



HAL
open science

Détecteur pour l'imagerie TEP, temps de vol et haute résolution spatiale

Megane Follin

► **To cite this version:**

Megane Follin. Détecteur pour l'imagerie TEP, temps de vol et haute résolution spatiale. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris-Saclay, 2021. Français. ⟨NNT : 2021UPAST067⟩. ⟨tel-03306231⟩

HAL Id: tel-03306231

<https://theses.hal.science/tel-03306231v1>

Submitted on 29 Jul 2021

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

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



HAL Authorization

Détecteur pour l'imagerie TEP, temps de vol et haute résolution spatiale

Detector for time-of-flight PET imaging with high spatial resolution

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 575, Physique et ingénierie - électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Spécialité de doctorat : Imagerie et physique médicale

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CEA, Département de

Physique des Particules, 91191, Gif-sur-Yvette, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay, le 02/07/2021, par

Megane FOLLIN

Composition du jury

Achille Stocchi

Président

Professeur des universités,
Université Paris-Saclay

Etiennette Auffray Hillemanns

Rapporteur & Examinatrice

Physicienne des particules, CERN (Genève)

Denis Dauvergne

Rapporteur & Examineur

Directeur de recherche, CNRS
LPSC (Grenoble)

Jean-Pierre Cussonneau

Examineur

Enseignant-Chercheur, IMT Atlantique
SUBATECH (Nantes)

Direction de la thèse

Dominique Yvon

Directeur de thèse

Ingenieur-Chercheur, CEA IRFU (Saclay)

Viatcheslav Sharyy

Co-Encadrant de thèse

Ingenieur-Chercheur, CEA IRFU (Saclay)

Remerciements

Au terme de ces trois années de thèse, j'aimerais vivement remercier tous ceux qui m'ont fait découvrir le monde de la recherche scientifique et qui m'ont aidé à progresser. Ce doctorat fût pour moi une expérience stimulante et enrichissante tant sur le plan professionnel que personnel.

Tout d'abord, je remercie sincèrement Anne-Isabelle Etievre, chef de l'Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers ainsi que Gauthier Hamel de Monchenault et Nathalie Besson, chefs du Département de Physique des Particules pour leur accueil au sein du laboratoire malgré des conditions sanitaires exceptionnelles.

Je témoigne toute ma gratitude à mon directeur de thèse Dominique Yvon et mon co-encadrant Viatcheslav Sharyy qui m'ont guidé, conseillé et beaucoup appris durant ces dernières années. Leur confiance et leur disponibilité m'ont permis d'évoluer et de progresser efficacement. Ce fût un grand plaisir de travailler à leur côté sur un projet aussi passionnant que ClearMind.

Je remercie vivement Etiennette Auffray Hillemanns et Denis Dauvergne, mes rapporteurs de thèse, pour avoir accepté d'évaluer ce manuscrit et proposé des améliorations. Merci également à Achille Stocchi et Jean-Pierre Cussonneau, membres de mon jury.

Un très grand merci à Jean-Pierre Bard, Hervé Bervas, Daniel Desforges, Gaël Cara, Philippe Mas, Thomas Chaminade, Irakli Mandjavidze (IRFU), Dominique Breton et Jihane Maalmi (IJ-CLab) pour leurs expertises et leurs précieux conseils sur le projet ClearMind.

Le projet ClearMind réunit plusieurs centres de recherches d'exception. Je tiens vivement à remercier tous les membres ayant contribué à l'avancée du projet. Merci à l'équipe ImXgam du CPPM : Christian Morel, Yannick Boursier, Mathieu Dupont, Jean-Philippe Loggier, Laurie Cappellugola (doctorante) et Sébastien Curtoni (post-doctorant). Ce fût un réel plaisir de travailler avec mes anciens professeurs d'école d'ingénieur. Merci également à Claude Comtat, Sébastien Jan et Viktoriya Sergeyva du SHFJ ainsi que Jean-Marc Martinez et Geoffrey Daniel du CEA/DES/ISAS pour leurs compétences très appréciées.

