du photoélectron unique est ainsi mesurée à 1 ns.

L'intensité de ce phénomène et son temps caractéristique ont été mesurés sur un cristal de LYSO de $1,5 \times 1,5 \times 20 \text{ mm}^3$ mis au contact d'un photomultiplicateur monoanode H3164-10 Hamamatsu par l'intermédiaire d'une graisse optique Bicron ($n = 1,465$). Le signal en sortie du photomultiplicateur est amplifié d'un facteur 33,9 puis lu par un discriminateur LeCroy 821 dont le seuil de déclenchement est de -110 mV. La haute-

¹Ici, l'ion Ce^{3+}

² $E_{max}^{\beta^-} = 593 \text{ keV}$, $T_{1/2} = 3,76 \cdot 10^{10} \text{ ans}$.

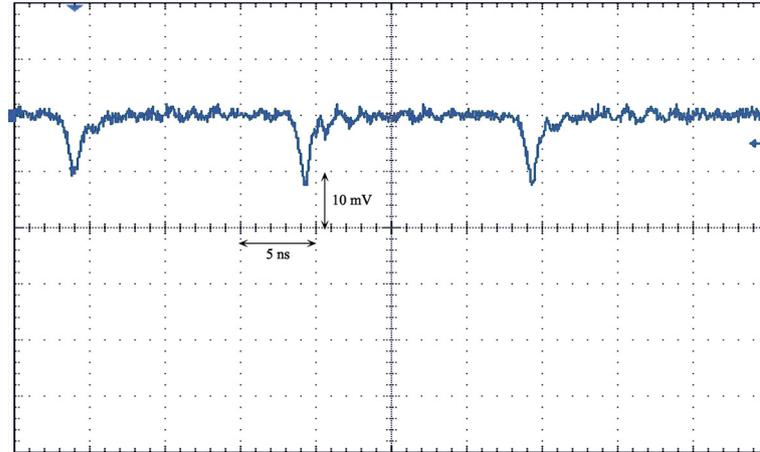


FIG. 2.5 — *Signal en sortie d'un PMT représentant la détection de trois photoélectrons résolus indépendamment.*

tension du photomultiplicateur de $-1,45$ kV fournie par un module HT CAEN N470 sur châssis NIM, permet de déduire la valeur du seuil de détection à environ $1/2$ photoélectron et ceci dans le but de détecter tous les photons incidents à la photocathode. Le signal du discriminateur est envoyé dans un module TDC CAEN V560. Ce module donne le taux de comptage en Hz pendant un temps d'intégration déterminé par une unité de temps CAEN 2255B sur l'entrée VETO. Le temps d'intégration des événements a ici été fixé à 12 s afin d'obtenir une statistique suffisante. La remise-à-zéro du module de temps est effectué par un module R.O.R (Register Output Register) avant chaque prise de mesure. Le temps entre chaque mesure a été fixé à 3 min pour atteindre un total de 1 300 min. Chaque mesure du TDC est envoyée sur un châssis d'acquisition VME relié à un PC par l'intermédiaire d'un lien Ethernet RJ45. L'ordinateur d'acquisition se charge également de l'envoi de l'impulsion au module R.O.R.

L'excitation du cristal se fait ici par une lampe UV ($\lambda = 365$ nm) et des temps d'exposition de 5, 10 et 20 s. Une feuille de mylar posée sur le cristal et percée d'un trou permet d'éclairer uniquement le cristal afin d'empêcher l'excitation de la photocathode du PMT. Le schéma de la figure 2.6 reprend le principe du montage.

La figure 2.7 représentant les courbes de l'exposition du cristal aux UV, montre tout d'abord la saturation de la photocathode. En effet, celle-ci ne peut pas être soumise à un taux d'évènements supérieur à 10^6 Hz. Ce phénomène entache donc nos mesures lorsque le taux de photons uniques devient trop important en début d'acquisition et pour un temps d'excitation supérieur à 5 s.

Des études précédemment menées [88, 89] ont été effectuées avec des temps d'acquisitions faibles ($\sim 2\,000$ s). Ces études montrent que la décroissance se fait de manière exponentielle et qu'elle a tendance à se poursuivre dans le temps. Dans notre cas, la décroissance se poursuit au-delà de 1 000 min.

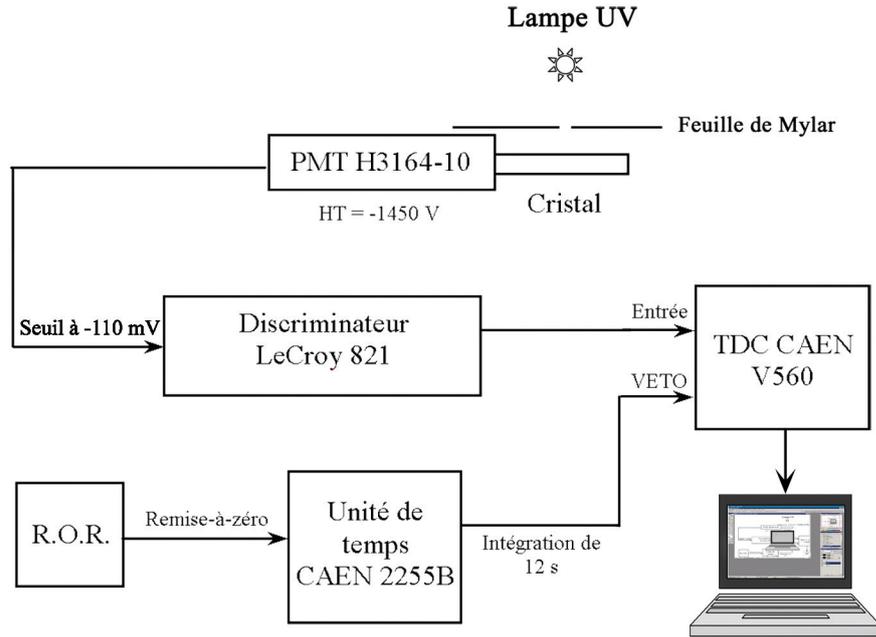


FIG. 2.6 — Schéma du montage utilisé pour les mesures de l'intensité de l'afterglow.

Afin de comprendre le principe de l'*afterglow* pour le cristal de LYSO, les courbes ont été ajustées par l'équation 2.1. Cette équation comprend trois termes exponentiels ainsi qu'un paramètre R_0 . Les termes exponentiels nous renseignent sur les différents processus aboutissant à l'émission de photons optiques uniques. Dans notre cas, le nombre de processus différents a été établi empiriquement au nombre de trois. Les trois processus possèdent des temps caractéristiques différents équivalents pour les trois temps d'excitation aux UV : $\tau_1 = 15$ min, $\tau_2 = 35$ min et $\tau_3 = 110$ min. Le paramètre $R_0 = 170$ cps nous renseigne quant à lui sur la proportion d'émission retardée due à la radioactivité naturelle du ^{176}Lu .

$$R(t) = A \cdot \sum_{i=1}^3 \left(n_i e^{-\frac{t}{\tau_i}} \right) + R_0, \text{ avec } \sum_{i=1}^3 n_i = 1. \quad (2.1)$$

La figure 2.7 donne un exemple des ajustements par l'équation 2.1 sur les trois différentes courbes.

Grâce à ces courbes, il va de soi que les acquisitions visant à mesurer les charges dues aux interactions des photons γ de 511 keV, ne peuvent se faire avec un seuil de déclenchement placé en dessous du niveau du photoélectron. La mesure serait alors dépendante d'un bruit continu de photoélectrons lié au temps d'exposition du cristal à la lumière. Il convient également de laisser un cristal dans l'obscurité au minimum 12 h pour réduire le taux de photoélectrons uniques aux alentours de 100 Hz.

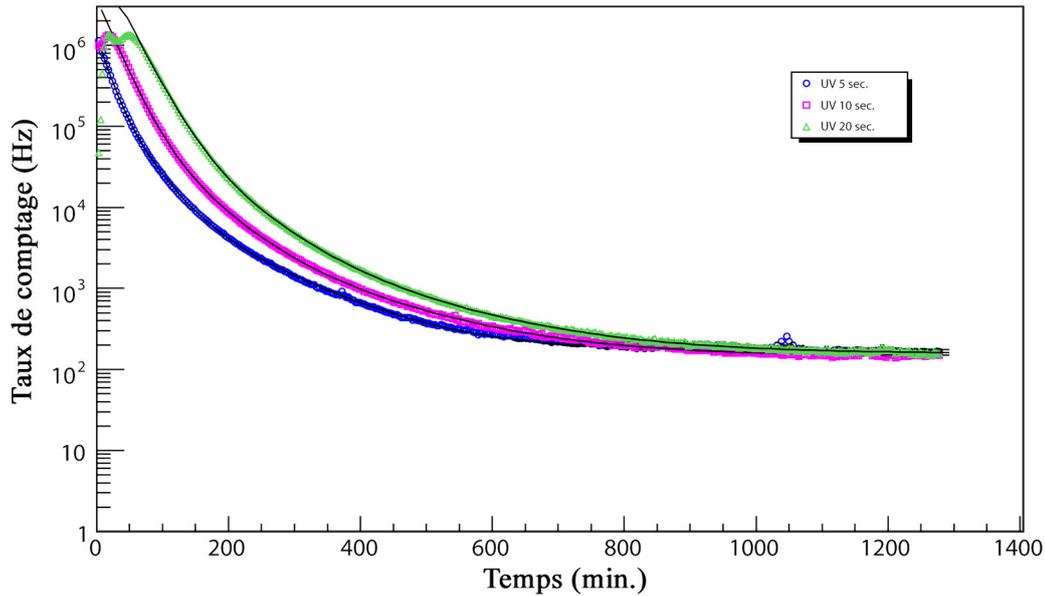


FIG. 2.7 — Ajustement des intensités d'afterglow pour le cristal LYSO ($\chi^2 \approx 1,12$).

2.3 Le photodétecteur

La principale caractéristique contraignant le choix du photodétecteur s'est porté sur la segmentation de ses anodes. En effet, le cristal utilisé ayant une section carrée de 1,5 mm, il est préférable de lui associer une seule voie de détection et ceci afin d'assurer une meilleure résolution spatiale dans les axes x et y . Notre choix s'est alors arrêté sur un détecteur à galette de microcanaux dont la taille des anodes et donc d'une voie de lecture, est de 1,4 mm avec un pas de 1,6 mm. Les nouveaux photodétecteurs de type APD ou SiPM nous ont paru à l'heure actuelle trop contraignants concernant leur régulation en tension et en température.

Ce type de photodétecteur est élaboré par plusieurs fabricants mais celui utilisé ici provient du fabricant Photonis sous l'appellation Planacon. Son procédé de fabrication lui confère en théorie la possibilité d'être décliné suivant différentes géométries.

2.3.1 Principe de fabrication

Dans une enceinte sous vide, la photocathode de type bialkali est évaporée sur une fenêtre en verre borosilicate, indépendamment de l'ensemble du détecteur. Contrairement à un tube photomultiplicateur, où la photocathode est évaporée une fois l'assemblage du photodétecteur terminé, cette méthode permet une meilleure uniformisation du dépôt. La fenêtre en verre est ensuite placée sur l'ensemble MCPs/anodes sans transfert en dehors de l'enceinte.

L'avantage de ce système de fabrication est la possibilité d'avoir des géométries complexes du photodétecteur. Il est en effet possible, en théorie, d'avoir différentes formes de fenêtres de collections et de galettes de microcanaux, assemblées ensuite par ce procédé. La tenue aux champs magnétiques parallèles aux galettes de microcanaux est très bonne jusqu'à 1,5 T [90].

Seulement, ce système d'assemblage est complexe, donc plus coûteux comparé à celui d'un tube photomultiplicateur. L'efficacité de collection des photoélectrons ($\sim 65\%$) est réduite par l'aire d'ouverture des galettes de microcanaux. Il possède ainsi une efficacité de collection et de conversion des photons de scintillation plus faible qu'un PMT.

Le MCP décrit ici possède deux étages d'amplifications, c'est-à-dire, deux galettes de microcanaux accolées comme présenté au schéma de la figure 1.14 de la page 27. La taille des pores des MCPs est de $25\ \mu\text{m}$ pour une valeur de L/D de 40. Les microcanaux forment un angle de 8° avec la photocathode. Les anodes collectrices sont composées en grande partie d'Indium et traversent de part en part le socle externe du photodétecteur, laissant apparaître des pads de contacts sur la face externe de celui-ci (figure 2.8).

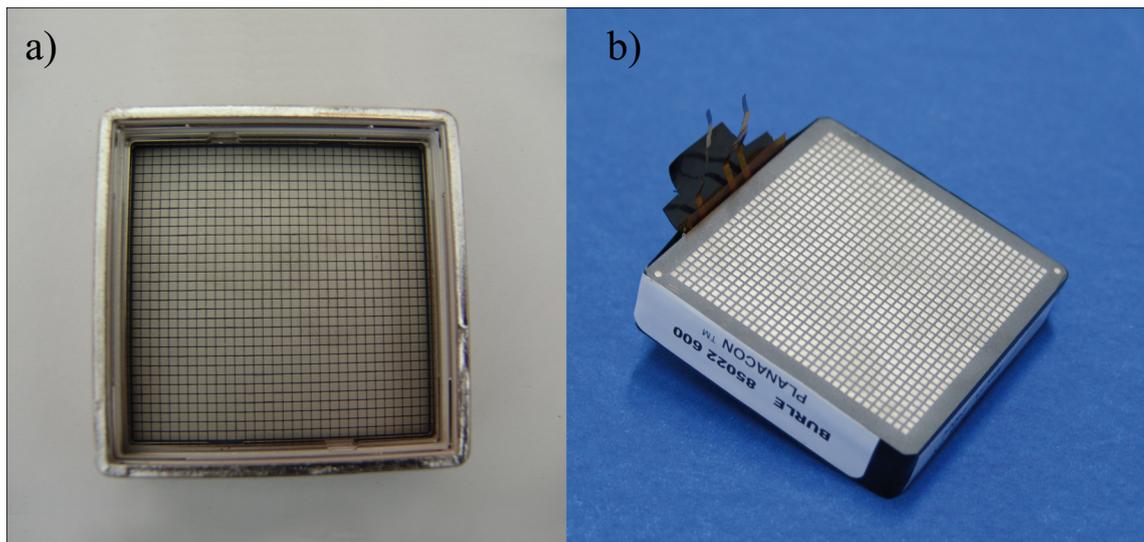


FIG. 2.8 — *Vue a) interne et b) externe du socle du Planacon comportant les anodes collectrices des charges et les pads de lecture.*

Les hautes-tensions appliquées entre :

- a) la photocathode et l'entrée des MCPs ;
- b) l'entrée et la sortie des MCPs ;
- c) la sortie des MCPs et les anodes ;

sont délivrées par trois ponts de résistances effectuant les divisions de la tension globale. Nous avons choisi dans un premier temps, les fractions de $8,3\%$ pour la tension

a), 83,3 % et 8,3 % pour les tensions b) et c) de la tension globale. Les valeurs des résistances correspondantes sont : a) 470 k Ω , b) 4,7 M Ω et c) 470 k Ω . Les galettes de microcanaux sont alimentées avec une haute-tension minimale de -1 kV chacune.

Le Planacon étant livré dépourvu de connecteurs en sortie des anodes, il a été nécessaire de concevoir une carte de connexion des 1024 pads. Cette carte consiste en un circuit imprimé multicouches (PCB, Printed Circuit Board), utilisant des pistes de 100 μm . Cette carte possède 16 connecteurs de 64 voies chacun. Le contact entre la carte et les pads de lecture du Planacon est réalisé par collage froid de 1024 points de colle conductrice composée en majorité d'argent (figure 2.9).

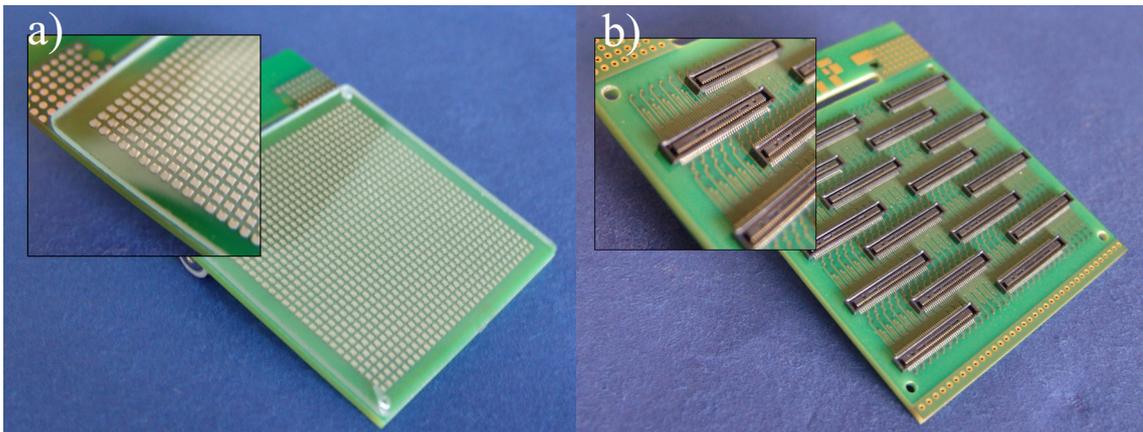


FIG. 2.9 — a) Photographie du collage entre le Planacon (plaque de verre) et le PCB et b) photographie du PCB et des connecteurs.

2.3.2 Calibration

La mesure de l'énergie déposée dans les cristaux et leur marquage en temps nécessitent la calibration complète et précise du photodétecteur. Celle-ci passe par la connaissance du gain de chaque voie, variant avec la haute-tension appliquée, ainsi que par la mesure de la résolution temporelle du photodétecteur.

Il est également nécessaire d'évaluer certaines caractéristiques telles que le niveau de bruit, la diaphonie entre les voies, la résolution spatiale intrinsèque ; pouvant être affectées par les gains.

La connaissance du niveau de bruit en fonction de la HT appliquée, détermine par la suite, le niveau de déclenchement appliqué aux voies de détections. Le seuil se doit d'être au-delà du bruit dans le but de ne pas déclencher une acquisition sur un signal parasite.

La résolution temporelle détermine l'erreur faite sur la mesure en temps des évènements. La reconstruction des coïncidences dépend grandement de la précision de cette mesure. Cette résolution agit ainsi directement sur le taux de coïncidences

fortuites dans l'image reconstruite.

L'ensemble des mesures ont été effectuées par l'utilisation d'une diode laser picoseconde PiLas (Picoseconde Injection Laser, Advanced Laser Diode Systems GmbH, [91]) dont la longueur d'onde est de 405 nm. La largeur de l'impulsion lumineuse est fixée à 45 ps. La résolution temporelle entre le signal électrique et l'impulsion lumineuse a été établie à 3—4 ps. L'intensité lumineuse peut être modulée entre 20—1000 mW et a été calibrée par l'intermédiaire d'un SiPM Hamamatsu (MPPC C10751-02).

La lumière laser est dirigée vers la photocathode du Planacon grâce à une fibre optique de 245 μm de diamètre.

La sortie de la fibre est placée sur un banc de translation xy (Newport ESP300, ILS 100PP) dans le but d'acquérir l'ensemble des voies de manière automatique. La haute-tension appliquée au Planacon est fournie par le module CAEN N470.

Un atténuateur 2—80 dB (Fiberdyne Labs, Inc.) est également utilisé afin de réduire le flux lumineux au niveau d'un photoélectron.

Cette source nous permet alors d'effectuer l'ensemble des mesures nécessitant un flux élevé de photons telles que l'uniformisation des voies et la mesure de la résolution temporelle, ou bien la mesure du gain au niveau du photoélectron unique.

Dans un premier temps, les mesures de bruit, de gain et de résolution temporelle ont été réalisées par l'intermédiaire d'un amplificateur 1 GHz (ORTEC 9306) et d'un oscilloscope LeCroy SDA 735Zi, dont la fréquence d'échantillonnage est de 3,5 GHz.

Les mesures de l'uniformité des gains, de la diaphonie ainsi que la mesure de la résolution spatiale intrinsèque nécessitent la lecture de plusieurs voies simultanément. L'acquisition de ces voies se fait par une électronique développée au laboratoire [92] utilisant la puce OPERA-ROC [93] pour un maximum de 64 voies acquises simultanément. Les principales caractéristiques de cette carte sont la possibilité de pouvoir effectuer un déclenchement externe des voies, une dynamique de lecture sur 12 bits pour un échantillonnage de 8 fC/canal. Chaque voie possède également un gain électronique propre pouvant être ajusté avec un facteur d'amplification de 0,3—3. Les piédestaux de chacune des voies sont connus et répertoriés afin d'être pris en compte dans la mesure des charges.

2.3.2.1 Bruit

La mesure du taux de bruit, ou « *Dark count rate* », s'effectue en faisant varier le niveau de déclenchement du discriminateur LeCroy, appliqué à la sortie d'une voie du Planacon. Aucun signal n'est présent en entrée du photodétecteur. Le taux de déclenchement sur le bruit est mesuré par l'échelle de comptage CAEN. La figure 2.10 donne les mesures du taux de bruit en fonction du niveau de déclenchement, pour trois haute-tensions différentes.

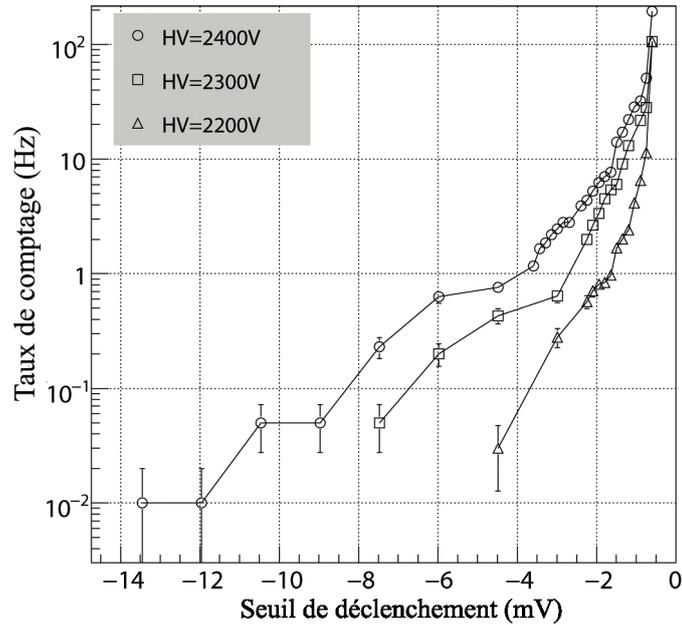


FIG. 2.10 — Taux de bruit en fonction du seuil de déclenchement, pour trois haute-tensions différentes.

Le bruit provient de deux principaux phénomènes. Tout d'abord, la photocathode émet par thermoémission des électrons qui sont ensuite amplifiés. Ensuite, les galettes de microcanaux elles-mêmes émettent spontanément des électrons par le biais également de la température mais aussi de la haute-tension.

Cependant, le taux de bruit mesuré est en dessous de 1 Hz pour une valeur de seuil de -4 mV, correspondant en moyenne à 1 photoélectron à -2,4 kV.

2.3.2.2 Gain

L'évaluation du gain se fait lorsque la sortie de la fibre est positionnée au centre d'une voie, au niveau du photoélectron unique. Les autres voies étant placées à la masse. Le spectre en énergie de la voie est enregistré pour une valeur fixe de haute-tension. La valeur moyenne ainsi que la déviation standard de la distribution sont alors obtenues par l'ajustement de Bellamy (voir référence [94] et annexe A.1). La valeur moyenne de la charge mesurée est divisée par la charge élémentaire de l'électron, donnant ainsi le gain de la voie à la haute-tension appliquée. Les mesures sont effectuées pour des haute-tensions allant de -2,2 kV à -2,4 kV par pas de 50 V. La figure 2.11 donne le comportement du gain en fonction de la haute-tension appliquée. Les erreurs sont données par la déviation standard de la distribution du photoélectron unique relatives à la résolution en énergie.

Nous obtenons alors un gain de la forme $G = e^{gn}$ (équation 1.27) et une valeur de $5,2 \cdot 10^5$ pour une haute-tension de -2,4 kV. Les erreurs mesurées à partir des distributions

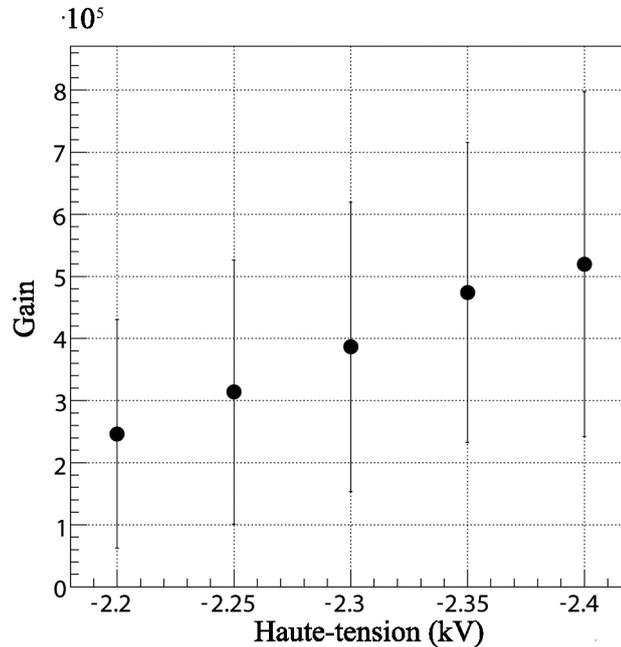


FIG. 2.11 — Comportement du gain en fonction de la haute-tension appliquée.

donnent une résolution en énergie de 125 % au niveau du photoélectron unique. Cette valeur ne peut d'ordinaire pas être supérieure à 100 %. Dans notre cas, ceci tient au fait que la charge est collectée sur une seule anode. Comme nous le verrons plus loin, la charge est en réalité distribuée sur plusieurs couronnes d'anodes, sous-estimant ici la mesure du gain et dégradant la résolution du photoélectron unique.

Nous constatons également une très bonne linéarité en gain jusqu'à -2,35 kV. Au-delà, il existe une saturation des galettes de microcanaux. D'après [45], cette non-linéarité vient du fait qu'un nombre maximal de microcanaux peut être activé dans la galette la plus proche des anodes. Lors de la multiplication des électrons dans la première galette, lorsque ceux-ci atteignent un nombre très élevé (pour des haute-tensions élevées), leur répartition sur la deuxième galette dépend de la distance entre les deux galettes. Ainsi, dans notre cas où les MCPs sont accolés, uniquement leur non planéité entre en compte, faisant apparaître un très faible espace entre elles ($\sim 75 \mu\text{m}$). Les électrons ne peuvent alors pas se distribuer sur suffisamment de microcanaux. L'amplification d'un microcanal étant limitée par ses dimensions et également par la capacité des parois à se régénérer en électrons, la saturation en gain devient inévitable.

2.3.2.3 Résolution temporelle

Le Planacon étant désigné comme un détecteur rapide, il est alors nécessaire d'établir sa résolution temporelle. Dans un premier temps, nous pouvons mesurer les temps de descente et de montée d'un signal de photoélectron unique. Ces temps sont évalués par

le temps entre 10 % et 90 % de l'amplitude maximum du signal. La figure 2.12 donne le signal du photoélectron unique obtenu en sortie d'une voie du Planacon, sur l'oscilloscope numérique. Les temps de descente et montée ont été mesurés respectivement à (830 ± 180) ps et (1030 ± 160) ps pour une statistique de 10^5 évènements.

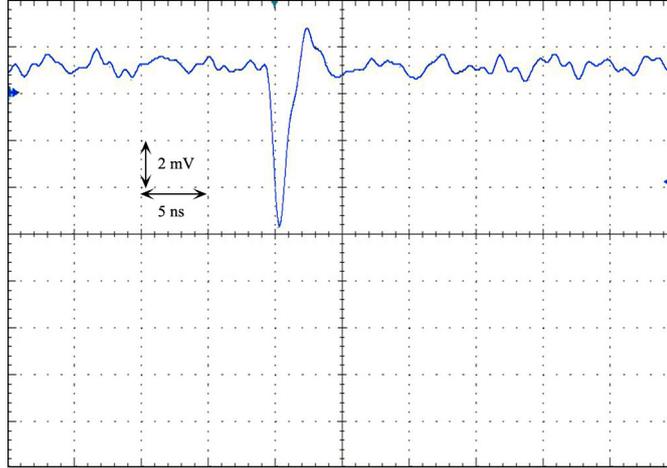


FIG. 2.12 — *Signal d'une voie de sortie du Planacon obtenu sur l'oscilloscope. Les temps de descente et de montée sont mesurés à 830 ps et 1030 ps.*

La mesure de la résolution temporelle d'un photodétecteur s'effectue sur la distribution du temps entre un signal de départ et un signal d'arrivée. Ici, le signal de départ est donné par la sortie déclenchement de la LED. Le signal d'arrivée est donné lors du déclenchement sur le signal de la voie de sortie du Planacon. On peut alors établir l'histogramme de ce retard (figure 2.13). Par un ajustement gaussien, la déviation standard de la distribution nous donne la résolution temporelle du photodétecteur, $R_T = 2,35\sigma_T$, convoluée avec la LTMH du signal de la LED de 28 ps.

Nous avons effectué ces mesures en fonction du nombre de photoélectrons émis par la photocathode pour un seuil de déclenchement constant. La figure 2.14 donne la résolution temporelle corrigée de la résolution de la LED, en fonction du nombre de photoélectrons émis.

L'augmentation du nombre de photoélectrons conduit à une amélioration de la résolution temporelle. Cela se comprend si l'on tient compte du phénomène de « *time-walk* ». En effet, sur un signal en sortie d'un photodétecteur, si l'on place un niveau de déclenchement constant, la position en temps au niveau du seuil peut varier selon l'amplitude du signal. Pour des signaux de faibles amplitudes, cette variation augmente, dégradant ainsi la résolution temporelle du photodétecteur. La courbe obtenue n'est pas corrigée de ce phénomène. C'est pourquoi, la résolution temporelle se stabilise par l'apparition d'un plateau, pour des charges élevées en nombre de photoélectrons. Nous mesurons ainsi la résolution temporelle à 85 ps pour un nombre de photoélectrons émis supérieur à 50, corrigée de la LTMH du signal de la LED. Cependant ce résultat reste entaché

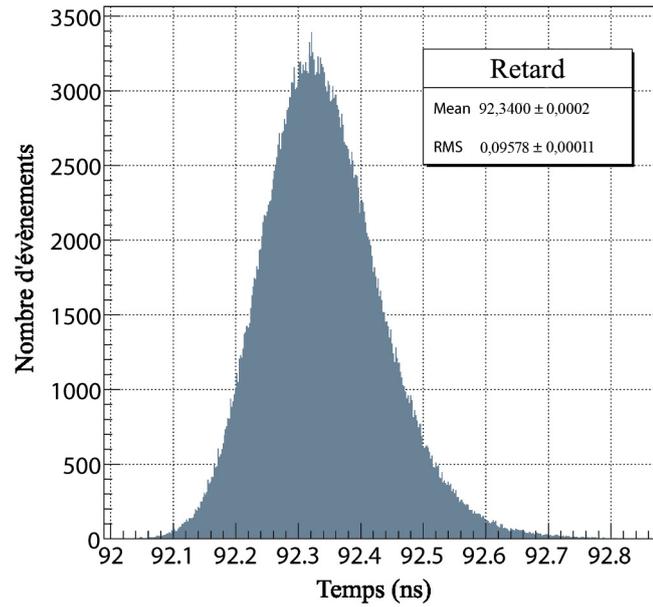


FIG. 2.13 — Distribution du retard entre le signal de départ et celui d'arrivée pour un nombre de 30 photoélectrons.

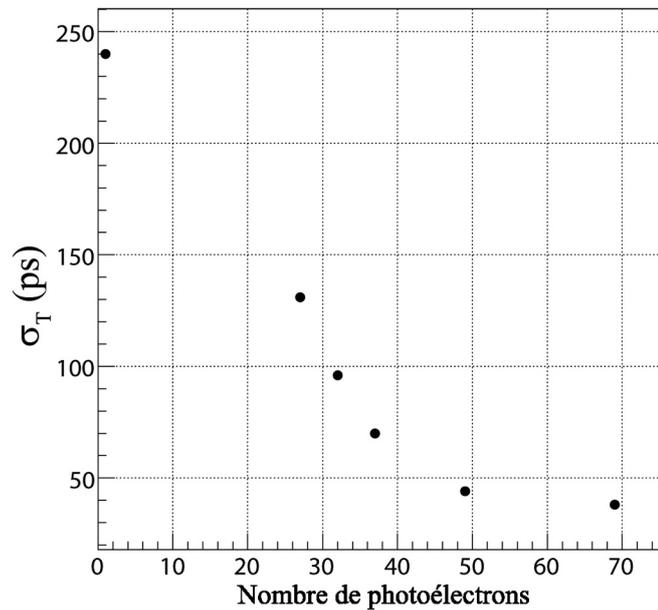


FIG. 2.14 — Déviation standard du retard (σ_T) en fonction du nombre de photoélectrons émis par la photocathode.

de la connectique ainsi que de l'électronique de lecture. Des résultats similaires ont été obtenus par plusieurs groupes de recherche [90,95].

2.3.2.4 Topologie de 64 voies

Nous effectuons les mesures sur les 64 anodes du coin supérieur droit du Planacon. Mais tout d'abord, nous vérifions la topologie d'une anode. Celle-ci importe peu dans la mesure des charges en sortie du Planacon. Seulement, il est intéressant de connaître d'une part, la répartition des électrons sur une anode, mais également, par déconvolution de la taille d'une anode, la dispersion intrinsèque des électrons pour l'ensemble de la chaîne de mesure. Pour cela, la cellule est balayée dans les deux axes par pas de $50\ \mu\text{m}$. La figure 2.15 a) donne l'histogramme 2 dimensions des charges collectées sur une anode.

L'histogramme représente alors la convolution dans les deux axes, d'une fonction de transfert de l'ensemble de la chaîne d'amplification avec l'anode. Cette convolution fait ainsi appel à un signal gaussien, la chaîne d'amplification, et une fonction porte, l'anode. La dispersion des électrons est obtenue par la déviation standard du signal gaussien déconvolué de la projection de l'histogramme selon un axe (figure 2.15 b). Cette méthode de déconvolution est détaillée dans le chapitre suivant. La déconvolution s'effectue indépendamment dans les deux axes du fait de la projection de l'histogramme 2D selon un axe particulier.

Les déviations standards du signal calculées dans les axes x et y sont respectivement $898\ \mu\text{m}$ et $877\ \mu\text{m}$. L'erreur entre les deux valeurs s'élève à 2,4 %. Ces dispersions donnent alors la diaphonie entre les anodes, exposée plus loin, inférieure à 5 % pour 3 σ de dispersion.

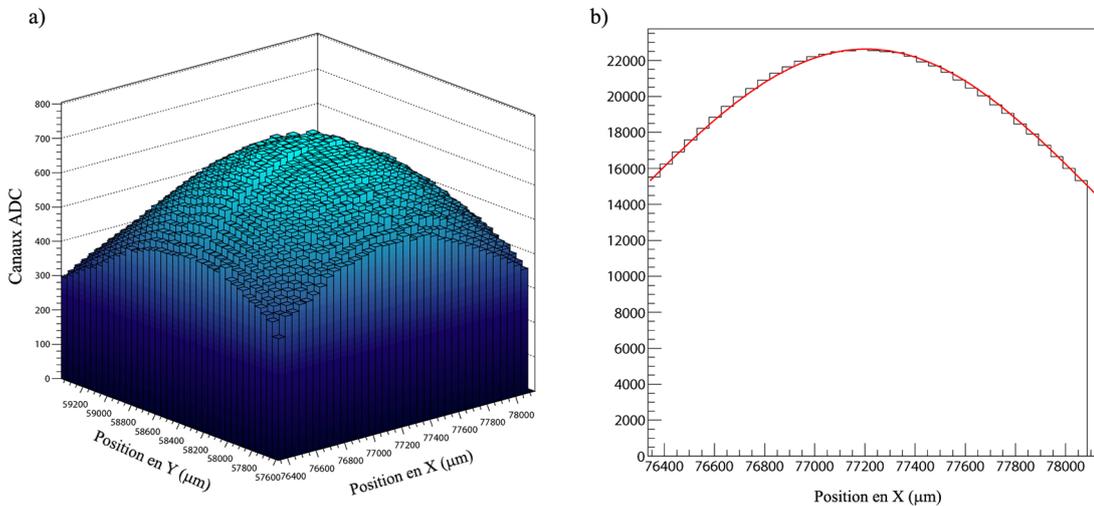


FIG. 2.15 — a) Histogramme 2 dimensions et b) projection selon l'axe y des charges collectées sur une anode.

La topologie d'une anode donne également la position absolue de son centre. Les 64 anodes sont balayées et les positions de leur centre sont extraites. La figure 2.16 montre alors la répartition des centres des 64 anodes. Les carrés représentent les anodes

de $1,4 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$. Les anodes situées sur les bords du Planacon présentent des positions mesurées de leur centre décalées par rapport à leurs positions théoriques. Ceci peut s'expliquer, comme nous le verrons plus tard, par une baisse des charges collectées sur ces anodes ainsi que par des effets des bords sur les lignes de champs électrique en sortie des galettes de microcanaux. Il apparaît également que les deux anodes du coin supérieur droit ne délivrent aucune charge en sortie. Ceci est dû à la détérioration de leurs connectiques.

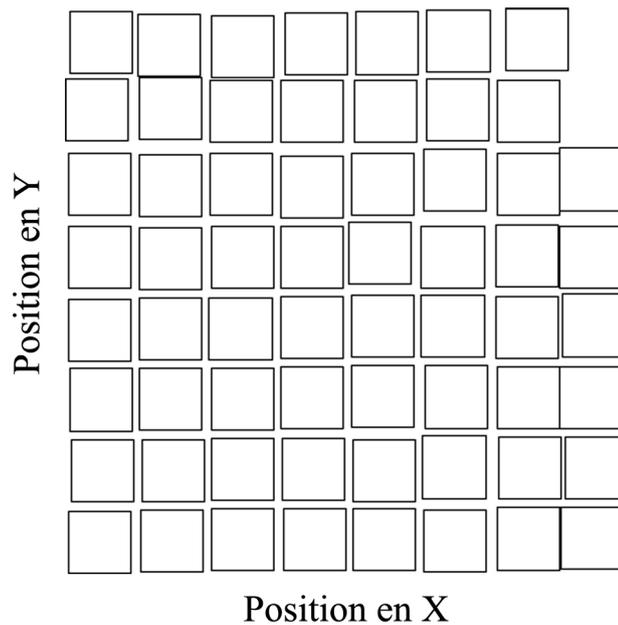


FIG. 2.16 — Répartition des 64 anodes du coin supérieur droit du Planacon.

La connaissance du centre des 64 anodes permet ainsi d'effectuer l'uniformité en gain de celles-ci. En déplaçant le connecteur, nous avons effectué les mêmes mesures sur l'ensemble du Planacon.

2.3.2.5 Uniformité

L'homogénéité en gain du photodétecteur est donnée par l'uniformité des charges collectées sur l'ensemble des anodes. L'uniformité est ici mesurée comme le rapport entre la charge collectée la plus faible et la charge la plus élevée. Pour ce faire, un flux constant et calibré de photons incident à la photocathode est utilisé. Celui-ci est donné par la LED déplacée en face du centre de chaque voie. La charge est donnée en valeur absolue, exprimée en canaux ADC. Les acquisitions se déroulent pendant des temps de 30 s pour chacune des voies. Le déclenchement de la voie d'intérêt est effectué par l'envoi

d'un signal de déclenchement synchrone avec le signal de LED. Cette méthode permet de s'affranchir des signaux parasites de l'ensemble du dispositif.

Les mesures ont pu être effectuées sur l'ensemble des 1024 voies du Planacon. La figure 2.17 donne ainsi les charges collectées sur chacune des voies soustraites des piédestaux.

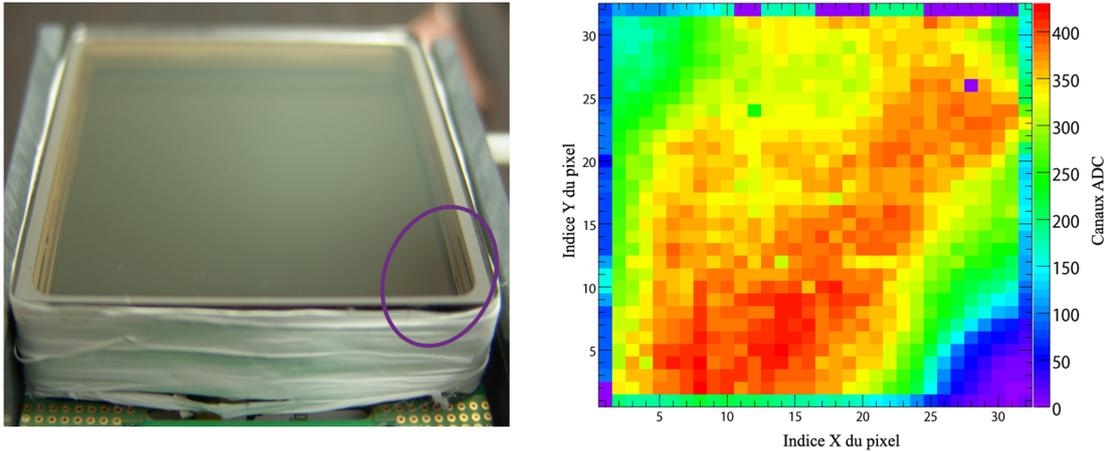


FIG. 2.17 — Photographie de la surface d'entrée du Planacon où la photocathode est altérée et représentation 2D des charges collectées sur les 1024 voies.

Nous avons alors remarqué une perte significative de charge au niveau de deux coins du photodétecteur. Après avoir vérifié de visu la surface du Planacon, nous avons mis en évidence une altération de la photocathode aux coins des pertes de charge. Il semble que ce problème soit survenu au moment de la conception de l'ensemble du photodétecteur. Il est par ailleurs difficilement corrigé puisque le déficit en charge est soit total soit d'un facteur 5—6 à certains endroits.

Une diminution des charges collectées est également observée sur la première ligne de cellules des bords du photodétecteur. Sur ces lignes du pourtour —représentant 124 anodes— les charges collectées sont diminuées en moyenne d'un facteur 3 par rapport aux anodes du centre. Il existe sur les bords des galettes de microcanaux de la matière permettant leur maintien sur la coque du photodétecteur. D'après l'image de la figure 2.18, on remarque alors que cette matière réduit la surface effective de collection des photoélectrons, réduisant ainsi les charges collectées par les anodes des bords.

L'uniformité est calculée sur l'ensemble des voies du centre du champ de vue et en ne tenant pas compte des parties lésées par le manque de photocathode. Dans ce cas, l'uniformité des charges est mesurée à 1:1,72 par la voie de charge la plus faible (250 canaux ADC) et la voie de charge la plus élevée (430 canaux ADC). La valeur moyenne des charges est calculée à $346,1 \pm 38,1$ canaux ADC pour 788 voies considérées.

Hormis les problèmes liés à la photocathode, cette très bonne uniformité, comparée à un photomultiplicateur classique est due principalement à la construction des MCPs.

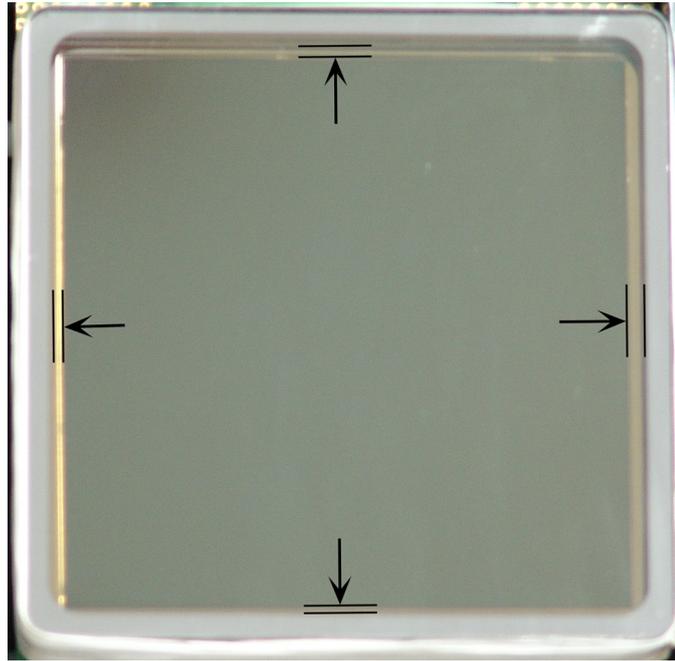


FIG. 2.18 — Photographie de la surface d'entrée du Planacon mettant en évidence la matière réduisant la surface de détection sur les bords des MCPs.

En effet, la photocathode est évaporée indépendamment de l'assemblage du Planacon. Ensuite, le principe même de l'amplification par les galettes de microcanaux, ne fait en théorie intervenir aucune dispersion de l'amplification des électrons. De ce fait, les voies ne nécessitent qu'un faible ajustement des charges par l'électronique, simplifiant ainsi son fonctionnement.

2.3.2.6 Diaphonie

La diaphonie, ou « *cross-talk* », montre ici l'étalement des électrons sur plusieurs anodes en sortie des galettes de microcanaux. Il est nécessaire de connaître cette caractéristique lors de la mesure des charges déposées, afin de prendre la totalité de la charge en compte.

Pour évaluer la diaphonie entre les anodes, nous avons déplacé la fibre selon l'axe x pour une valeur de position y fixe, en face de la photocathode. Le déplacement était suffisant pour couvrir au moins 4 anodes. Nous enregistrons la charge reçue indépendamment par chacune des 64 anodes lues. La figure 2.19 donne ainsi les moyennes des charges mesurées dans le spectre en canaux ADC pour l'anode d'intérêt N et les anodes se situant à $N - 2$, $N - 1$ et $N + 1$. Les intersections entre les courbes $N - 1$, N et $N + 1$ donnent alors le pas entre deux anodes.

Nous pouvons alors estimer à 3 % la fraction de charge collectée à l'anode $N - 2$ lorsque la fibre est centrée sur l'anode N . En prenant la dispersion obtenue par la

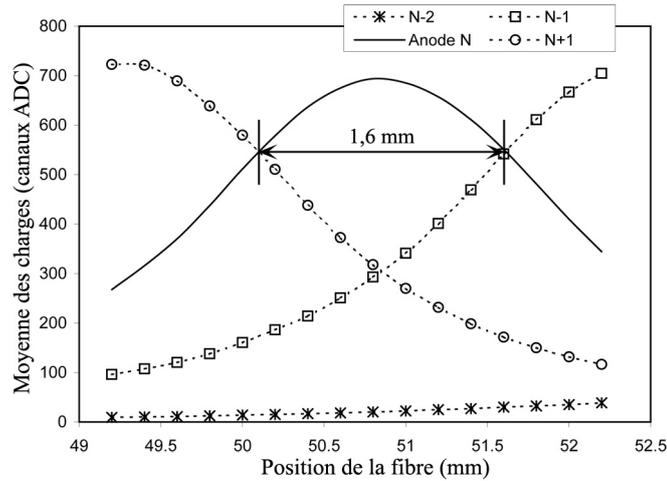


FIG. 2.19 — Diaphonie entre les anodes $N - 2$, $N - 1$ N et $N + 1$ du Planacon.

topologie d'une anode, soit $835 \mu\text{m}$ (corrigée de la largeur du faisceau), la proportion de signal au-delà de 3σ représente 5 % du signal total, en accord avec la mesure de 3 %.

De ce fait, considérer une seule couronne autour de la cellule d'intérêt dans la mesure de la charge est valable dans le cas de l'utilisation d'une source lumineuse de faible diamètre.

2.3.2.7 Résolution spatiale intrinsèque

Grâce au dispositif, nous pouvons évaluer la résolution spatiale intrinsèque du Planacon. La fibre est alors placée en face du centre d'une anode. Pour chaque évènement, nous réalisons un groupement d'anode touchées. A partir d'une méthode barycentrique, le centre de la charge déposée est calculé puis histogrammé. Nous obtenons alors un histogramme 2 dimensions des positions calculées. La projection selon l'axe y est effectuée à partir de l'histogramme 2D (figure 2.20).

Le groupement des cellules renvoie un nombre moyen de cellules touchées de 45 ± 7 par évènement. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la fraction d'énergie reçue par les cellules dont l'indice est inférieur à celui de la cellule $N - 1$ est très faible. Cela se distingue également dans l'histogramme 2D.

L'ajustement gaussien sur la projection donne une valeur de $\sigma = 0,200 \text{ mm}$, soit une résolution spatiale intrinsèque de $R_{Si} = \sqrt{(2,35 \times 0,200)^2 - 0,245^2} = 0,400 \text{ mm}$, corrigé de la largeur du faisceau.

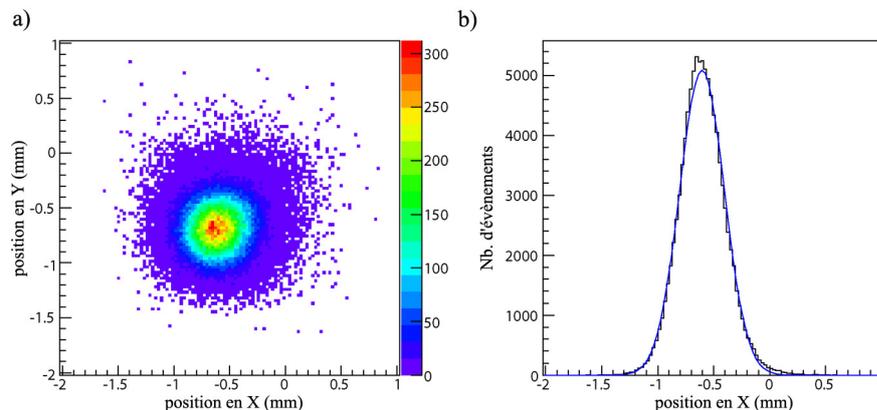


FIG. 2.20 — a) Représentation 2D du signal obtenu pour une position de fibre et b) projection selon l'axe y afin d'obtenir la résolution spatiale intrinsèque du Planacon.

2.4 Le principe de l'électronique dédiée

Nous allons décrire le principe de l'électronique utilisée pour la lecture des voies du Planacon. Cette électronique sera chargée de lire, de convertir et de marquer en temps, les charges en sortie de l'ensemble des voies.

Nous avons prévu de ne lire que 768 voies du Planacon et ceci du fait de l'épaisseur de la matrice de cristaux. En effet, l'atténuation de 94 % du rayonnement incident avec 36 mm de matière ayant été jugé suffisant, celui-ci permet de réduire le nombre de voies d'acquisition de 1024 à 768. Nous verrons plus tard la forme et les dimensions des matrices de cristaux.

La figure 2.21 présente le schéma d'une carte électronique frontale dédiée à l'acquisition des données. Cette carte comprend quatre ASICs (Application Specific Integrated Circuit) Imotep-A/D 64 voies, quatre modules ADCs (Analogic to Digital Converter), un FPGA (Field Programmable Gate Array) Virtex5-FX30T, une barrette de mémoire DDR2 de 256 MB et un transmetteur Gigabit Ethernet menant à une prise RJ45. Je ne mentionnerai pas les différents modules d'alimentation de l'ensemble des composants ni les différents régulateurs de tensions utilisés.

Une carte électronique enregistre 256 voies de détection par l'intermédiaire des 4 ASICs 64 voies. Nous parlerons ici de photodétecteurs avant et arrière du fait qu'ils se situent soit en avant du champ du vue ou en arrière de celui-ci, par rapport au déplacement du lit.

Afin de lire la totalité des 768 voies des deux Planacons composant un module de détection, il est nécessaire d'utiliser 6 cartes identiques à celle présentée.

La gestion d'une voie de détection par une carte électronique se déroule ainsi. L'énergie déposée dans un pixel de la matrice est vue par un ensemble de plusieurs cellules des deux Planacon, en moyenne 45 par Planacon pour une source quasiment ponctuelle. Les

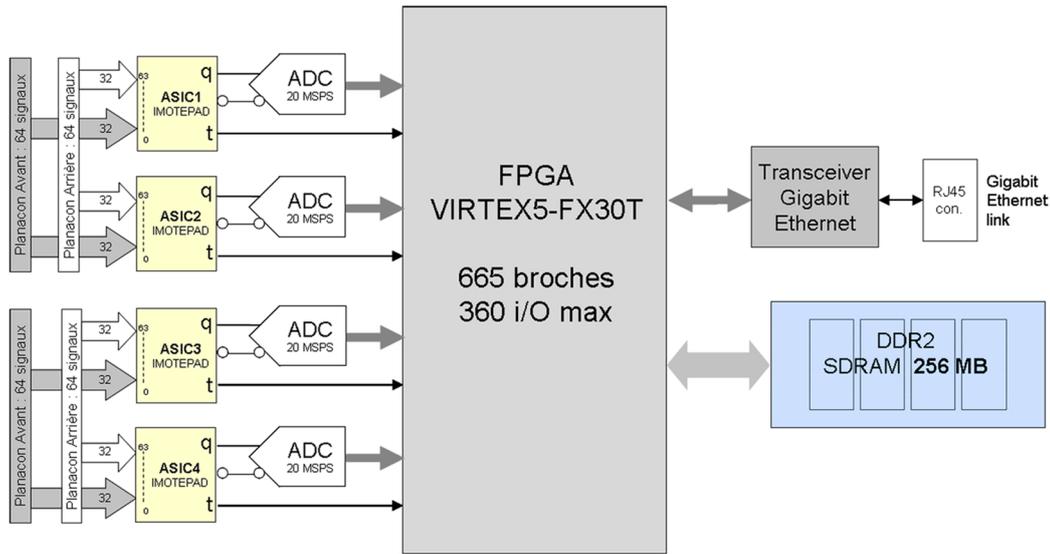


FIG. 2.21 — Schéma de la carte électronique dédiée à l'acquisition des données.

anodes touchées par les charges amplifiées par les galettes de microcanaux, sont alors lues par les ASICs nommés Imotep-A/D. Comme énoncé précédemment, un ASIC gère 32 voies du Planacon Avant et les 32 voies correspondantes du Planacon Arrière.

Les ASICs se chargent alors de mettre en forme les signaux analogiques (partie A) et de les marquer en temps de manière numérique (partie D : digital). Une fois les signaux mis en forme pour en connaître les charges, ces dernières sont converties par des modules ADCs réalisant la conversion à une fréquence de $20 \cdot 10^6$ échantillons par seconde (20 MSPS, 20 Mega Sample Per Seconde). Cette conversion fournit des valeurs numériques codées sur 14 bits. Le FPGA est un Virtex5-FX30T contenant un processeur PowerPC cadencé à 350 MHz. Ce processeur lit les données provenant des 256 voies et les transmet au transmetteur Gigabit. Afin de tenir compte des différences de débits entre les sorties des ASICs et le lien Ethernet, un ensemble de FIFOs (First-In, First-Out) est nécessaire. Cet ensemble est intégré au FPGA. De plus, pour supporter les variations de débit du lien Ethernet, une FIFO tampon est également réalisée dans la barrette mémoire (DDR2). Toutes les données sont acheminées vers un PC d'acquisition via le lien Ethernet.

Avant de nous attarder sur le principe de fonctionnement des ASICs Imotep, il faut savoir que la carte d'acquisition possède deux modes de fonctionnements. Le premier consiste au traitement et à l'acheminement des données brutes, c'est-à-dire sans traitement de groupement ni de coïncidence. Ce mode permet alors de connaître exactement les valeurs des charges et des marqueurs de temps enregistrés pour chacune des voies des Planacons afin d'effectuer des tests et des mises au point. Dans ce mode, toutes les données (charge et temps) des 256 voies d'une carte sont remontées au PC d'acquisition

et les 14 bits de charges sont envoyés. Il permet un mode de fonctionnement dégradé lorsque le deuxième mode d'acquisition est non opérationnel.

Le deuxième mode d'acquisition reprend quant à lui les mêmes étapes de lecture des charges et des marqueurs de temps, mais il exécute une compression des données envoyées au FPGA. Ces compressions sont principalement réalisées par un groupement des cellules touchées par les photons de scintillation ainsi qu'une réjection des cellules non touchées (non *HOLD*) et celles n'appartenant pas à un groupement. Nous nous intéresserons particulièrement au premier mode de fonctionnement.

Du fait du nombre élevé de voies électroniques (3072 voies), les coïncidences matérielles sont quasi inextricables. La lecture synchrone est alors nécessaire. La carte électronique est donc dite à lecture synchrone, signifiant que l'ensemble des voies est lu systématiquement en fonction de l'horloge. L'ensemble des cartes du système TEP, composé d'au moins quatre modules, voit une horloge commune. Cette méthode pose cependant le problème de la quantité de données à transmettre et surtout la quantité totale de données à traiter pour une acquisition du système TEP. Le taux d'acquisition sera décrit plus loin.

Concernant l'horloge, la technologie AMS CMOS 0,35 μm imposée par la conception locale des ASICs limite la fréquence de fonctionnement à quelques dizaines de MHz (80 MHz). En considérant un marquage en temps fin de 625 ps (marquage en temps d'Imotep-D) et pour tenir compte d'un temps d'acquisition de plusieurs heures, il a été nécessaire d'établir plusieurs compteurs temporels. Il existe donc quatre compteurs différents : un compteur fin, un compteur grossier, un compteur physique dans le FPGA et un compteur logiciel. De façon à pouvoir concaténer en un seul compteur 48 bits tous ces compteurs de marquage en temps d'une voie (DLL : 5 bits, compteur ASIC : 9 bits, compteur physique Virtex5 : 10 bits, compteur logiciel Virtex5 : 24 bits), et de façon à avoir un comptage linéaire continu, la fréquence de l'horloge commune a été établie à 50 MHz avec une valeur de « *jitter* » + « *skew* » inférieure à 100 ps.

2.4.1 Imotep-A/D [96]

La conception de l'ASIC Imotep repose sur les contraintes de charge et de marquage en temps liées au module TEP.

Les énergies déposées par les interactions des photons γ dans les cristaux peuvent varier de quelques dizaines de keV à 511 keV. Cette large bande énergétique résulte de la mesure de la charge de quelques photons de scintillation à plusieurs milliers de ceux-ci. La gamme de fonctionnement a alors été établie de 16 fC à 104 pC.

La résolution temporelle doit également être la plus faible possible lors de la reconstruction des coïncidences. C'est pourquoi un marquage en temps de 625 ps par événement est nécessaire afin d'obtenir une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.

2.4.1.1 Imotep-A

La figure 2.22 donne le schéma électronique de l'ASIC Imotep-A.

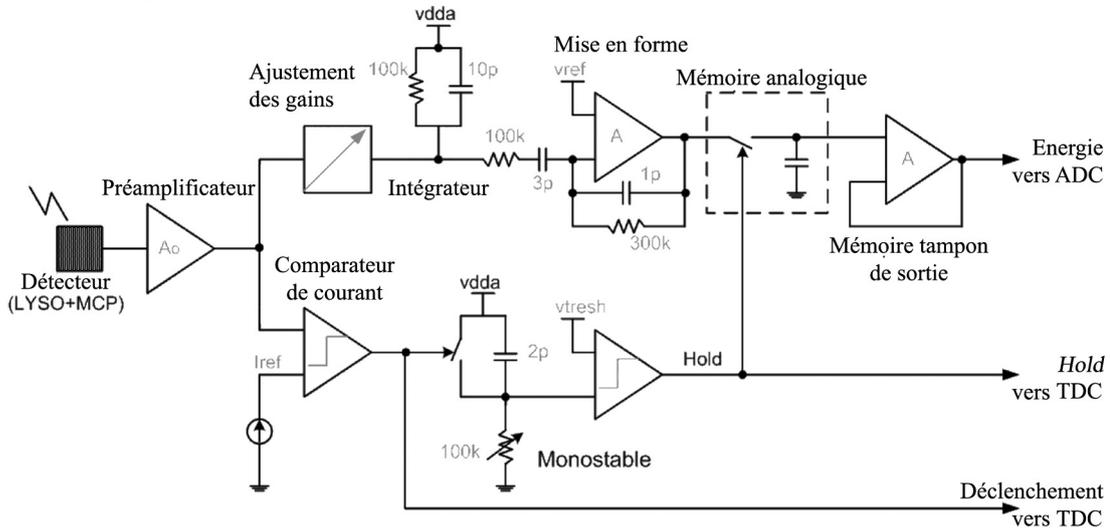


FIG. 2.22 — Schéma électronique de l'ASIC Imotep-A.

Tout d'abord, en entrée, le signal reçu par chaque voie de l'ASIC est amplifié. Cette préamplification permet d'adapter en impédance le signal d'entrée, de le filtrer et d'attaquer les fonctions suivantes de l'ASIC. Elles sont successivement un circuit d'ajustement des gains, un intégrateur, un filtre actif de mise en forme du signal et d'une mémoire analogique.

Ajustements des gains

Le circuit d'ajustement des gains corrige la dispersion des gains des différentes voies du photodétecteur. Même si, comme nous l'avons vu, la non uniformité varie de 1 à 1,5, il est nécessaire d'avoir un ajustement fin dans le but d'obtenir des charges équivalentes pour un signal d'entrée identique. L'ajustement des gains se fait par des miroirs de courant commutables grâce à des interrupteurs réalisés par des transistors. Les six miroirs de courant par commutation offrent un facteur d'amplification de 0 à 3,9375 par pas de $(\frac{1}{2})^4$. Si l'on applique un coefficient nul à une voie, celle-ci est désactivée sans incidence sur les autres voies de l'ASIC. Dans ce cas, la partie déclenchement reste active.

Intégrateur

Un intégrateur se charge alors d'ajuster et de convertir le signal en courant (en sortie de la voie) en tension. Par l'intermédiaire d'un filtre RC, nous obtenons alors la convolution du signal d'entrée, représenté comme une exponentielle décroissante (pour des signaux suffisamment élevés en charge), par la fonction de transfert du filtre. La forme du signal est donnée par l'équation 2.2.

$$s(t) = \frac{\tau}{\tau - \tau_{int}} (e^{-t/\tau_{int}} - e^{-t/\tau}). \quad (2.2)$$

avec τ , le temps de décroissance du cristal et τ_{int} , la constante de temps du circuit.

Mise en forme

La mise en forme du signal sortant de l'intégrateur est réalisée au moyen d'un filtre actif passe-bande. Les valeurs des résistances et condensateurs ont été choisies afin que le signal en sortie de ce circuit soit à son maximum toujours au même instant quelque soit la charge en entrée. Ce temps de 280 ns en moyenne est donné par les valeurs du filtre CR-RC. La figure 2.23 donne les formes des signaux en sortie du circuit pour différentes charges injectées.

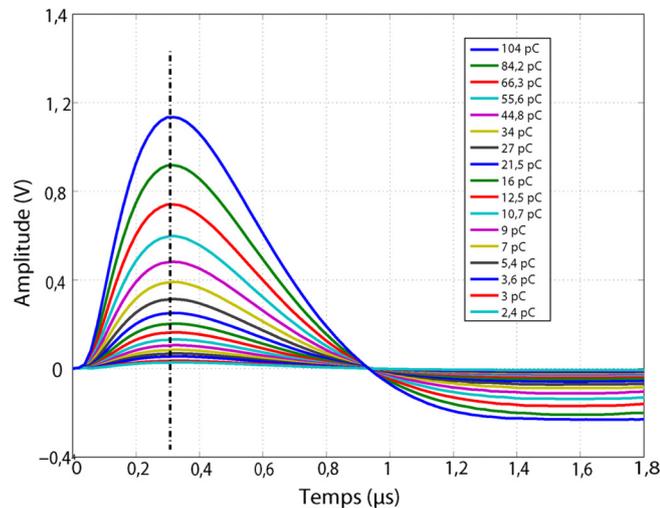


FIG. 2.23 — Mise en forme de signaux selon différentes charges d'injection.

Le signal, après être passé sous la ligne de base, la rejoint environ 8 μs après le début de la mise en forme, ce phénomène est plus couramment nommé « *undershoot* ».

Mémoire analogique

La mémoire analogique est constituée de deux condensateurs et quatre interrupteurs (figure 2.24). Lorsque le signal atteint son maximum, 280 ns après le commencement de la mise en forme, les interrupteurs S_2 et S'_2 s'ouvrent afin de conserver la valeur maximum (*Hold*) de la tension sur C_2 .

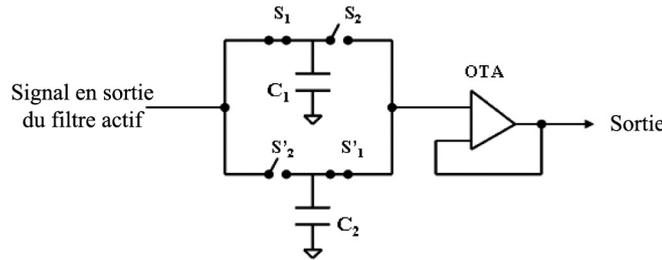


FIG. 2.24 — Mémoire analogique.

L'utilisation des deux condensateurs permet d'enregistrer sur un condensateur pendant la lecture de l'autre.

Les interrupteurs sont contrôlés par le monostable présent dans la partie déclenchement de d'Imotep-A. Un circuit suiveur placé en sortie joue le rôle d'adaptateur d'impédance et de générateur de courant afin d'éviter l'influence de la lecture sur la charge (donc une tension) mémorisée.

Déclenchement

Ce circuit comprend un comparateur en courant ainsi qu'un monostable. Lorsqu'un signal d'une voie dépasse le seuil préalablement fixé, une impulsion délivrée par le monostable est envoyée à la mémoire analogique afin de commuter les interrupteurs et de créer un signal *Hold*. De façon à avoir une référence en temps précise, c'est le signal en sortie du comparateur qui est utilisé pour le marquage temporel.

2.4.1.2 Imotep-D

La partie numérique de l'ASIC comprend essentiellement le marquage en temps des événements. Ce marquage se fait de deux façons, un marquage grossier et un marquage fin. Le marquage grossier est cadencé par l'horloge à 50 MHz. Celle-ci marque alors les événements par pas de 20 ns. Le comptage du temps se fait alors sur 9 bits. Le marquage fin repose lui sur une boucle à verrouillage de délai ou DLL (Delay-Locked Loop). Celle-ci fournit un marquage en temps de 625 ps des événements en divisant la période de 20 ns par 2^5 soit 32. Ce second marquage en temps est par conséquent encodé sur 5 bits. Un bit supplémentaire indique si l'encodage s'est déroulé sans erreur et un autre

bit donne l'état du signal *Hold*, 16 bits sont ainsi transférés au FPGA pour le marquage en temps (figure 2.25).

Le marquage en temps se fait sur les 64 voies indépendantes de l'ASIC.

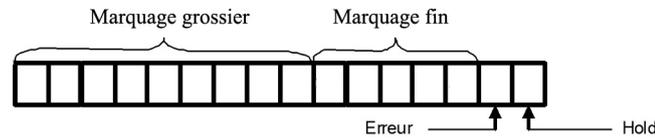


FIG. 2.25 — *Format de sortie du codage en temps.*

2.4.2 Virtex5-FX30T

Le Virtex5 se charge ensuite de la lecture et de l'envoi des données au PC d'acquisition associé. Le Virtex5 lit simultanément toutes les 10,24 μs les données provenant des quatre ASICs. Nous avons vu précédemment que chaque ASIC fournit 16 bits pour l'énergie et 16 bits pour le temps, soit donc 32 bits par voie d'acquisition. Quatre ASICs fournissent alors 128 bits soit 16 octets par voie au FPGA. Il doit par conséquent lire 1 KiB en 10,24 μs .

Ce temps a été fixé en tenant compte d'un taux maximum d'évènements de 100 kHz par voie. Ce taux donne alors un temps de succession de deux évènements dans une voie de 10 μs . Ce taux a par la suite été modifié à 10,24 μs .

Le taux de transfert des données en sortie du FPGA est alors de 96 MiB/s ($= 1 \text{ KiB}/10,24 \cdot 10^{-6}/1024$), atteignant alors quasiment la limite fixée par le lien Ethernet qui est de 113,16 MiB/s.

Nous pouvons grâce à la fréquence de lecture fixée, déterminer le temps mort maximum de l'électronique. Pour cela il faut comprendre comment se déroule le traitement d'un évènement au niveau du FPGA.

La charge et le temps d'arrivée d'un évènement sur une voie sont mémorisés lorsque la charge de celui-ci est validée par le comparateur en entrée. Le Virtex5 effectue la lecture de ces données pour les 256 voies chaque période de 10,24 μs . Il faut cependant attendre le retour à la ligne de base du signal *Hold* pour effectuer une nouvelle mise en mémoire. Un évènement détecté avant cette remise à la ligne de base ne sera pas mémorisé. Cette caractéristique est propre à chaque voie d'acquisition. De ce fait, si une voie est en *Hold*, les autres voies sont lues sans perturbations.

Un évènement peut avoir lieu à n'importe quel moment dans le cycle de lecture, aussi bien au début qu'à la fin. Le temps mort de la voie varie donc entre 10,24 μs et quelques nanosecondes (figure 2.26). En moyenne, nous pouvons dire que le temps mort est de 5,12 μs . Par la suite, nous considérerons le temps mort maximum de l'électronique, soit 10,24 μs .

Nous avons vu que le maximum du signal mis en forme est maintenu constant par le *Hold*. Ce maximum apparaît 280 ns après le déclenchement de la charge par le comparateur en entrée. Pendant ce temps, des événements peuvent être acquis et les charges sommées. On considère ce temps comme le temps d'empilement des charges ou *pile-up*.

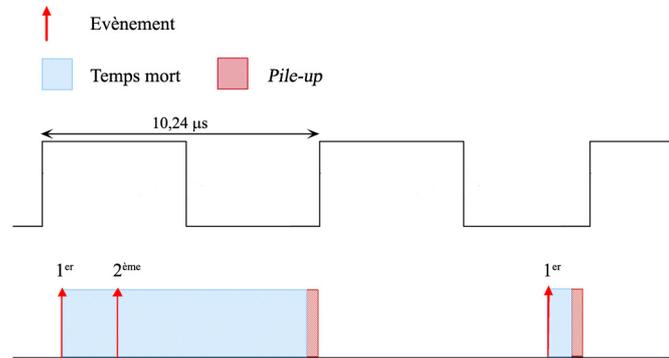


FIG. 2.26 — Représentation du temps mort et du pile-up de l'électronique.

3

Optimisation des performances du module

Le but principal du module de détection est de retranscrire avec la meilleure précision, la position de l'interaction des photons γ dans les cristaux ainsi que les énergies déposées. Nous avons vu précédemment que l'information de la profondeur d'interaction permet d'obtenir une résolution dans l'image reconstruite de l'ordre de quelques mm³. L'optimisation des performances passe alors par l'estimation approfondie de cette information et donc par l'amélioration de sa résolution au sein même d'un cristal de LYSO. Nous verrons les différents revêtements utilisés sur les cristaux permettant cette amélioration ainsi que les différentes longueurs de cristaux, agissant directement sur la résolution de la DOI.

Pour ce faire, le dispositif expérimental comprenant l'ensemble des éléments de traitement du signal et d'acquisition de données sera exposé. Nous verrons également la méthode de calibration des cristaux la mieux adaptée permettant la mesure de la DOI dans une matrice de cristaux de LYSO quelle que soit sa géométrie.

3.1 Dispositifs expérimentaux

3.1.1 Collimation et électronique de traitement

Dans le but d'obtenir les informations de positions et d'énergies déposées par les photons γ dans le cristal, une source de ²²Na¹, émettrice de positrons, est utilisée comme

¹ $E_{max}^{\beta^+} = 545,6 \text{ keV}$, $T_{1/2} = 2,6 \text{ ans}$.

génératrice de paires de photons γ de 511 keV (rapport d'embranchement : 90,4 %). Elle est ici placée au centre d'un disque de plexiglas de 16 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur permettant l'annihilation des positrons.

Afin de sélectionner une direction privilégiée des photons du faisceau, émis dans 4π , une collimation est utilisée [77,97]. Cette collimation, dite « électronique », permet de s'affranchir de l'utilisation d'un matériau atténuateur lors de la sélection des directions des photons γ . En effet, la sélection électronique d'un des deux γ émis impose alors la direction et la taille du cône d'interaction du second.

La sélection électronique s'effectue par l'intermédiaire d'un couple cristal/PM placé en vis-à-vis du cristal d'intérêt (CI) par rapport à la source. Le schéma de ce procédé est décrit par le dessin de la figure 3.1.

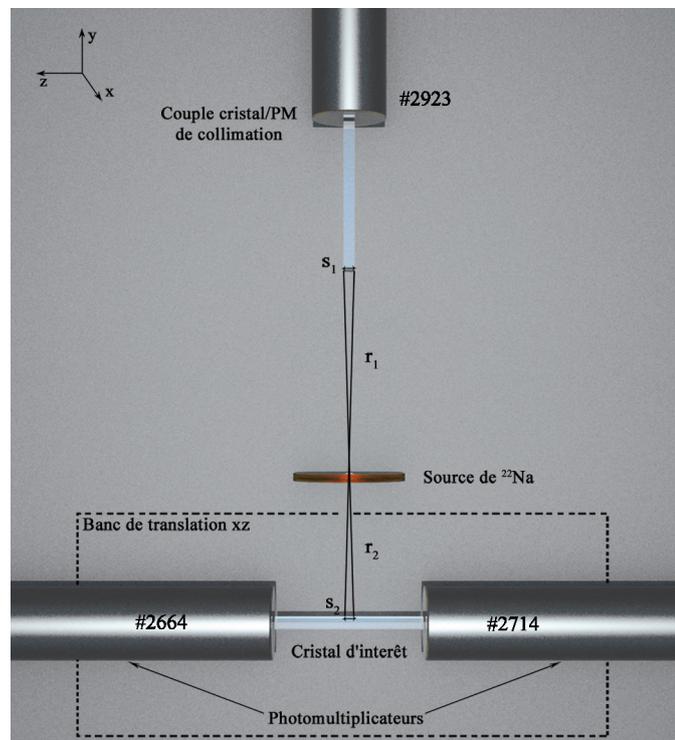


FIG. 3.1 — Représentation du principe permettant la sélection d'un faisceau collimé de photons γ .

D'un point de vue géométrique, la taille du faisceau, S_2 , atteignant le CI, est déterminée par l'équation 3.1. Les distances entre les cristaux et la source, $r_1 = 20$ cm et $r_2 = 5$ cm, donnent une taille de faisceau de 0,56 mm. Les valeurs de r_1 et r_2 ont été choisies de manière à restreindre au maximum l'étalement spatial des photons sur le CI,

tout en gardant une quantité d'évènements dans l'angle solide suffisant à l'acquisition des données pour une activité de la source de 5 MBq.

$$S_2 = \frac{r_2 \cdot S_1}{r_1} = 0,56 \text{ mm}, \quad (3.1)$$

avec $S_1 = 1,5 \text{ mm}$, la section carrée du cristal de collimation.

Dans notre cas, la valeur de la fraction géométrique est valable uniquement pour une source ponctuelle de positrons et pour un parcours moyen de ceux-ci dans le plexiglas, égal à zéro. Toutefois, l'évaluation de la taille du dépôt de source dans le plexiglas par TDM-X, mesurée à 0,83 mm et un parcours moyen des positrons de 1,10 mm donnent, par l'équation 3.2, une répartition spatiale des interactions estimée à 1,56 mm.

$$R_{source}^{LTMH} = 0,56 \text{ mm} \oplus 1,10 \text{ mm} \oplus 0,83 \text{ mm} \simeq 1,56 \text{ mm}. \quad (3.2)$$

Cependant, la valeur de la résolution de la source obtenue par cette équation ne tient pas compte de la pénétration des photons dans le cristal de collimation. C'est pourquoi, une évaluation précise de cette résolution a été effectuée sur les profils de comptage des cristaux (cf. tableau 3.2, page 90).

Les photodétecteurs utilisés ici sont des H3164-10 Hamamatsu ayant une fenêtre d'entrée en borosilicate ($n = 1,515$) de 10 mm de diamètre et une zone active de la photocathode en bialkali de 8 mm. Ces PMTs sont notés #2664 et #2714 associés au CI et #2923 associé à la collimation électronique et sont alimentés par un module haute-tension (HT) CAEN N470 sur châssis NIM.

Le CI et ses PMTs de lectures sont placés sur un banc de translation xOz PE185 relié à une commande électronique C10 (Charlyrobot) pour un pas minimum de déplacement de 125 μm . L'ensemble des PMTs, des cristaux et du banc de translation, sont placés dans une boîte noire hermétique à la lumière.

La sortie de chaque photomultiplicateur est reliée à un module de discrimination LeCroy 821 placé sur châssis NIM. Ce module génère un signal carré pour chacune des voies de discrimination, d'une largeur variable (établie ici à 20 ns) lorsque le signal provenant d'un PMT dépasse un seuil préalablement fixé. Ce niveau de déclenchement a ici été placé à -30 mV, correspondant à 33 photoélectrons générés par la photocathode, pour un gain de $2,9 \cdot 10^6$.

La valeur du seuil en photoélectrons est obtenue par la forme du spectre du photoélectron unique pour les différentes valeurs de seuil, en gardant une valeur de haute-tension fixe. La figure 3.2 a) donne les spectres du photoélectron unique pour plusieurs valeurs de seuil. On remarque alors que lorsque l'on diminue le seuil, la distribution gaussienne du photoélectron devient tronquée. Le niveau du photoélectron est atteint lorsque la distribution est tronquée de moitié. La courbe donnée à la figure 3.2 b) donne le niveau du seuil de déclenchement en fonction de la proportion de

photoélectron en sortie du photomultiplicateur.

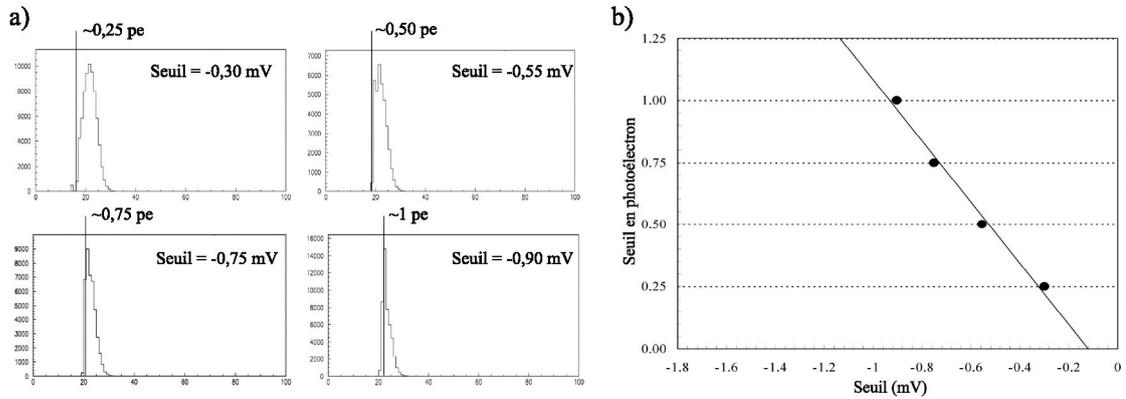


FIG. 3.2 — a) Distributions du photoélectron unique pour différentes valeurs de seuils. b) Courbe du seuil en photoélectron en fonction du niveau de déclenchement appliqué sur le PMT #2664 à une haute-tension de $-1,085$ kV, soit un gain de $2,9 \cdot 10^6$.

Un module de coïncidence LeCroy 465 (NIM) se charge de générer un signal de porte d'une largeur de 400 ns lorsque les trois signaux aux entrées sont en coïncidence temporelle.

Le signal de porte est alors connecté à l'entrée « Gate » d'un module ADC 11 bits (Analogic-to-Digital Converter) LeCroy 2249W sur châssis CAMAC. Ce dernier exécute la conversion des charges en sortie des PMTs en canaux numériques de $0,25$ pC/canal (q_{canal}). L'entrée « Gate » détermine le temps d'intégration des charges. Le signal en sortie du discriminateur est également envoyé dans un module LAM, Look-At-Me (CAMAC), qui génère un signal au châssis d'acquisition (VME) autorisant la lecture de la carte ADC du châssis CAMAC.

A la fin de la lecture de la carte ADC, le châssis d'acquisition envoie un signal au module R.O.R. qui remet à zéro l'unité de temps (« Timing Unit »). L'acquisition d'un nouvel évènement peut alors commencer. Les données sont envoyées sur le PC d'acquisition par l'intermédiaire du châssis VME.

La carte ADC met $106 \mu\text{s}$ pour convertir les charges analogiques, la lecture de la carte ADC se fait $180 \mu\text{s}$ après l'envoi du signal en sortie de l'unité de coïncidence (à la longueur des câbles près), l'unité de temps permet alors d'éviter tout envoi de signal de déclenchement en effectuant un VETO sur le module de coïncidence.

Afin de distribuer le signal des PMTs aux modules de discrimination et ADC, des « splitters » actifs alimentés en ± 5 V séparent les signaux sans pertes, tout en conservant l'impédance de sortie de 50Ω .

La figure 3.3 représente le dispositif expérimental ainsi que les différents modules électroniques utilisés dans la mesure des charges provenant des PMTs.

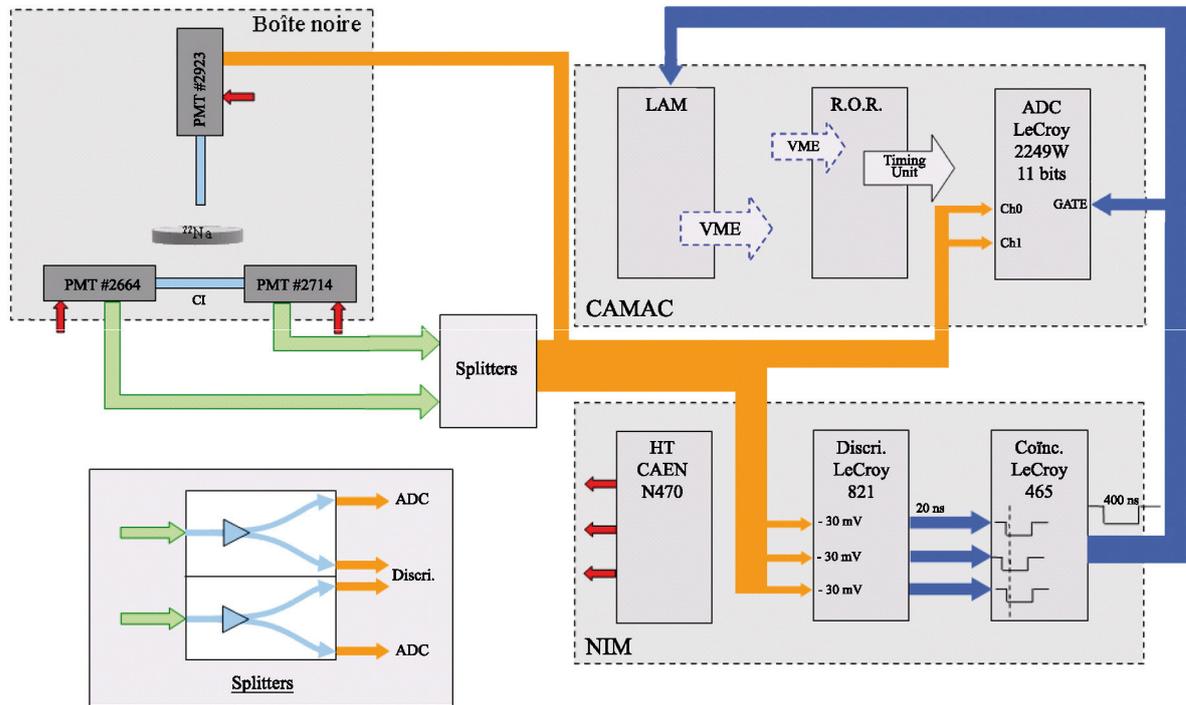


FIG. 3.3 — Schéma de l'électronique utilisée dans le dispositif expérimental.

Le chronogramme de la figure 3.4 montre les rapports de temps ainsi que la synchronisation des signaux.

3.1.2 Calibration des photomultiplicateurs

3.1.2.1 Principe de la calibration

La calibration des photomultiplicateurs concerne essentiellement le gain de ceux-ci. La fonction du gain permet de connaître le facteur d'amplification des photoélectrons en charge, selon la haute-tension appliquée. La connaissance du gain absolu d'un photomultiplicateur n'est pas primordiale dans son utilisation mais devient nécessaire lors de l'évaluation du nombre de photons optiques générés par la scintillation. La fonction du gain permet également d'homogénéiser les charges enregistrées entre les différents PMTs ou voies de détecteurs.

L'obtention du gain absolu d'un photodétecteur se fait principalement par la position moyenne de la distribution du photoélectron unique dans le spectre des charges. En effet, l'amplification d'un seul photoélectron permet d'en déduire automatiquement le facteur associé.

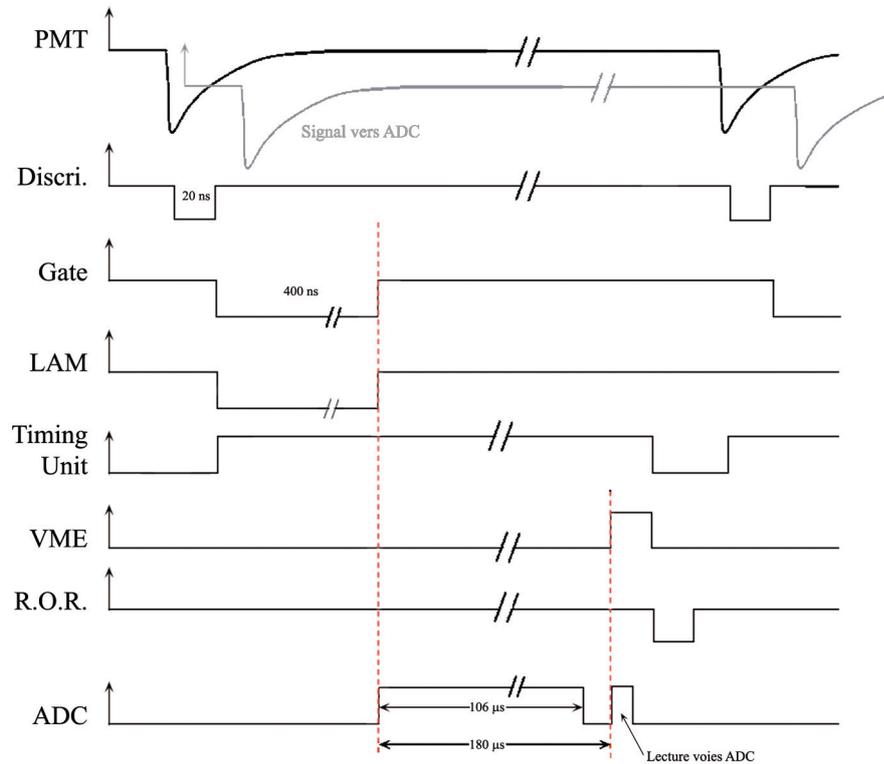


FIG. 3.4 — Chronogramme de l'acquisition d'un évènement. Seul le signal en sortie d'un PMT est représenté.