Je remercie sincèrement mes collègues Morgane Farradèche, Chi-Hsun Sung, Roman Chyzh et Clément Thibault de l'équipe CaLIPSO pour leurs conseils et leur bonne humeur quotidienne. Courage pour l'année prochaine Chi-Hsun !

Je tiens à remercier tout particulièrement Bertrand Vallage, mon co-bureau, et Laurent Chevalier pour leur bonne humeur, leurs encouragements et leurs conseils ainsi que pour leur écoute concernant l'avancée de mes travaux de thèse et de mon devenir professionnel.

Je remercie sincèrement ma famille et mes amis qui m'ont soutenus, écoutés et qui ont toujours cru en mes capacités. Une mention particulière à Justine Deborne, Nafie Jégou, Solène Coeuret et Angèle Verdes, ces petits rayons de soleil qui m'ont soutenus moralement ces dernières années.

Enfin, je conclurai en remerciant infiniment mon conjoint Xavier Mancardi, ancien doctorant de l'équipe CaLIPSO, il y a bien longtemps dans une galaxie lointaine, très lointaine ... Son soutien sans faille, ses conseils et son écoute m'ont aidé à prendre du recul et prendre plaisir à surmonter les défis. Tout est possible, du moment qu'on a assez de cran !

Merci à tous.

" Je suis de ceux qui pensent que la science est d'une grande beauté.
Un scientifique dans son laboratoire est non seulement un technicien : il est aussi un enfant placé
devant des phénomènes naturels qui l'impressionnent comme des contes de fées. "
Ève Curie, *Madame Curie*, éd. Gallimard, 1938.

À toi, mon précieux.

Table des matières

Chapitre 1	Formation et détection du signal en TEP	5
1	Interaction rayonnement-matière	5
1.1	Interaction des photons dans la matière	5
1.2	Interaction des particules légères chargées dans la matière	9
2	L'imagerie TEP	12
2.1	Le produit radio-pharmaceutique	12
2.2	La désintégration β^+	13
2.3	La détection des photons en coïncidence	14
3	Critères de qualité d'un imageur TEP	17
3.1	La résolution spatiale	17
3.2	La sensibilité	19
3.3	La résolution énergétique	19
3.4	La résolution temporelle	20
3.5	Le détecteur idéal pour la TEP	20
4	Les détecteurs actuels utilisés en TEP	21
4.1	Détecteurs à scintillation	21
4.2	Détecteurs à semi-conducteurs	27
4.3	Détecteurs Tcherenkov	28
5	L'imagerie TEP à temps de vol	29
5.1	Principe du temps de vol	29
5.2	Apport du temps de vol	30
5.3	À l'aube du défi "10 ps"	31
Chapitre 2	Le projet ClearMind	33
1	Contexte	33
2	Principe du détecteur ClearMind	34
3	L'architecture du détecteur ClearMind	35
3.1	Le tungstate de plomb ($PbWO_4$)	35
3.2	Optimisation de la collection de lumière	35

3.3	Le photomultiplicateur : un MCP-PMT densément pixelisé	40
3.4	Lecture des signaux	40
4	La reconstruction des évènements	44
Chapitre 3 Caractérisation des cristaux de tungstate de plomb		47
1	La production des cristaux de $PbWO_4$	48
1.1	Méthodes classiques de production de cristaux	48
1.2	Les producteurs de cristaux de tungstate de plomb	49
2	La scintillation au sein des cristaux de $PbWO_4$	49
2.1	Le mécanisme de scintillation en quatre étapes	49
2.2	Les centres de luminescence	52
2.3	Le dopage des cristaux	53
2.4	Les récents travaux sur le $PbWO_4$	53
2.5	Un modèle analytique simple pour la scintillation du $PbWO_4$	54
3	Présentation des bancs de mesure	54
3.1	Banc de caractérisation des cristaux	55
3.2	Banc d'étalonnage du PMT	57
4	Modélisation de la production et de la propagation de lumière au sein des cristaux de $PbWO_4$	59
4.1	Simulation du banc de caractérisation des cristaux	59
4.2	Résultats sur le rendement calculé	60
4.3	Modélisation de la propagation et de la collection de lumière au sein des cristaux de $PbWO_4$ rugueux	60
5	Étalonnage du photomultiplicateur	66
5.1	Résultats de mesure	66
5.2	Discussion	68
6	Mesure des paramètres de scintillation des cristaux	69
6.1	Mesure du flux de lumière	69
6.2	Confrontation du flux de lumière calculé et mesuré	74
6.3	Mesure des constantes de temps de scintillation et des rendements de lumière associés	75
6.4	Estimation du rendement de production de lumière des cristaux	84
6.5	Interprétation de la physique de scintillation	86
7	Discussion	87
Chapitre 4 La photo-détection rapide (MCP-PMT)		89
1	Contexte et motivations	89
2	Le MCP-PMT	92
2.1	Principe de formation du signal	92
2.2	Critères de performances	93
2.3	Les MCP-PMTs étudiés	95