Il existe cependant différentes méthodes pour obtenir la charge du photoélectron. L'une des plus utilisées à l'heure actuelle est celle présentée par Bellamy [94]. Elle consiste, par l'intermédiaire d'un émetteur de photons dans la longueur d'onde appropriée, d'ajuster le spectre des charges par une fonction prenant en compte les différentes distributions. Dans le cas du photomultiplicateur, il s'agit de la distribution du piédestal, de statistique gaussienne, elle est due au courant d'anode en l'absence de signal ainsi qu'au niveau de bruit de l'électronique de lecture et est désignée comme la charge à l'énergie zéro. On repère également le bruit de la première dynode de statistique exponentielle et la succession des distributions gaussiennes dues aux photoélectrons générés par la photocathode.

L'émission des photons par l'émetteur (souvent une diode électroluminescente, LED) n'est pas parfaite, ce qui a pour conséquences l'émission par la photocathode d'un ou plusieurs photoélectrons simultanément.

La fonction de Bellamy (équation 3.4 et annexe A.1, page 149) prend alors en compte ces distributions et contraint les positions des ajustements pour n photoélectrons suivant la position de la distribution du photoélectron unique. Chaque distribution de n

photoélectrons peut être décrite par une probabilité d'émission de statistique de Poisson donnée par l'équation 3.3 distribuée de manière gaussienne. Le paramètre μ donne alors le nombre moyen de photoélectrons émis par la photocathode. Il peut être obtenu par l'intégration de la distribution du piédestal $P(0, \mu)$ par : $\mu = -\ln(P(0, \mu))$.

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}. \quad (3.3)$$

A partir de la fonction de Bellamy, nous pouvons obtenir la moyenne Q_1 de la distribution gaussienne d'un photoélectron ainsi que la résolution en énergie R_E associée, donnée par $R_E = \frac{2,35\sigma_1}{Q_1}$.

$$S(x) \approx \left\{ \frac{(1-\omega)}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \omega\theta(x-Q_0) \cdot \alpha \exp(-\alpha(x-Q_0)) \right\} e^{-\mu} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{sh}-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right), \quad (3.4)$$

La figure 3.5 représente le spectre des charges pour l'émission de photons par la LED ainsi que l'ajustement de Bellamy correspondant pour un coefficient $\mu = 0,23$ dénotant le faible nombre de photoélectrons émis simultanément.

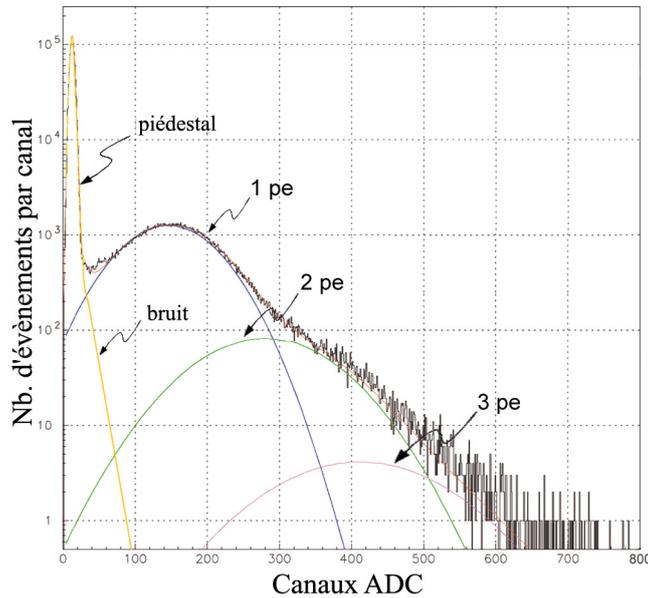


FIG. 3.5 — Spectre de charges typique de la sortie d'un photomultiplicateur pour la méthode LED à une HT de -1,25 kV. Les courbes représentent les différentes distributions prises en compte dans la fonction de Bellamy.

Une fois l'ajustement effectué, le gain du PMT est alors établi comme :

$$G = \frac{Q_1 \cdot q_{canal}}{e}, \quad (3.5)$$

où q_{canal} est la valeur en Coulomb d'un canal ADC et $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$, la charge élémentaire de l'électron.

Le gain est obtenu pour chaque valeur de HT appliquée au PMT. La caractérisation se poursuit par l'obtention de la courbe donnée par $G = k \cdot HT^\gamma$ (cf. équation 1.23) afin de connaître les paramètres intrinsèques du PMT, k et γ .

Les photodétecteurs utilisés ici ont ainsi été calibrés grâce à cette méthode, en utilisant une LED ayant une longueur d'onde d'émission de 370 nm couplée à une fibre optique de diamètre 1 mm ainsi que par l'intermédiaire d'une fibre carrée de 2 mm de section. Ces fibres ont été choisies dans le but d'évaluer l'effet de leur section sur les gains tout en conservant une valeur proche de celle d'un cristal de LYSO. Le contact optique avec la photocathode est obtenu par une graisse optique Bicon d'indice de réfraction $n = 1,465$. La LED est contrôlée par un générateur d'impulsions Hewlett-Packard 8110A servant également de signal de déclenchement des acquisitions.

Nous avons proposé une méthode différente consistant à utiliser le flux naturel de photons uniques générés par le cristal de LYSO dû à l'*afterglow*. Seulement, le déclenchement de l'acquisition s'effectue sur le signal lui-même, ayant pour conséquence la disparition de la distribution du piédestal pour un seuil de déclenchement suffisamment élevé. Le spectre en charge ne contient alors quasiment que la distribution du photoélectron unique et une fraction du bruit de la première dynode. De ce fait, le spectre n'est plus ajusté par la fonction de Bellamy, mais par une gaussienne (figure 3.6) donnant la valeur de Q_1 et σ_1 . La distribution du piédestal est alors obtenue par une acquisition annexe sans signal en entrée.

3.1.2.2 Calibration des PMTs monoanodes

Nous avons effectué des mesures pour la méthode LED pour les PMTs #2664, #2714 et #2923, et des HTs allant de -1,0 kV à -1,45 kV (maximum acceptable par les PMTs) par pas de 50 V et de -1,25 kV à -1,45 kV par pas de 25 V pour la méthode LYSO. Les valeurs inférieures à -1,25 kV ne permettait pas de sortir le signal du photoélectron unique du piédestal. L'électronique précédemment décrite a été utilisée. Un amplificateur ayant un facteur d'amplification de 34,3 a servi afin d'obtenir des charges suffisamment élevées pour sortir de la distribution du piédestal dans le spectre des charges. Le facteur d'amplification a été mesuré comme la pente de la droite obtenue pour différentes valeurs de signaux stables et connus, injectés dans l'amplificateur.

Le PMT #2923 ayant un gain 3 fois plus faible que le PMT #2664, nous n'avons pu effectuer de mesures pour la méthode *afterglow*. Le niveau de déclenchement était alors trop proche de la ligne de base et les déclenchements se faisaient sur le bruit du signal.

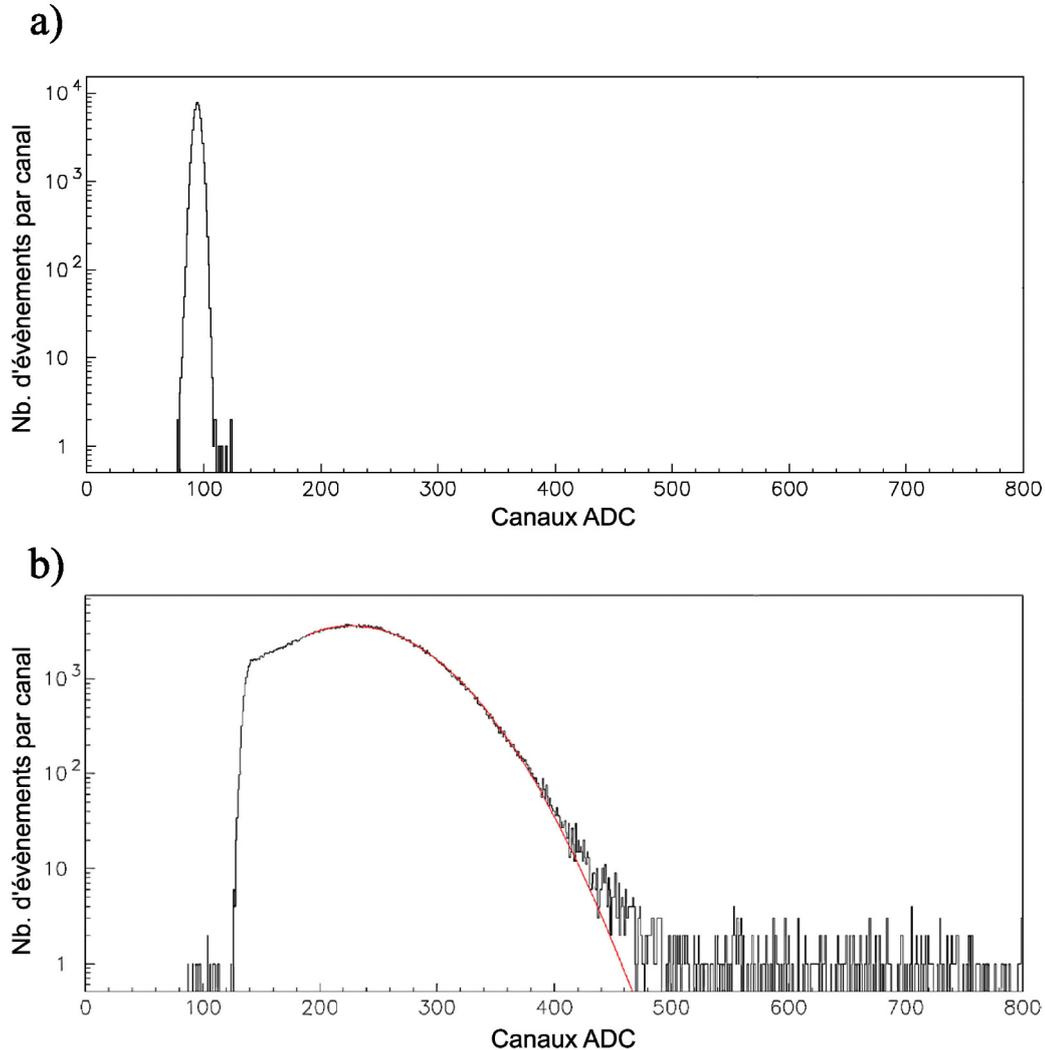


FIG. 3.6 — a) Spectre du piédestal et b) spectre de charges, typique de la sortie d'un photomultiplicateur pour la méthode Afterglow à une HT de $-1,25$ kV. La courbe rouge représente l'ajustement gaussien.

Les courbes de la figure 3.7 montrent l'évolution des gains de chaque PMT en fonction des HTs appliquées pour les différentes méthodes de calibration.

Les ajustements des courbes par l'équation 1.23 aboutissent aux valeurs résumées dans le tableau 3.1.

Nous constatons que les gains obtenus par l'utilisation de la fibre de 1 mm de diamètre donne des valeurs plus faibles comparées aux deux autres méthodes. Ceci est dû à la surface active de la photocathode. En effet, même si les fibres étaient placées au centre des PMTs, les photocathodes ne sont pas homogènes (de par le principe même de leur fabrication), créant alors des disparités dans les valeurs mesurées. Nous constatons

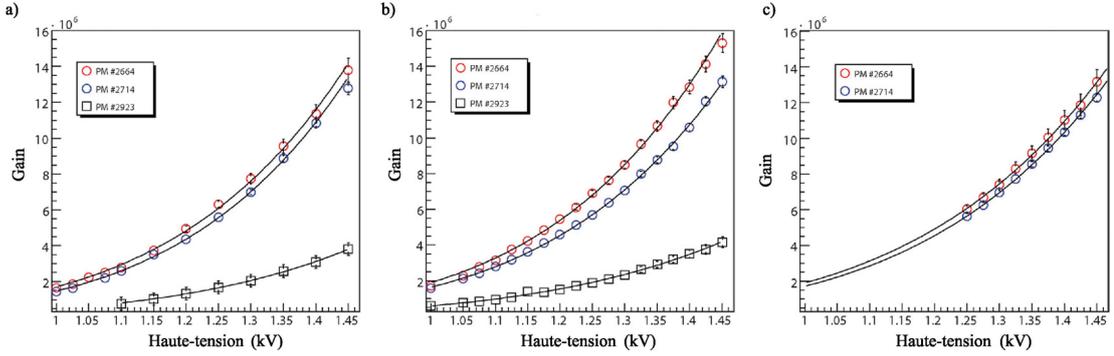


FIG. 3.7 — Gains des différents PMTs selon les deux méthodes de calibration : a) Méthode LED fibre $\varnothing = 1$ mm, b) Méthode LED fibre $\square = 2$ mm et c) Méthode Afterglow $\square = 1,5$ mm.

TAB. 3.1 — Résumé des fonctions de gains pour les trois photomultiplicateurs.

Numéro de PMT	Gain		
	Méthode LED fibre $\varnothing = 1$ mm	Méthode LED fibre $\square = 2$ mm	Méthode <i>Afterglow</i> $\square = 1,5$ mm
#2664	$(1,71 \pm 0,48) \times 10^6 HT^{5,68 \pm 0,10}$	$(1,90 \pm 0,37) \times 10^6 HT^{5,71 \pm 0,07}$	$(1,91 \pm 0,63) \times 10^6 HT^{5,19 \pm 0,10}$
#2714	$(1,48 \pm 0,23) \times 10^6 HT^{5,92 \pm 0,05}$	$(1,64 \pm 0,23) \times 10^6 HT^{5,58 \pm 0,05}$	$(1,72 \pm 0,21) \times 10^6 HT^{5,33 \pm 0,04}$
#2923	$(4,78 \pm 0,14) \times 10^5 HT^{5,57 \pm 0,10}$	$(5,96 \pm 0,37) \times 10^5 HT^{5,24 \pm 0,08}$	—

également que le manque de valeurs pour des HTs plus faibles que -1,25 kV entraîne des variations importantes au niveau des coefficients γ , relatant du comportement des gains selon la HT.

Par le même phénomène produisant des valeurs de gains plus faibles pour la fibre de diamètre 1 mm, la méthode utilisant le cristal de LYSO donne des valeurs de coefficients γ plus faibles que lors de l'utilisation d'une fibre carrée de 2 mm de section.

Cependant, les valeurs de gains pour des HTs proches de -1,0 kV, se correspondent à hauteur de 5 %. De ce fait, et en considérant que les différentes mesures effectuées par la suite se feront sur des cristaux de LYSO de 1,5 mm de section, nous avons décidé d'utiliser les paramètres correspondant à la méthode *afterglow* pour les PMTs #2664 et #2714, et à la méthode LED fibre $\square = 2$ mm pour le PMT #2923.

Les erreurs sur les gains (données par l'équation 3.6) ont été calculées a posteriori grâce aux erreurs sur les coefficients k et γ , σ_k et σ_γ , données par les ajustements, relatant alors des erreurs systématiques.

$$\sigma_G = \sqrt{(\sigma_k \times HT^\gamma)^2 + (k\sigma_\gamma \times \ln(HT) \times HT^\gamma)^2}. \quad (3.6)$$

Les erreurs ainsi calculées nous renseignent alors sur la reproductibilité des mesures effectuées. Les erreurs statistiques (données par les déviations standards des distributions du photoélectron unique), n'apportent que très peu de renseignements concernant les mesures, hormis la résolution en énergie du photoélectron unique.

Nous pouvons homogénéiser les gains des PMTs grâce aux fonctions obtenues afin que ceux-ci soient équivalents pour les mesures qui suivront. Les HTs des PMTs ont été calculées à $-1,085$ kV pour le PMT #2664, $-1,1$ kV pour le PMT #2714 et $-1,35$ kV pour le PMT #2923 afin d'obtenir un gain de $2,9 \cdot 10^6$. Ce gain a été choisi pour couvrir l'ensemble de la gamme de fonctionnement du module ADC 11 bits (équivalent à 2048 canaux) et éviter la saturation de ce module à une valeur maximum de -500 pC², lors de l'utilisation d'un cristal nu de LYSO de 20 mm de longueur.

3.1.2.3 Calibration d'un PMT multianodes

Dans un but de validation, nous avons mesuré les gains par la méthode *Afterglow* pour un PMT 64 voies H8804 Hamamatsu, dont le gain de chaque voie a préalablement été mesuré par une méthode LED [98].

Ce PMT possède une fenêtre d'entrée de $18,4$ mm \times $18,4$ mm et une limitation en haute-tension de $-1,0$ kV.

Un support de 64 cristaux taillé dans un bloc de Téflon, positionne chaque cristal en face des voies de détections du photomultiplicateur (figure 3.8).

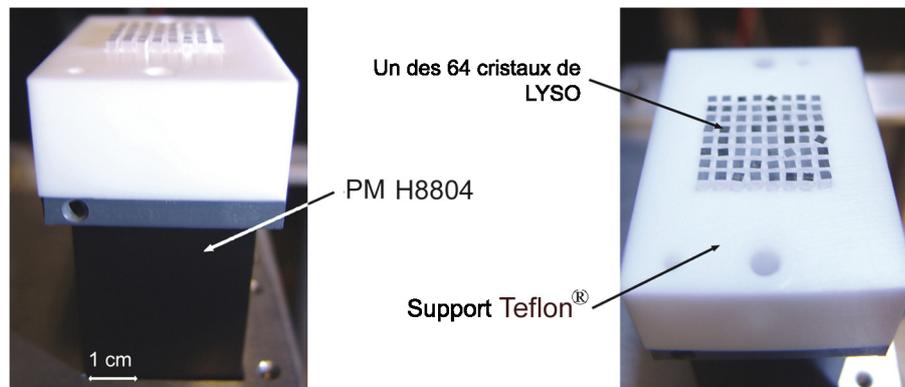


FIG. 3.8 — Photographie du support en Téflon des cristaux placés sur le photomultiplicateur multianodes.

Le photomultiplicateur a quant à lui été placé sur un support fournissant l'alimentation ainsi qu'une amplification par un facteur 100 de chaque voie de sortie. Il existe sur ce type de photomultiplicateur une sortie, appelé dynode 12, représentant le « OU » logique de l'ensemble des voies. L'acquisition simultanée des 64 voies du PMT a été effectuée

²500 pC correspondent à environ 1 000 pe pour un gain de $2,9 \cdot 10^6$, soit approximativement 4 000 photons optiques.

par quatre modules ADC 16 voies LeCroy 4300B. Le déclenchement de l'acquisition est donné par le module de discrimination dont l'entrée est connectée à la dynode 12.

Les mesures ont été effectuées pour des haute-tensions s'échelonnant de $-0,75$ kV à $-0,95$ kV par pas de 50 V.

Du fait du déclenchement des acquisitions par la dynode 12, une voie peut être acquise sans qu'un signal utile ne soit présent en sortie. Nous retrouvons alors pour cette voie, une charge d'énergie zéro, soit une valeur de charge du piédestal. Les spectres des charges de chaque voie ont alors été ajustés par une gaussienne et une exponentielle décroissante prenant en compte la distribution du piédestal et du bruit, ainsi que par une gaussienne pour la distribution du photoélectron unique (figure 3.9).

Les valeurs de Q_1 sont obtenues pour chaque voie et valeur de haute-tension.

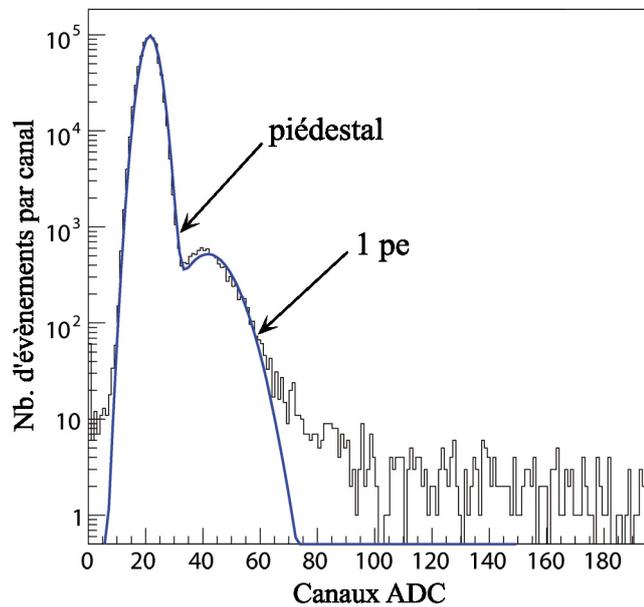


FIG. 3.9 — Spectre de charges de la voie 21 ajusté par la somme de deux gaussiennes et d'une exponentielle décroissante.

Pour chaque voie, les coefficients k_i et γ_i sont donnés par les ajustements du comportement du gain en fonction de la haute-tension. Les graphiques des figures 3.10 a) et 3.10 b) représentent les distributions des gains de chaque voie pour les deux méthodes de calibration, à une haute-tension de $-0,8$ kV, ainsi que l'écart relatif pour chacune des voies par rapport à la méthode LED.

La courbe de tendance (en bleu sur la figure 3.10 b)) montre une légère sous-estimation des valeurs obtenues pour la méthode *Afterglow* en comparaison de la méthode LED, pour ce photomultiplicateur. L'écart est évalué à 4,0 % en considérant les valeurs moyennes des gains sur l'ensemble des voies, de $2,85 \cdot 10^5 \pm 3,10 \cdot 10^4$ pour la méthode LED et $2,74 \cdot 10^5 \pm 3,50 \cdot 10^4$ pour la méthode *Afterglow*.

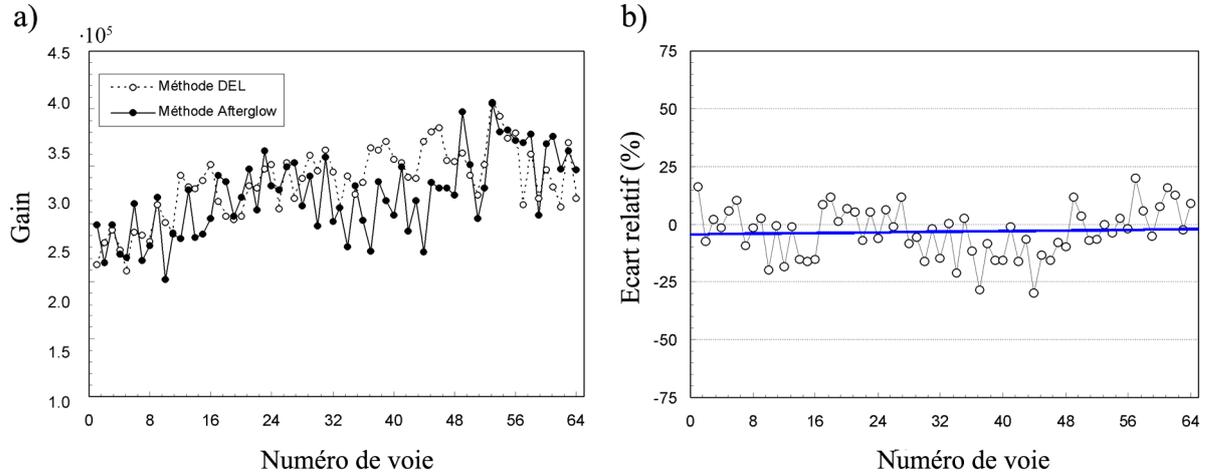


FIG. 3.10 — a) Distribution des gains selon les deux méthodes de calibration ainsi que b) l'écart relatif à la méthode LED.

Nous pouvons alors considérer que la méthode présentée permet d'effectuer la calibration d'un photodétecteur, mono ou multianodes, avec une erreur faible comparée à une méthode traditionnelle. Cette méthode originale ne nécessite pas l'utilisation d'un dispositif expérimental composé d'une source lumineuse de type LED, dont le flux lumineux serait atténué à des valeurs de quelques photons. Elle permet également, grâce à une électronique adaptée, d'effectuer la calibration des voies des photodétecteurs *in-situ*.

3.1.3 Profils de comptage d'un cristal et résolution spatiale du faisceau

3.1.3.1 Expérience

Les profils de comptage ont un double intérêt. Ils permettent tout d'abord de connaître précisément les coordonnées X_0 et Z_0 du centre du cristal, nécessaire à sa calibration, et par la suite, de mesurer la résolution du faisceau de photons interagissant avec le CI.

La collimation électronique sélectionnant un faisceau de photons γ dans un cône bien précis, nous pouvons établir le profil de comptage du nombre de triple coïncidences en fonction de la position du CI face à la source. Ces profils sont obtenus dans les axes x et z , soit, transverse et longitudinal.

Le nombre de coïncidences est ici obtenu par le nombre d'évènements dans le spectre des charges pour des acquisitions de 30 min. Le CI est déplacé face à la source par pas de 125 μm pour le profil transverse et 500 μm pour le profil longitudinal. Le

pas de ce dernier a été augmenté pour une question de durée totale d'acquisition³.

Les figures 3.11 a) et 3.11 b) donnent le profil transverse et longitudinal d'un cristal de LYSO nu placé dans le dispositif de mesures.

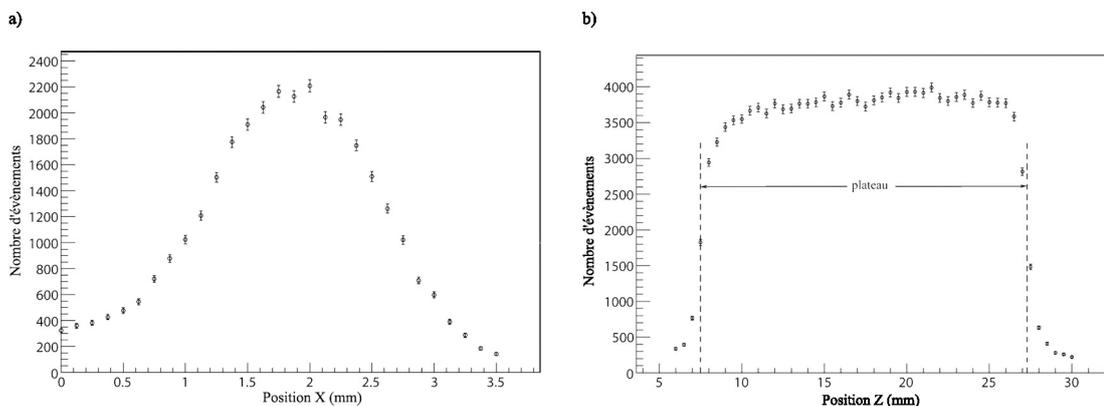


FIG. 3.11 — Profil transverse et longitudinal du nombre d'événements détectés par un cristal de LYSO de 20 mm.

En premier lieu, le profil transverse est ajusté par une gaussienne. La valeur X_0 du centre du cristal dans l'axe x est donnée par la moyenne de la gaussienne de l'ajustement. La valeur de Z_0 est ensuite obtenue par le milieu du plateau du profil longitudinal, délimité par les deux points d'inflexions de part et d'autre du profil.

L'information de la résolution du faisceau de photons γ atteignant le cristal est également extraite des profils. Si l'on considère le faisceau comme une gaussienne, chaque point du profil est la proportion de la gaussienne « vue » par le cristal (figure 3.12). La détermination de la largeur du faisceau se fait par la méthode suivante. En chaque position x ou z du profil, l'intégrale d'une gaussienne de moyenne x (ou z) et d'écart-type σ , est calculée analytiquement dans les bornes d'intégration a et b , données par les bords du cristal, soit : $a = X_0 - \frac{x_c}{2}$ et $b = X_0 + \frac{x_c}{2}$ pour le profil transverse et $a = Z_0 - \frac{z_c}{2}$ et $b = Z_0 + \frac{z_c}{2}$ pour le profil longitudinal. x_c et z_c sont la section et la longueur du cristal.

Par une méthode d'ajustement basée sur MINUIT [99], la valeur σ de la gaussienne nous donne la résolution du faisceau tel que : $R_{\text{faisceau}} = 2,35 \cdot \sigma$. Cette mesure est effectuée plus précisément sur le profil transverse compte tenu du pas d'acquisition. La figure 3.13 donne un exemple d'ajustement par cette méthode pour un profil transverse d'un cristal de LYSO d'une longueur de 20 mm.

Le tableau 3.2 résume les valeurs de R_{faisceau} pour cinq cristaux de 20 mm selon le profil.

³En effet, l'acquisition longitudinale de l'ensemble d'un cristal de 20 mm nécessite déjà dans ce cas plus de 20h.

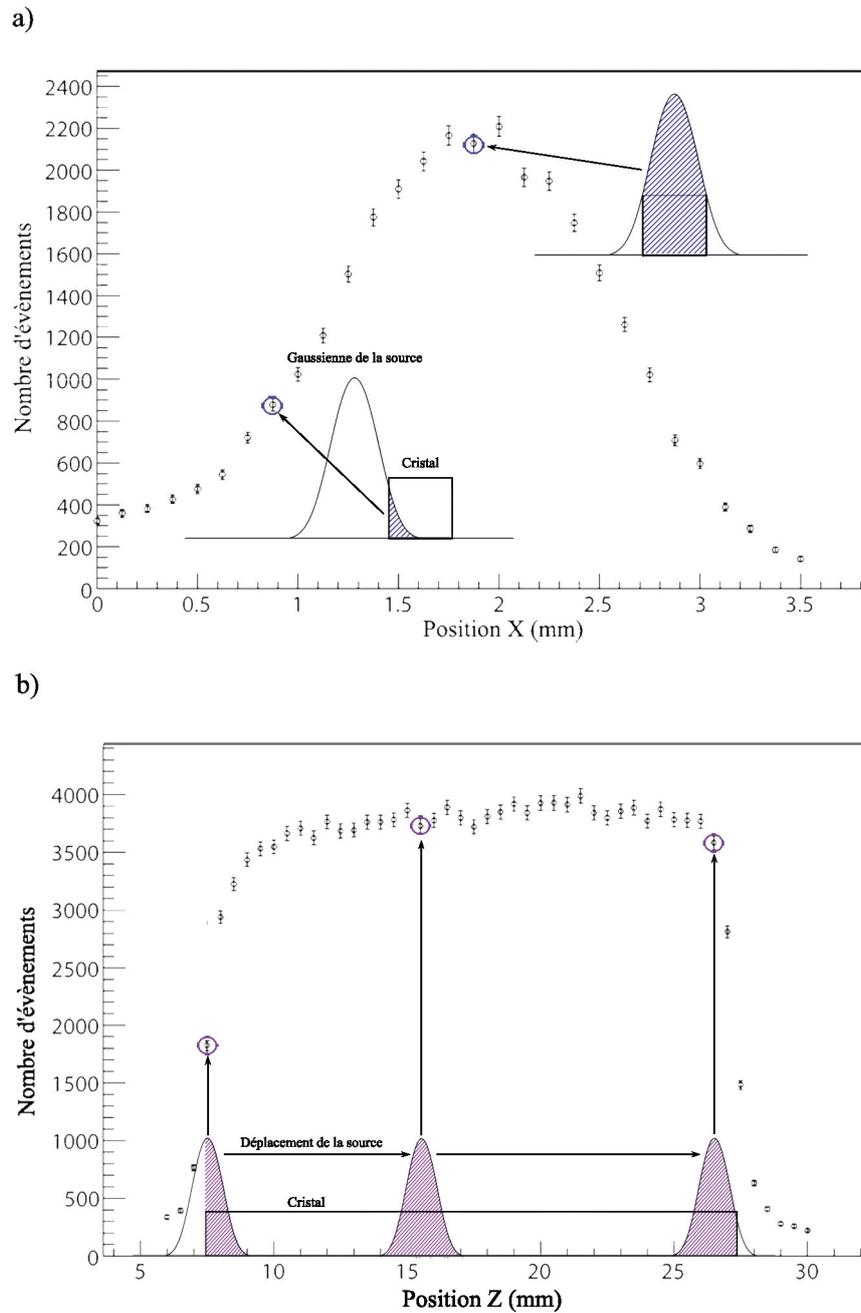


FIG. 3.12 — Proportion du faisceau de la source « vue » par le cristal dans le profil a) transverse et b) longitudinal.

La différence entre les deux valeurs moyennes de la résolution du faisceau peut s'expliquer par la différence du pas de la source entre une acquisition transverse et une acquisition longitudinale mais également par une asymétrie de la source elle-même.

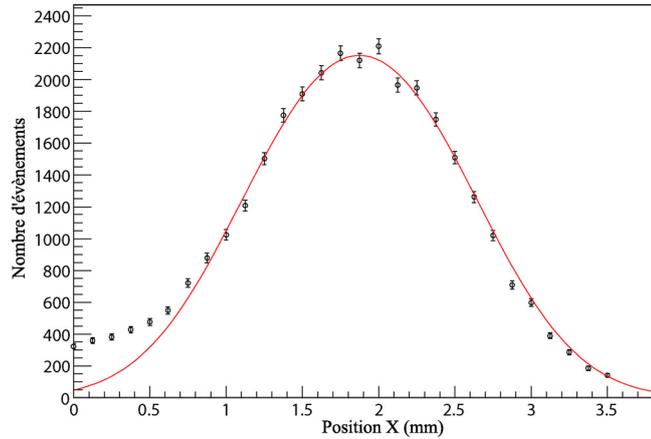


FIG. 3.13 — Profil transverse ajusté afin d'obtenir la résolution du faisceau de photons.

TAB. 3.2 — Valeurs des résolutions spatiales du faisceau de photons établies pour cinq cristaux de LYSO.

Cristal de 20 mm	R_{faisceau} (mm)	
	Transverse	Longitudinal
#1	$1,48 \pm 0,01$	$1,700 \pm 0,001$
#2	$1,48 \pm 0,02$	$1,740 \pm 0,001$
#3	$1,50 \pm 0,02$	$1,620 \pm 0,001$
#4	$1,48 \pm 0,02$	$1,690 \pm 0,001$
#5	$1,48 \pm 0,02$	$1,670 \pm 0,001$
Moyenne	$1,484 \pm 0,008$	$1,684 \pm 0,040$

L'alignement non parfait entre le CI, la source et le couple de collimation intervient également dans cet écart.

3.1.3.2 Simulation

La validation de ces mesures a été menée par l'utilisation d'un code de simulation GEANT4. Le même dispositif comprenant le CI et ses deux photomultiplicateurs ainsi que la collimation a été utilisé. La source, générant des paires de γ émis à 180° , a été placée au centre d'un disque de plexiglas. L'effet de l'énergie des positrons, agissant sur le parcours moyen de ceux-ci, a été simulé par la distribution bi-exponentielle des points d'émissions des photons. Seule la source était considérée comme ponctuelle.

L'émission des 400 000 paires de photons γ s'est effectuée dans un cône afin de limiter le temps de simulation. Le cristal d'intérêt a été déplacé dans l'axe x par pas de $125 \mu\text{m}$.

Les coïncidences sont réalisées de manière logicielle lorsque les deux photons ont interagi avec les deux cristaux.

Le profil ainsi obtenu (figure 3.14) nous donne après déconvolution par la méthode précédente, une résolution du faisceau, $R_{\text{faisceau}} = 1,382 \pm 0,005$ mm. Cette valeur est à convoluer avec la taille de la source non ponctuelle, mesurée à 0,83 mm, portant la résolution à $R_{\text{faisceau}} = 1,612$ mm. Par la suite, la résolution du faisceau prise en compte de $R_{\text{faisceau}} = 1,586$ mm a été évaluée comme la moyenne des valeurs obtenues expérimentalement pour les deux profils. L'erreur relative entre la valeur choisie et la valeur simulée s'élève à 1,64 %.

Nous remarquons également que l'approximation faite dans la mesure de la valeur théorique (en ne tenant pas compte de la pénétration des photons γ dans les cristaux), se trouve être valable dans notre cas.

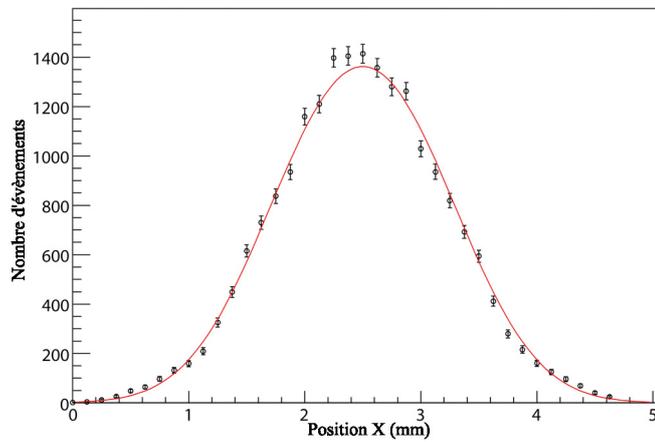


FIG. 3.14 — Profil transverse obtenu par la simulation GEANT4 et ajusté par la méthode précédente.

3.2 La profondeur d'interaction

Le but principal de cette section est la recherche de la résolution spatiale la plus optimisée dans le système TEP actuellement développé. Cette recherche se fait essentiellement sur la résolution de la profondeur d'interaction, se rapportant à la résolution spatiale axiale. La résolution transverse est elle obtenue par la section du cristal comme nous l'avons vu par l'équation 1.42.

L'optimisation de la résolution de la DOI est, comme nous allons le voir, corrélée à de nombreux facteurs intrinsèques aux cristaux tels que leur longueur ou bien encore leur coefficient d'atténuation effectif. Ce dernier peut également être considéré comme un facteur extrinsèque au cristal puisqu'il est lié au revêtement de celui-ci.

La méthode utilisée ici pour obtenir la position de l'interaction dans la longueur du cristal est une méthode basée sur le contraste entre les charges délivrées par les photodétecteurs de part et d'autre des cristaux. En effet, la méthode présentée utilise le partage de lumière entre deux photodétecteurs appelés ici « droit » et « gauche ».

Le contraste (donné par l'équation 3.7), comme nous le verrons plus tard, est indépendant de l'énergie déposée dans le cristal, ceci ayant pour avantage de reconstruire les positions d'interactions indépendamment de l'énergie déposée.

$$C = \frac{Q_d - Q_g}{Q_d + Q_g} = f(z), \quad (3.7)$$

où Q_d et Q_g sont les charges collectées de part et d'autre du cristal.

L'ensemble des tests et mesures présentés dans ce chapitre ont été effectués uniquement sur des cristaux uniques lus par les photomultiplicateurs monoanodes détaillés dans le dispositif expérimental. La matrice de cristaux, dont l'élaboration fait l'objet d'une section, n'a pu être testée dans le dispositif par manque de l'électronique de traitement adaptée aux photodétecteurs.

3.2.1 Le comportement des charges

La reconstruction des positions d'interactions suivant l'axe z du cristal nécessite la connaissance du comportement des charges le long de celui-ci. Grâce au dispositif expérimental, les spectres des charges droites et gauches sont obtenus pour chaque position de la source face au CI. La figure 3.15 représente les charges enregistrées par les photomultiplicateurs lorsque la source est placée au centre du cristal. Ces charges étant obtenues en coïncidence, le pic photoélectrique est facilement identifiable. A titre de comparaison, les spectres des charges obtenus pour un cristal de YAP:Ce (Yttrium Aluminium Pérovskite, YAlO_3 [100]) ont été représentés. Ces spectres montrent alors l'avantage du LYSO sur le YAP de par sa valeur de photofraction plus élevée, $R_{pe^-}^{\text{YAP}} = 4,4 \%$ et $R_{pe^-}^{\text{LYSO}} = 32,8 \%$.

Pour chaque position de la source, les charges Q_d et Q_g sont obtenues par les moyennes en canaux ADC des ajustements gaussiens des pics photoélectriques dans les spectres des charges. La mesure de l'énergie déposée se fait par l'ajustement gaussien du spectre de la somme, pour chaque événement, des charges droites et gauches. La résolution en énergie est obtenue comme $R_E = LTMH/E$, de cet ajustement.

La figure 3.16 donne un exemple des positions des pics photoélectriques en canaux ADC ainsi que des énergies déposées le long d'un cristal de 25 mm de longueur ayant un revêtement élaboré à partir de PMMA et de TiO_2 .

D'après les travaux effectués par Vilardi et Braem [101], le comportement des charges le long du cristal s'apparente à une exponentielle décroissante. Le paramètre important est alors la longueur d'atténuation effective, λ_{eff} , prenant en compte l'atténuation des

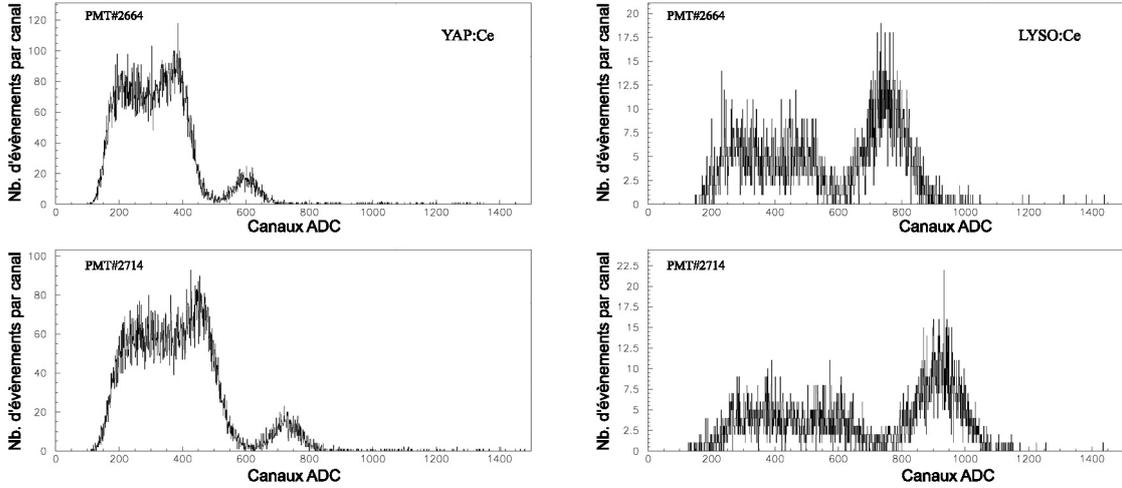


FIG. 3.15 — Spectres de charges des cristaux de YAP et LYSO lorsque la source est placée au centre. Les cristaux sont enveloppés par du ruban de Téflon.