3	La lecture des signaux d'un photoélectron par lignes à transmission	97
3.1	Principe et avantages	97
3.2	Électronique de lecture	98
3.3	Contact électrique anodes - lignes à transmission	99
3.4	Résultats préliminaires	99
4	Optimisation de la lecture des signaux du Planacon XP85122	103
4.1	Optimisation de l'électronique de lecture	103
4.2	Optimisation du contact électrique anodes - lignes à transmission	104
4.3	Assemblage du détecteur optique	105
5	Mesure des performances temporelles et spatiales du Planacon XP85122	107
5.1	Banc de mesure	107
5.2	Observations	108
5.3	Résultats	109
5.4	Estimation du CRT du Planacon XP85122	115
5.5	Simulation d'un détecteur de photons γ	116
5.6	Synthèse	118
6	La lecture des signaux du MAPMT253	118
6.1	Optimisation de l'électronique de lecture	118
6.2	Optimisation de la mécanique de maintien du MCP-PMT	119
6.3	Assemblage du détecteur optique	119
7	Mesure des performances temporelles et spatiales du MAPMT253	120
7.1	Banc de mesure	121
7.2	Observations générales	121
7.3	Résultats préliminaires	122
7.4	Estimation du CRT du MAPMT253	125
8	Discussion	125

Liste des figures

1.1	Coefficients d'atténuation massique en fonction de l'énergie du photon incident pour le BGO et le $PbWO_4$	6
1.2	Illustration de l'absorption photoélectrique suivi de la relaxation du cortège électronique par émission de photons X ou d'électrons Auger.	7
1.3	Illustration de la diffusion Compton et de la création de paires.	9
1.4	Annihilation du positon avec un électron du milieu suite à la désintégration β^+ du Fluor 18 en Oxygène 18.	10
1.5	Illustration de l'effet Tcherenkov.	11
1.6	Distribution angulaire des photons Tcherenkov émis par rapport à la direction d'incidence du photon γ initial, pour le cas d'un effet photoélectrique dans le $PbWO_4$	11
1.7	Illustration d'un scanner simulé et d'une la ligne de réponse (LOR).	15
1.8	Les différents types de coïncidences en imagerie TEP.	15
1.9	Illustration du parcours du positon dans la matière et effet de non-colinéarité.	18
1.10	Illustration de l'effet de parallaxe.	18
1.11	Principe de multiplication des électrons d'un PMT à dynodes.	23
1.12	Principe de multiplication des électrons d'un MCP-PMT.	23
1.13	Schéma simplifié de la structure d'un SiPM.	26
1.14	Illustration de la TEP-TOF.	30
1.15	Illustration issue des travaux de Conti et al. sur l'apport du temps de vol sur la qualité de l'image.	31
2.1	Illustration de l'encapsulation du cristal "scintroic" au sein de la structure du MCP-PMT et exemple d'une carte de production des photoélectrons à la photocathode.	36
2.2	Spectre d'émission du tungstate de plomb dopé au strontium (Sb) et à l'yttrium (Y) réalisé par excitation UV.	36
2.3	Illustration de la réflexion et de la réfraction dans le plan d'incidence d'un photon incident à l'interface entre deux milieux.	37