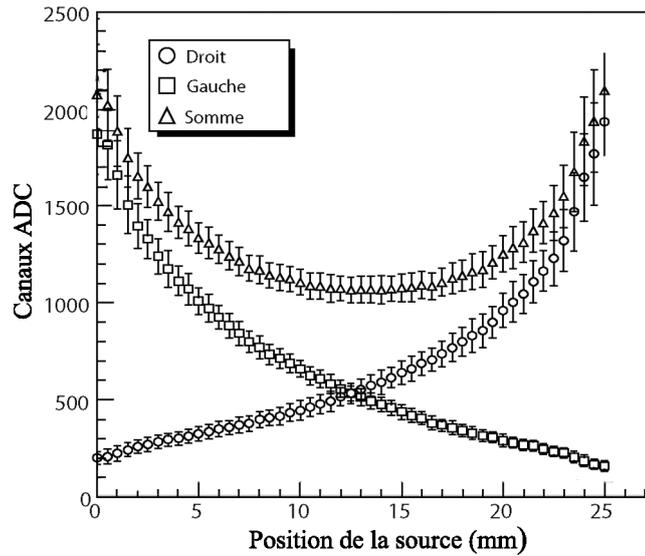


FIG. 3.16 — Positions des pics photoélectriques en canaux ADC pour les PMTs droit et gauche selon la position de la source, pour un cristal de LYSO d'une longueur de 25 mm.

photons dans le cristal ainsi que les différentes réflexions dues au revêtement (équation 3.8). La résolution de la DOI est alors meilleure et la résolution en énergie plus mauvaise, pour des valeurs faibles de λ_{eff} (équation 3.9 et annexe A.2, page 152). Ceci part d'un constat très simple. Si le réflecteur était parfait, la totalité des photons de scintillation rejoindrait les extrémités, apportant une résolution en énergie excellente

(du fait du nombre élevé de photons) mais l'information de la position serait perdue, la différence entre les charges droites et gauches étant gommée. La figure 3.17 illustre ces principes par la variation de σ_z et de R_E en fonction de λ_{eff} pour des valeurs de $N_0 = 8000$ photons, $\varepsilon_c = 0,25$ et $H = 20$ mm fixées. La valeur de z est alors prise au centre du cristal soit $H/2$.

$$N_d^{pe}(z) = \frac{N_0}{2} \varepsilon_c \cdot e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \quad N_g^{pe}(z) = \frac{N_0}{2} \varepsilon_c \cdot e^{-\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \quad (3.8)$$

avec $N_{d,g}^{pe}$, le nombre de photoélectrons collectés par le photodétecteur droit ou gauche, N_0 , le nombre de photons générés par la scintillation, ε_c , l'efficacité quantique de la photocathode et H la longueur du cristal.

$$\sigma_z = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\sqrt{2N_0\varepsilon_c}} \sqrt{e^{\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} + e^{\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}},$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{1 + \nu(M)}{N_g^{pe}} + \frac{1 + \nu(M)}{N_d^{pe}}} + \sigma_{\text{sci}}^2. \quad (3.9)$$

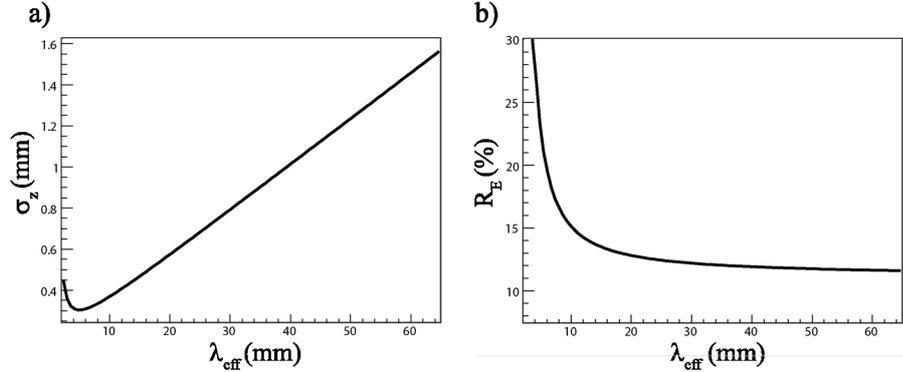


FIG. 3.17 — Variations de σ_z et de R_E en fonction de λ_{eff} . La courbe relative à σ_z ne tient pas compte de la résolution intrinsèque du cristal.

On remarque également qu'il existe une valeur limite de λ_{eff} en-deçà de laquelle les fonctions divergent. Seulement, la valeur limite est suffisamment faible pour ne pas être atteinte lors des expériences menées par la suite.

L'approche considérée par Vilardi et Braem ne permettant pas dans notre cas d'ajuster fidèlement le comportement des charges, nous avons établi, par une approche semi-empirique, la fonction la plus proche de ce que devrait être le comportement des charges.

Tout d'abord, il existe une proportion non négligeable de photons ne subissant pas de réflexion sur les faces internes du cristal. Les photons sont alors directement transmis

aux photodétecteurs et sont contenus dans l'angle solide Ω , formé par la face de sortie du cristal et la position de l'interaction (figure 3.18). Ces photons seront transmis uniquement si l'angle qu'ils forment avec la normale à la face de sortie est inférieur à l'angle critique donné par la loi de Snell—Descartes (équation 3.10). Compte tenu de la section du cristal de 1,5 mm, l'indice de réfraction du cristal étant $n_C = 1,81$ et l'indice de réfraction de la graisse optique, $n_g = 1,465$, l'angle critique (θ_c) est de $54,03^\circ$ (afin que l'angle de sortie θ_2 soit inférieur à $\pi/2$). Nous pouvons alors calculer la distance à la face de sortie du cristal, à partir de laquelle tous les photons optiques contenus dans l'angle solide sortent. Cette distance, représentée sur le schéma par la variable z , est donnée par : $z = \frac{x_c}{2 \tan(\theta_c)} = 0,54$ mm, où x_c est la section du cristal. En-deçà de cette valeur, une plus faible proportion des photons générés sortent du cristal. C'est pourquoi, la plupart des mesures effectuées par la suite ne tiennent pas compte des deux valeurs extrêmes de position de la source.

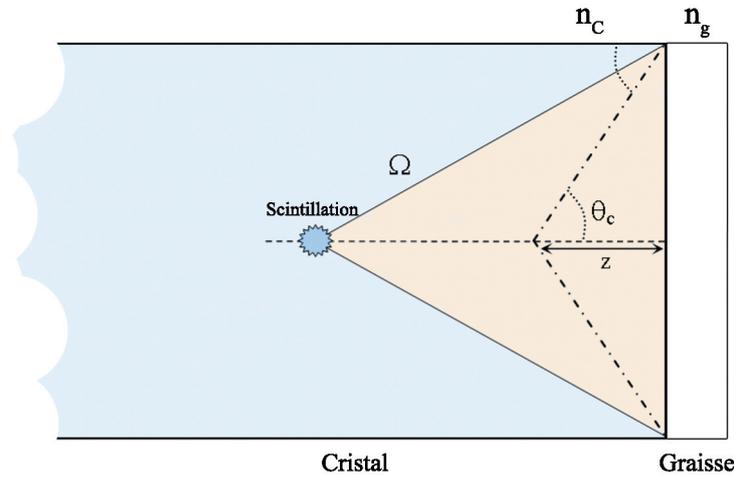


FIG. 3.18 — Schéma représentant un cristal de LYSO dans lequel a lieu une scintillation où les photons optiques sont transmis dans l'angle solide direct. θ_c représente l'angle critique à partir duquel les photons ne peuvent plus sortir du cristal et z , la distance minimale à partir de laquelle tous les photons ont un angle inférieur à l'angle critique.

$$\frac{n_C}{n_g} = \frac{\sin(\theta_2)}{\sin(\theta_c)}, \quad \theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_g}{n_C} \right) \Bigg|_{\theta_2=\pi/2} = 54,03^\circ. \quad (3.10)$$

Dans un deuxième temps, les photons sont réfléchis/absorbés/diffusés par les faces et le revêtement. Si l'on prend uniquement en compte le principe de réflexion par les faces, les photons ayant subi des réflexions seront tout d'abord atténués par le cristal selon le chemin optique qu'ils y parcourent. Seulement, si l'on considère que les seuls photons transmis sont ceux dont l'angle d'incidence à une face est compris entre θ_c et

$\tan^{-1}\left(\frac{2z}{x_c}\right)$, calculé pour la face de sortie, leurs chemins optiques δ parcourus (donnée par l'équation 3.11 en référence à la figure 3.19) sont bien inférieurs à la longueur d'atténuation $\lambda \approx 50 \text{ cm}$ du cristal [101]. Ceci explique en partie le comportement des charges lorsqu'aucun revêtement n'est utilisé sur le cristal.

L'atténuation exponentielle de l'équation 3.8 est par la suite remplacée par une somme d'atténuations exponentielles prenant en compte les deux proportions de photons de scintillations, ceux compris dans l'angle solide direct et ceux interagissant avec les faces latérales du cristal (équation 3.12).

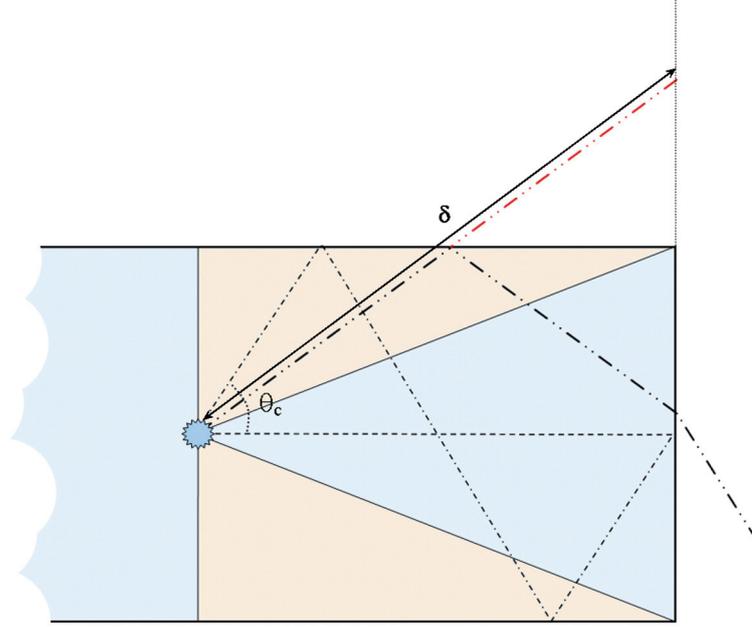


FIG. 3.19 — Schéma représentant un cristal de LYSO dans lequel a lieu une scintillation où les photons optiques sont transmis par réflexion. Le même angle θ_c permet de connaître les photons susceptible d'être transmis au milieu extérieur.

$$\delta_{max} = \frac{z}{\cos \theta_c} \Big|_{z=25} = 42,56 \text{ mm.} \quad (3.11)$$

$$Q_g(z) = \frac{Q_0}{2} \cdot \left(\Omega(z) \times e^{-z/\lambda} + (1 - \Omega(z)) \times e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} \right),$$

$$\text{et } Q_d(z) = \frac{Q_0}{2} \cdot \left(\Omega(H - z) \times e^{-(H-z)/\lambda} + (1 - \Omega(H - z)) \times e^{-\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}} \right), \quad (3.12)$$

avec $\Omega(z) = \frac{x^2}{z^2}$. L'angle solide a ici été approximé comme le rapport de la surface sur la distance au carré.

La figure 3.20 illustre les ajustements des charges obtenues avec un cristal nu de 20 mm par les fonctions de l'équation 3.12.

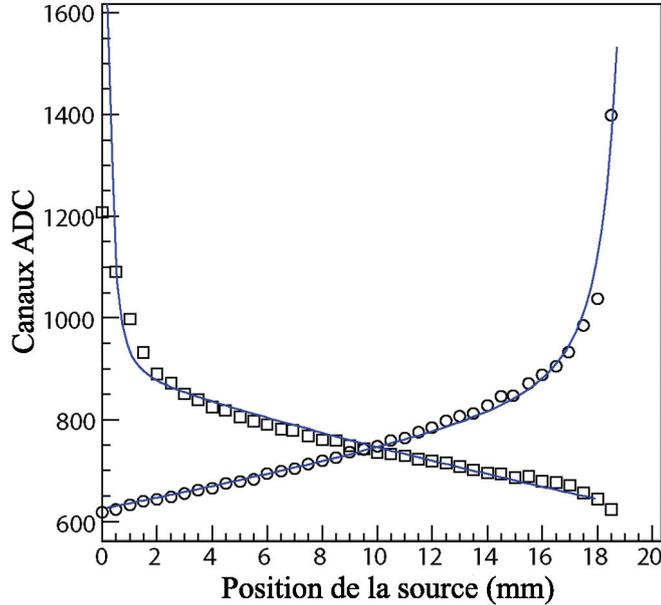


FIG. 3.20 — Ajustement des charges droites et gauches par l'équation 3.12 pour un cristal dépourvu de revêtement.

La valeur $\lambda_{\text{eff}} \simeq 60$ mm extraite de l'ajustement, montre la faible atténuation du cristal nu prenant en compte les réflexions internes au cristal.

Lorsqu'un revêtement est utilisé, l'atténuation des photons interagissant avec les faces du cristal diffère et le comportement des charges le long de celui-ci n'est plus simplement régi par l'équation 3.12. Le revêtement et ses impuretés vont alors faire intervenir plusieurs phénomènes dans le cristal.

D'après les travaux effectués par Nayar [102] et adaptés par Levin et Moisan [104], le modèle considère le revêtement comme composé de micro-facettes faisant alors intervenir de la réflexion, de la diffusion, de l'absorption et de la transmission (voir figure 3.21). Cependant, ce modèle complet est actuellement très complexe à mettre en œuvre dans la prise en compte du comportement des charges le long du cristal.

C'est pourquoi, nous avons décidé de simplifier le problème en utilisant une fonction empirique basée sur le principe de la décroissance exponentielle. Dans ce cas, la longueur d'atténuation effective est considérée comme dépendante de la position de la scintillation. Pour ce faire, $\mu_{\text{eff}} (= \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}})$ a été posé comme un polynôme du second ordre en z , $\mu_{\text{eff}} = Az^2 + Bz + c$. L'équation 3.13 donne la fonction utilisée dans l'ajustement des charges pour n'importe quel type de revêtement ou de longueur de cristal.

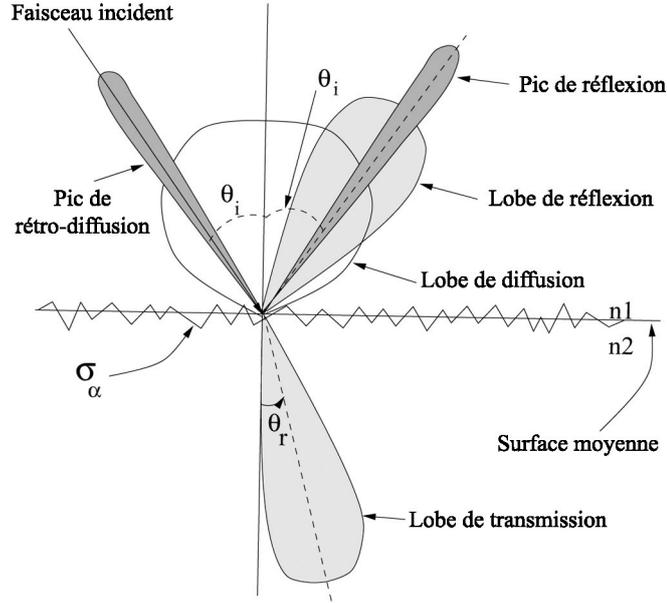


FIG. 3.21 — Représentation des différents phénomènes liés aux effets de surface lors de l'interaction d'un faisceau de photons. L'absorption n'a pas été représentée. σ_α représente la déviation standard de l'angle des micro-facettes par rapport à la surface moyenne.

$$\begin{aligned}
 Q_g(z) &= \frac{Q_0}{2} \cdot \left(\Omega(z) \times e^{-z/\lambda} + (1 - \Omega(z)) \times e^{-z(Az^2+Bz+C)} \right), \\
 Q_d(z) &= \frac{Q_0}{2} \cdot \left(\Omega(H-z) \times e^{-(H-z)/\lambda} + (1 - \Omega(H-z)) \times e^{-(H-z)(A(H-z)^2+B(H-z)+C)} \right).
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

En utilisant cet ajustement sur les courbes précédentes (un cristal de LYSO nu de 20 mm), nous retrouvons la longueur d'atténuation effective estimée par la méthode précédente lorsque $z = 20$ mm.

Ces fonctions ont la particularité de prendre en compte les imperfections du revêtement afin d'assurer au mieux la calibration des cristaux.

La figure 3.22 a) montre les courbes de charges et de somme pour un cristal de 25 mm pour un revêtement de PMMA et TiO_2 . On remarque alors que les charges n'ont pas un comportement exponentiel simple. La figure 3.22 b) montre l'ajustement des charges gauches par l'équation 3.12, insuffisante dans le cas d'un revêtement complexe ($\chi^2 = 5,66$). L'ajustement par l'équation 3.13, figure 3.22 c), donne de meilleurs résultats ($\chi^2 = 1,05$).

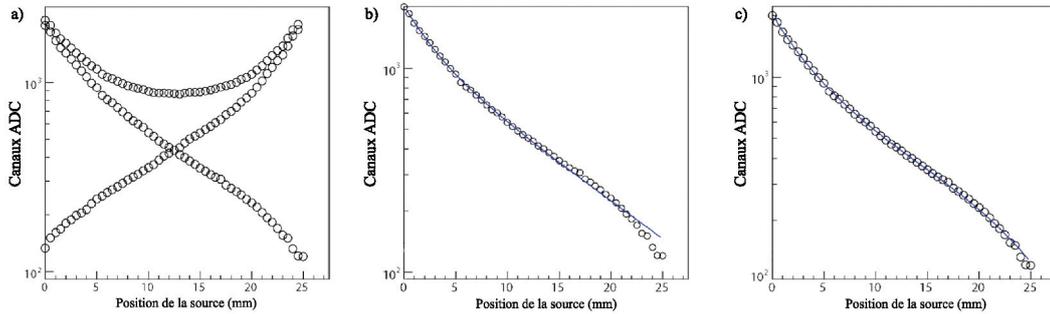


FIG. 3.22 — Comportement des charges pour différentes positions de la source : a) Les charges droites, gauches et leur somme, b) ajustement des charges gauches par l'équation 3.12 et c) grâce à l'équation 3.13.

3.2.2 Reconstruction de la DOI

En conjuguant l'équation du contraste (équation 3.7) avec la fonction de charges (équation 3.13), nous ajustons les courbes de contrastes (figure 3.23 a)) pour chaque type de revêtement ou de longueur de cristal.

Du fait de la complexité de la fonction, il est difficile d'obtenir sa fonction inverse dans le but de retrouver la position z de l'interaction. Les paramètres de l'ajustement sont alors insérés dans la fonction numérique du contraste pour obtenir la courbe de calibration propre au cristal (figure 3.23 b)). Le pas de numérisation de $100 \mu\text{m}$ permet de réduire la taille du fichier de calibration et le temps de traitement tout en conservant une précision suffisante par valeur de DOI reconstruite.

De part le principe même de la méthode du contraste et en considérant que le nombre de photons générés par une scintillation dans le cristal est linéaire en énergie dans la gamme qui nous intéresse [103]⁴, les événements sont reconstruits indépendamment de l'énergie déposée. Ceci faisant, une calibration spécifique aux événements « Compton » est alors totalement inutile. Cependant, nous verrons plus tard l'effet de l'énergie sur la résolution de la DOI.

Malgré l'homogénéisation des gains des PMTs, un léger écart peut subsister entre les mesures des pics photoélectriques lorsque la source est placée au centre du cristal. D'après l'équation 3.13, lorsque $z = H/2$, les charges Q_g et Q_d doivent être identiques. Cet écart peut provenir d'une irrégularité dans les gains, souvent due au temps nécessaire à leur stabilisation, mais surtout, dans le contact optique des deux faces de lecture du cristal aux fenêtres d'entrée des PMTs. Afin de corriger cet effet, un coefficient, g_{opt} , est appliqué aux charges d'un des PMTs de lecture du CI. Ce coefficient est calculé comme la différence des positions des pics photoélectriques lorsque la source est centrée (donnée par les valeurs de X_0 et Y_0) et normalisé à la valeur obtenue pour le PMT droit ou

⁴D'après ces travaux, le rendement lumineux varie pour un cristal de LYSO d'environ 15 % sur la gamme d'énergie de 100 keV à 511 keV.

gauche, selon qu'il soit appliqué au PMT gauche ou droit. La valeur du contraste au centre est alors nulle.

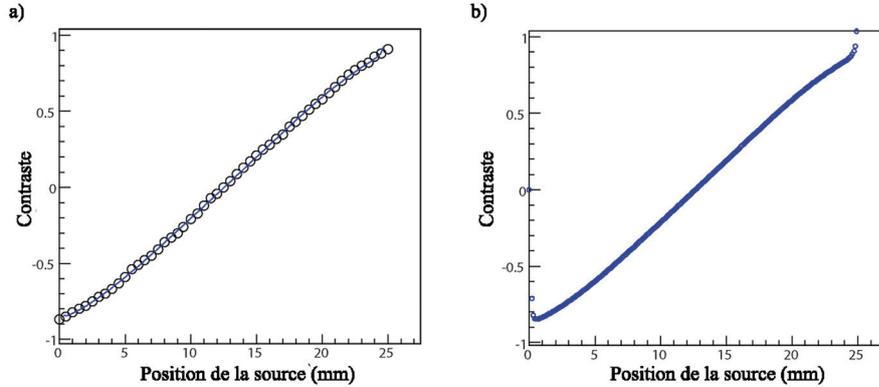


FIG. 3.23 — a) Valeurs de contraste et l'ajustement associé obtenus pour un cristal de 25 mm, b) valeurs numériques du contraste.

Pour chaque position de la source, une valeur de contraste est calculée à partir des charges mesurées. La DOI est alors reconstruite par comparaison aux valeurs de contrastes dans le fichier de calibration. Les positions de DOI sont alors histogrammées et ajustées par une gaussienne donnant la résolution à cette position de source. La figure 3.24 donne un exemple des DOI reconstruites en fonction de trois positions de la source : -10,5 mm, 0 mm, 10,5 mm par rapport au centre d'un cristal de 25 mm ayant un revêtement composé de PMMA et de TiO_2 .

La résolution pour chaque position est donnée par la LTMH de la distribution gaussienne. Les valeurs sont obtenues le long des cristaux pour les différents revêtements et longueurs. Les valeurs obtenues aux bords du cristal sont plus faibles compte-tenu de l'intersection restreinte du faisceau de photons γ avec le cristal.

En appliquant une fenêtre en énergie sur les événements et en prenant en compte uniquement les événements générés par effet photoélectrique pur⁵, nous obtenons des valeurs de résolution de DOI pour cette fenêtre centrée sur le pic photoélectrique. La fenêtre ne prend en compte que les événements dont la somme des charges est comprise entre $Q_{pe} - 1\sigma_{pe}$ et $Q_{pe} + 3\sigma_{pe}$, soit 320 keV et 700 keV.

3.2.3 Les revêtements

Nous avons ici testé plusieurs revêtements dans le but d'optimiser la résolution de la DOI le long du cristal. Les cristaux de LYSO utilisés ont toutes leurs faces polies. Toutes les données présentées dans cette section ont été réalisées sur un cristal d'une longueur de 20 mm et ceci dans le but d'établir la résolution de la DOI la plus faible

⁵Les événements n'ayant subi aucune interaction par effet Compton auparavant.

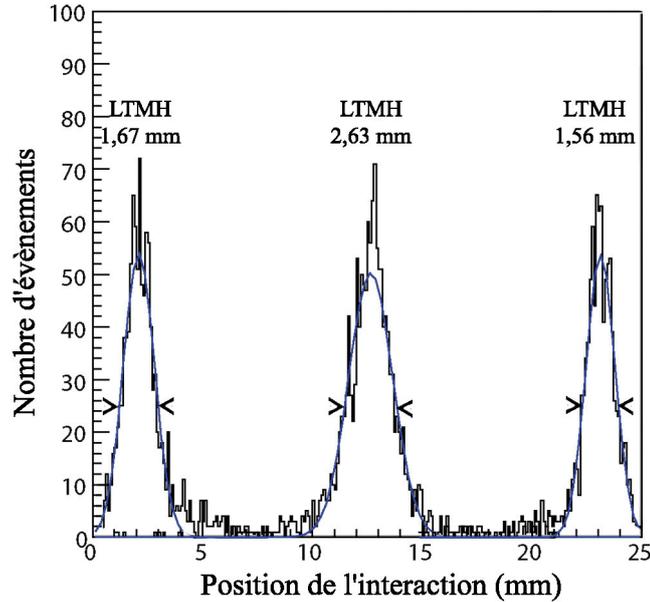


FIG. 3.24 — Exemple de DOI reconstruites selon trois différentes positions de source pour un cristal de 25 mm.

sans que la longueur du cristal ne puisse interférer. Pour chaque revêtement, les courbes présentées seront : a) charges et sommes, b) contrastes et c) linéarités en position. La position moyenne de la source mesurée est obtenue par le centre de la gaussienne ajustée sur la distribution des DOI reconstruites, permettant de l'associer à la position réelle de la source dans le but d'obtenir la linéarité de la calibration.

Les allures des résolutions de la DOI pour la fenêtre en énergie centrée sur le photopic, d), ainsi que celle représentant la résolution en énergie, e), seront également présentées. Les valeurs de résolutions spatiales représentées sont les valeurs brutes de la DOI, \bar{R}_{DOI} , et les valeurs décorréélées de la largeur du faisceau, $R_i = \sqrt{R_{\text{DOI}}^2 - \bar{R}_{\text{faisceau}}^2}$.

Mais avant tout, un cristal dépourvu de revêtement a été utilisé dans le dispositif expérimental afin de servir de référence (figure 3.25).

Le manque de valeurs de positions et de résolutions aux extrémités du cristal provient des divergences de l'ajustement sur la courbe de contraste (figure 3.25 b)).

3.2.3.1 Revêtement de Téflon

Le Téflon étant un très bon réflecteur de photons optiques, essentiellement par sa couleur blanche (relatant d'une très faible absorption de toutes les longueurs d'ondes), il est également facilement utilisable dans le rôle de revêtement par sa confection en rubans d'épaisseur inférieures à 100 μm .

Les cristaux de LYSO testés ont été enroulés par trois épaisseurs minimum de Téflon.

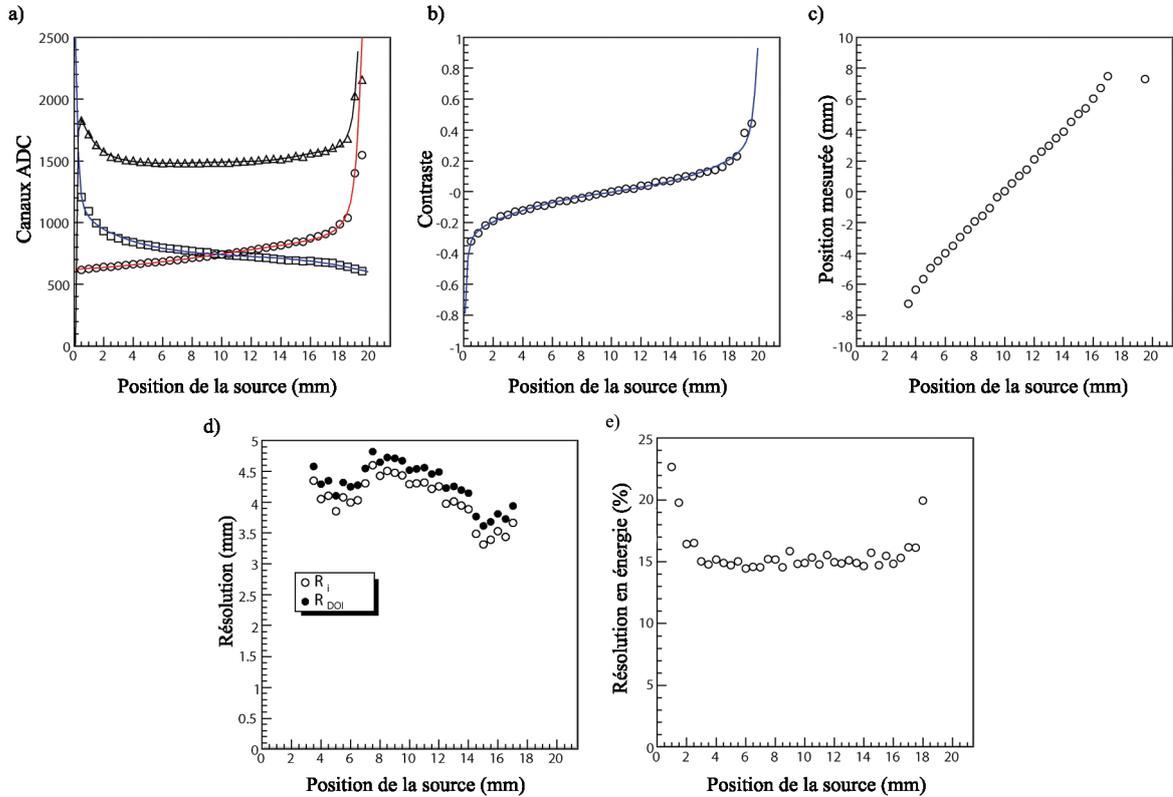


FIG. 3.25 — Courbes caractéristiques obtenues pour un cristal nu de LYSO de 20 mm.

On remarque alors (figure 3.26) que l'ajout d'un revêtement simple améliore significativement les valeurs de résolutions spatiales.

3.2.3.2 Les évaporations ou pulvérisations de métaux

Dans le but d'obtenir le revêtement réflecteur parfait, nous avons testé l'évaporation sur les faces des cristaux, de trois métaux couramment utilisés pour la confection de miroirs, à savoir : l'or, l'argent et l'aluminium. Ceux-ci ont été déposés par l'utilisation d'une machine de « sputtering » (pulvérisation) dans un vide poussé d'argon, créant un plasma du matériau par l'intermédiaire d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Les atomes du plasma sont alors éjectés et déposés sur le substrat où le revêtement doit être effectué (figure 3.27).

Les épaisseurs des couches de métaux pour pouvoir être considérées comme des miroirs et donc non transparentes aux photons (évitant alors la diaphonie) ont été établies à 80 nm et contrôlées par le flux de plasma connu pour chaque type de matériau. La figure 3.28 présente les photographies des cristaux ainsi préparés.

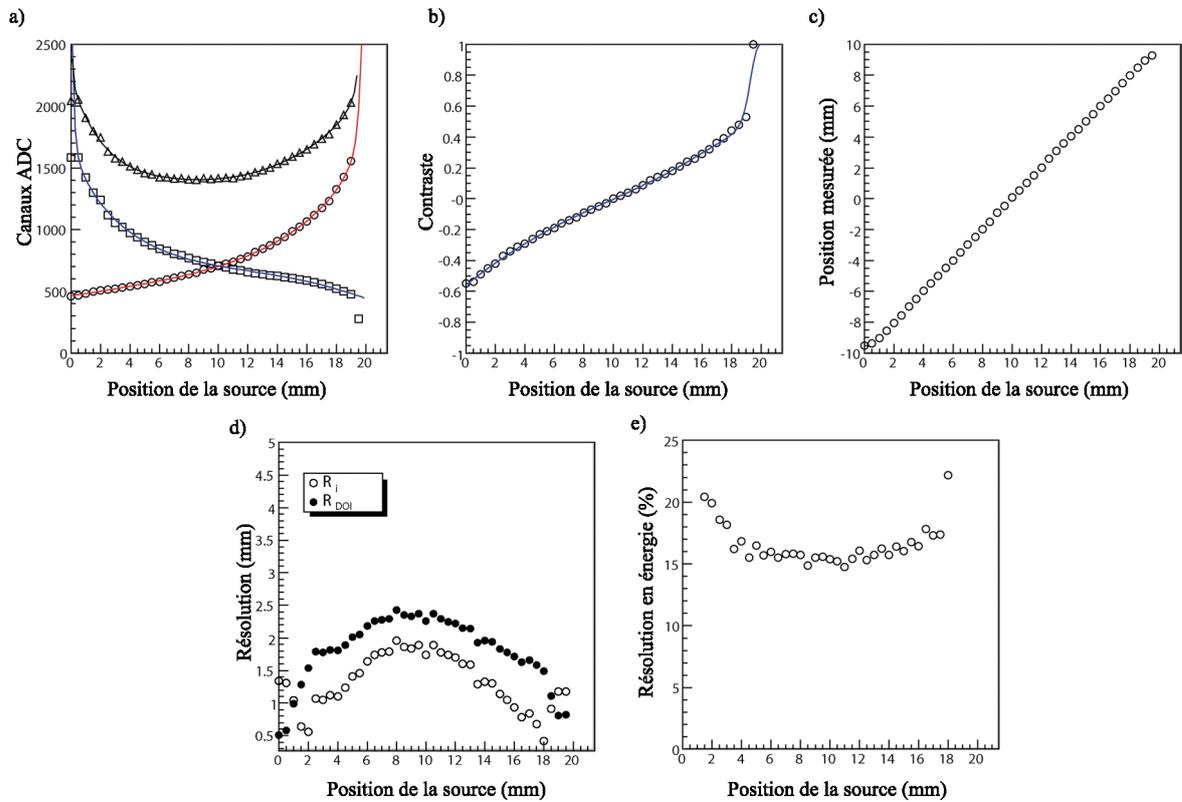


FIG. 3.26 — Courbes relatives au cristal de LYSO enveloppé de Téflon.

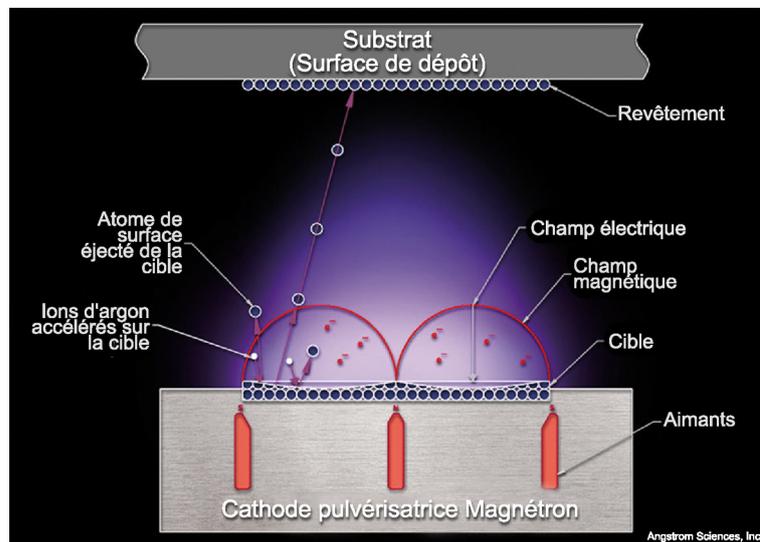


FIG. 3.27 — Schéma du principe de pulvérisation de métaux sous vide.

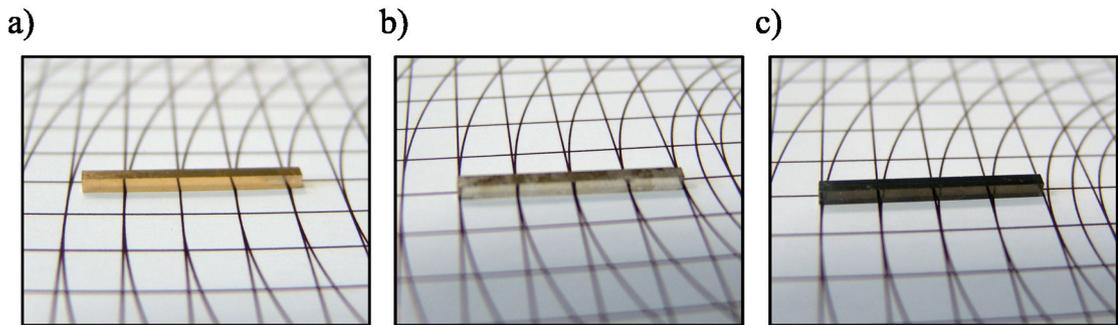


FIG. 3.28 — Photographies des cristaux ayant subi les dépôts a) d'or, b) d'argent et c) d'aluminium.

Les mesures sur les cristaux plaqués par l'or et l'aluminium n'ont pu s'effectuer compte-tenu du taux inexistant de triples coïncidences entre les sorties des trois PMTs. La présence d'une épaisse couche de métal comparée aux expériences menées par Viardi [101], nous a permis de conclure que celle-ci réduisait alors énormément le nombre de photons optiques collectés aux fenêtres d'entrées des PMTs. Ceci se vérifie par le taux de coïncidences nul, donné par le nombre de charges droites et gauches dépassant simultanément les seuils de déclenchements de l'électronique de détection. Les charges collectées étant trop faibles, aucune coïncidence dans cette configuration de détection n'a pu être mesurée.

Le cristal plaqué d'argent a quant à lui pu être utilisé mais avec un taux de triples coïncidences bien inférieur à ceux obtenus pour les autres revêtements. Les temps d'acquisitions ont ici été multipliés par deux afin d'obtenir une statistique de comptage suffisante.

D'après les courbes de charges de la figure 3.29, on remarque très bien la diminution du nombre de photons optiques collectés par rapport à un autre type de revêtement. Le revêtement réflecteur diminue également les différences entre les charges pour une position donnée. Cela se remarque par l'écart en charge faible entre les deux positions extrêmes de la source pour les valeurs d'une face de lecture.

Malgré cela, la courbe de calibration sur le contraste permet d'obtenir des valeurs de résolutions acceptables.

3.2.3.3 Le dioxyde de titane

D'après les travaux déjà effectués dans l'expérience OPERA [25] où les barreaux de scintillateurs sont recouverts d'une composition de peinture et de dioxyde de titane, nous avons voulu tester ce revêtement sur les cristaux de LYSO. Le dioxyde de titane (TiO_2) fait parti des pigments blancs les plus couramment utilisés avec le sulfate de baryum. Il est ici utilisé dans un mélange à 57 % de peinture blanche, 30 % d'eau et

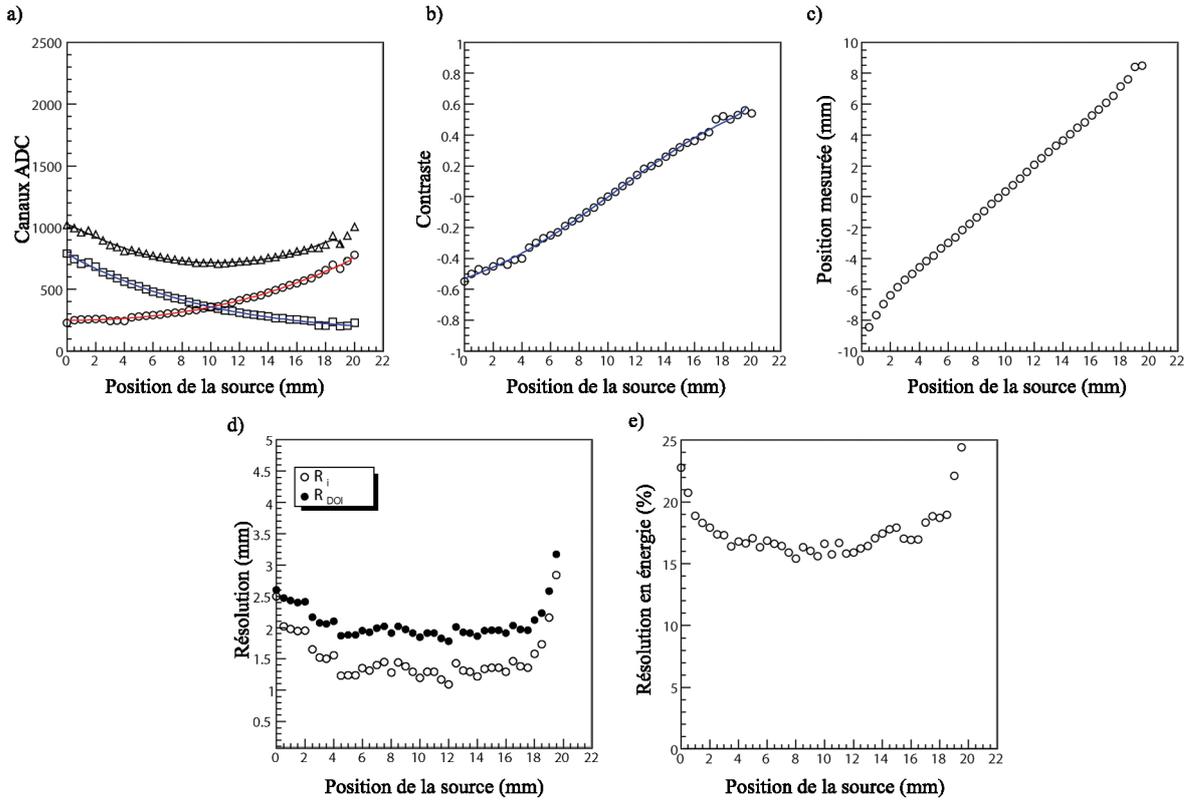


FIG. 3.29 — Courbes relatives au plaquage d'argent.

13 % de poudre de TiO_2 . Le composé est alors appliqué au pinceau et séché pendant au minimum 2 à 3h.

La figure 3.30 donne les résultats associés à ce type de revêtement.

3.2.3.4 Résumé et comparatif

D'après les courbes précédentes, on remarque que tous les revêtements bénéficient d'une très bonne linéarité en position. Ceci est principalement dû au coefficient g_{opt} et à la linéarité des gains des PMTs.

Le tableau 3.3 résume les valeurs extraites à partir des courbes de calibration pour chacun des revêtements précédents. Les valeurs des résolutions sont moyennées le long du cristal et données pour les deux fenêtres en énergies. Les valeurs de λ_{eff} pouvant être associées à l'équation 3.8, ont été extraites des paramètres des ajustements effectués sur les charges droites et gauches. Le nombre moyen de photons optiques a été mesuré lorsque la source était placée au centre du cristal et par l'intermédiaire des gains des PMTs. Pour finir, la moyenne de la résolution en énergie se fait le long du cristal par les LTMH des ajustements gaussiens des spectres de somme des charges.