2.4	Réflectance et transmittance en fonction de l'angle d'incidence des ondes transverses électriques de longueur d'onde de 400 nm à l'interface $PbWO_4$ - gel optique.	39
2.5	Illustration de la propagation du signal le long de la ligne à transmission et schéma simplifié de la lecture par lignes à transmission des anodes du MCP-PMT.	41
2.6	Carte de lecture par lignes à transmission développée par l'IRFU pour équiper le détecteur Photek.	42
2.7	Carte d'amplificateurs développée par l'IJCLab et l'IRFU.	42
2.8	Photo du module SAMPIC 64 voies (face avant).	44
2.9	Cartes d'impacts issues de la simulation GATE d'un cristal "scintroic" de tungstate de plomb fin (10 mm) et instrumenté sur deux faces.	45
3.1	Illustration des techniques de Czochralski-Kyropoulos et de Bridgeman-Stockbarger.	49
3.2	Illustration de la cinétique de la luminescence.	51
3.3	Photo du banc de caractérisation des cristaux.	56
3.4	Signaux typiques du spectromètre YAP et du détecteur BRS enregistrés lors de la caractérisation du cristal de $PbWO_4$ non dopé fournit par EPIC à haute et basse température.	57
3.5	Photo du banc expérimental dédié à l'étalonnage du photomultiplicateur.	58
3.6	Géométrie de la simulation GATE représentant le banc de caractérisation des cristaux.	60
3.7	Distribution des temps de propagation et de collection des photons optiques produits par un cristal de $PbWO_4 : Y$ de $(25 \times 25 \times 10)mm^3$ obtenue par simulation GATE ($\sigma_\alpha = 20^\circ$).	62
3.8	Distributions des temps de propagation et de collection des photons optiques produits par un cristal de $PbWO_4 : Y$ de $(25 \times 25 \times 10)mm^3$ obtenue par simulation GATE ($\sigma_\alpha = 6^\circ$ et $\sigma_\alpha = 50^\circ$).	62
3.9	Cartes des hauteurs mesurées et profils des hauteurs mesurées sur les surfaces des cristaux CRYTUR et EPIC par le microscope à balayage laser.	63
3.10	Capture d'écran de l'onglet de génération des LUTs pour un scintillateur de l'application LUTDavisModel.	64
3.11	Surface EPIC traitée en 3D.	65
3.12	Distributions des temps de propagation et de collection de lumière obtenue par simulation GATE en utilisant le modèle LUT Davis personnalisé (LUT CRYTUR) et le modèle UNIFIED ($\sigma_{alpha} = 20^\circ$).	65
3.13	Signaux typiques enregistrés lors de l'étalonnage du PMT et distribution de l'intégrale de charge des signaux générés.	66
3.14	Forme moyenne du signal généré par le PMT suite à la collection et la conversion d'un photon optique (409 nm) avant et après optimisation.	67
3.15	Formes moyennes optimisées des signaux issus du PMT suite à la collection et conversion d'un seul photon optique.	69