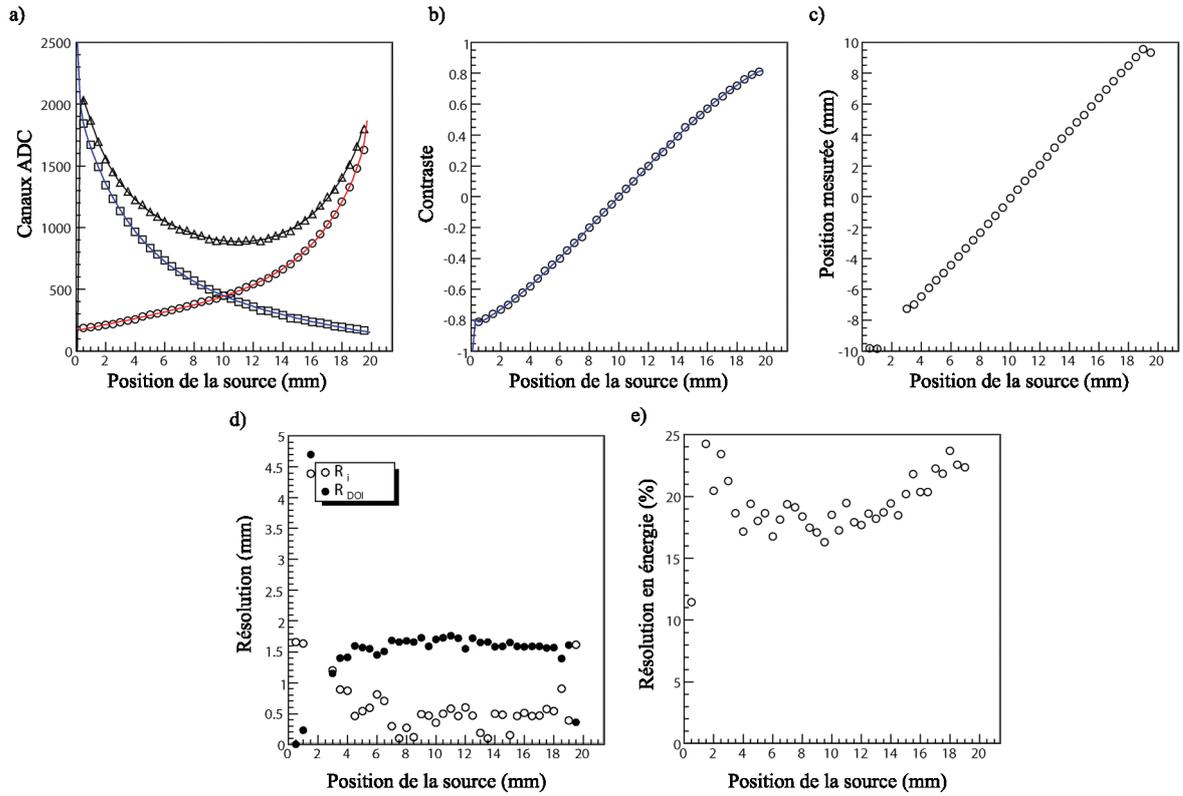


FIG. 3.30 — Comportement des charges, contraste et linéarité pour un revêtement à base de TiO_2 .

TAB. 3.3 — Résumé des caractéristiques extraites des courbes précédentes pour chaque type de revêtement.

Revêtement	Résolutions moyennes de la DOI				λ_{eff} (mm)	Nb moyen de photons	\bar{R}_E (%)
	320 keV—700 keV		Tous les évènements				
	R_i	R_{DOI}	R_i	R_{DOI}			
Nu	$3,09 \pm 1,17$	$3,28 \pm 1,29$	$3,83 \pm 1,31$	$4,12 \pm 1,28$	62,6	1545	$15,1 \pm 3,0$
Téflon	$1,32 \pm 0,41$	$1,79 \pm 0,53$	$2,06 \pm 0,46$	$2,15 \pm 0,45$	15,6	1470	$16,5 \pm 1,6$
Argent	$1,47 \pm 0,33$	$2,05 \pm 0,26$	$1,84 \pm 0,34$	$2,33 \pm 0,27$	16,6	745	$17,8 \pm 2,4$
TiO_2	$0,51 \pm 0,24$	$1,41 \pm 0,16$	$0,61 \pm 0,25$	$1,63 \pm 0,12$	8,05	935	$19,3 \pm 1,9$

Afin d'expliquer les résultats, il est nécessaire de revenir sur la méthode employée dans la reconstruction de la DOI. Celle-ci est basée sur le contraste calculé à partir des charges droites et gauches. Le contraste est la différence entre ces deux charges, normalisé par leur somme. La somme étant équivalente à l'énergie, on peut donc dire que le contraste est indépendant de l'énergie.

Dans un premier temps, nous remarquons que l'amélioration de la résolution de la DOI est due à la diminution de la longueur d'atténuation effective. Cette longueur est alors représentative de la différence entre les charges droites et gauches. La position reconstruite est ainsi plus précise si la différence entre les charges mesurées est grande. Le revêtement de Téflon ayant une longueur d'atténuation effective de 15,6 mm, donne une résolution de la DOI supérieure au revêtement de TiO_2 pour une valeur de $\lambda_{\text{eff}}=8,05$ mm.

Seulement, la longueur d'atténuation effective n'est pas le seul paramètre entrant en jeu dans la dégradation de la résolution spatiale. La diminution de λ_{eff} réduit également le nombre de photons de scintillation collectés aux extrémités du cristal. Cela se traduit principalement par une dégradation de la résolution en énergie du système, celle-ci étant inversement proportionnelle à la quantité de photoélectrons collectés.

La résolution en énergie est constituée de deux principales composantes. La résolution du scintillateur et la résolution du photodétecteur. En diminuant le nombre de photoélectrons, il se produit une augmentation de l'erreur sur la mesure de la charge. Cette erreur agit sur la corrélation entre les charges droites et gauches. Pour une valeur de contraste mesurée aux sorties du cristal donnant une position d'interaction, il existe une position d'interaction reconstruite différente à partir des charges des PMTs, dégradant par ce biais, la résolution de la DOI. De ce fait, même si le contraste est indépendant de l'énergie, la prise en compte des événements ayant interagi par diffusion Compton dans le cristal détériore la résolution spatiale dans cet axe.

L'effet des deux paramètres n'est pas équivalent. Une diminution de la longueur d'atténuation possède un effet bénéfique plus important sur la résolution de la DOI que la diminution du nombre de photons de scintillation. Ceci est illustré par les équations 3.9. Il est dans ce cas possible de restreindre cet effet de la résolution en énergie sur la résolution spatiale, de deux façons : un photodétecteur plus résolu en énergie et un cristal plus lumineux.

3.2.4 Le revêtement de PolyMéthylMétAcrylate et TiO_2

D'après les résultats exposés dans le tableau précédent, nous avons voulu tirer parti d'un revêtement composé de poudre de TiO_2 . Dans le but de la conception des matrices de cristaux, une résine polymère a été utilisée comme liant à cette poudre, jouant alors les rôles de revêtement et de matériau de liaison des cristaux. Pour ce faire, le plus simple à mettre en œuvre est le polyméthylmétacrylate, autrement appelé PMMA et connu sous le nom commercial de Plexiglas.

A partir de poudre de PMMA, à une masse molaire de $120\,000\text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$, et d'anisole, une solution liquide comportant 6 % de PMMA, conduit à l'obtention de PMMA solide après évaporation de l'anisole et polymérisation des monomères dissous pour une température supérieure à 130°C . La figure 3.31 montre les courbes associées à un revêtement composé à partir de 50 % en masse de TiO_2 dans la phase liquide de PMMA. L'homogénéité du mélange entre le PMMA et la poudre de TiO_2 est assuré par le biais d'un bain à ultrasons.

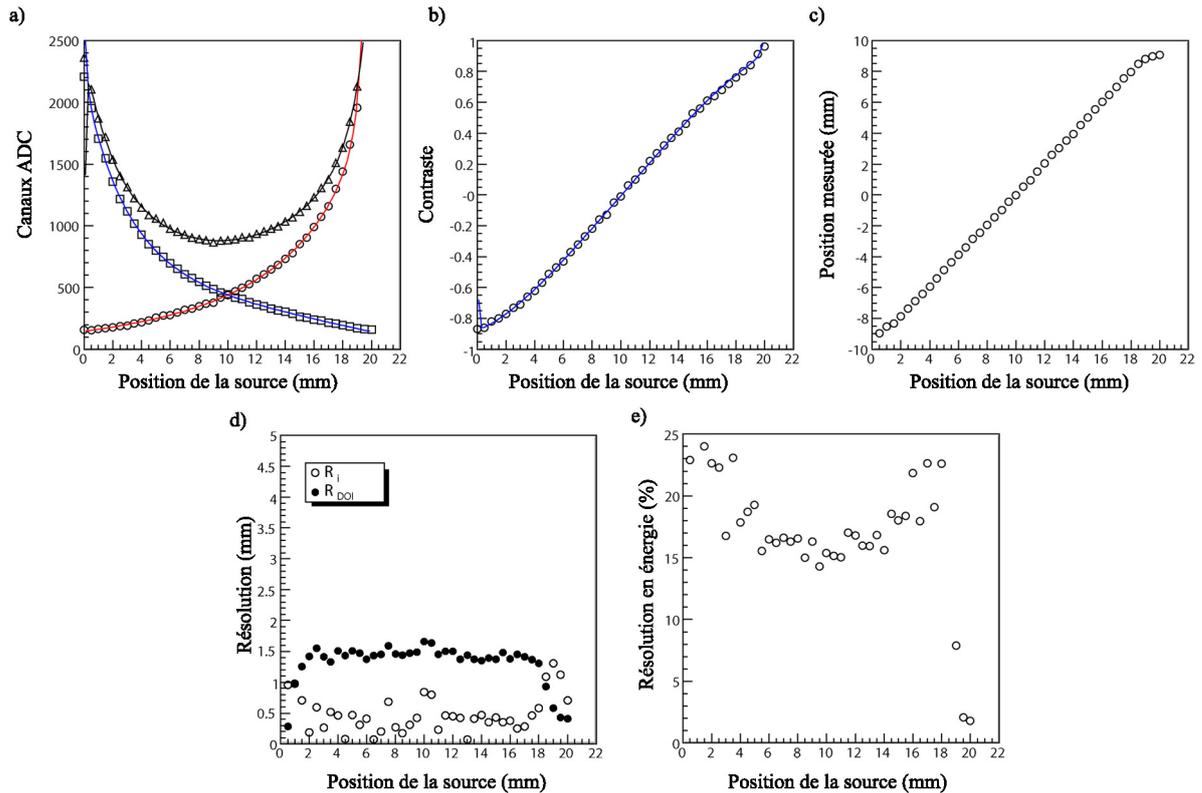


FIG. 3.31 — Exemple des courbes obtenues pour un cristal de *LYSO* dont le revêtement est composé de 50 % de TiO_2 dans la phase liquide de PMMA.

Des tests utilisant différentes concentrations en masse de poudre de TiO_2 incorporées dans la phase liquide de PMMA ont été menés. Ces mesures évaluent la solution la plus optimale en termes de performances et d'épaisseur du revêtement. Les performances sont principalement la résolution de la DOI et le nombre de photons optiques n'ayant pas été absorbés, atteignant les photocathodes. Les valeurs de concentration en TiO_2 s'échelonnent de 10 % à 60 % par pas de 10 %. Des valeurs supérieures à 60 % de TiO_2 ne peuvent être atteinte compte tenu de la viscosité de la solution. Au-delà de 60 %, la solution n'est plus applicable sur les cristaux.

La figure 3.32 montre l'effet de la concentration de TiO_2 sur :

- a) la résolution de la DOI décorrélée de la résolution du faisceau pour les deux fenêtres en énergie ;
- b) le nombre moyen de photons optiques collectés sur les deux PMTs du CI lorsque la source est placée au centre ;

Trois tests ont été effectués pour chaque concentration de TiO_2 dans la mesure du nombre moyen de photons optiques collectés.

On remarque alors qu'il se produit un effet de seuil avec le pourcentage en TiO_2 . 20 % minimum de poudre dans la phase liquide de PMMA sont nécessaire pour obtenir une valeur de résolution de DOI proche de celle obtenue avec la peinture blanche. Ce phénomène s'explique par le fait qu'en dessous de 20 % de TiO_2 , le revêtement devient translucide aux photons optiques. Cependant, l'augmentation de TiO_2 a pour seul effet d'augmenter le nombre de photons optiques collectés, ce qui est primordial lors de la prise en compte d'événements créés par effet Compton ayant déposés peu d'énergie. Une quantité supérieure à 20 % est alors nécessaire.

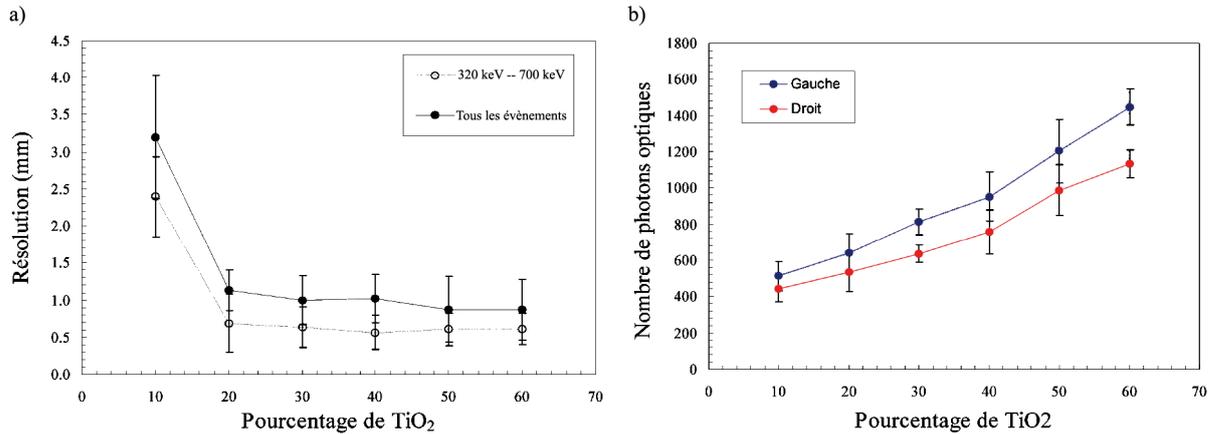


FIG. 3.32 — Influence du pourcentage de poudre de TiO_2 dans la solution liquide de PMMA sur a) la résolution de la DOI et b) le nombre de photons optiques collectés, pour un cristal de 20 mm.

Une troisième caractéristique intervient suivant la concentration en TiO_2 . Celle-ci est liée à l'épaisseur de la couche du dépôt une fois polymérisé sur les faces du cristal. La figure 3.33 donne l'épaisseur moyenne E_{TiO_2} de la couche mesurée pour cinq cristaux en fonction de la concentration C_{TiO_2} , ajustée par une fonction exponentielle.

Le comportement exponentiel de cette courbe ($E_{\text{TiO}_2} = 12,489e^{0,043C_{\text{TiO}_2}}$) peut être expliqué par le même phénomène régissant l'épaisseur d'un polymère en fonction de sa concentration dans une solution. En effet, ce phénomène est essentiellement dû au fait que la viscosité d'une solution évolue exponentiellement en fonction de la concentration du polymère [105].

Si la considération de l'épaisseur de la couche n'entraîne pas en compte, la quantité maximale de 60 % de TiO_2 serait alors préférable. Seulement, dans le but de concevoir

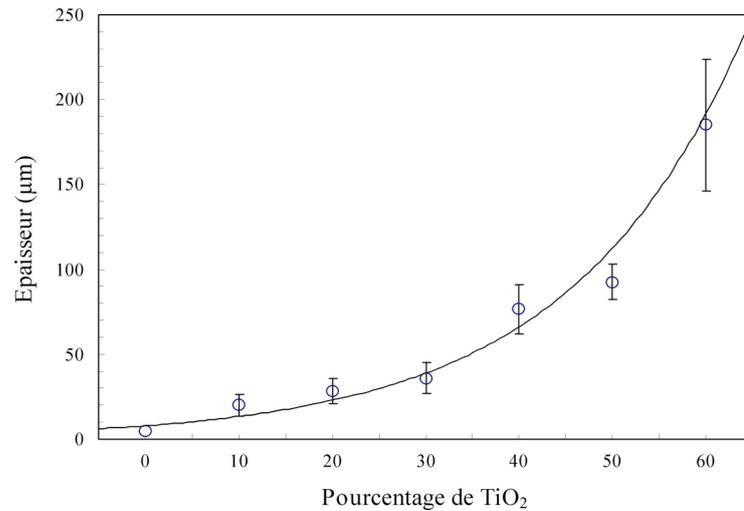


FIG. 3.33 — *Epaisseur de la couche de revêtement en fonction du pourcentage de TiO₂ dans le PMMA.*

des matrices de cristaux, où le pas entre les centres de deux cristaux est donné par la segmentation du photodétecteur, à savoir 1,6 mm, l'épaisseur de réflecteur entre deux cristaux successifs doit être de 100 μm. D'après la courbe précédente, une concentration de TiO₂ n'excédant pas 30 % est alors préférable, réduisant alors l'épaisseur de la couche à un maximum de 50 μm par face.

3.2.5 La longueur des cristaux

Nous avons testé plusieurs longueurs de cristal, recouverts du revêtement à base de 50 % de TiO₂ dans le PMMA, afin de connaître le comportement de la résolution de la DOI. Pour ce faire, cinq cristaux par longueur allant de 20 mm à 35 mm ont été testés. La figure 3.34 montre l'évolution de la résolution intrinsèque de la DOI moyennée sur les cinq cristaux en fonction de la longueur du cristal ainsi que celle de la longueur d'atténuation effective.

L'ajustement linéaire ($\chi^2 = 0,98$, $\lambda_{\text{eff}} = 0,23H + 4,40$) sur la courbe représentant la longueur d'atténuation effective montre que son comportement suit celui donné par l'équation 3.8 (annexe A.3, page 154).

Ces tests ont été menés afin de connaître la longueur du cristal la plus optimisée pour obtenir une efficacité de détection la plus élevée tout en gardant une valeur de \bar{R}_i proche de 1 mm dans les deux configurations de fenêtres en énergie.

De ce fait, l'efficacité de détection étant proportionnelle à la longueur du cristal, une longueur H de 25 mm ayant un revêtement composé de 30 % de TiO₂, semble être d'après cette étude, le meilleur compromis.

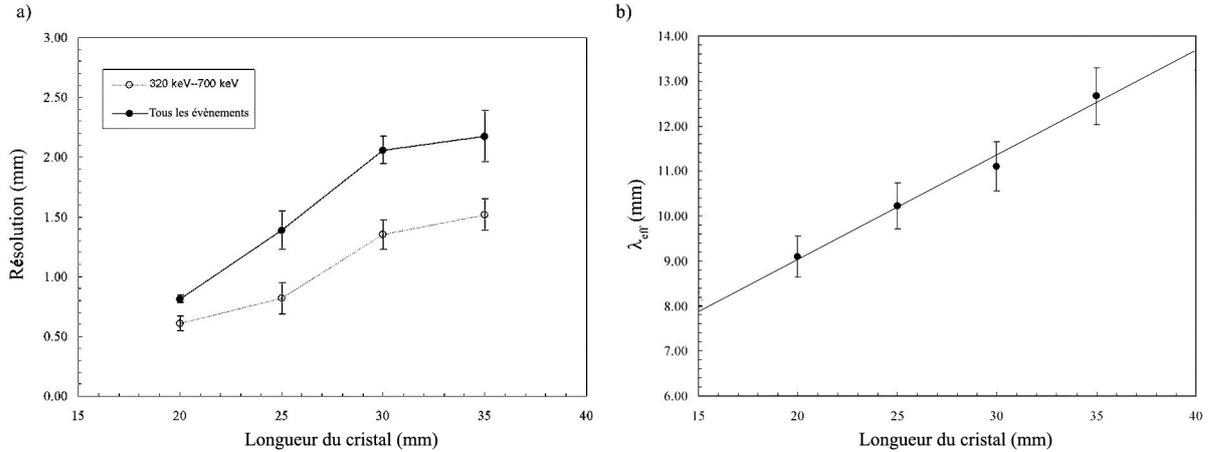


FIG. 3.34 — Comportement de a) la résolution $\langle R_i \rangle$ selon les deux types de fenêtres en énergies ainsi que de b) la longueur d'atténuation effective en fonction de la longueur du cristal.

Cette étude démontre alors que contrairement à ce que nous pouvions penser, la résolution spatiale n'est pas totalement indépendante de l'efficacité de détection. La résolution spatiale de la DOI est donc encore étroitement liée à la longueur du cristal.

3.2.6 Simulation analytique

A partir des données extraites des ajustements des charges droites et gauches, nous pouvons simuler par une méthode Monte-Carlo, les résolutions de DOI pour différents paramètres et longueurs de cristaux. En effet, chaque ajustement nous donne les paramètres A , B et C de l'équation 3.13. L'étude précédente sur les variations de λ_{eff} en fonction de la longueur du cristal nous permet également de faire varier ces paramètres en fonction de H . Nous avons alors voulu connaître l'influence de la résolution en énergie du cristal ainsi que de celle du photodétecteur, sur la résolution de la DOI.

Dans un premier temps, les comportements des charges pour les différentes longueurs sont numérisés par l'intermédiaire de l'équation 3.13, où les paramètres A , B et C proviennent des ajustements de charges d'un cristal de 35 mm de long ayant un revêtement à base de 50 % de TiO_2 . La valeur de λ_{eff} est proportionnelle à H de par l'ajustement linéaire donné précédemment. Ceci simule alors le comportement des charges pour les différentes longueurs de cristaux. Uniquement l'ajustement sur les charges d'un seul PMT est utilisé afin de ne pas introduire de biais dans la reconstruction de la DOI, les charges sont alors symétriques par rapport au centre du cristal.

Dans un deuxième temps, une variable aléatoire fournit une quantité de photons optiques N_{ph} par une gaussienne dont le centre est donné par la valeur du nombre théorique de photons optiques générés selon l'énergie déposée, soit ici, $33 \text{ ph/keV} \times$

$E_{\text{dép.}}$. Le sigma de la gaussienne est relatif à la résolution en énergie R_{sci} du cristal, posée ici à 8 % pour une énergie de 511 keV [106]. L'énergie déposée est également simulée pour prendre en compte les effets Compton et photoélectrique selon leur probabilités de création. L'effet Compton a fait l'objet d'une attention particulière afin de suivre le plus fidèlement le spectre des charges expérimentales. Une variable aléatoire est tirée dans l'équation 1.11 donnant alors l'angle de diffusion Compton permettant de calculer l'énergie T_e de l'électron éjecté.

Le nombre de photons optiques est alors substitué dans l'équation donnant les charges droites et gauches $Q_g(z)$ et $Q_d(z)$ selon la position de la source. $f(z, H)$ représente les fonctions d'atténuation des photons optiques dans le cristal de l'équation 3.13. Une deuxième variable aléatoire est alors tirée dans une gaussienne centrée sur la valeur de charge renvoyée et dont le sigma est donné par la résolution en énergie du photodétecteur soit : $\sigma_E^{g,d}(z) = f_{Re} \cdot \sqrt{Q_{g,d}(z)}$, où f_{Re} est le facteur de la résolution en énergie du photodétecteur, proche de 1,1 pour un photomultiplicateur. La valeur du contraste entre les charges droites et gauches est alors calculée et la position de la DOI obtenue par analogie à la courbe de contraste analytique.

Cette opération est répétée 3 000 fois dans le but d'avoir une statistique équivalente à celle des acquisitions expérimentales.

La figure 3.35 résume le procédé de simulation des valeurs analytiques.

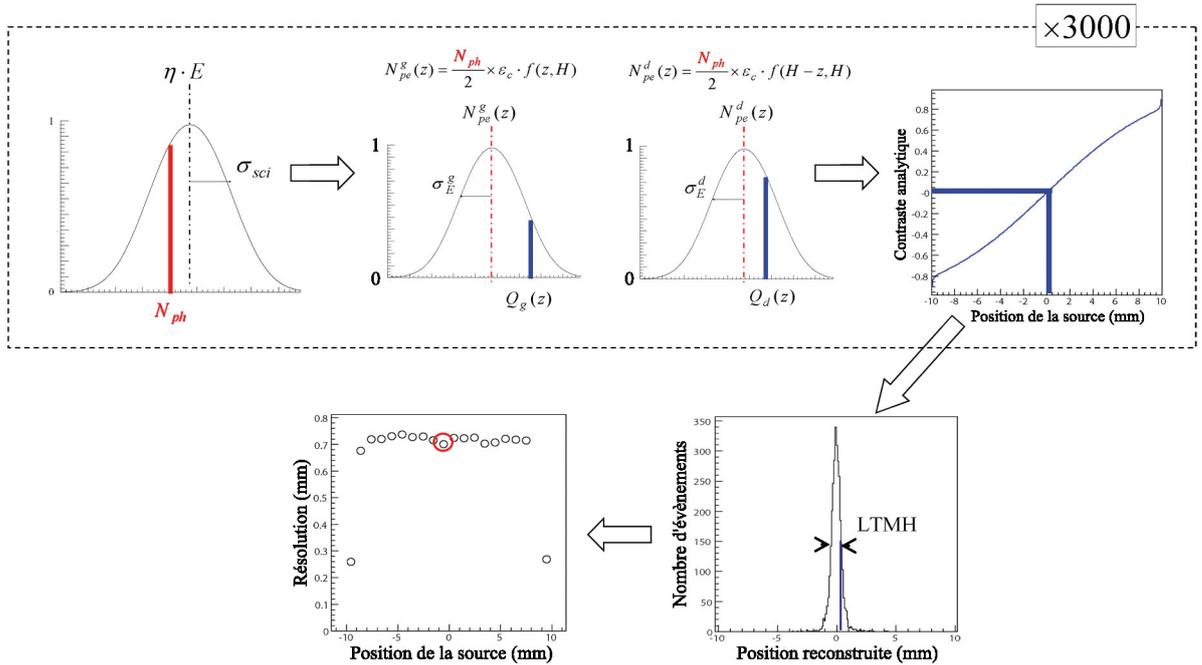


FIG. 3.35 — Procédé utilisé dans la simulation des charges.

La position de la source est modifiée pour couvrir l'ensemble de la longueur du cristal. Nous obtenons alors des comportements de résolutions de la DOI semblables à ceux

observés dans l'expérience. La figure 3.36 donne un exemple des courbes de charges et de contraste obtenues par cette méthode ainsi que l'histogramme de la somme des charges simulées et les valeurs de DOI reconstruites pour un cristal de 20 mm lorsque la source est placée au centre.

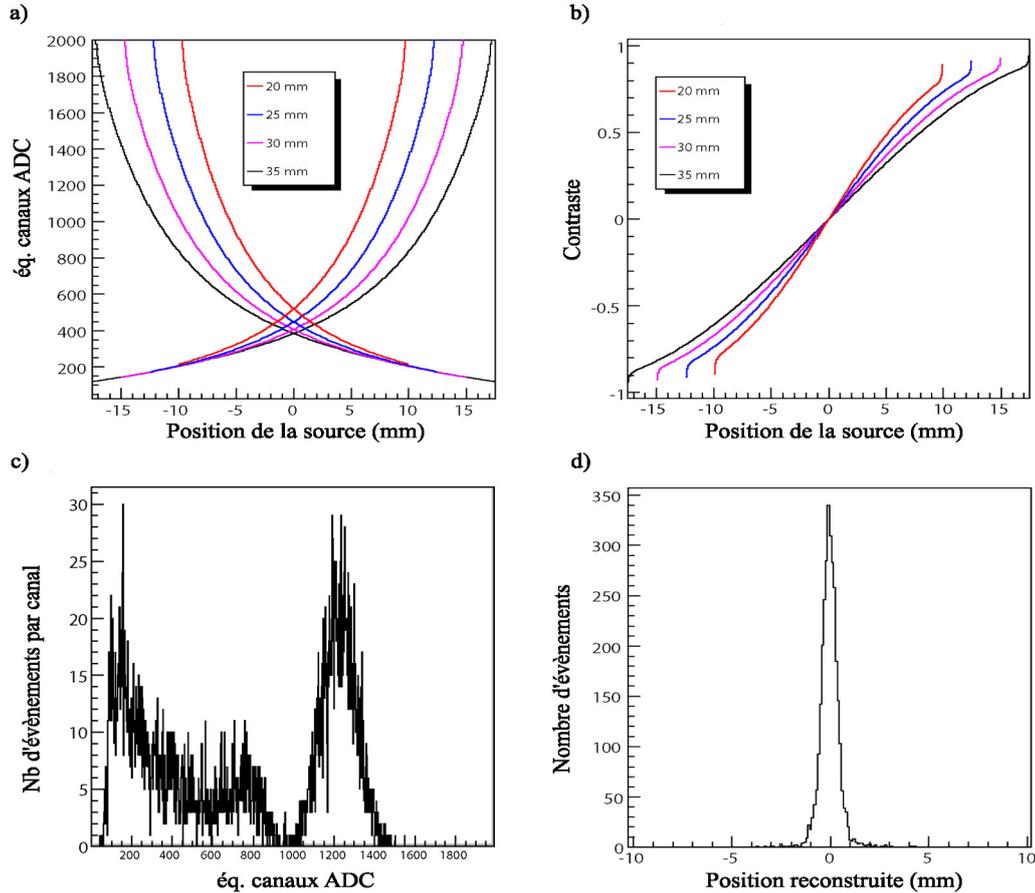


FIG. 3.36 — a) Charges analytiques pour les différentes longueurs de cristal, b) courbes de contrastes associées, c) histogramme de la somme des charges et d) DOI reconstruites lorsque la source est placée au centre du cristal de 20 mm.

Nous avons alors modifié le facteur f_{R_e} afin de tenir compte des différentes résolutions en énergie des photodétecteurs exposés dans le premier chapitre. La figure 3.37 donne le comportement des résolutions en fonction de la longueur du cristal selon les deux configurations en énergie pour ces photodétecteurs ainsi que les valeurs obtenues expérimentalement utilisant les PMTs monoanodes. Les valeurs obtenues pour la fenêtre en énergie centrée sur le photopic sont représentées par les symboles vides.

Les valeurs prédites pour un cristal de 20 mm lorsque l'on tient compte des événements Compton divergent de la valeur expérimentale. Cela provient du fait que la simulation se base uniquement sur le comportement des charges obtenues pour un cristal de 35 mm.

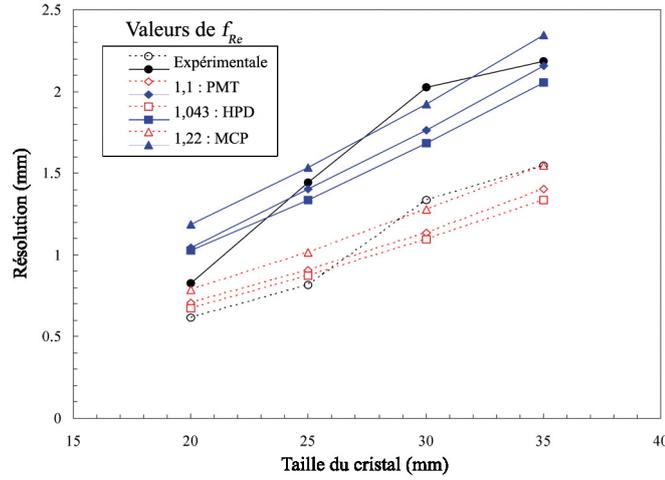


FIG. 3.37 — Résolutions de la DOI simulées pour différentes valeurs de f_{Re} et les deux configurations en énergie selon les longueurs des cristaux. Les symboles pleins représentent les valeurs pour tous les événements et les symboles vides pour les événements contenus dans le photopic.

Même si la valeur de λ_{eff} prise en compte est identique à son homologue expérimentale, cette valeur ne tient pas compte du comportement le long du cristal. En effet, les cristaux de 20 mm testés possèdent des comportements de charges légèrement différents de ceux exposés dans la figure 3.36. Cependant, dans le but de comparer les valeurs prédites, seuls les comportements du cristal de 35 mm ont servi de références.

La résolution du photodétecteur est donc le paramètre important dans la reconstruction de la DOI. Après avoir fait varier la résolution du scintillateur nous n'avons vu aucune amélioration notable dans la résolution de la DOI. La résolution du scintillateur ne donne que l'erreur sur la quantité de photons générés par scintillation. Les deux quantités de photons transmis aux extrémités du cristal, selon la fonction de décroissance, acquièrent alors une décorrélation l'une par rapport à l'autre par l'intermédiaire de la résolution en énergie du photodétecteur. C'est cette décorrélation qui agit directement sur la résolution de la DOI. Nous avons cependant vu que les valeurs de \bar{R}_i se dégradent lorsque les énergies déposées sont plus faibles.

Pour réduire ce phénomène, il faut augmenter la quantité de photons collectés aux photocathodes dans le but de diminuer l'erreur relative sur la mesure de la charge et ainsi améliorer la résolution dans l'axe z . Ceci peut être réalisé en adaptant l'indice de réfraction de la fenêtre d'entrée des photodétecteurs à des valeurs proches de celles des cristaux. L'utilisation d'une fenêtre en saphir ($n = 1,76$) permettrait de réduire le saut d'indice entre le cristal et la fenêtre et d'augmenter l'angle critique θ_c des photons incidents à la face de sortie.

L'APD étant deux fois plus résolue en énergie qu'un photodétecteur de type photomultiplicateur, la résolution de la DOI doit s'en trouver fortement améliorée. Nous

avons alors voulu connaître quelle serait cette résolution et ainsi la longueur maximale d'un cristal couplé à des APDs afin de maintenir une résolution de DOI pour les deux configurations de fenêtres en énergie, proche de 1 mm. Le tableau 3.4 donne les valeurs de \bar{R}_i obtenues par la méthode analytique, pour différentes longueurs de cristaux et la prise en compte de la résolution d'une APD.

TAB. 3.4 — *Résolutions de DOI prédites par l'algorithme lors de la prise en compte de la résolution d'une APD pour différentes longueurs de cristaux.*

Longueur (mm)	\bar{R}_i (mm)	
	320 keV—700 keV	Tous les événements
20	0,51±0,01	0,76±0,03
25	0,58±0,03	0,95±0,03
30	0,76±0,04	1,14±0,05
35	0,88±0,07	1,31±0,08
40	0,97±0,09	1,46±0,12

Les valeurs simulées pour ce type de photodétecteur sont bien entendu tributaires du comportement des charges obtenues avec les photomultiplicateurs du dispositif expérimental. Nous remarquons pourtant, en considérant que le comportement des charges le long du cristal restent inchangées, qu'une longueur de 35 mm permet des valeurs de \bar{R}_i inférieures à 1 mm. Dans ce cas, l'utilisation d'une telle longueur de cristal augmenterait d'environ 30 % l'efficacité de détection et d'autant le champ de vu du système par rapport à un cristal de 25 mm. Mais en contrepartie, comme nous le verrons plus tard, elle augmenterait également le pourcentage d'évènements étant détectés dans la même fenêtre de temps et donc le temps mort lié à l'électronique.

3.3 Méthode de calibration d'une matrice

Lorsque les cristaux sont testés un par un dans le dispositif expérimental, il est facile d'obtenir leurs courbes de calibrations. Seulement pour être viable, la calibration se doit d'être effectuée sur les cristaux dans la matrice et lorsque celle-ci est couplée aux photodétecteurs définitifs.

Dans une matrice, un photon γ peut interagir avec plusieurs cristaux. De ce fait, l'obtention d'une statistique suffisamment grande des charges à une position voulue et connue, demande des acquisitions longues.

Dans le but de réduire ce temps, nous avons alors introduit une méthode de calibration quelque peu différente. Il est tout d'abord nécessaire de calibrer précisément plusieurs cristaux de la matrice. Cette calibration précise peut s'effectuer sur toute la longueur des cristaux situés sur les bords de la matrice. Ces cristaux subissent très peu les effets de

rétrodiffusion des cristaux voisins. La source peut être déplacée par pas de 0,5 mm sur toute leur longueur. A partir de ces calibrations, nous obtenons alors les valeurs A, B et C des ajustements (équation 3.13). Ils forment le groupe des paramètres connus utilisés par la suite comme *a priori* pour les ajustements des courbes des autres cristaux.

Les cristaux présents à l'intérieur de la matrice sont alors plus difficiles à calibrer. Afin de réduire les effets de recouvrement dus à la diffusion des photons du faisceau de la source, leur calibration doit s'effectuer sur un nombre restreint de positions. Nous avons estimé le nombre et la position des points de calibration concernant ces cristaux, les plus appropriés en termes de linéarité de positions reconstruites, de résolution de la DOI ainsi que du temps d'acquisition. Des jeux de trois et cinq points d'acquisitions se sont avérés être les plus efficaces en ces termes.

La méthode utilisant trois points d'acquisitions tient compte des positions de la source : au centre et à 1 mm des bords des cristaux. L'ajustement donnant les paramètres nécessaires à l'obtention de la courbe de calibration, est effectuée sur la courbe de contraste.

La deuxième méthode utilise cinq positions de source : au centre et à 40 % et 80 % de part et d'autre du centre du cristal, soit pour un cristal de 25 mm, à 5 mm et 10 mm du centre. La courbe de calibration est obtenue par les paramètres des ajustements, non plus effectués sur la courbe de contraste, mais sur les courbes de charges. En effet, l'ajustement de la courbe de contraste conduit à des divergences sur les bords des cristaux. Les valeurs numériques du contraste sont calculées à partir des paramètres des ajustements des courbes de charges.

La figure 3.38 donne un exemple des écarts à la linéarité obtenus avec les trois méthodes de calibration, pour un cristal de 25 mm.

Les valeurs de résolutions (non mentionnées) sont comparables pour les trois méthodes de calibration. Nous remarquons d'après la figure de la linéarité, que la méthode utilisant cinq positions de source donne les écarts à la linéarité les plus proches de ceux obtenus avec une calibration complète. Il existe pourtant des disparités avec la calibration précise. C'est pourquoi, la calibration réduite utilisant cinq positions, ne pourrait servir à la calibration de tous les cristaux. La connaissance des paramètres A, B et C servant d'*a priori* est essentielle.

La méthode de calibration est alors appliquée sur un ensemble de 32 cristaux de LYSO ayant une longueur de 25 mm et un revêtement élaboré à partir de 30 % de TiO_2 dans le PMMA. Cinq de ces cristaux ont été choisis au hasard pour la calibration précise. Les autres sont soumis à la calibration réduite. Une fois les mesures effectuées, nous faisons la moyenne sur les cinq points de R_i . La linéarité d'un cristal est calculée par la moyenne des moindres carrés sur les cinq positions par rapport aux positions mesurées sur les cinq cristaux calibrés dans toute leur longueur. L'ensemble des mesures a été effectué grâce au dispositif expérimental présenté en début de chapitre, avec des PMTs et des cristaux individuels.

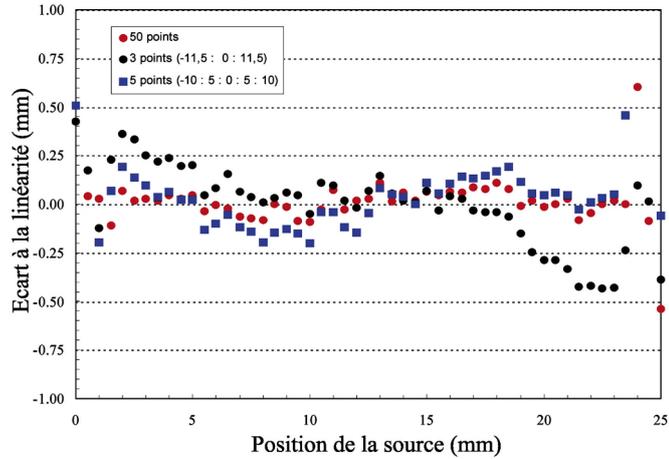


FIG. 3.38 — Exemple des écarts à la linéarité selon trois méthodes de calibration : calibration sur l'ensemble des points (ronds rouges), sur trois points (-11,5 mm, 0,0 mm, 11,5 mm, ronds noirs) et sur cinq points (-10,0 mm, -5,0 mm, 0,0 mm, 5,0 mm, 10,0 mm, carrés bleus).

La figure 3.39 a) représente les valeurs de R_i pour les 32 cristaux et b) les valeurs moyennes des moindres carrés appliqués sur l'écart à la linéarité. Les points en rouge font références aux mesures effectuées sur les cristaux calibrés par la méthode précise.

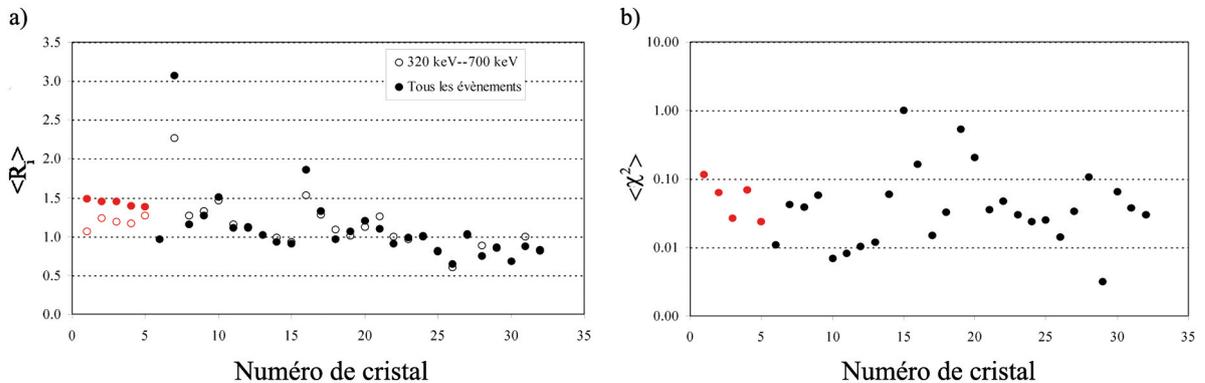


FIG. 3.39 — a) Variation de la résolution intrinsèque moyenne $\langle R_i \rangle$ sur les 32 cristaux et b) valeurs moyennes des moindres carrés appliqués à la linéarité.

Nous constatons alors que la résolution spatiale moyenne est conforme à celle donnée pour les cristaux de la calibration précise. Seulement, l'écart très faible entre les valeurs obtenues pour les deux configurations en énergie, s'explique par le fait que le revêtement de ces cristaux n'était pas suffisamment épais, ce qui a pour conséquence une diminution du nombre de photons de scintillation collectés aux extrémités. De ce fait, il devient

difficile de distinguer le pic photoélectrique dans le spectre en énergie, sans changer les gains des photomultiplicateurs.

La linéarité quant à elle reste également conforme aux valeurs données dans la figure 3.38, donc proche des valeurs obtenues pour la calibration précise.

Cette méthode pourrait alors être appliquée à une matrice de plusieurs centaines de cristaux par l'utilisation d'un faisceau de photon γ provenant d'une source d'une activité suffisante pour réduire les temps d'acquisitions. Les cristaux les plus éloignés des bords ne « voient » que très peu de photons γ n'ayant pas subi de diffusion au préalable.

3.4 Conception d'une matrice

Nous avons tout d'abord réalisé une matrice de 64 cristaux (8×8) afin de vérifier la faisabilité du procédé. Ne pouvant effectuer le dépôt du revêtement constitué de PMMA et de TiO_2 sur chaque cristaux un par un⁶, celui-ci doit s'effectuer sur un nombre de cristaux plus élevé, en une seule étape.

La méthode est la suivante :

Un support mécanique (figure 3.40) permet de disposer 64 cristaux simultanément, par le biais de pointes en Téflon maintenant leurs extrémités.

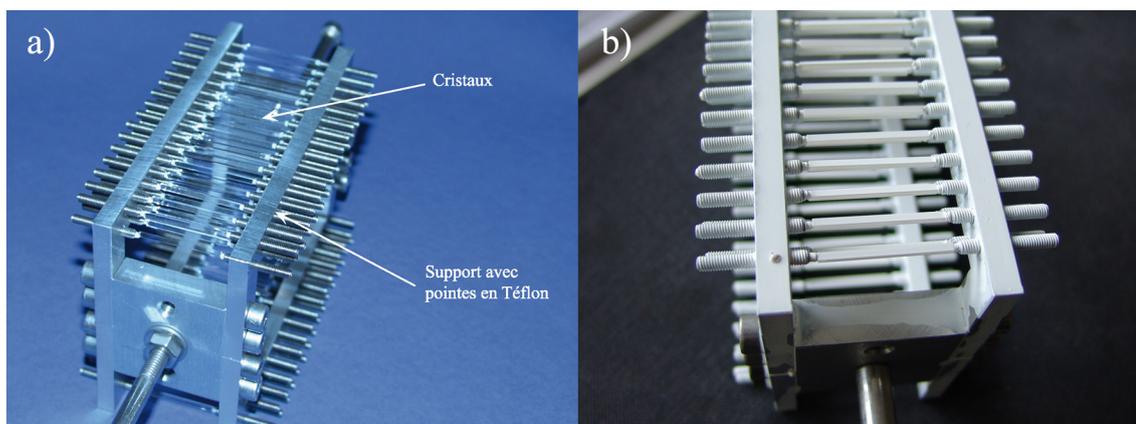


FIG. 3.40 — Photographie du support utilisé dans le dépôt du revêtement des cristaux.

Une fois l'assemblage réalisé, les cristaux sont plongés dans la solution liquide de PMMA et de TiO_2 . Les cristaux ainsi recouverts sont ensuite déposés avec le support dans un four. Le support, par un système très simple, tourne à une fréquence de 1 tr/s. La température est fixée à 150 °C. Le revêtement polymérisé, il suffit de retirer les cristaux et de nettoyer les extrémités de lecture. Ces cristaux sont ensuite placés en une matrice de 8×8 sur un support effectuant leur alignement dans les axes x et y (figure 3.41).

⁶L'ensemble du système possédant 3072 cristaux (cf. chapitre 4).

Une fois alignés, ils sont ensuite collés à leurs extrémités par une colle cyanolite, rigidifiant la matrice.

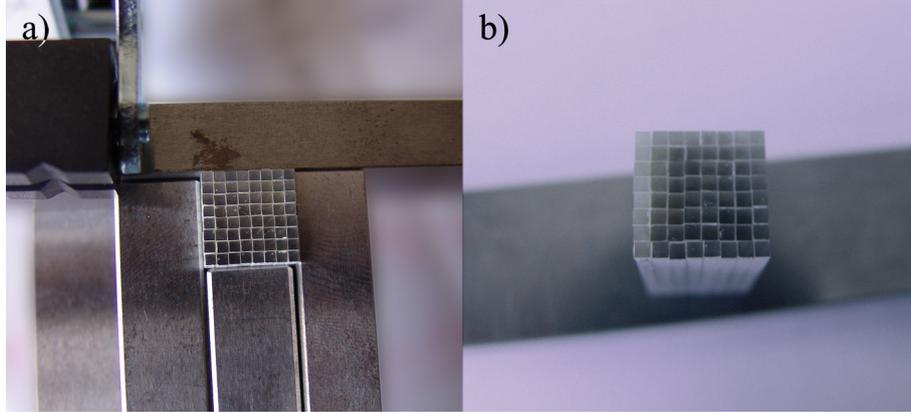


FIG. 3.41 — a) Aligment des 64 cristaux de la matrice et b) matrice après collage assurant la rigidité.

La matrice ainsi réalisée est ensuite insérée dans un moule en Téflon dont la taille intérieure laisse une distance suffisante entre le moule et les cristaux, de l'ordre de quelques millimètres. Un composé, à base de polymère, PMMA, en poudre et de monomère, MMA liquide, permet de remplir les espaces autour de la matrice et combler les espaces inter-cristaux. De la poudre de TiO_2 est ajoutée à hauteur de 20 % afin de le rendre opaque aux photons optiques. La polymérisation de l'ensemble se fait à l'air en quelques heures par la constitution de chaînes de monomères déclenchée par la présence des polymères. La figure 3.42 donne une photographie de la matrice de 64 cristaux de LYSO ainsi réalisée.

La matrice ainsi conçue présente des irrégularités dans l'alignement des cristaux. L'alignement s'effectue essentiellement par les cristaux eux-mêmes et est tributaire de la qualité de surface du revêtement. L'écart d'alignement entre les cristaux ne représente au maximum pas plus de 100 μm . Cette erreur sur le positionnement semble être acceptable au vu de l'étalement des photons de scintillation sur les fenêtres d'entrée des photodétecteurs et de la résolution intrinsèque du Planacon (400 μm).

3.5 Conclusion

Au vue des différentes études menées au cours de ce chapitre, nous avons pu établir le revêtement et la longueur de cristal optimum afin d'obtenir une résolution spatiale dans l'axe longitudinal, de l'ordre de 1 mm. Un cristal de 25 mm ayant un revêtement composé de 30 % de poudre de TiO_2 dans une solution liquide de PMMA, semble le plus approprié. La résolution de la DOI de 1 mm, conjuguée à la résolution spatiale transverse, confère au système global, une résolution dans le centre du champ de vue

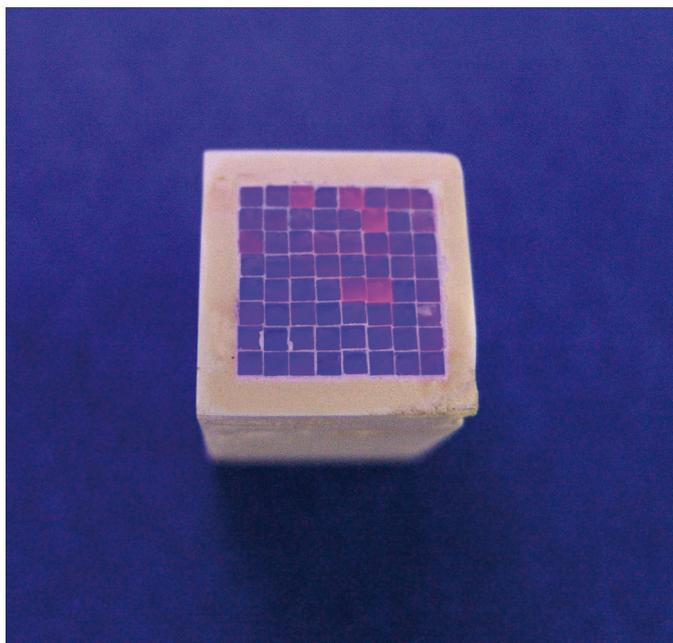


FIG. 3.42 — *Matrice de 64 cristaux.*

inférieure à 1 mm^3 , tout en conservant l'acquisition d'évènements ayant interagi par effet Compton.

Cependant, une étude complémentaire d'une matrice de cristaux couplée à des photodétecteurs de type MCP, comme ceux envisagés dans la conception du système, serait nécessaire afin de corroborer les résultats obtenus.

Enfin, en vue d'améliorer drastiquement les performances du système, l'utilisation de nouveaux photodétecteurs tels que des photodiodes à avalanches sont actuellement à l'étude.

4

Simulations Monte-Carlo par le code GEANT4

Nous avons vu précédemment les différentes études qui ont été menées sur les cristaux ainsi que sur les revêtements permettant la composition d'une matrice d'un module de détection du TEP. Cependant, la réalisation des modules est contrainte par bien plus de paramètres que la seule réalisation d'une matrice de cristaux et de ses performances intrinsèques. C'est ainsi, grâce notamment au code de simulation GEANT4 [107, 108], que la géométrie complète du détecteur a été simulée. Ce modèle informatique permet d'étudier et de comprendre au mieux les différents processus intervenants dans l'élaboration d'un détecteur complet, répondant aux contraintes fixées au préalable. Ces contraintes sont principalement liées à la morphologie du modèle de petit animal étudié. Dans notre cas, il est ainsi possible de considérer deux types de géométries dédiées à la souris ou au rat.

Le système complet nous permet alors d'étudier les différents mécanismes entrant en jeu lors de la reconstruction des événements dans les modules. Ces mécanismes se résument à la reconstruction des traces dans les modules, c'est-à-dire la façon dont se répartissent les interactions des photons γ au sein d'une matrice de cristaux, et l'obtention des coïncidences entre les paires de photons γ .

4.1 Le code de simulation

Cette section est une description non exhaustive des outils offerts par le code de simulation GEANT4 et de son utilisation dans les simulations du système TEP.

Le code de simulation GEANT4 (GEometry ANd Tracking) permet la simulation de processus physiques implémentés de manière mathématique, basés sur la génération de nombres aléatoires, également appelée méthode Monté Carlo. Il permet de décrire des détecteurs et de simuler le parcours de particules élémentaires dans les détecteurs.

La structure du code est composée de quatre niveaux regroupant les différents outils nécessaires à une simulation.

- Le premier niveau gère l'ensemble des outils permettant la génération des paramètres globaux (constantes, système d'unité, nombres aléatoires), des matériaux, de la géométrie, des particules ainsi que la visualisation graphique ;
- Le deuxième niveau fait intervenir l'ensemble des outils relatifs à l'interaction des particules, le chemin qu'elles parcourent et les processus physiques qui s'y rapportent ;
- Dans le troisième niveau, nous retrouvons la prise en compte des événements lors de leur arrêt dans les détecteurs ;
- Enfin, le dernier niveau fait intervenir la liaison entre les différents outils et l'interface utilisateur ;

4.1.1 Géométries et détecteurs

A partir des différents outils, il est possible de créer tout un environnement physique en interconnexions. Il s'agit alors d'imbriquer selon une hiérarchie « Mères-Filles », des formes géométriques représentant les détecteurs. Chaque volume est également représenté sous deux formes : un volume logique, pouvant contenir d'autres volumes et prenant en compte les informations du matériau dont le volume est constitué ainsi que le caractère sensible du détecteur¹ ; un volume physique, faisant référence au positionnement du volume dans l'espace par rapport à son volume mère.

Au volume est alors affecté un matériau. Celui-ci se compose d'un ou plusieurs éléments chimiques. Un élément est défini par un numéro atomique et une masse molaire. Un matériau est défini par : un nombre d'éléments ; une densité ; ainsi que par la proportion de chaque élément qui le compose. Il est ainsi possible de créer des gaz, des liquides ou des solides.

Vient ensuite la définition des propriétés physiques de ces matériaux, comme dans le cas d'un cristal de LYSO dopé au cérium :

- son indice de réfraction ;
- son rendement lumineux ;

¹La sensibilité du détecteur fait allusion à sa capacité à entrer en interaction avec une particule.

- son spectre d'émission ;
- sa longueur d'atténuation des photons optiques d'émission ;
- ou bien encore son état de surface.

Nos simulations sont alors basées sur la hiérarchie des volumes donnée au schéma de la figure 4.1.

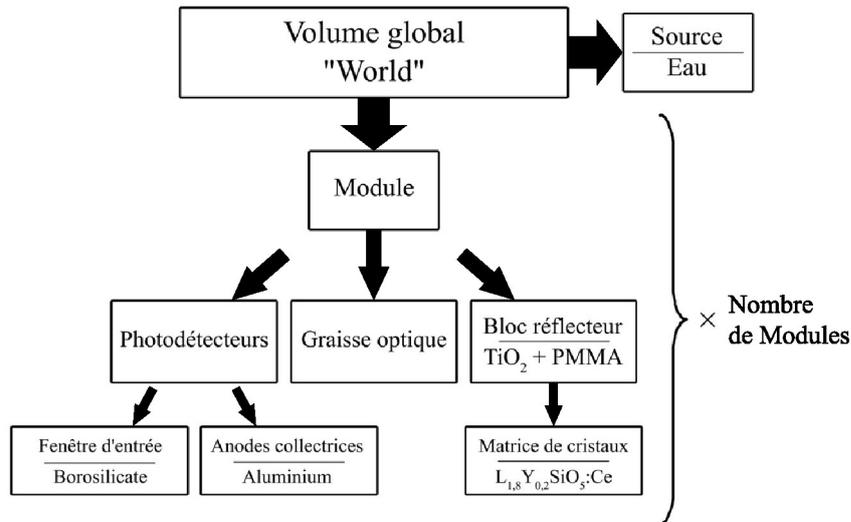


FIG. 4.1 — Représentation schématique de la hiérarchie des volumes dans la simulation du système TEP.

Un module est représenté dans notre cas, par trois familles : les photodétecteurs, la graisse optique et le bloc réflecteur.

Les photodétecteurs sont composés d'une fenêtre d'entrée en borosilicate et d'un bloc neutre sous vide contenant les anodes collectrices, en aluminium.

La graisse optique, insérée entre la fenêtre d'entrée et les cristaux, simule l'interface de transfert des photons de scintillations.

Enfin, le bloc réflecteur est constitué de PMMA et de 30 % de TiO_2 , dans lequel est insérée la matrice de cristaux, dont la taille et la géométrie sont amenés à varier, tandis que le pas entre le centre de deux cristaux consécutifs de 1,6 mm, reste inchangé.

Nous avons choisi pour source, une sphère composée d'eau, d'un diamètre variable et suffisant pour permettre l'annihilation des positrons. Cette sphère s'approche, en terme d'atténuation des photons γ , de la densité des tissus mous d'un sujet d'expérimentation.

Les géométries sont englobées dans un volume Mère, appelé « *World* », composé d'une « atmosphère » à base d'air.

Toutes ces géométries composant le système sont intégrées au code de simulation par l'intermédiaire d'un fichier nommé génériquement, « *DetectorConstruction.cc* ».

4.1.2 Les particules

Les particules élémentaires sont définies au préalable dans le code de simulation, par l'utilisation d'un fichier nommé « PhysicsList.cc ». A chaque particule est également associé un ensemble de processus physiques pouvant lui être attribué ainsi que le domaine d'énergie dans lequel elle peut être impliquée. On peut également définir un seuil de création en énergie de la particule de manière à privilégier une certaine voie de production.

La génération de la source d'émission se fait par l'attribution dans un point de l'espace, d'un type de particule, d'une énergie et d'une direction d'émission par le moment cinétique. Dans notre cas, nous avons généré des positrons, émis aléatoirement dans 4π et en se concentrant sur une seule énergie d'émission. Ce caractère ne reflète bien évidemment pas la réalité d'une source émettrice β^+ , mais elle permet ici de réduire les effets liés au parcours moyen des positrons dans la source. En effet, les simulations sont ici prévues pour retracer le parcours des photons γ dans les modules et non pour reconstruire une source radioactive par le système.

La scintillation due à l'interaction d'un photon γ dans un cristal est également prise en compte. Celle-ci crée, par l'intermédiaire du rendement lumineux et du spectre d'émission, un nombre de photons optiques proportionnels à l'énergie déposée. Ces photons sont alors transmis aux photodétecteurs en suivant les lois physiques de transmissions dans les différents milieux traversés. La génération des photons optiques simule alors la répartition de ceux-ci sur la face d'entrée du photomultiplicateur, que l'on peut assimiler aux charges par l'intermédiaire de l'efficacité quantique et du gain du photomultiplicateur.

4.1.3 Traitement des données de simulations

Nous avons fait le choix pour ce système TEP, d'obtenir un grand nombre d'informations pour chaque particule dans le fichier de sortie, lorsque celles-ci traversent un matériau ou arrivent au terme de leurs parcours. Les informations sont définies dans le fichier dénommé « SteppingVerbose.cc », qui, comme son nom l'indique, renvoie les informations demandées à chaque pas de la particule dans un milieu. Les informations sont ici :

- le numéro du positron responsable de la production de la particule ;
- le nom de la particule ;
- le numéro de la particule ;
- les coordonnées (x, y, z) absolues du lieu de l'interaction de la particule ;
- l'énergie cinétique de la particule (keV) ;
- l'énergie déposée par la particule lors de l'interaction (keV) ;
- le type d'interaction de la particule avec le milieu ;
- le numéro, s'il y a lieu, du cristal d'interaction ;
- le numéro, s'il y a lieu, du module d'interaction ;

– le nom du volume d'interaction.

Voici les premières lignes d'un fichier généré par une simulation :

```

0 e+ 1 0.00775577 -0.0271934 -0.00917079 241.988 7.01181 msc 0 5 bille
0 e+ 1 0.0372887 -0.119919 -0.0650892 219.536 22.4519 msc 0 5 bille
0 e+ 1 0.0611842 -0.122571 -0.173897 178.084 41.4527 msc 0 5 bille
0 e+ 1 0.134503 -0.0949327 -0.250015 131.58 46.5034 msc 0 5 bille
0 e+ 1 0.178103 -0.00318841 -0.273065 84.6505 46.9297 msc 0 5 bille
0 e+ 1 0.231834 0.00342795 -0.281205 0 84.6505 eIoni 0 5 bille
0 e+ 1 0.231834 0.00342795 -0.281205 0 0 annihil 0 5 bille
0 gamma 3 0.154052 0.262242 -0.396859 510.999 0 Transportation 0 5 bille
0 gamma 3 -8.96344 30.6 -13.9536 510.999 0 Transportation 1 5 ModDet
0 gamma 3 -8.97846 30.65 -13.976 510.999 0 Transportation 0 5 ProtecCris
0 gamma 3 -10.5646 35.9276 -16.3343 401.327 0 compt 122 1 CRIS_LYSO
0 gamma 3 -10.8842 36.3953 -17.55 401.327 0 Transportation 122 1 CRIS_LYSO
0 gamma 3 -10.9105 36.4338 -17.65 401.327 0 Transportation 0 5 ProtecCris
0 gamma 3 -11.2633 36.95 -18.9917 401.327 0 Transportation 123 1 CRIS_LYSO
0 gamma 3 -11.3317 37.05 -19.2516 401.327 0 Transportation 0 5 ProtecCris
.
.
.
.

0 gamma 2 0.3373 -0.3475 -0.124389 510.999 0 Transportation 0 5 bille
0 gamma 2 9.42917 -30.6 13.3943 510.999 0 Transportation 3 5 ModDet
0 gamma 2 9.44419 -30.65 13.4166 510.999 0 Transportation 0 5 ProtecCris
0 gamma 2 9.89499 -32.15 14.0869 510.999 0 Transportation 24 3 CRIS_LYSO
0 gamma 2 12.2241 -39.8998 17.55 510.999 0 Transportation 186 3 CRIS_LYSO
0 gamma 2 12.2913 -40.1236 17.65 510.999 0 Transportation 0 5 ProtecCris
0 gamma 2 12.2993 -40.15 17.6618 510.999 0 Transportation 187 3 CRIS_LYSO
0 gamma 2 12.3293 -40.25 17.7065 510.999 0 Transportation 0 5 ProtecCris
0 gamma 2 12.5 -40.818 17.9603 510.999 0 Transportation 219 3 CRIS_LYSO
0 gamma 2 12.6 -41.1507 18.109 510.999 0 Transportation 219 5 OpGrease_Block
1 e+ 1 0.064806 -0.00740557 0.101105 224.345 24.6547 msc 0 5 bille
1 e+ 1 0.103754 -0.0733966 0.192548 188.81 35.5351 msc 0 5 bille
1 e+ 1 0.100983 -0.189753 0.208081 116.506 72.3047 msc 0 5 bille

```

Ce choix de données possède l'avantage de fournir le détail complet des processus et interactions liés aux particules, mais l'inconvénient majeur de générer des fichiers de sortie volumineux.

Les données du fichier de simulation sont ensuite traitées par un algorithme se chargeant d'effectuer l'ensemble des reconstructions et de retracer les événements successifs des particules.

4.2 Les différentes géométries du système TEP

La géométrie du système TEP doit être élaborée de façon à détecter le maximum d'événements générés par la source et donc de réduire l'espace mort autour de celle-ci. Il serait théoriquement possible de concevoir un système TEP remplissant une sphère autour du sujet. Seulement, il devient technologiquement difficile de disposer des photodétecteurs autour d'une sphère de cristaux tout en gardant une résolution spatiale proche du millimètre. Il est cependant possible de concevoir des systèmes couvrant alors une couronne autour du sujet en utilisant des cristaux incurvés [109, 110]. Ces systèmes utilisent tous des cristaux courbes de NaI:Tl pour sa facilité de fabrication en de gros volumes. Malgré tout, l'efficacité de détection de ces systèmes est proche de 0,4 % et la résolution spatiale de l'ordre de 5 mm.

Afin d'augmenter l'efficacité de détection d'un système, il faut alors se placer au plus près du sujet à imager, ici, la souris ou le rat, et couvrir le maximum d'angle solide.

Nous avons alors imaginé différentes géométries, certaines plus réalisables que d'autres, afin d'optimiser l'efficacité de détection du système et de réduire les espaces morts autour du sujet.

Les paramètres importants dans cette réalisation sont le diamètre d'ouverture du système et la géométrie d'un module, la plupart du temps régis par le photodétecteur.

Nous nous sommes alors basé dans un premier temps sur un photodétecteur à géométrie carrée, comme pour la majorité des PMTs ou MCPs, et par la suite, une géométrie dite trapézoïdale, envisagée pour des MCPs non conventionnels ou par l'assemblage de plusieurs photodétecteurs multianodes de faibles encombrements tels que des matrices d'APDs. Bien sûr, les géométries carrées peuvent également se concevoir avec ce type de photodétecteurs.

La figure 4.2 rassemble ainsi les dessins des différentes géométries simulées par le code GEANT4. Le tableau 4.1 récapitule leurs caractéristiques. Toutes les géométries possèdent une longueur totale d'atténuation de 36 mm soit 24 cristaux dans la direction radiale, pour 94 % d'atténuation des photons γ . Cette limitation à 24 cristaux permet de réduire le nombre de voies de détection.

Toutes ces géométries ont également été simulées pour différentes longueurs de cristaux, prenant en compte les dimensions déjà testées dans le chapitre précédent.

Les géométries d) et e) étant toutes deux destinées aux mêmes applications, elles nous renseignent alors sur les gains apportés aux performances par l'ajout de modules ou de cristaux dans la forme trapézoïdales. Nous n'avons pas simulé de géométries cylindriques afin de rester dans une conception réaliste. Il est en effet impossible de concevoir un cristal de LYSO incurvé d'une taille suffisante.

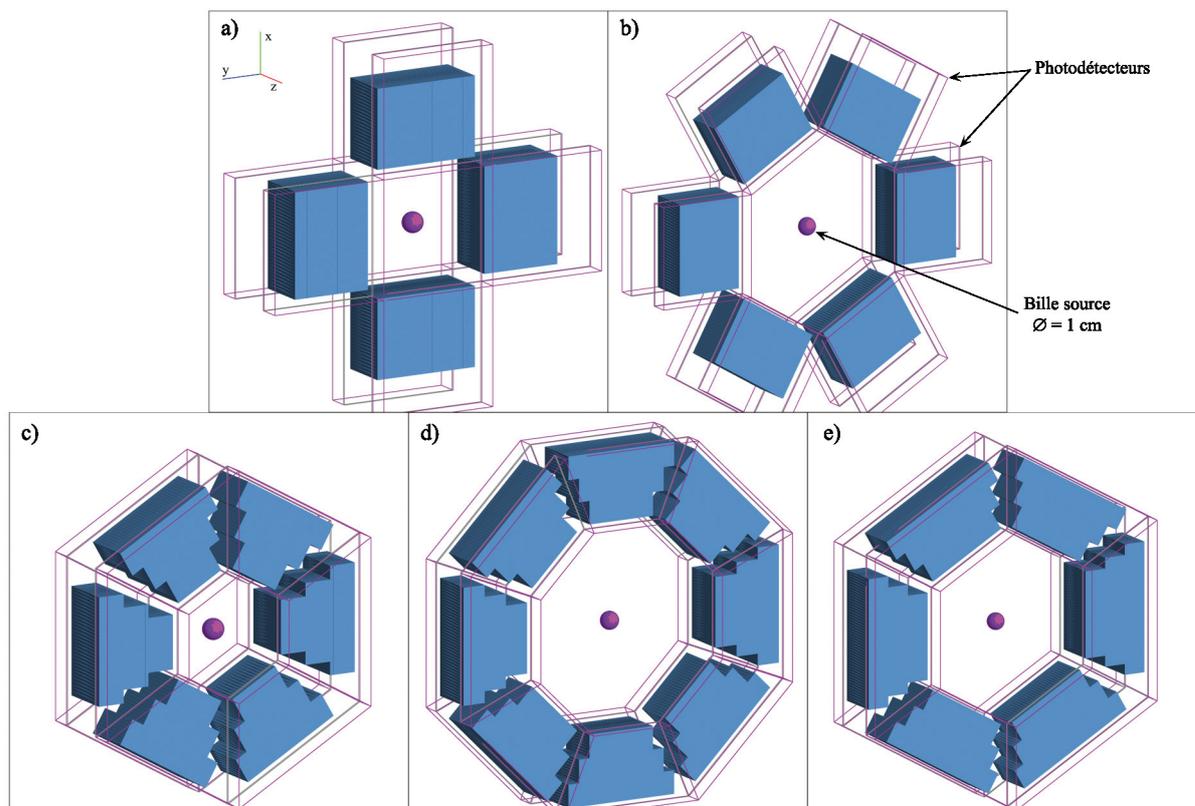


FIG. 4.2 — Dessins des cinq géométries simulées, dédiées à l'imagerie du petit animal.

TAB. 4.1 — Résumé des caractéristiques physiques des géométries évaluées par la simulation GEANT4.

Géométrie	Ø interne (mm)	Nombre de modules	Nombre de cristaux/module	Nombre total de cristaux	Type de géométrie	Application
a)	57,2	4	768	3072	Carrée	Souris
b)	99,1	6	768	4608	Carrée	Souris & Rat
c)	52,0	6	576	3456	Trapézoïdale	Souris
d)	110,0	8	768	6144	Trapézoïdale	Souris & Rat
e)	99,1	6	960	5760	Trapézoïdale	Souris & Rat

4.3 Les performances

Chaque géométrie possède ses performances propres. On peut alors distinguer, outre les résolutions spatiales et en énergie, deux caractéristiques. La première dépend fortement de la géométrie même d'un module, c'est l'efficacité de détection. La seconde

dépend principalement de la longueur des cristaux et du nombre de ceux-ci exposés directement aux rayonnements, c'est le taux maximum de comptage sans perte, affectant les caractéristiques temporelles de l'électronique de lecture.

4.3.1 Energie déposée

Grâce au programme d'analyse, on peut établir le spectre de l'énergie déposée dans les modules lors d'une simulation de la géométrie a) (figure 4.3). Cette simulation a consisté en la génération de 200 000 positrons au centre de la bille source. La somme des énergies déposées dans un même cristal est effectuée lorsque les interactions dues aux photons, sont liées à un même positron. Autrement dit, si un photon γ interagit plusieurs fois dans un même cristal, l'énergie mesurée pour ce cristal est la somme des énergies déposées.

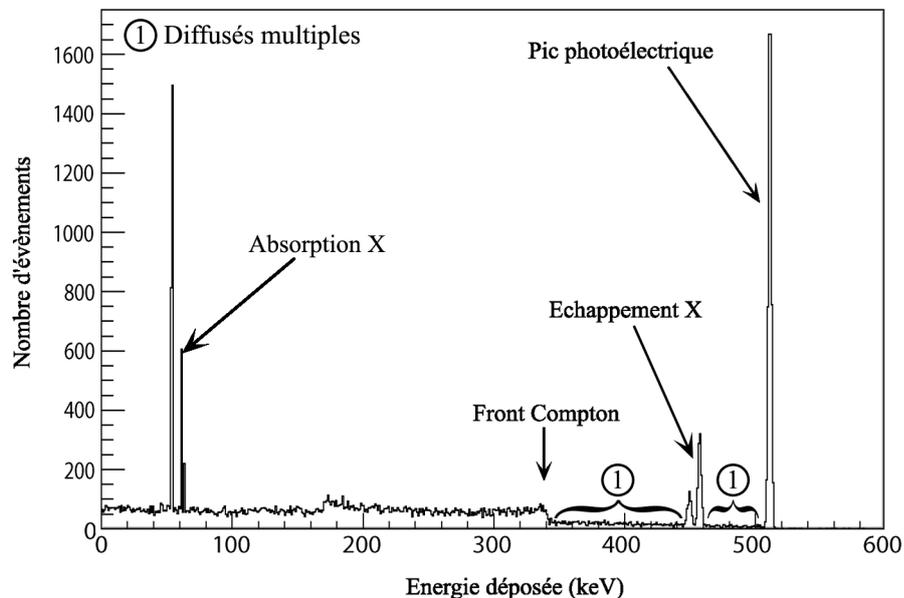


FIG. 4.3 — Exemple d'un spectre des énergies déposées dans un module lors d'une simulation.

On remarque immédiatement, contrairement à un spectre expérimental, le phénomène d'échappement X. Lors de l'interaction d'un photon γ comme nous l'avons vu au chapitre 1 par l'équation 1.10, l'effet photoélectrique intervient préférentiellement sur un électron fortement lié à l'atome, souvent sur les couches K, et sur les atomes lourds. Ici, les couches K_{L3} et $K_{\alpha 1}$ du lutécium sont donc préférées pour l'effet photoélectrique. Ces couches électroniques se situent respectivement à $L_e = 54,07$ keV et $L_e = 63,30$ keV [111], résultant à l'émission des photons X de mêmes énergies après réarrangement du cortège électronique. Ces photons X émis peuvent alors interagir dans le même cristal ou dans des cristaux différents de celui du lieu de l'interaction. Lorsque le photon X interagit

dans le même cristal, l'énergie mesurée est donc proche de 511 keV. Seulement, du fait de la faible taille des cristaux, les photons X peuvent interagir dans des cristaux voisins et induire une sous-estimation de l'énergie déposée par effet photoélectrique. On repère alors plusieurs pics par effets photoélectriques aux niveaux des énergies des photons X et aux valeurs de 447,7 keV et 456,9 keV. Ce phénomène se présente dans le spectre expérimental, sous la forme d'un élargissement du pic photoélectrique à 511 keV [112].

4.3.2 Le taux de comptage

Nous avons ici défini le taux de comptage maximum comme étant le nombre d'interactions détectées pour un cristal d'une matrice, sans considération d'énergie. Ce taux est alors évalué par la simulation d'un nombre de positrons générés relatant alors par extrapolation d'une certaine activité au centre du champ de vue.

Pour chaque photon γ détecté, la distance de l'interaction à la source dans le plan xOy est histogrammée. Plusieurs interactions dans le même cristal ou la même matrice provenant d'un même photon ne sont comptées qu'une seule fois, puisqu'en réalité, ces différents événements sont générés simultanément et donc indissociables temporellement². La figure 4.4 représente le profil obtenu sur un module de la géométrie donnée à la figure 4.2 a) pour une source de 370 kBq et une longueur de cristal de 20 mm.

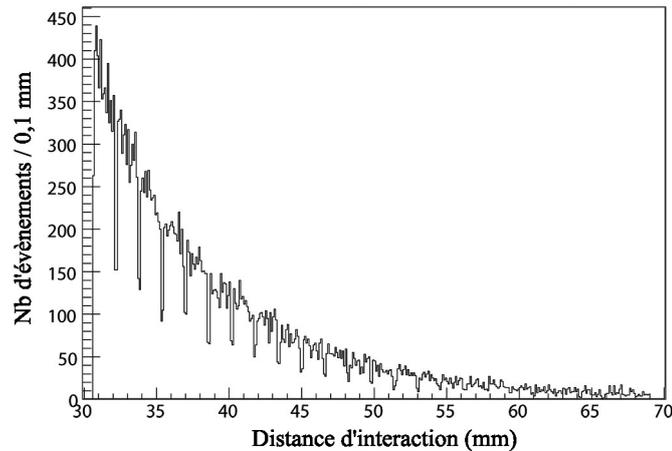


FIG. 4.4 — Profil du nombre d'interactions dans un module du système TEP à géométrie carré pour un diamètre interne de 57,2 mm et une longueur de cristal de 20 mm.

Le taux de comptage maximum est alors donné par l'intégrale du nombre d'événements pour la 1^{re} ligne de 32 cristaux, étant celle recevant le plus d'événements, et multipliée par un facteur 100 afin de correspondre à une activité de 1 mCi. On remarque

²Comme nous le verrons plus loin, la distance entre deux interactions successives possède une valeur la plus probable de 2 mm, équivalent alors à 7 ps d'écart en temps.

dans le profil des écarts de 100 μm tous les 1,5 mm. Ces baisses de comptage sont dues à la présence de revêtement entre les cristaux atténuant très faiblement le rayonnement.

Le taux de comptage est directement relié à l'angle solide donc à la distance source-détecteur et à la longueur des cristaux.

Grâce au taux de comptage, nous pouvons évaluer les probabilités de perte d'évènements par temps-mort et d'empilement des charges ou « *pile-up* », à partir des caractéristiques de l'électronique de lecture.

Le cycle de lecture des charges par l'électronique possède une période T de 10,24 μs . Le temps-mort est défini dans notre cas par le temps entre le moment d'arrivée d'un évènement dans le cycle de lecture et la fin de celui-ci. Un autre évènement arrivant pendant ce temps ne sera simplement pas pris en compte.

Dans le cas d'un temps-mort τ fixe et une distribution poissonnienne des évènements dans le temps, le taux d'évènements m mesurés pour un taux d'évènements détectés n est donné par :

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \stackrel{D.L.}{\simeq} 1 - n\tau. \quad (4.1)$$

Le temps-de-vie λ de l'électronique s'écrit à partir de l'équation 4.1 comme :

$$\lambda = \frac{1}{1 + n\tau}, \quad (4.2)$$

et la probabilité de perdre un évènement est donnée par $1 - \lambda$.

Ici, le temps-mort τ varie uniformément entre 0 et 10,24 μs . Le temps-de-vie est alors une variable aléatoire dont l'espérance mathématique $\mathbb{E}(\lambda)$ est donnée par l'équation 4.3.

$$\mathbb{E}(\lambda) = \int_0^T \lambda(\tau)p(\tau)d\tau = \frac{\ln(1 + nT)}{nT} \stackrel{D.L.}{\simeq} 1 - \frac{nT}{2}, \quad (4.3)$$

avec $p(\tau)$ la probabilité d'être dans un cycle de lecture soit $\frac{1}{T}$. Au premier ordre, la valeur moyenne de τ vaut $\bar{\tau} = \frac{T}{2} = 5,12 \cdot 10^{-6}$.

La probabilité de perdre un évènement par temps-mort est ainsi donnée par $1 - \mathbb{E}(\lambda)$ et la probabilité d'empilement des évènements est évaluée par l'intermédiaire de l'équation 4.2 pour $\tau = 280 \cdot 10^{-9}$. Celles-ci ne tiennent pas compte de la décroissance exponentielle de l'activité de la source dont le phénomène n'aurait pour incidence que de les réduire.

Le tableau 4.2 donne les différentes valeurs relatives à deux diamètres internes représentatifs des géométries proposées, et selon plusieurs longueurs de cristaux.

TAB. 4.2 — Taux de comptages maximum et probabilités associées pour une source de 1 mCi.

$\varnothing = 57,2$ mm		Probabilités (%)		$\varnothing = 99,1$ mm		Probabilités (%)	
Cristal (mm)	Comptage (kHz)	Temps mort	<i>Pile-up</i>	Cristal (mm)	Comptage (kHz)	Temps mort	<i>Pile-up</i>
20	17,55	8,0	0,5	20	4,87	2,4	0,1
25	21,43	9,6	0,6	25	6,40	3,1	0,2
30	25,22	11,0	0,7	30	7,40	3,6	0,2
35	29,27	12,5	0,8	35	8,50	4,1	0,2
40	32,07	13,5	0,9	40	9,60	4,6	0,3

La considération d'une source émettrice β^+ d'une activité de 1 mCi³, met en évidence le temps mort de l'électronique, pénalisant au maximum à hauteur de 9,6 %, réduisant d'autant le nombre d'évènements pouvant être détectés. Dans le cadre d'une utilisation réelle du système, le taux de charges surestimées par un effet de « *pile-up* » est alors très faible (< 1 %).

De plus, un diamètre interne du système 1,7 fois supérieur au précédent réduit alors les taux de comptage d'un facteur 3,4 (relatif à l'angle solide), autorisant alors l'augmentation de l'activité de la source au centre du champ de vue.

Afin de vérifier expérimentalement les probabilités de perte par temps-mort, nous avons généré de manière uniforme et aléatoire, des impulsions électriques de forme équivalente à un signal en sortie d'un photodétecteur. Les signaux ont été injectés dans une voie de l'électronique de traitement dans le but d'établir le nombre d'impulsions mesurées.

La figure 4.5 donne les valeurs expérimentales du nombre d'évènements mesurés par l'électronique en fonction du nombre d'évènements générés. La courbe a été ajustée par l'équation 4.1 donnant une valeur moyenne de $\bar{\tau} = 5,34 \cdot 10^{-6}$ proche de la valeur théorique calculée.

Les mesures donnent ainsi une probabilité de perte par temps-mort de 9,9 % pour 21 430 évènements générés (le taux d'évènements pour un cristal de 25 mm et un diamètre du système de 57,2 mm) montrant une corrélation supérieure à 96 % avec la valeur prédite par le calcul analytique.

4.3.3 L'efficacité de détection

Afin de connaître précisément l'avantage d'une géométrie par rapport à une autre, nous avons effectué des mesures d'efficacité de détection de l'ensemble des systèmes évoqués. L'efficacité de détection est ici le nombre de photons γ détectés en coïncidences

³Considérée comme maximum pour une source au centre du champ de vue dans le cadre de l'imagerie cérébrale du petit animal

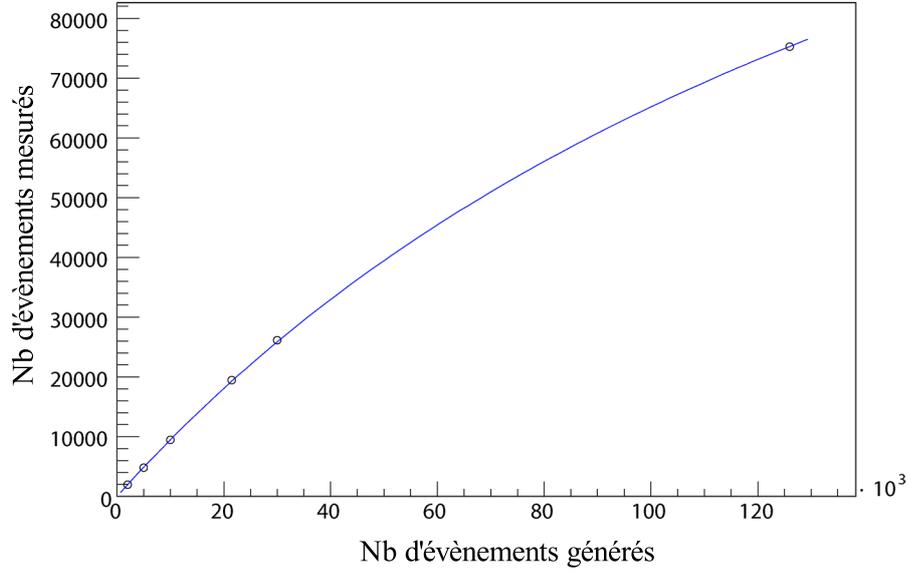


FIG. 4.5 — Taux d'évènements mesurés en fonction du nombre d'évènements générés, ajusté par l'équation 4.1.

par rapport au nombre de positrons s'étant annihilés dans la bille source. Le dénombrement des paires de photons γ s'est effectué dans deux modules différents, lorsque les deux photons, représentés chacun par un numéro de particule distinct, ont interagi avec un cristal, quelque soit le type d'interaction. Les simulations ont été effectuées par la génération de 10 000 positrons au centre de la source, ayant une énergie d'émission de 250 keV (représentant l'énergie moyenne d'une source de ^{18}F). Les coïncidences sont effectuées par l'algorithme d'analyse des fichiers de sortie.

Chaque géométrie a été simulée selon plusieurs valeurs de longueurs de cristaux. La figure 4.6 représente les efficacités de détections de chaque géométrie selon différentes longueurs de cristaux.

En parallèle, la fonction de l'efficacité de détection, ε_g , donnée par l'équation 4.4 a permis d'évaluer les valeurs extrêmes, — celles assimilant les distances d'interactions aux diamètres internes et externes — représentées respectivement par les courbes pleines et en pointillés. Les données simulées ont été ajustées par cette équation dans le but de déterminer la distance effective d'atténuation, d_{eff} , ainsi que le nombre effectif de cristaux ayant participé à l'atténuation. Ce dernier paramètre agit uniquement dans le cas des géométries trapézoïdales.

$$\varepsilon_g = \frac{\Omega_{tot}}{4\pi} = \frac{2P}{\pi} \times \sin^{-1} \left(\frac{\alpha H}{\sqrt{(4r^2 + \alpha^2)(4r^2 + H^2)}} \right) \times p_\gamma^2 \times \epsilon_m^2. \quad (4.4)$$

avec P , le nombre de paires de module dans le système complet, α , la largeur d'un module, donnée par le nombre de cristaux multiplié par 1,6 mm, r est la distance du

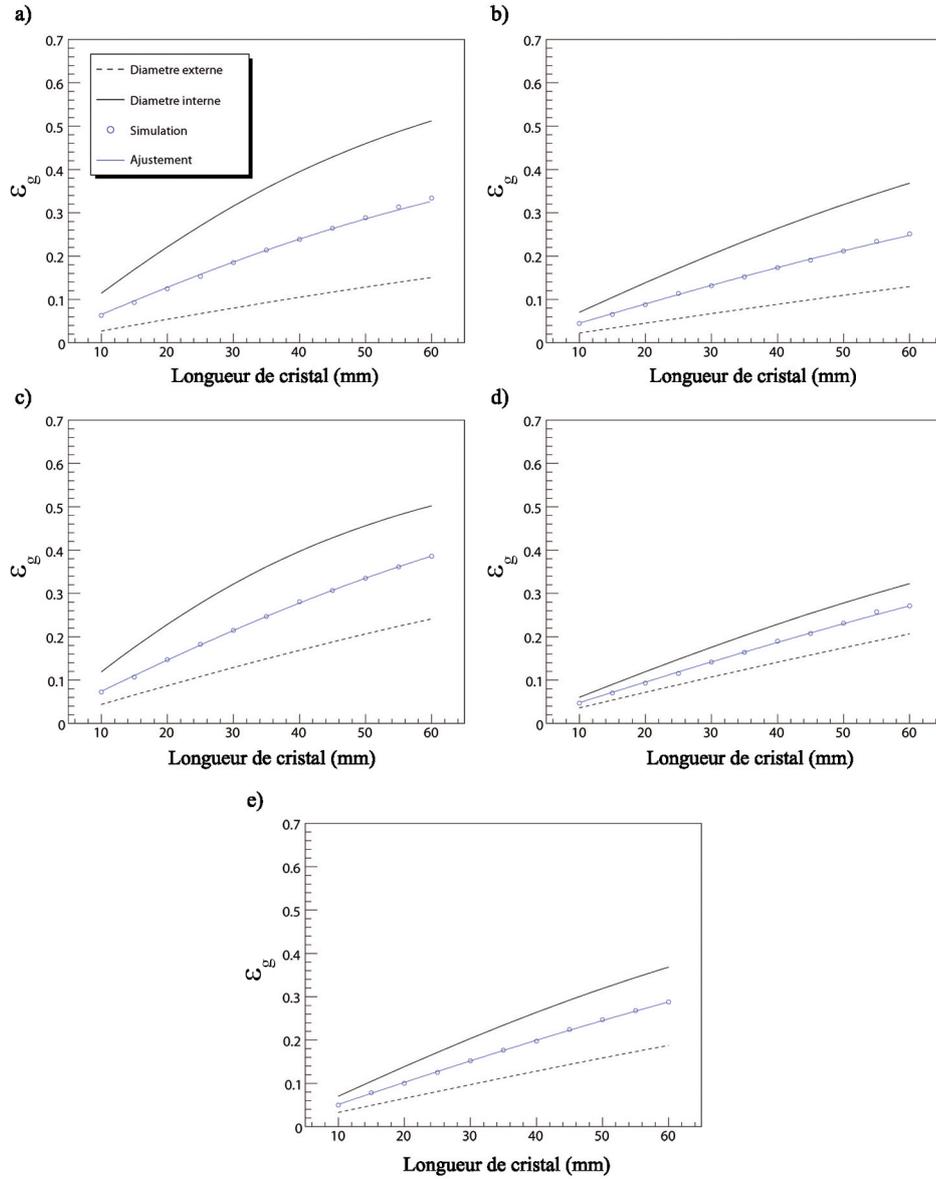


FIG. 4.6 — *Efficacité de détection des géométries selon la longueur des cristaux. Les valeurs extrêmes sont représentées par les courbes pleines et en pointillés. Les ajustements effectués sur les valeurs simulées sont également représentés.*

centre du système à la face d'entrée ou de sortie d'un module et H , la longueur des cristaux. Dans le cas de l'ajustement des données simulées, $r = \frac{D}{2} + d_{eff}$, avec D , le diamètre interne du système. p_γ^2 représente la probabilité de détecter deux photons γ en coïncidence soit $(1 - e^{-\mu \cdot d_{max}})^2 = 0,90$ avec $d_{max} = 36$ mm. ϵ_m est le facteur de

remplissage d'une matrice de cristaux soit 0,94.

Le tableau 4.3 résume les valeurs particulières des efficacités de détection pour une longueur de cristal de 25 mm.

TAB. 4.3 — Valeurs des efficacités de détection des différentes géométries pour une longueur de cristal de 25 mm.

Géométrie	Efficacité (%)	Distance effective (mm)	Nb de cristaux effectifs
a)	15,34	12,2	32
b)	11,40	12,8	32
c)	18,25	21,9	30
d)	11,56	25,0	40
e)	12,56	20,9	48

Les géométries dont le diamètre interne est le plus faible (géométries a) et c)) bénéficient bien évidemment de la meilleure efficacité de détection. Les valeurs de 15,3 % et 18,2 % de ces 2 géométries pour un cristal de 25 mm, montrent alors l'avantage de la géométrie trapézoïdale. Cette dernière comble au maximum les espaces morts entre les modules augmentant alors la fraction de remplissage des cristaux dans la couronne autour du sujet.

Les différences entre les géométries d) et e) sont également très faibles. En effet, la géométrie d) possède un diamètre interne plus élevé mais une quantité totale de cristaux plus importante, réduisant alors l'écart dans les mesures. La géométrie b) ayant un diamètre interne acceptant les deux modèles murins, possède une efficacité de détection proche de la géométrie d). Sa conception dans les standards des photodétecteurs carrés l'avantage grandement au niveau du coût de construction en comparaison avec les géométries trapézoïdales.

Les deux géométries carrées ne sont pas si désavantagées par rapport aux géométries plus complexes utilisant des photodétecteurs de forme trapézoïdale. Au contraire, en tenant compte du nombre total de cristaux dans le système complet, elles sont alors privilégiées dans le cadre du développement d'un système TEP petit animal économiquement viable en comparaison aux systèmes commerciaux.

4.4 Le « *tracking* » de photons

Une partie importante lors de la reconstruction de la ligne de réponse calculée par l'intermédiaire des deux photons γ , est l'identification correcte du pixel du lieu de la

première interaction. Du fait de la probabilité élevée de diffusion Compton d'un photon γ avec le cristal, celui-ci peut alors effectuer plusieurs interactions avant son absorption complète dans la matrice ou sa sortie de celle-ci. Il faut alors, pour reconstruire les lignes de réponses avec le plus de précision possible, connaître le chemin parcouru par le photon dans la matrice de cristaux. Cette reconstruction, également appelée « *tracking* », ne peut pas s'effectuer dans certains cas. En effet, si l'on désire connaître l'angle de diffusion du photon après effet Compton, les énergies déposées avant et après l'interaction doivent être connues avec la plus grande précision possible. Or, dans notre cas, la résolution en énergie du système ne nous permet pas d'effectuer cette mesure. Il faut alors évaluer le plus fidèlement possible le lieu de la première interaction du photon γ , étant celle donnant la trajectoire initiale de son émission. Cette évaluation passe alors par la connaissance des différentes proportions des interactions dans les matrices, leur nombre ainsi que leurs distributions spatiales.

4.4.1 Les interactions dans les modules

Nous avons par l'intermédiaire des simulations précédentes évalué les différents taux d'interactions des photons, dans un premier temps sans considération de coïncidences et dans un deuxième temps, lors de la prise en compte de l'interaction des deux γ simultanément.

Le tableau 4.4 récapitule les taux d'évènements ayant subi des diffusions Compton lors de leurs parcours dans les matrices. Ces valeurs ont été évaluées sur un module comprenant une matrice rectangulaire de 32×24 cristaux de 25 mm. Après des études effectuées sur les formes plus complexes, les valeurs obtenues sont conformes à celles présentées.

TAB. 4.4 — *Composition des interactions multiples lors de la détection des évènements.*

Interactions multiples		Fractions (%)
Nb d'effet Compton	1	69,9
	2	23,3
	3	5,6
	≥ 4	1,2
Même cristal		24,3
Cristal différent	En avant	68,9
	Ailleurs	31,1

Nous remarquons alors qu'environ 70 % des photons γ subissent uniquement une seule interaction Compton lors de leur passage. Fait intéressant, quelques 24 % des évènements surviennent dans le même cristal ayant donné lieu à une première interaction. Cette valeur nous donne le taux d'évènements fournissant une information de la DOI erronée

et entachée de la distribution de la distance entre les deux interactions donnée à la figure 4.7 a). Cette distribution, dont la valeur moyenne est de 0,6 mm, donne alors l'erreur faite sur la position de l'interaction dans l'axe z , comme le barycentre entre les deux positions d'interactions pondérées par les énergies déposées. Le principe de l'évaluation de la résolution de la DOI exposé au chapitre précédent nous permet de conclure que cette erreur est prise en compte lors de l'évaluation de la résolution. En effet, il est impossible, dans le dispositif expérimental, de tenir compte de cette distance, qui est alors liée intrinsèquement aux mesures.

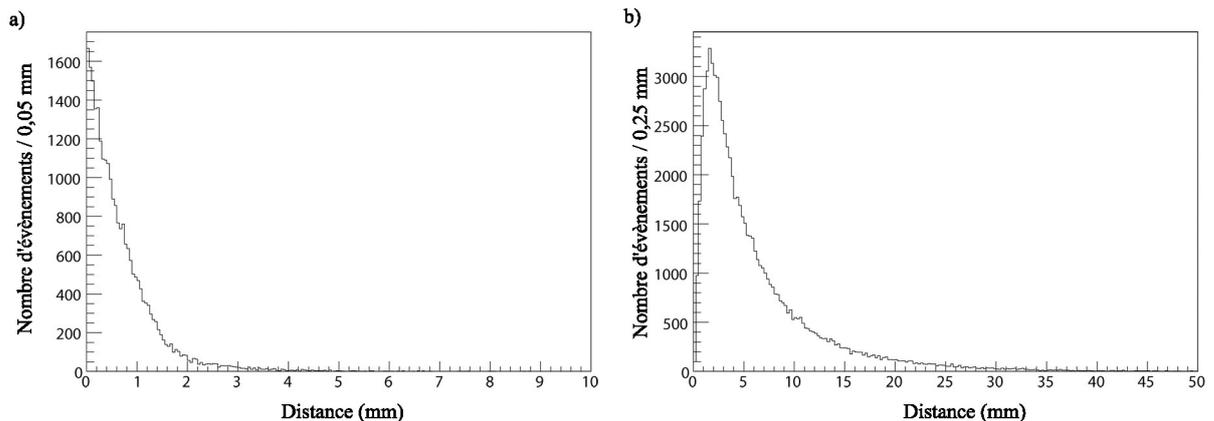


FIG. 4.7 — *Distribution des distances entre deux interactions successives a) dans un même cristal et b) dans des cristaux différents.*

De plus, lors des interactions multiples en dehors du lieu de la première interaction, environ 70 % des photons sont émis vers l'avant. Ce terme a ici été défini comme une interaction intervenant dans un cristal avec un indice de numérotation supérieur à celui de l'interaction précédente. Cette méthode donne le taux d'évènements ne faisant pas intervenir d'erreur lors de la reconstruction de la ligne de réponse, dans environ 30 % des cas restant, l'information de l'interaction primaire est erronée.

La figure 4.7 b) donne la distribution de la distance entre deux interactions ayant lieu dans deux cristaux différents de la matrice. Cette distribution, dont la valeur la plus probable est de 2,0 mm, montre que la deuxième interaction intervient le plus souvent dans le cristal voisin le plus proche. Ce phénomène, comme nous le verrons plus tard par la distribution des photons optiques sur les photodétecteurs, engendre des erreurs lors de l'identification du cristal d'interaction, déterminé par les charges collectées par les photodétecteurs droits et gauches.

Il se produit également un phénomène consistant à détecter une interaction dans un module dont le photon γ a déjà été diffusé par un cristal d'un module différent. La figure 4.8 donne le taux d'évènements inter-diffusés par rapport au nombre de paires de γ détectés en fonction de la géométrie et de la longueur du cristal, quelque soit les types d'interactions subies.

Les mesures effectuées sur les différentes géométries montrent que celles possédant des modules de formes trapézoïdales, possèdent le plus haut taux d'inter-diffusés, principalement dû à la proximité des cristaux entre les modules.

Grâce au marquage en temps des évènements commun à l'ensemble des modules, il est alors possible de reconstruire le parcours de ce type d'interaction. Malgré tout, cette reconstruction n'est utile que dans la connaissance de l'énergie totale déposée par les photons.

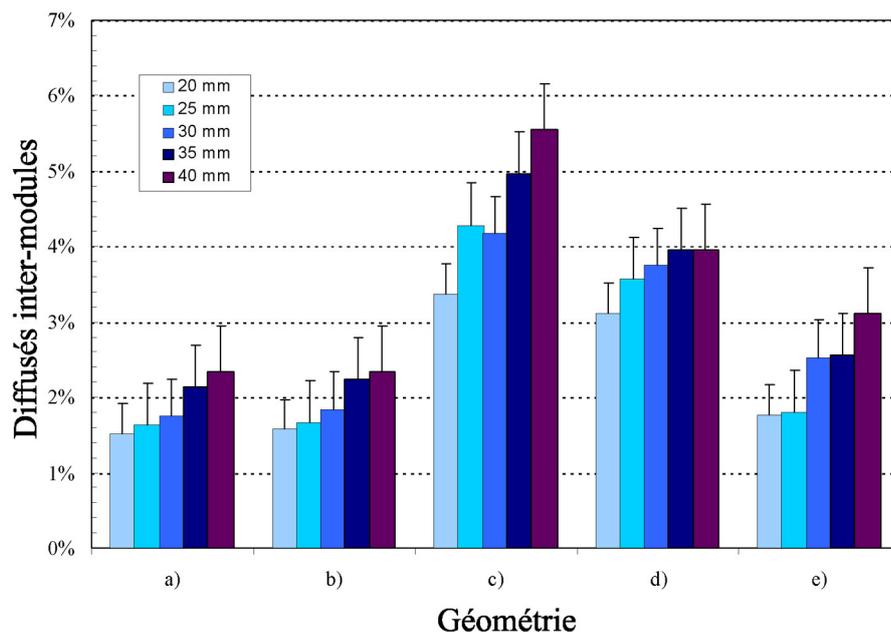


FIG. 4.8 — Taux d'évènements diffusés entre deux modules selon la géométrie et la longueur du cristal.

4.4.2 Les interactions en coïncidence

Les coïncidences, comme présentées dans la section concernant l'électronique de lecture, seront exécutées de manière logicielle, par le biais du marquage en temps des évènements. Il est alors intéressant de connaître les différents types d'évènements ayant lieu en coïncidences, lorsque les deux photons γ ont été détectés. Nous avons vu précédemment les valeurs d'efficacités de détection, évaluées en coïncidences. Seulement, nous ne connaissons alors que les proportions des évènements lorsque les deux photons γ interagissent par interactions multiples. Le tableau 4.5 résume alors les valeurs mesurées en coïncidences. D'une part, lorsque les deux photons ont été détectés par une seule interaction dans un module, d'autre part lorsqu'au moins un des deux photons a subi des interactions multiples. La figure 4.9 représente le détail d'une simulation de la géométrie a) où les photons γ générés par l'annihilation d'un positron dans la bille

source, ont été détectés par des interactions multiples. Le dépôt d'énergie est visualisé par la génération de photons optiques provenant de la scintillation.

TAB. 4.5 — *Fractions des processus d'interactions en coïncidence.*

Processus	Fractions (%)
Double effet photoélectrique	11,5
Effet photoélectrique et Effet Compton	10,1
Double effet Compton	2,5
Interactions multiples	75,9

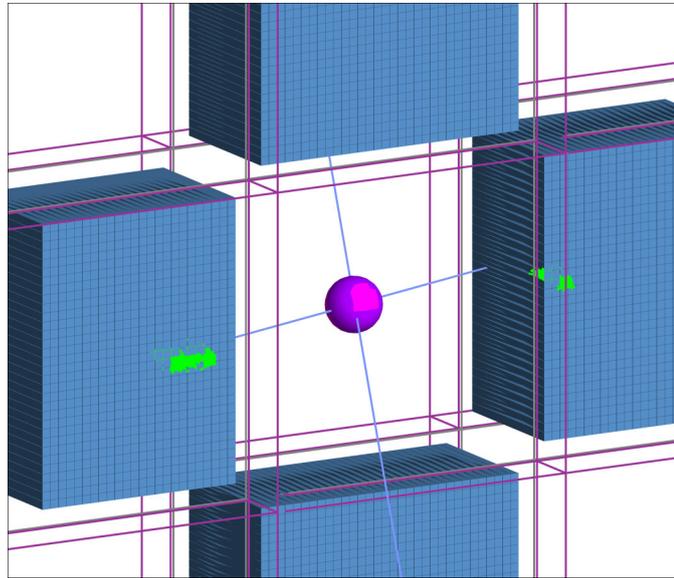


FIG. 4.9 — *Interactions multiples de deux photons γ provenant de l'annihilation d'un positron dans la simulation de la géométrie a) avec une longueur de cristaux de 25 mm. Les photons γ sont représentés en bleu et les photons optiques en vert.*

Environ 25 % des coïncidences ne requièrent qu'une reconstruction simple, puisque les deux photons n'ont interagi qu'une seule fois dans les matrices. Le taux de double effet photoélectrique de 11,5 % est donné par la probabilité d'avoir un effet photoélectrique ($\sim 33,5$ % pour le LYSO) élevée au carré. 75 % des multiples interactions nécessitent alors une reconstruction des traces laissées par au moins un des photons dans les matrices. Il est à noter également que pour 12,6 % des coïncidences mesurées par interaction unique, les photons ne déposent qu'une partie de l'énergie (Effets photoélectrique et Compton + Double Compton).

Toutes coïncidences confondues, dans 33,7 % d'entre elles au moins un des deux photons γ détectés n'a pas été totalement absorbé indépendamment de la géométrie. La figure 4.11 montre un exemple de coïncidence obtenue lorsqu'un des photons n'a pas déposé la totalité de son énergie dans la matrice. La figure 4.10 montre une dépendance de cet effet en fonction de la longueur des cristaux. En effet, la longueur des cristaux augmentant, la probabilité qu'un photon γ ayant déjà interagi subisse une interaction supplémentaire augmente, diminuant le taux d'énergie perdue.

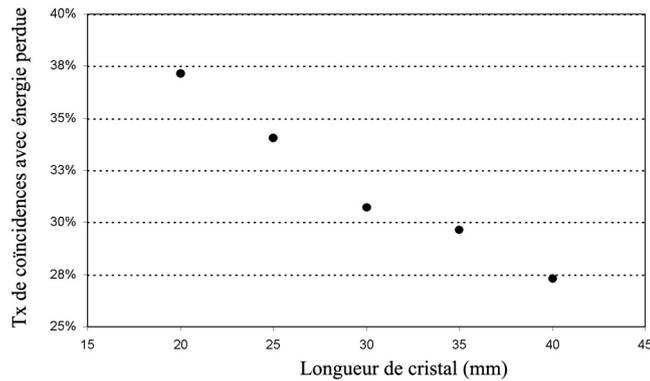


FIG. 4.10 — Taux de coïncidences pour lesquelles une partie de l'énergie des photons est perdue, en fonction de la longueur des cristaux.

C'est pourquoi, dans ce type de système, il n'est pas préférable d'effectuer un seuillage bas en énergie, dans le but de se soustraire des photons ayant déjà subi une diffusion dans le sujet, sous peine de ne prendre en compte qu'une fraction réduite des coïncidences.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la reconstruction de la position d'interaction dans l'axe longitudinal peut s'effectuer par la méthode du contraste indépendamment de l'énergie déposée. Si l'on considère que la connaissance complète des traces ne se justifie que dans le but de récolter l'énergie totale déposée, celle-ci est alors inutile pour obtenir l'information de la DOI. Le seul paramètre important ici est alors de connaître le lieu de la première interaction. Les coordonnées précises de ce point pour les deux photons γ sont nécessaires pour la reconstruction de la ligne de réponse.

Après avoir eu connaissance du taux d'interactions ayant été diffusées puis détectées dans un cristal en « arrière » du premier, nous avons voulu établir le taux de coïncidences affectées par cet effet. Lorsque, dans une coïncidence, au moins un des deux photons détectés a été diffusé lors de sa première interaction, vers un cristal en « arrière », la reconstruction de la ligne de réponse devient partiellement ou totalement erronée. Ce taux a été établi à 20,3 % dans le cas d'une géométrie de type a) et une longueur de cristal de 25 mm. Ce taux ne démontre aucune dépendance à la géométrie mais une tendance à l'augmentation en fonction de la longueur du cristal (figure 4.12).

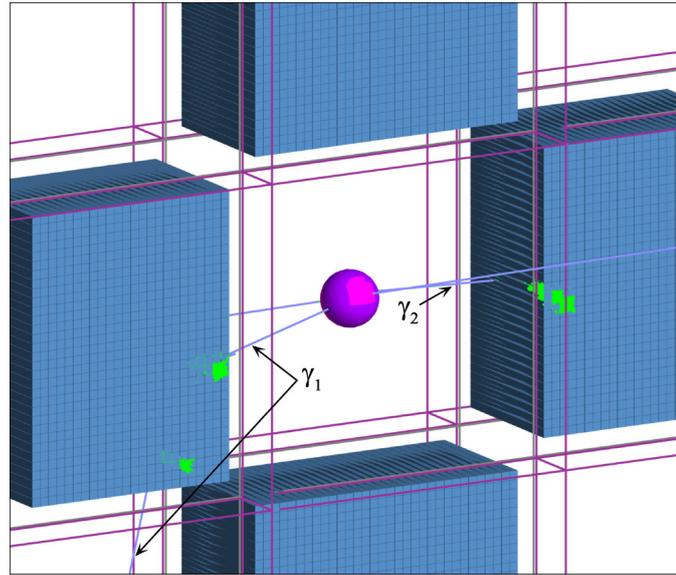


FIG. 4.11 — Coïncidence de deux photons γ dont un, non complètement absorbé.

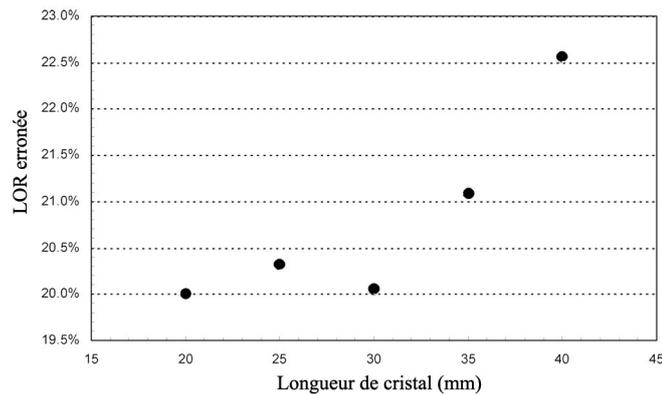


FIG. 4.12 — Taux de lignes de réponse erronées par la rétrodiffusion d'au moins un des deux photons détecté en fonction de la taille des cristaux pour la géométrie a).

4.5 La simulation des photons optiques

La connaissance de la répartition des photons optiques sur les pixels de détections des photomultiplicateurs est nécessaire à la reconstruction complète des charges par événements. Pour cela, nous avons simulé l'effet de scintillation dans les cristaux de LYSO. Ce processus se base sur les caractéristiques de rendement lumineux, de constante de décroissance, de longueur d'onde d'émission et d'atténuation des photons optiques par les cristaux dans le code de simulation. Les valeurs d'atténuation proviennent des coefficients d'atténuations effectifs mesurés expérimentalement dans le chapitre précédent. Pour chaque dépôt d'énergie, le programme génère un nombre de photons optiques dans

la gamme de longueur d'onde du cristal, émis isotropiquement dans celui-ci. Ils obéissent ensuite aux lois physiques de transport afin d'être collectés aux extrémités des cristaux.

Les photodétecteurs sont composés d'une fenêtre en borosilicate (SiO_2 , B_2O_3 , Na_2O , Al_2O_3) d'indice de réfraction $n = 1,515$ et d'anode en aluminium d'une taille de 1,4 mm placées en matrices de 32×32 pour un pas de 1,6 mm, dans le vide derrière la fenêtre d'entrée. Le contact optique a été simulé par l'ajout d'une épaisseur de 100 μm de graisse optique d'indice $n_g = 1,465$ entre les cristaux et les fenêtres d'entrée. Nous n'avons pas tenu compte de la photocathode du photomultiplicateur et ceci dans un souci de simplification.

La dispersion des photons optiques sur les pixels est alors obtenue par un algorithme de regroupement se chargeant d'effectuer la mise en paquet des cellules touchées lors d'une interaction par un photon γ . Ce regroupement a pour seul paramètre un seuil de détection fixé à 10 photons optiques. L'algorithme est un algorithme récursif se déroulant comme suit : lorsqu'un pixel possède une valeur de charge supérieure au seuil, les pixels les plus proches sont lus de façon à entrer ou non dans le groupe appartenant au premier pixel lu. Si la valeur en charge d'un pixel ne passe pas le seuil, le pixel suivant est lu et ainsi de suite. Cette méthode nécessite une puissance de calcul suffisamment élevée dans le but de réduire le temps d'analyse. Nous avons également limité le nombre total de groupes par photon γ à 10. Cette limite tient compte du fait que le nombre d'interactions multiples n'excède pas 10.

La figure 4.13 montre la distribution du nombre de cellules touchées par événements pour un photodétecteur, dans une géométrie carrée et des cristaux de 25 mm.

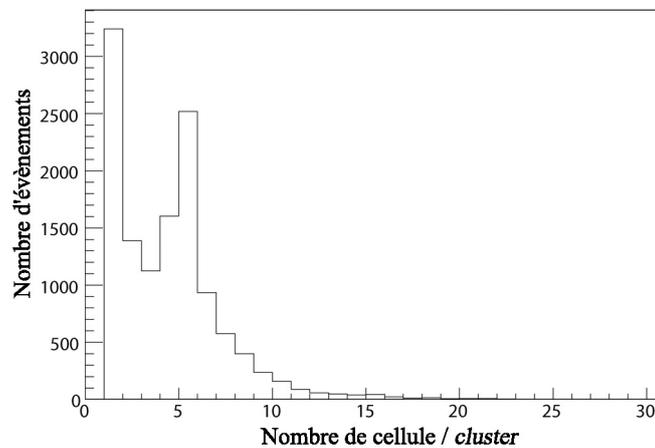


FIG. 4.13 — Nombre de cellules touchées par groupe.

Cette première représentation nous permet alors de comprendre la répartition primaire des photons optiques, pouvant alors être assimilés aux charges, sur les photodétecteurs. En première approximation, le nombre moyen de cellules touchées par groupe est de 5. Ceci s'explique par le fait qu'une grande proportion des événements a lieu dans la

première ligne de cristaux, celle la plus exposée aux rayonnements. Les cellules de cette ligne ne profitent alors que des 5 plus proches voisins. Le pic situé à 1 cellule par groupe signifie qu'une seule cellule dépasse le seuil fixé à 10 photons et montre donc le nombre de déclenchements sur des cellules isolées. Cependant, ce phénomène ne se produit que très rarement en situation réelle compte tenu des différents bruits lors de l'acquisition des données tels que le bruit de fond ambiant et le bruit du photodétecteur.

Par la suite, nous obtenons le numéro du pixel d'interaction par le pixel ayant reçu le nombre de photons le plus élevé dans le groupe. Seulement, lors d'interactions multiples proches (dans deux cristaux voisins), il peut y avoir confusion dans l'identification du pixel d'interaction entre le photodétecteur gauche et le photodétecteur droit. Ceci provient du fait que lorsqu'une interaction a lieu dans un premier cristal, proche du photodétecteur gauche et que l'interaction suivante se produit dans le cristal voisin mais cette fois, proche du photodétecteur droit, les quantités des charges se distribuant sur les photodétecteurs, ne possèdent pas le même barycentre (figure 4.14).

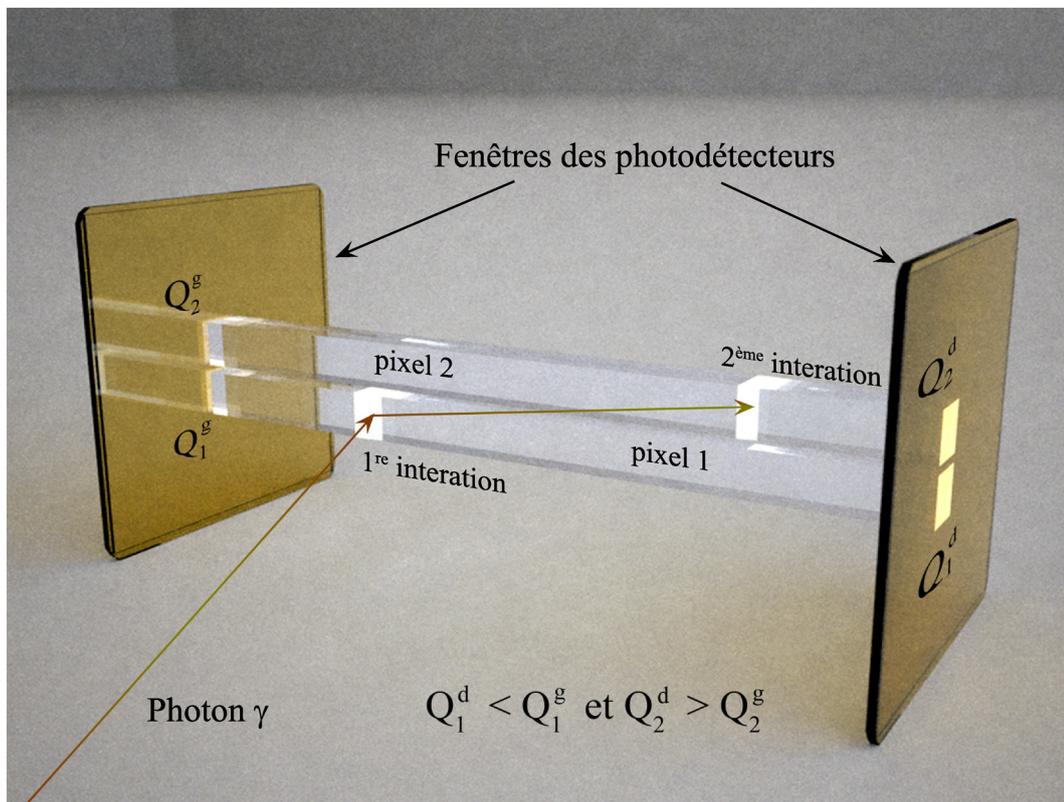


FIG. 4.14 — Schéma représentant la différence de charges droites et gauches entre deux interactions dans des cristaux voisins aboutissant à une erreur d'identification du pixel.

Le graphique de la figure 4.15 montre le pourcentage de groupes ayant un pixel d'identification droit et gauche différent, par rapport à l'ensemble des groupes, en fonction de la géométrie et de la longueur des cristaux.

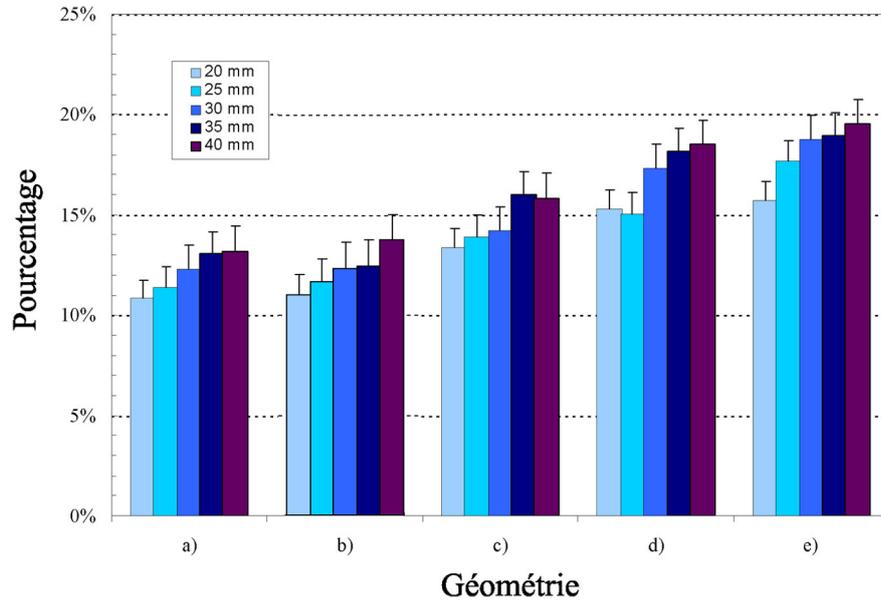


FIG. 4.15 — Taux d'événements en coïncidence dont le numéro du pixel d'interaction est différent entre la valeur droite et la valeur gauche lors du regroupement.

Lorsque la taille du cristal augmente, l'atténuation des photons de scintillation est plus élevée, l'erreur d'identification est alors accentuée. Ceci est bien représenté dans la figure 4.15 pour chaque géométrie.

4.6 Comparaisons

Dans le cadre d'une utilisation dédiée à l'imagerie du rat, par le biais d'un diamètre interne du système approchant 100 mm, nous pouvons dire qu'une géométrie de type trapézoïdale n'apporte que très peu de performances supplémentaires. En effet, la géométrie d), utilisant 8 modules, ne profite aucunement de cet avantage, comparé à la géométrie b), carrée. De plus, la complexité de fabrication, l'augmentation de 25 % du nombre de cristaux de la géométrie e) par rapport à la géométrie b) ne peuvent justifier l'implantation de telles géométries malgré l'augmentation de l'efficacité de détection de 10,2 %.

La géométrie trapézoïdale c) dédiée à l'imagerie de la souris profite de la meilleure efficacité de détection, augmentée de 18,9 % par rapport à son homologue carrée, pour seulement 12,5 % de cristaux supplémentaires. Cependant, compte tenu de la forme, de la taille des modules et de leur proximité, elle est également celle possédant le plus grand

taux d'inter-diffusés, approchant les 4 % dans une longueur de cristaux de 25 mm. Sa complexité de fabrication et donc son coût, la relègue alors derrière la géométrie a).

Si nous nous intéressons aux géométries à photodétecteurs de formes conventionnelles, a) et b), nous remarquons que l'ajout de deux modules permet de passer de la géométrie dédiée à la souris à celle bénéficiant d'un diamètre supérieur, dédiée à un plus grand nombre de sujets d'expérimentations. Cette modularité peut alors devenir un avantage conséquent.

4.7 Discussion

D'une manière générale, il existe 20,3 % des coïncidences, sans distinction de géométrie, pour lesquelles la position primaire d'interaction d'au moins un photon γ émis est mal identifiée. Cette mauvaise identification est difficilement corrigeable compte tenu de la résolution en énergie du système de 20 %. Elle est donc estimée par la distribution donnée à la figure 4.7 b).

Quant à la perte de l'information en énergie, évaluée à environ 34 % des coïncidences, même si celle-ci n'est pas primordiale dans la mesure des positions d'interactions, elle fait intervenir le problème de la reconnaissance des diffusés dans le sujet. Ce phénomène ferait alors apparaître un effet de flou dans l'image reconstruite, qui pour le moment dans notre cas n'a pas de solution directe.

Le taux d'erreurs d'identification du pixel d'interaction entre les charges droites et gauches peut être réduit par la considération de la proportion d'évènements émis vers l'avant. En prenant comme pixel primaire de détection celui ayant le plus petit numéro d'identification, cette supposition s'avère exacte dans 70 % des cas. Seulement, un algorithme effectuant une reconnaissance de formes dans la répartition des charges sur les anodes, est alors nécessaire dans la prise en compte de la DOI. Une méthode plus simple consisterait à ne plus considérer des groupes, mais à mesurer les charges uniquement par le pixel de plus forte intensité. Seulement, les faibles efficacités de collection et de conversion des photons de scintillation, ainsi que la diaphonie interne élevée des photodétecteurs, ne permettraient de considérer que les évènements ayant déposé suffisamment d'énergie, autrement dit, ceux contenus dans le pic photoélectrique du spectre des charges.

L'efficacité de détection est également détériorée par le temps mort de l'électronique. Le taux de perte de 9,6 % pour une géométrie carrée à quatre modules et des cristaux de 25 mm de longueur est établi pour une source d'activité maximum de 1 mCi. Il est cependant difficile d'évaluer l'impact de ce paramètre sur l'efficacité de détection en coïncidence du système. La perte d'efficacité de détection se traduirait dans l'image reconstruite par une diminution du rapport signal sur bruit, néfaste à sa qualité. Il est possible de réduire ce taux en augmentant la fréquence de lecture des ASICs par le

FPGA mais il faut pour cela augmenter la fréquence d'horloge de l'ensemble du système à plus de 50 Mhz.

Conclusion

Le système présenté pose les bases d'une nouvelle approche de conception de systèmes TEP. Les tomographes de recherche ou commerciaux sont en majorité conçus autour d'une géométrie radiale. Ils doivent ainsi faire face aux limitations de l'efficacité de détection et de résolution spatiale imposées par la taille des cristaux. Dans notre cas, la géométrie axiale s'affranchit de ces limitations mais nécessite une élaboration plus complexe pour prendre en compte la position transverse de l'interaction des photons γ .

Les différentes études menées sur la conception du module de détection, ont établi la résolution spatiale à 1,4 mm pour un cristal de LYSO de 25 mm de longueur possédant un revêtement à base de PMMA et de 30 % de TiO_2 . Cette résolution est atteinte pour des événements dont l'énergie déposée varie de 80 keV—700 keV. Grâce à la méthode du partage de lumière, la résolution spatiale est homogène le long du cristal. Les tests effectués sur le revêtement ont permis de réaliser une matrice de 8×8 cristaux avec un facteur de remplissage de 94 %, où l'espace inter-cristaux est de 100 μm .

La résolution en énergie obtenue avec les PMTs du dispositif expérimental de 19 % reste cependant un obstacle à l'amélioration de la résolution spatiale. Un cristal plus lumineux et/ou un photodétecteur plus résolu en énergie sont nécessaires dans l'accroissement de la longueur du cristal et à l'amélioration de la résolution spatiale.

La simulation du système fait partie intégrante de la conception du tomographe. Ainsi, la géométrie axiale simulée, présentée à la figure 4.16, comporte quatre modules de détection constitués chacun d'une matrice de 768 (32×24) cristaux. L'efficacité de détection de 15 % a été estimée pour une source ponctuelle au centre des 25 mm du champ de vue. A titre de comparaison, le système TEP Inveon possède une efficacité de détection de 10 % pour un champ de vue 5 fois plus élevé de 12,7 cm.

Ces simulations mettent cependant en lumière les difficultés de reconstruction des lignes de réponse. Le taux d'erreur lié aux événements rétrodiffusés s'élève à 20,3 % des coïncidences, dégradant la qualité de l'image reconstruite. La diaphonie entre les voies de photodétections attribuée à la dispersion des photons de scintillation est également source de dégradation dans la reconstruction des lignes de coïncidence. L'électronique d'acquisition, avec un pas d'échantillonnage de 625 ps, diminue l'efficacité de détection de 2,11 % pour un temps mort maximum de 10,24 μs et une

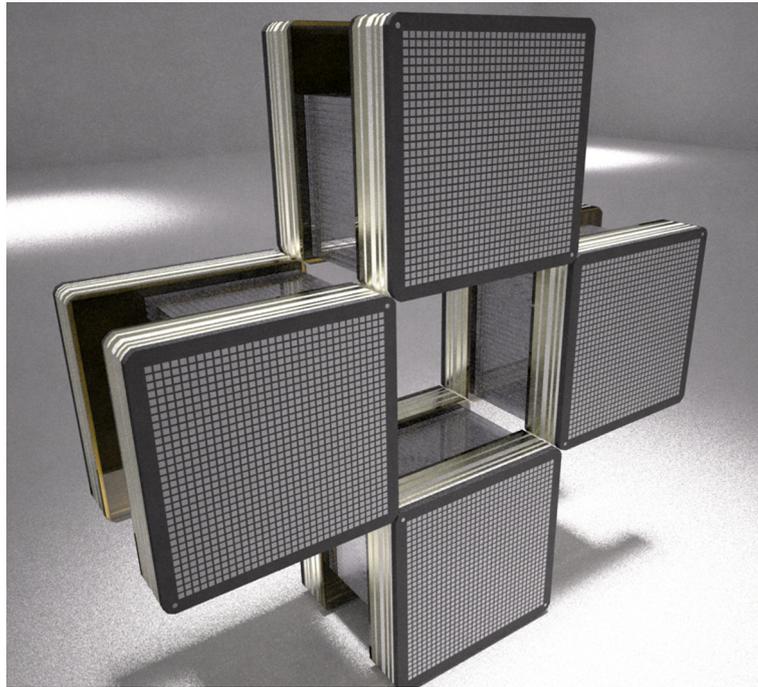


FIG. 4.16 — *Dessin du système TEP comportant quatre modules de détection composés de matrice de 768 cristaux de LYSO.*

source ponctuelle de 1 mCi. En acquisition réelle, cette perte devient négligeable. Le temps mort peut être évalué en moyenne à $5,12 \mu\text{s}$ et la source de 1 mCi est disproportionnée en comparaison aux activités présentes dans le corps du petit animal.

Le faible champ de vue reste cependant une limitation dans l'imagerie du corps entier du petit animal. Une alternative proposée consiste à réaliser des acquisitions spiralées grâce à l'efficacité de détection élevée, augmentant artificiellement le champ de vue axial du système.

L'accroissement géométrique du champ de vue peut se faire quant à lui par l'utilisation de nouveaux matériaux scintillants. Un cristal de LaBr_3 dont le rendement lumineux est environ 2 fois plus élevé, permettrait d'augmenter la longueur des cristaux tout en gardant une résolution spatiale millimétrique. Ce cristal pose cependant des problèmes de conception puisqu'il est hygroscopique, il nécessite alors un encapsulage étanche pour être utilisé et ne peut actuellement pas être segmenté en-deçà de 4 mm de section.

L'utilisation de photodétecteurs de faibles encombrements est également à l'étude. Les matrices APDs dont l'épaisseur est inférieure à 3 mm permettent l'accumulation de couronnes de détection autour du sujet, tout en diminuant l'espace mort.

A

Annexe

A.1 La fonction de Bellamy

Afin de comprendre le principe de la fonction de Bellamy, nous allons suivre le raisonnement proposé pour un photomultiplicateur conventionnel.

Tout d'abord, l'émission de photoélectrons par la photocathode, suit un processus poissonien. La probabilité d'observer n photoélectrons lorsque m photons optiques interagissent avec la photocathode d'efficacité quantique q , est donnée par :

$$P(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}, \quad (\text{A.1.1})$$

où $\mu = mq$, est la moyenne du nombre de photoélectrons ayant été collectés par la première dynode.

Comme il est mentionné dans cette référence, μ n'est pas seulement la moyenne du nombre de photoélectrons collectés, mais il rend compte de l'intensité de la source lumineuse, de l'efficacité quantique de la photocathode et également de l'efficacité de collection du système de dynode.

Il suit ensuite l'amplification de ce nombre de photoélectrons par le photomultiplicateur et plus particulièrement, par l'ensemble des dynodes. Ce phénomène d'amplification est assimilé à une distribution gaussienne. Ainsi, la distribution gaussienne d'un photoélectron s'écrit :

$$G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right), \quad (\text{A.1.2})$$

avec x , la variable de la charge, Q_1 , la moyenne de la charge collectée à la sortie du PMT et σ_1 est la déviation standard de la distribution de la charge. On peut également donner la valeur de Q_1 en fonction de la charge élémentaire de l'électron et du gain du photomultiplicateur.

Dans le cas de plusieurs photoélectrons en sortie de la photocathode, nous pouvons écrire l'équation A.1.2, comme :

$$G_n(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \quad (\text{A.1.3})$$

Si l'on considère le cas idéal où la réponse du photomultiplicateur ne serait pas entachée du bruit, le signal en sortie peut s'exprimer comme la convolution des distributions données en A.1.1 et A.1.3 :

$$\begin{aligned} S_{\text{idéal}}(x) &= P(n, \mu) \otimes G_n(x), \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right). \end{aligned} \quad (\text{A.1.4})$$

Malheureusement, le signal en sortie possède du bruit provenant de différents processus. Dans un premier temps, un bruit dit de type I peut être pris en compte. Ce bruit provient par exemple des courants de fuites du photomultiplicateur et correspond alors à une charge collectée avec une largeur de distribution non négligeable lorsqu'aucun photoélectron n'est émis par la photocathode. Ce bruit est assimilé au piédestal et possède une statistique gaussienne.

Le deuxième type de bruit, dit de type II, est celui concernant en particulier la thermoémission d'électrons par la photocathode, le bruit de la première dynode ainsi que le bruit dû à la source lumineuse. Ce bruit est alors estimé selon une fonction exponentielle.

Nous pouvons alors résumer la distribution des bruits par :

$$B(x) = \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) + w\theta(x)\alpha \exp(-\alpha x), \quad (\text{A.1.5})$$

où σ_0 est la déviation standard de la distribution du bruit de type I, w est la probabilité d'avoir un bruit de type II dans le signal et α , le coefficient de l'exponentielle décroissante.

$\theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases}$ est la fonction de Heaviside ou fonction échelon unité.

Ces bruits sont émis selon une probabilité poissonnienne pour une valeur de $n = 0$, soit $e^{-\mu}$.

A partir de ces distributions, nous pouvons établir la réponse réelle du PMT :

$$S_{\text{réel}}(x) = \int S_{\text{idéal}}(x')B(x-x')dx' = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} [(1-w)G_n(x-Q_0) + wI_{G_n \otimes E}(x-Q_0)]. \quad (\text{A.1.6})$$

Seulement dans ce cas, la complexité de l'intégrale $I_{G_n \otimes E}(x-Q_0)$ donnant la convolution des distributions gaussiennes avec le bruit de type II, ne permet d'effectuer l'ajustement de cette fonction sur le spectre des charges collectées. Nous allons alors approximer le signal réel en considérant le bruit comme une charge constante déplaçant les distributions des photoélectrons [A.1.7](#).

$$B(x) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{sh})^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (\text{A.1.7})$$

lorsque $n \geq 1$, avec $Q_{sh} = w/\alpha$, la charge de décalage dû au bruit de fond.

Nous retrouvons alors l'approximation du signal réel donnée par :

$$S_{\text{réel}}(x) \approx \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \omega \theta(x-Q_0) \cdot \alpha \exp(-\alpha(x-Q_0)) \right\} e^{-\mu} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{sh}-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right), \quad (\text{A.1.8})$$

A.2 Déviation standard de la position z

D'après l'équation 3.8, nous avons les charges droites et gauches données par :

$$\begin{aligned} N_g(z) &= \frac{N_0 \varepsilon_c}{2} e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \\ N_d(z) &= \frac{N_0 \varepsilon_c}{2} e^{-\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}. \end{aligned} \quad (\text{A.2.1})$$

Nous retrouvons la position z en faisant le rapport entre ces deux équations :

$$\begin{aligned} \frac{N_g(z)}{N_d(z)} &= e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} e^{\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \\ \frac{N_g(z)}{N_d(z)} &= e^{\frac{H-2z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \\ H - 2z &= \lambda_{\text{eff}} \cdot \ln \left(\frac{N_g(z)}{N_d(z)} \right), \\ z &= \frac{1}{2} \left(\lambda_{\text{eff}} \cdot \ln \left(\frac{N_d(z)}{N_g(z)} \right) + H \right). \end{aligned} \quad (\text{A.2.2})$$

Nous utilisons ensuite la propagation des erreurs sur la variable z :

$$\begin{aligned} \sigma_z^2 &= \left[\frac{\partial \left(\frac{\lambda_{\text{eff}}}{2} \cdot \ln \left(\frac{N_d}{N_g} \right) \right)}{\partial N_g} \right]^2 \cdot \sigma_{N_g}^2 + \left[\frac{\partial \left(\frac{\lambda_{\text{eff}}}{2} \cdot \ln \left(\frac{N_d}{N_g} \right) \right)}{\partial N_d} \right]^2 \cdot \sigma_{N_d}^2, \\ &= \left[\frac{-\lambda_{\text{eff}}}{2} \cdot \frac{1}{N_g} \right]^2 \cdot \sigma_{N_g}^2 + \left[\frac{\lambda_{\text{eff}}}{2} \cdot \frac{1}{N_d} \right]^2 \cdot \sigma_{N_d}^2, \\ &= \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{4} \left(\frac{1}{N_g^2} \cdot \sigma_{N_g}^2 + \frac{1}{N_d^2} \cdot \sigma_{N_d}^2 \right). \end{aligned} \quad (\text{A.2.3})$$

En prenant en compte les erreurs statistiques de $N_{g,d}$ comme étant $\sqrt{N_{g,d}}$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \sigma_z^2 &= \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{4} \left(\frac{\sqrt{N_g}}{N_g^2} + \frac{\sqrt{N_d}}{N_d^2} \right), \\ &= \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{4} \left(\frac{1}{N_g} + \frac{1}{N_d} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.2.4})$$

Nous pouvons ensuite remplacer les valeurs de $N_{g,d}$ par leurs équations :

$$\begin{aligned}\sigma_z^2 &= \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{4} \left(\frac{2}{N_0 \varepsilon_c} e^{\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} + \frac{2}{N_0 \varepsilon_c} e^{\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}} \right), \\ &= \frac{\lambda_{\text{eff}}^2}{2N_0 \varepsilon_c} \left(e^{\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} + e^{\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}} \right).\end{aligned}\tag{A.2.5}$$

La valeur de σ_z est alors donnée par :

$$\sigma_z = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\sqrt{2N_0 \varepsilon_c}} \sqrt{e^{\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} + e^{\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}}.\tag{A.2.6}$$

A.3 La variation de λ_{eff} en fonction de H

Dans le but de retrouver le comportement de λ_{eff} en fonction de H , nous allons utiliser les fonctions données par l'équation 3.8 :

$$\begin{aligned} N_g(z) &= \frac{N_0 \varepsilon_c}{2} e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \\ N_d(z) &= \frac{N_0 \varepsilon_c}{2} e^{-\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}. \end{aligned} \quad (\text{A.3.1})$$

Par la suite, nous faisons le rapport entre les deux équations :

$$\begin{aligned} \frac{N_g(z)}{N_d(z)} &= e^{-\frac{z}{\lambda_{\text{eff}}}} e^{\frac{H-z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \\ \frac{N_g(z)}{N_d(z)} &= e^{\frac{H-2z}{\lambda_{\text{eff}}}}, \end{aligned} \quad (\text{A.3.2})$$

$$\ln \left(\frac{N_g(z)}{N_d(z)} \right) = \frac{H - 2z}{\lambda_{\text{eff}}},$$

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{H - 2z}{\ln \left(\frac{N_g(z)}{N_d(z)} \right)}.$$

Pour obtenir :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{H}{\ln \left(\frac{N_g(z)}{N_d(z)} \right)} + \frac{2z}{\ln \left(\frac{N_d(z)}{N_g(z)} \right)}. \quad (\text{A.3.3})$$

Table des figures

1.1	Spectre d'émission β^- et β^+ du ^{64}Cu	5
1.2	Thermalisations de positrons dans l'eau.	6
1.3	Schéma représentant le principe de l'effet photoélectrique.	9
1.4	Schéma représentant le principe de l'effet Compton.	10
1.5	Schéma représentant le principe de diffusion Rayleigh.	11
1.6	Zones de prédominances des principales interactions rayonnement/matière.	13
1.7	Schéma d'un semi-conducteur de type <i>pin</i> polarisé en inverse.	14
1.8	Rendements théoriques et expérimentaux de différents scintillateurs.	20
1.9	Schéma d'une voie de détection d'un tube photomultiplicateur.	22
1.10	Sensibilité et efficacité quantique de photocathodes.	22
1.11	Schémas des différents arrangements de dynodes.	23
1.12	Schéma représentant la structure d'un photomultiplicateur hybride.	24
1.13	Schéma et principe d'un MCP.	26
1.14	Schéma d'un MCP possédant deux galettes de microcanaux.	27
1.15	Photodiodes à avalanches.	28
1.16	Différentes formes de SiPMs.	29
1.17	Schémas de la densité d'interactions en fonction de l'énergie.	35
1.18	Efficacité de détection <i>vs.</i> résolution spatiale pour différents systèmes TEP.	38
1.19	Les différents types de coïncidences en TEP.	39
1.20	Représentation de l'erreur de parallaxe.	42
1.21	Représentation d'un système <i>phoswich</i>	43
1.22	Représentation du principe de partage de lumière.	43
2.1	Dessin d'un système simple à géométrie axiale.	47
2.2	Signal d'une scintillation en sortie d'un PMT.	48
2.3	Courbes de temps de décroissance.	49
2.4	Spectre d'émission d'un cristal de LYSO sous rayonnement γ	50
2.5	Signal de trois photoélectrons en sortie d'un PMT.	51
2.6	Schéma du montage dans la mesure de l' <i>afterglow</i>	52
2.7	Ajustements des intensités d' <i>afterglow</i>	53
2.8	Vues interne et externe du socle du Planacon.	54
2.9	Photographies du collage du PCB et des connecteurs.	55

2.10	Taux de bruit en fonction du seuil de déclenchement.	57
2.11	Comportement du gain en fonction de la HT appliquée.	58
2.12	Signal d'une voie de sortie du Planacon obtenu sur l'oscilloscope.	59
2.13	Distribution du retard pour 30 photoélectrons.	60
2.14	Déviatiion standard du retard en fonction du nombre de photoélectrons.	60
2.15	Histogramme 2D et projection des charges d'une anode.	61
2.16	Répartition des 64 anodes du coin supérieur droit du Planacon.	62
2.17	Photographie du Planacon et représentation 2D des 1024 charges collectées.	63
2.18	Photographie de la fenêtre d'entrée du Planacon.	64
2.19	Diaphonie entre les anodes $N - 2$, $N - 1$ N et $N + 1$ du Planacon.	65
2.20	Représentation 2D et projection selon l'axe y	66
2.21	Schéma de la carte électronique dédiée à l'acquisition des données.	67
2.22	Schéma électronique de l'ASIC Imotep-A.	69
2.23	Mise en forme de signaux selon différentes charges d'injection.	70
2.24	Mémoire analogique.	71
2.25	Format de sortie du codage en temps.	72
2.26	Représentation du temps mort et du <i>pile-up</i> de l'électronique.	73
3.1	Principe de la collimation électronique.	76
3.2	Distributions du photoélectron unique et courbe de seuil.	78
3.3	Schéma de l'électronique utilisée dans le dispositif expérimental.	79
3.4	Chronogramme de l'acquisition d'un évènement.	80
3.5	Spectre de charge d'un PMT pour la méthode LED.	81
3.6	Spectre de piédestal et de charge pour la méthode <i>Afterglow</i>	83
3.7	Gains des différents PMTs selon les deux méthodes de calibration.	84
3.8	Support en Téflon.	85
3.9	Ajustement du spectre de charge de la voie 21.	86
3.10	Distribution des gains et écart relatif à la méthode LED.	87
3.11	Profil transverse et longitudinal.	88
3.12	Proportion du faisceau de la source.	89
3.13	Ajustement du profil transverse.	90
3.14	Profil transverse par simulation GEANT4.	91
3.15	Spectres de charges des cristaux de YAP et LYSO.	93
3.16	Positions des pics photoélectriques en canaux ADC.	93
3.17	Variations de σ_z et de R_E en fonction de λ_{eff} . La courbe relative à σ_z ne tient pas compte de la résolution intrinsèque du cristal.	94
3.18	Transmission direct des photons optiques dans un cristal.	95
3.19	Transimission par réflexions des photons de scintillations.	96
3.20	Ajustement des charges droites et gauches pour un cristal nu.	97
3.21	Effets de surfaces.	98
3.22	Comportement des charges et les différents ajustements.	99
3.23	Contraste expérimental et numérique ajustés.	100

3.24	Exemple de DOI reconstruites.	101
3.25	Courbes caractéristiques obtenues pour un cristal nu de LYSO de 20 mm.	102
3.26	Courbes relatives au cristal de LYSO enveloppé de Téflon.	103
3.27	Schéma du principe de pulvérisation de métaux sous vide.	103
3.28	Photographies des cristaux ayant subi les dépôts.	104
3.29	Courbes relatives au plaquage d'argent.	105
3.30	Comportement des charges, contraste et linéarité pour le TiO_2	106
3.31	Courbes pour un revêtement de $\text{TiO}_2 + \text{PMMA}$	108
3.32	Influence du pourcentage de TiO_2 sur la résolution de la DOI.	109
3.33	Épaisseur de la couche en fonction du pourcentage de TiO_2	110
3.34	Comportement de $\langle R_i \rangle$ et de λ_{eff}	111
3.35	Procédé utilisé dans la simulation des charges.	112
3.36	Courbes analytiques obtenues lorsque la source est centrée.	113
3.37	Résolutions de la DOI simulées pour plusieurs photodétecteurs.	114
3.38	Écarts à la linéarité selon trois méthodes de calibration.	117
3.39	R_i des 32 cristaux.	117
3.40	Photographie du support utilisé dans le dépôt du revêtement des cristaux.	118
3.41	Matrice de 64 cristaux.	119
3.42	Matrice de 64 cristaux.	120
4.1	Schéma de la hiérarchie des volumes.	123
4.2	Dessins des cinq géométries simulées.	127
4.3	Spectre en énergie d'un module simulé.	128
4.4	Profil du nombre d'interactions dans un module.	129
4.5	Taux d'événements mesurés en fonction du nombre d'événements générés.	132
4.6	Efficacité de détection des géométries selon la longueur des cristaux.	133
4.7	Distributions des distances entre deux interactions successives.	136
4.8	Taux d'événements diffusés entre deux modules.	137
4.9	Interactions multiples de deux photons γ	138
4.10	Taux de coïncidences avec perte d'énergie.	139
4.11	Coïncidence de deux photons γ dont un, non complètement absorbé.	140
4.12	Taux de LOR erronées par rétrodiffusion.	140
4.13	Nombre de cellules touchées par groupe.	141
4.14	Schéma de la différence de charges droites et gauches entre deux interactions.	142
4.15	Taux d'événements en coïncidence avec erreur d'identification du pixel.	143
4.16	Dessin du système TEP comportant quatre modules de détection composés de matrice de 768 cristaux de LYSO.	148

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des principaux radiotraceurs.	7
1.2	Caractéristiques des cristaux scintillants utilisés en TEP.	18
1.3	Résumé des principales caractéristiques des photodétecteurs utilisés en imagerie TEP.	30
1.4	Résolutions en énergies des photodétecteurs.	34
3.1	Résumé des fonctions de gains pour les trois photomultiplicateurs.	84
3.2	Résolutions spatiales du faisceau.	90
3.3	Caractéristiques extraites des courbes.	106
3.4	Résolutions de la DOI simulées pour une APD.	115
4.1	Résumé des caractéristiques physiques des géométries.	127
4.2	Taux de comptages et probabilités pour une source de 1 mCi.	131
4.3	Valeurs des efficacités de détection pour un cristal de 25 mm.	134
4.4	Composition des interactions multiples.	135
4.5	Fractions des processus d'interactions en coïncidence.	138

Bibliographie

- [1] O. Von Baeyer and O. Halm, *Phys. Zeitschr*, vol.11, p.488, 1910
- [2] W. Pauli, *Letter to the Tübingen meeting*, 4 December 1930, W. Pauli Collected scientific papers, Eds. R. Kronig and V. Weisskopf, vol.2, p.1313, Interscience, New-York 1964
- [3] E. Fermi, *Z. physik*, vol.88, p.61, 1934
- [4] F. Reines and C.L. Cowan, *Phys. Rev.*, vol.92, p.830, 1953 et C.L. Cowan, F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse and A.D. Mc Guire, *Science*, vol.124, p.103, 1956
- [5] J. Chadwick, *Verk. d. D. Phys. Ges*, vol.16, p.383, 1914
- [6] Z.H. Cho, J.K. Chan, L. Ericksson, M. Singh, S. Graham, N.S. MacDonald and Y. Yano, "Positron Ranges Obtained from Biomedically Important Positron-Emitting Radionuclides," *The Journal of Nuclear Medicine*, vol.16, No.12, pp.1174-1176, 1976
- [7] M.E. Phelps, E.J. Hoffman, S.C. Huang, M.M. Ter-Pogossian, "Effect of positron range on spatial resolution," *J Nucl Med.*, vol.16, pp.649-52, 1975
- [8] S. E. Derenzo, "Precision measurement of annihilation point spread distributions for medically important positron emitters," *Positron annihilation*, R.R. Hasiguti and K. Fujiwara, Eds. Sendai, Japan : The japan institute of metals, pp.819-823, 1979
- [9] K. Iwata, R.G. Greaves et C.M. Surko, " γ -ray spectra from positron annihilation on atoms and molecules," *Physical Review A*, vol.55, n° 5, pp.3596-3604, 1997
- [10] S. Jan, C. Comtat, D. Strul, G. Santin, R. Trébossen, "Monte Carlo simulation for the ECAT EXACT HR+ system using GATE," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.52, pp.627-633, 2005
- [11] M. Reivich, D. Kuhl, A. Wolf et coll., "The [¹⁸F]fluorodeoxyglucose method for the measurement of local cerebral glucose utilization in man," *Circulation Research*, vol.44, pp.127-137, 1979
- [12] C.S. Levin and E.J. Hoffman, "Calculation of positron range and its effect on the fundamental limit of positron emission tomography system spatial resolution," *Phys. Med. Biol*, vol.44, pp.781-799, 1999
- [13] H. Hall et J. Hoppenheimer, "Relativistic Theory of the Photoelectric Effect," *Phys. Rev.*, vol.38, pp.57-79, 1931

- [14] O. Klein et Y. Nishina, "Über die Steuerung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativischen Quantendynamik von Dirac," *Zeit. f. Phys.*, vol.52, pp.853-868, 1929
- [15] E. Catacchini, "Characterization of a Double Sided Microstrip Silicon Detector," *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, vol.61B, pp.335-340, 1998
- [16] Y. Eisen, "Current state-of-the-art industrial and research applications using room-temperature CdTe and CZT solid state detectors," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.380, pp.431-439, 1996
- [17] Y. Eisen, A. Shor et I. Mardor, "CdTe and CdZnTe X-ray and Gamma-ray Detectors for Imaging systems," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.51, n° 3, pp.1191-1198, 2004
- [18] R. Amrami, G. Shani, Y. Hefetz, M. Levy, A. Pansky, N. Wainer, "PET properties of pixellated CdZnTe Detector," *Proceeding of the 22nd Annual EMBS Int. Conf.*, 2000
- [19] L. Verger, E. Gros d'Aillon, O. Monnet, G. Montémont et B. Pellicciari, "New trends in γ -ray imaging with CdZnTe/CdTe at CEA-Leti," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol., vol.571, pp.33-43, 2007
- [20] R.J. Cooper, G. Turka, A.J. Bostona *et coll.*, "Position sensitivity of the first SmartPET HPGe detector," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.573, pp.72-75, 2007
- [21] P. Vaska, A. Bolotnikov, G. Carini, G. Camarda, J.-F. Pratte, F.A. Dilmanian, S.-J. Park, R.B. James, "Studies of CZT for PET applications," *IEEE NSS Conference Record*, vol.5, pp.2799-2802, 2005
- [22] N. Cesca, N. Auricchio, G. Di Domenico, G. Zavattini, R. Malaguti, R. Andritschke, G. Kanbach, F. Schopper, "SiliPET : design of an ultra-high resolution small animal PET scanner based on stacks of semi-conductor detectors," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.571, pp.22, 2007
- [23] K. Hadong, L. Cirignano, P. Dokhale, P. Bennett, J.R. Stickel, G.S. Mitchell, S.R. Cherry, M. Squillante, K. Shah, "CdTe Orthogonal Strip Detector for Small Animal PET," *IEEE NSS Conference Record*, 2006
- [24] K.P. Schäfers, A.J. Reader, M. Kriens, C. Knoess, O. Schober et M. Schäfers, "Performance Evaluation of the 32-Module quadHIDAC Small Animal PET scanner," *The Journal of Nuclear Medicine*, vol.46, n° 6, pp.996-1004, 2005
- [25] T. Adam *et coll.*, "The OPERA experiment Target Tracker," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.577, pp.523-539, 2007
- [26] R. Hofstadter, "The Detection of Gamma-Rays with Thallium-Activated Sodium Iodide Crystals," *Phys. Rev.*, vol.75, pp.796-810, 1949
- [27] M. J. Weber, "Luminescence of $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$: Spectral and decay properties," *J. of Appl. Phys.*, vol.44, n° 12, pp.5495-5499, 1973

- [28] K. Tagaki et T. Fukazawa, "Cerium-activated Gd_2SiO_5 single crystal scintillator," *Appl. Phys. Lett.*, vol.42, n° 1, pp.43-45, 1983
- [29] C.L. Melcher et J.S. Schweitzer, "Cerium-doped lutetium oxyorthosilicate : a fast, efficient new scintillator," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.39, n° 4, pp.502-505, 1992
- [30] P. Lecoq and M. Korzhik, "Scintillator developments for high energy physics and medical imaging," *Proc. IEEE NSS MIC Conf.*, Seattle, WA, 1999
- [31] E.V.D. van Loef, P. Dorenbos, C.W.E. van Eijk, K. Krämer et H.U. Güdel, "High-energy-resolution scintillator : Ce^{3+} activated LaBr_3 ," *Appl. Phys. Lett.*, vol.79, n° 10, pp.1573-1575, 2001
- [32] D.W. Cooke, K.J. McClellan, B.L. Bennett, J.M. Roper, M.T. Whittaker et R.E. Muenchausen, "Crystal growth and optical characterization of cerium-doped $\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5$," *Journal of Applied Physics*, vol.88, n° 12, pp.7360-7362, 2000
- [33] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- [34] M. Nikl, "Scintillation detectors for X-rays," *Meas. Sci. Technol.*, vol.17, pp.37-54, 2006
- [35] P. Dorenbos, "Light output and energy resolution of Ce^{3+} -doped scintillators," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.486, pp.208-213, 2002
- [36] W.W. Moses et S.E. Derenzo, "Prospects for Time-Of-Flight PET using LSO Scintillator," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.46, pp.474-478, 1999
- [37] C. D'Ambrosio, H. Leutz, "Hybrid photon detectors", *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.501, pp.463-498, 2003
- [38] G. Eschard et B.W. Manley, "Principle and Characteristics of Channel Electron Multipliers," *Acta Electron.*, vol.14, 1971
- [39] V. Golovin et V. Savaliev, "Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.518, pp.560-564, 2004
- [40] K.K. Hamamatsu-Photonics, "Hamamatsu Super Bialkali Photocathodes," 2006
- [41] S-O Flyckt et C. Marmonier, "Photomultiplier tubes, principles and applications," Photonis, 2002
- [42] N. Kanaya *et coll.*, "Test results on hybrid photodiodes", *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.421, pp.512-521, 1999
- [43] E.H. Eberhardt, "Gain model for microchannel plates," *Applied Optics*, vol.18, n° 9, pp.1418-1423, 1979
- [44] J.L. Wiza, "Microchannel Plate Detectors," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol.162, pp.587-6012, 1979
- [45] L. Giudicotti, M. Bassan, R. Pasqualotto et A. Sardella, "Simple analytical model of gain saturation in microchannel plate devices," *Rev. Sci. Instrum.*, vol.65, n° 1, pp.247-258, 1993

- [46] "Characteristics and use of Si APD," *Technical information*, Hamamatsu
- [47] M. Moszyński, M. Szawlowski, M. Kapusta et M. Balcerzyk, "Large area photodiodes in scintillation and X-rays detection," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.485, pp.504-521, 2002
- [48] B. Pichler, E. Lorenz, R. Mirzoyan, W. Pimp, F. Roder, M. Schwaiger et S.I. Ziegler, "Performance Test of a LSO-APD PET Module in a 9.4 Tesla Magnet," *IEEE NSS Conference Record*, vol.2, pp.1237-1239, 1997
- [49] P. Dorenbos, J.T.M. de Haas, and C.W.E. van Eijk, "Non-proportionality in the scintillation response and the energy resolution obtainable with scintillation crystals," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.42, pp.2190-2202, 1995
- [50] C. D'Ambrosio et H. Leutz, "Photoelectron Backscattering from Silicon Anodes of Hybrid Photodetector Tubes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.47, n° 4, pp.1685-1690, 2000
- [51] M. Moszyński, M Kapusta, D. Wolski, M. Szawlowski et W. Klamra, "Energy Resolution of Scintillation Detectors Readout with Large Area Photodiodes and Photomultipliers," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.45, n° 3, pp.472-516, 1998
- [52] M.M. Ter-Pogossian, M.E. Phelps, E.J. Hoffmann et N.A. Mullani, "A positron-emission transaxial tomograph for nuclear imaging (PETT)," *Radiology*, vol.114, pp.89-98, 1975
- [53] M.E. Casey et R. Nutt, "A A multicrystal two dimensional BGO detector system for positron emission tomography," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.33, n° 1, pp.460-463, 1986
- [54] L. Eriksson, K. Wienhard, M. Eriksson *et coll.*, "NEMA Evaluation of the First and Second Generation of the Ecat Exact and Ecat Exact HR Family of Scanners," *IEEE NSS Conference Record*, vol.3, pp.1223-1226, 2001
- [55] K. Wienhard, M. Schmand, M.E. Casey *et coll.*, "The ECAT HRRT : Performance and First Clinical Application of the New High Resolution Research Tomograph," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.49, pp.104-110, 2002
- [56] Y. Bercier, M. Casey, J. Young, T. Wheelock et T. Gremillion, "LSO PET/CT Pico performance improvements with ultra Hi-Rez option," *IEEE NSS Conference Record*, vol.7, pp.4038-4042, 2004
- [57] D.W. Townsend, Y. Choi, D. Sashn, M.A. Mintun, S. Grootoonk et D.L. Bailey, "An investigation of practical scatter correction techniques for 3D PET," *J. Nucl. Med*, vol.35, 1994
- [58] R. Lecomte, J. Cadorette, P. Richard, S. Rodrigue et D. Rouleau, "Design and Engineering Aspects of a High Resolution Pistron Tomograph for Small Animal Imaging," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.41, n° 4, pp.1446-1452, 1994
- [59] P. M. Bloomfield, S. Rajeswaran, T. J. Spinks *et coll.*, "The design and physical characteristics of a small animal positron emission tomograph," *Phys. Med. Biol.*, vol.40, n° 6, pp.1105-1126, 1995

- [60] S.R. Cherry, Y. Shao, R.W. Silverman *et coll.*, "MicroPET: a High Resolution PET Scanner for Imaging Small Animals," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.44, n° 3, pp.1161-1166, 1997
- [61] Y.C. Tai, A. Chatziannou, S. Siegel, J. Young, D. Newport, R.N. Goble, R.E. Nutt et S.R. Cherry, "Performance evaluation of the microPET P4 : a PET system dedicated to animal imaging," *Phys. Med. Biol.*, vol.46, pp.1845-1862, 2001
- [62] C. Knoess, S. Siegel, A. Smith, D. Newport, R. Richerzhagen, A. Winkeler, A. Jacobs, R.N. Goble, R. Graf, K. Wienhard et W.D. Heiss, "Performance evaluation of the microPET R4 PET scanner for rodent," *Eur. J. Nucl. Med.*, vol.30, pp.737-747, 2003
- [63] R. Laforest, D. Longford, S. Siegel, D.F. Newport et J. Yap, "Performance Evaluation of the microPET—FOCUS-F120," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.54, n° 1, pp.42-49, 2007
- [64] Y.C. Tai, A. Chatziannou, Y. Yang, R.W. Silverman, K. Meadors, S. Siegel, D. Newport, J.R. Stickel et S.R. Cherry, "MicroPET II : design, development and initial performance of an improved microPET scanner for small-animal imaging," *Phys. Med. Biol.*, vol.46, pp.1845-1862, 2001
- [65] R. Lecomte, A. Saoudi, D. Rouleau, H. Dautet, D. Waechter, M. Andreaco, M. Casey, L. Eriksson et R. Nutt, "An APD-based Quad Scintillator Detector Module with Pulse Shape Discrimination Coding for PET," *IEEE NSS Conference Record*, 1998
- [66] NEMA NU 4-2008, "Performance Measurements of Small Animal Positron Emission Tomographs," Washington, DC : National Electric Manufacturers Association, 2008
- [67] T.K. Lewellen and J. Karp 2004 "Basic PET principles Emission Tomography : The Fundamentals of PET and SPECT," éd. M. N. Wenick and J. N. Aarsvold, 2004
- [68] S.C. Strother, M.E. Casey et E.J. Hoffman, "Measuring PET scanner sensitivity : relating countrates to image signal-to-noise ratios using noise equivalents counts," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.37, n° 2, pp.783-788, 1990
- [69] M. Bergeron, J. Cadorette, J-F. Baudoin *et coll.*, "Performance Evaluation of the LabPET APD-Based Digital PET Scanner," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.56, n° 1, pp.10-16, 2009
- [70] W.W. Moses, P.R.G. Virador, S.E. Derenzo, R.H. Huesman et T.F. Budinger, "Design od a High-Resolution, High-Sensitivity PET Camera for Human Brains and Small Animals," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.44, n° 4, pp.1487-1491, 1997
- [71] M. Schmand, L. Eriksson, M.E. Casey, K. Wienhard, G. Flugge, R. Nutt, "Advantages using pulse shape discrimination to assign the depth ofinteraction information (DOI) from a multi layer phoswich detector," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.46, n° 4, pp.985-990, 1999

- [72] A. Saoudi, C. Pepin, F. Dion, M. Bentourkia, R. Lecomte, M. Andreaco, M. Casey, R. Nutt et H. Dautet, "Investigation of Depth-Of-Interaction by Pulse Shape Discrimination in Multicrystal Detectors Read Out by Avalanche Photodiodes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.46, n° 4, pp.462-467, 1999
- [73] K. Ziemons, E. Auffray, R. Barbier *et coll.*, "The ClearPETTM project: development of a 2nd generation high-performance small animal PET scanner," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.567, pp.307-311, 2005
- [74] T. Mizuta, K. Kitamura, H. Iwata, Y. Yamagishi, A. Ohtani, K. Tanaka, Y. Inoue, "Performance evaluation of a high-sensitivity large-aperture small-animal PET scanner : ClairvivoPET," *Ann. Nucl. Med.*, vol.22, pp.447-455, 2008
- [75] H. Murayama, "Recent Advances in PET and the new jPET-D4 System," *IFMBE Proceedings*, vol.14, pp.1684-1687, 2007
- [76] M.M. Ter-Pogossian, N.A. Mullani, J. Hood, C.S. Higgins et C.M. Currie, "A Multislice Positron Emission Computed Tomograph (PETT IV) Yielding Transverse and Longitudinal Images," *Radiology*, vol.128, pp.477-484, 1978
- [77] W.W. Moses et S.E. Derenzo, "Design studies for a PET detector module using a pin photodiode to measure depth of interaction," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.41, pp.1441-1445, 1994
- [78] Y. Shao, R.W. Silverman, R. Farrell, L. Cirignano, R. Grazioso, K.S. Shah, G. Visser, M. Clajus, T.O. Tümer et S.R. Cherry, "Design studies of a high resolution PET detector using APD arrays," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.47, pp.1051-1057, 2000
- [79] Y. Shao, K. Meadors, R.W. Silverman, R. Farrell, L. Cirignano, R. Grazioso, K.S. Shah et S.R. Cherry, "Dual APD array readout of LSO crystals : optimization of crystal surface treatment," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.49, pp.649-654, 2002
- [80] P.A. Dokhale, R.W. Silverman, K.S. Shah, R. Grazioso, R. Farrell, J. Glodo, M.A. McClish, G. Entine, V-H. Tran et S.R. Cherry, "Performance measurements of a depth-encoding PET detector module based on positive-sensitive avalanche photodiode read-out," *Phys. Med. Biol.*, vol.49, pp.4293-4304, 2004
- [81] M.C. Abreu, J.D. Aguiar, E. Albuquerque *et coll.*, "First Experimental Results with the Clear-PEM Detector," *IEEE NSS Conference Record*, 2005
- [82] A. Braem, E. Chesi, R. de Leo, C. Joram, L. Lagamba, E. Nappi, J. Séguinot, I. Vilardi et P. Weilhammer, "Scintillator studies for the HPD-PET concept," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.571, pp.419-424, 2007
- [83] Y. Yang J. Qi, Y. Wu *et coll.*, "Depth of interaction for PET detectors with dual-ended readout by PSAPDs," *Phys. Med. Biol.*, vol.54, pp.433-445, 2009
- [84] K. Shimizu, T. Ohmura, M. Watanabe, H. Uchida, et T. Yamashita , "Development of 3-D detector system for positron CT," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.35, pp.717-720, 1988

- [85] A. Braem, M. Chamizo, Chesi *et coll.*, “Novel design of a parallax free Compton enhanced PET scanner,” *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.525, pp.268-274, 2004
- [86] M.-L. Gallin-Martel, P. Martin, F. Mayet *et coll.*, “Experimental study of a liquid Xenon PET prototype module,” *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.563, pp.225-228, 2006
- [87] L. Pidol, “Scintillateurs denses et rapides pour la détection de rayonnement gamma, Monocristaux à base de silicates de lutétium dopés Ce^{3+} ,” *Thèse de doctorat*, Paris, 2004
- [88] P. Szupryczynski, C.L. Melcher, M.A. Spurrier *et coll.*, “Thermoluminescence and Scintillation Properties of Rare Earth Oxyorthosilicate Scintillators,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.51, pp.1103-1110, 2004
- [89] L. Pidol, A. Kahn-Harari, B. Viana, B. Ferrand, P. Dorenbos, J.T.M. de Haas, C.W.E. van Eijk et E. Virey, “Scintillation properties of $Lu_2Si_2O_7:Ce^{3+}$, a fast and efficient scintillator crystal,” *J. Phys. : Condens. Matter*, vol.15, pp.2091-2102, 2003
- [90] A. Lehmann, A. Britting, W. Eylich *et coll.*, “Performance studies of microchannel plate PMTs in high magnetic fields,” *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.595, pp.173-176, 2008
- [91] <http://www.alsgmbh.com>
- [92] P. Bard, S. Avner, V. Bekaert, D. Brasse, C. Fuchs, B. Gizard, B. Humbert, I. Piqueras, D. Staub et J.-L. Guyonnet, “Electronics dedicated to multi-anode photomultiplier tubes for imaging scintigraphic devices,” *14th IEEE-NPSS Real Time Conference*, Stockholm, June 4-10, 2005
- [93] A. Lucotte, S. Bondil, K. Borer, J.E. Campagne, A. Cazes, M. Hess, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, L. Raux and J.P. Repellin, “A front-end read out chip for the OPERA scintillator tracker,” *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.521, pp.378-392, 2003
- [94] E.H. Bellamy, G. Belletini, F. Cervelli *et coll.*, “Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier,” *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.339, pp.468-476, 1994
- [95] J. Va’Vra, “Forward TOF,” <http://agenda.infn.it/getFile.py/access?contribId=101&sessionId=23&resId=0&materialId=slides&confId=959>
- [96] N. Ollivier-Henry, J.D. Berst, C. Colledani, Ch. Hu-Guo, N.A. Mbow, D. Staub, J.L. Guyonnet et Y. Hu, “A front-end readout mixed chip for high-efficiency small animal PET imaging,” *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.571, pp.312-316, 2007
- [97] P. Anfre, C. Dujardin, J.-M. Fourmigue, B. Hautefeuille, K. Lebbou, C. Pedrini, D. Perrodin, O. Tillement, “Evaluation of Fiber-Shaped LYSO for Double Readout Gamma Photon Detection,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.54, pp.391-397, 2007

- [98] T. Wälchli, "Contribution to Locating and Identifying Trajectories in the OPERA Detector," *Thèse de doctorat*, Bern, nov. 2005
- [99] F. James, "MINUIT : Function Minimization and Error Analysis ," *Reference manual, Version 94.1*, CERN Program Library Long Writeup D506
- [100] T. Takeda, T. Miyata, F. Muramatsu et T. Tomiki, "Fast Decay U.V. Phosphor—YAlO₃:Ce," *J. Electrochem. Soc.*, vol.127, pp.438-444, 1980
- [101] I. Vilardi, A. Braem, E. Chesi *et coll.*, "Optimization of the effective light attenuation length of YAP :Ce and LYSO :Ce crystals for a novel geometrical PET concept," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.564, pp.506-514, 2006
- [102] S.K. Nayar, K. Ikeuchi et T. Kanade, "Surface reflection : Physical and Geometrical Perspectives," *IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol.13, pp.611-634, 1991
- [103] C.M. Pepin, P. Bérard, A.-L. Perrot, C. Pépin, D. Houde, R. Lecomte, C.L. Melcher et H. Daudet, "Properties of LYSO and Recent LSO Scintillators for Phoswich PET Detectors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.51, n° 3, pp.789-795, 2004
- [104] A. Levin et C. Moisan, "A More Physical Approach to Model the Surface Treatment of Scintillation Counters and its Implementation into DETECT," *IEEE Nuclear Science Symposium*, Anaheim, 1996
- [105] A. K. Doolittle, "Studies in Newtonian Flow. IV. Viscosity *vs* Molecular Weight in Liquids ; Viscosity *vs* Concentration in Polymer Solutions," *J. of Appl. Phys.*, vol.23, n° 4, pp.418-426, 1952
- [106] L. Pidol, A. Kahn-Harari, B. Viana, B. Ferrand, P. Dorenbos, J.T.M. de Haas et C.W.E. van Eijk, "High efficiency of lutetium silicate scintillators, Ce-doped LPS and LYSO crystals" *EEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.51, n° 3, pp.1084-1087, 2004
- [107] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako *et coll.*, "Geant4: a simualtion toolkit," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*, vol.506, pp.250-303, 2003
- [108] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis *et coll.*, "Geant4 Developments and Applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.53, n° 1, pp.270-278, 2006
- [109] L-E. Adam J.S. Karp, M.E. Daube-Witherspoon et R.J. Smith, "Performance of a whole-body PET scanner using curve-plate NaI (Tl) detectors," *J. of Nucl. Med.*, vol.42, pp.1821-1830, 2001
- [110] R. Freifelder, C. Cardi, I. Grigoras, J.R. Saffer, J.S. Karp "First results of a dedicated breast PET imager, BPET, using NaI(Tl) curve plate detectors," *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2001
- [111] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>
- [112] I. Britvitch, E. Lorenz, A. Olshevski *et coll.*, "Study of avalanche microchannel photodiodes for use in scintillation detectors," *J. of Instr.*, vol.1, 2006

Samuel Salvador

Né le 15 août 1983 à Belfort (France)
De nationalité française

Formation

- 2006-2009 : Doctorat en physique des particules de l'UDS
- 2004-2006 : Master de physique subatomique et astroparticules de l'UDS
- 2004 : Licence de physique de l'UDS
- 2001-2003 : BTS en techniques physiques pour l'industrie et le laboratoire
- 2001 : BAC scientifique

Expérience

Vacations de 96 h de travaux pratiques en physique atomique et nucléaire à l'IUT Louis Pasteur de Schiltigheim

CDD 3 mois dans le groupe ImaBio sur la caractérisation d'une gamma caméra clinique grand champ de vue dans l'étude du cancer du sein

Stage de master dans le groupe ImaBio sur la caractérisation et l'évaluation d'une gamma caméra clinique dans le cadre de l'imagerie du cancer du sein

Programmation

C/C++, Root, GEANT4, L^AT_EX, MS Office, Photoshop, Blender, Indigo

Langues

Anglais couramment, notions d'espagnol

Publications

C. Mathelin, **S. Salvador**, S. Croce, N. Andriamisandratsoa, D. Huss et J.-L. Guyonnet, "Optimization of sentinel lymph node biopsy in breast cancer using an operative gamma camera," *World Journal of Surgical Oncology*, 5, 132

C. Mathelin, **S. Salvador**, D. Huss et J.-L. Guyonnet, "Precise localization of sentinel lymph nodes and estimation of their depth using an intraoperative gamma camera in patients with breast cancer," *Journal of Nuclear Medicine* 2007;48(4),623-9

C. Mathelin, **S. Salvador** et J.-L. Guyonnet, "Récidives ganglionnaires axillaires après lymphadénectomie sentinelle pour cancer du sein : lymphadénectomie sentinelle et récurrence axillaire," *Journal de Gynécologie Obstétrique et Biologie de la Reproduction* (2007), doi : 10.1016/j.jgyn.2007.01.002

S. Salvador, V. Bekaert, C. Mathelin, J.-L. Guyonnet and D. Huss, "An operative gamma camera for sentinel lymph node procedure in case of breast cancer," *JINST* 2007 2 P07003

S. Salvador et J.-L. Guyonnet, "Study of 4 inorganic scintillating crystals for an operative gamma probe in radioguided surgery," *JINST* 2007 2 P08003

C. Mathelin, **S. Salvador**, V. Bekaert, S. Croce, N. Andriamisandratsoa, P. Liéfois, E. Prados, J.-L. Guyonnet, D. Grucker et D. Brasse, "A New Intraoperative Gamma Camera for Sentinel lymph Node Procedure in Breast Cancer," *Anticancer Research* 28:2859-2864 (2008)

Z. Francis, V. Bekaert, **S. Salvador**, D. Brasse et D. Huss, "An operative gamma camera dedicated to the optimization of sentinel lymph node procedure in breast cancer surgery," *Anticancer Research* 21, 3555

S. Salvador, D. Huss et D. Brasse, "Design of a High Performances Small Animal PET System With Axial Oriented Crystals and DOI capability," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol.56, n° 1, 2009

C. Mathelin, S. Croce, D. Brasse, B. Gairard, M. Gharbi, N. Andriamisandratsoa, V. Bekaert, Z. Francis, L.-L. Guyonnet, D. Huss, **S. Salvador**, R. Schaeffer, D. Grucker, M. Cristi et J.-P. Bellocq, "Methylene Blue dye, an Accurate Dye for Sentinel Lymph Node Identification in Early Breast Cancer," *Anticancer Research*, 29:4119-4126 (2009).

Communications

Auteur

S. Salvador, V. Bekaert, C. Mathelin et J.-L. Guyonnet, "An operative mini gamma camera for sentinel lymph node procedure using a GSO :Ce inorganic scintillating crystal," *IEEE SCINT07*, Winston-Salem, NC, USA, June 2007 [Oral]

S. Salvador, V. Bekaert, C. Mathelin et J.-L. Guyonnet, "An operative gamma camera for sentinel lymph node procedure," *5th France-Australia nuclear medicine symposium*, Clermont-Ferrand, October 2007 [Oral]

S. Salvador, V. Bekaert, C. Mathelin et J.-L. Guyonnet, "Identification des ganglions sentinelles dans le cas du cancer du sein : evaluation d'une sonde et d'une gamma caméra opératoires," *1er forum du CGE*, Vittel, October 2007 [Oral]

S. Salvador, J. Wurtz, D. Huss et D. Brasse, "Optimization of crystal length and coating to improve the Depth Of Interaction spatial resolution in PET imaging," *IEEE MIC Dresden*, Germany, October 2008 [Poster]

S. Salvador, J. Wurtz, D. Huss et D. Brasse, "Influence of the length and coating of a LYSO crystal on DOI resolution for PET imaging," *IEEE SCINT09*, Jeju, South Korea, June 2009 [Oral]

Co auteur

Z. Francis, V. Bekaert, S. Salvador, D. Brasse, D. Huss, C. Mathelin, "An operative gamma camera dedicated to the optimization of sentinel lymph node procedure in breast cancer surgery," *8th International Conference of Anticancer Research*, Kos, Greece, 17-22 October 2007 [Oral]

C. Mathelin, S. Salvador, S. Croce, N. Andriamisandratsoa, D. Huss et J.-L. Guyonnet, "Optimization of sentinel lymph node biopsy in breast cancer using a miniaturized operative gamma camera : a case report," *Anticancer Research* 28, 4158, 2007 [Oral]

D. Brasse, S. Salvador et J.-L. Guyonnet, "Measurement of photomultiplier gain using LYSO afterglow," *IEEE SCINT07*, Winston-Salem, NC, USA, June 2007 [Poster]