3.16	Histogrammes de l'intégrale de charge des signaux acquis en coïncidence par le détecteur BRS avec le cristal SICCAS :Y (à 20 °C) et le spectromètre YAP.	71
3.17	Formes moyennes sur-échantillonnées issues des signaux acquis avec le cristal $PbWO_4$ de CRYTUR à 20 et -25 °C.	71
3.18	Zoom sur la forme moyenne des signaux acquis avec le cristal SICCAS :Y à 20°C.	72
3.19	Distributions typiques des efficacités quantiques des photocathodes de technologie bialcaline bleue et verte en fonction de la longueur d'onde des photons pour une incidence normale.	75
3.20	Schéma de convolution pour le calcul de la fonction d'ajustement de forme $f_a(t)$	76
3.21	Forme moyenne des signaux synthétiques modélisée à partir des paramètres de scintillation typiques des cristaux dopés à l'yttrium à 20 °C.	78
3.22	Formes moyennes des signaux issus du cristal CRYTUR à 20 et -25 °C ajustées et différences entre la forme moyenne et la fonction d'ajustement de forme en fonction du temps à chaque température.	79
3.23	Optimisation de la forme moyenne d'un SPE par soustraction de bruit laser.	82
3.24	Distributions temporelles de la différence (en amplitude) entre la forme moyenne EPIC à température ambiante et de sa fonction d'ajustement avant et après soustraction de bruit laser.	83
4.1	Principe de détection du détecteur PECHE.	90
4.2	Résumé des résultats d'un scan 2D du MCP-PMT du détecteur PECHE en mode single photoelectron (SPE)	91
4.3	Schéma de la structure d'un MCP-PMT	93
4.4	Matrice d'anodes du Planacon XP85122 et son pont diviseur recommandé.	96
4.5	Matrice d'anodes du MAPMT253 et son pont diviseur recommandé.	97
4.6	Photo de la carte de lecture <i>Chicago</i>	98
4.7	Photos de la carte de lecture <i>Chicago</i> assemblé au Planacon et premiers prototypes d'amplificateurs.	99
4.8	Distribution de la différence des temps des signaux aux extrémités de la ligne 8 (dernière ligne centrale de la carte équipée d'amplificateurs).	101
4.9	Résolution temporelle du détecteur mesurée sur la ligne 8.	102
4.10	Trace de 500 signaux amplifiés puis enregistrés aux deux l'extrémités d'une ligne de la carte de lecture <i>Chicago</i> suite à la détection d'un photon.	102
4.11	Photos de la carte de lecture Saclay Planacon.	103
4.12	Carte composée de 64 amplificateurs rapides développée par l'IJCLab et l'IRFU pour le détecteur ClearMind.	104
4.13	MT-Interconnecteur.	105
4.14	Étapes de l'assemblage du détecteur optique.	106
4.15	Photo du banc de mesure des performances du détecteur optique Planacon.	107

4.16 Signaux typiques enregistrés aux extrémités des lignes de la carte Saclay Planacon après le retrait des résistances d’injection de signal sur la carte et utilisant du MT-Interconnecteur pour la reprise de contact.	109
4.17 Histogrammes 2D du nombre de signaux enregistrés et du nombre de lignes sollicitées par évènement à différentes positions.	109
4.18 Histogrammes 2D des amplitudes et de l’intégrale de charge mesurées à différentes positions.	110
4.19 Histogrammes 2D des moyennes des distributions Δt_l (en ns) en fonction de la position avant et après l’étalonnage.	111
4.20 Moyenne $\Delta t_l(x)$ de la ligne 6 et résidus de son ajustement en fonction de la position.	112
4.21 Histogramme des vitesses moyennes de propagation du signal calculées sur les lignes.	112
4.22 Histogrammes du nombre de lignes enregistrant des signaux et des amplitudes moyennes par ligne à la position 1500.	113
4.23 Résolution temporelle du détecteur mesurée sur la ligne 16.	113
4.24 Distribution de la différence des temps des signaux aux extrémités de la ligne 16.	113
4.25 Résolution temporelle moyenne du détecteur et histogramme 2D de la résolution temporelle moyenne du détecteur en fonction de la position.	114
4.26 Histogrammes 2D de la moyenne de Δt_l et de sa largeur à mi-hauteur en fonction de la position.	115
4.27 Distributions des différences entre la position du laser et la position reconstruite selon les axes X et Y de la carte de lecture	115
4.28 Estimation du CRT du Planacon XP85122 par simulation Monte Carlo.	116
4.29 Géométrie de la simulation de deux détecteurs γ ClearMind	117
4.30 Histogrammes des différences entre la position de l’interaction simulée et la position reconstruite par analyse statistique selon les trois dimensions.	117
4.31 Carte de lecture Saclay MAPMT253	119
4.32 Optimisation de la mécanique de maintien du MCP-PMT	120
4.33 Détecteur optique MAPMT253 assemblé à sa carte de lecture.	120
4.34 Photo du banc de mesure des performances du détecteur optique MAPMT253.	121
4.35 Histogrammes 2D du nombre de signaux, du nombre de lignes sollicitées et de l’amplitude mesurée par évènement à différentes positions.	122
4.36 Traces de 500 signaux enregistrés aux extrémités des lignes 16 et 9.	123
4.37 Résolutions temporelle et spatiale du détecteur mesurées sur la ligne 16.	123
4.38 Résolutions temporelle et spatiale du détecteur mesurées sur la ligne 9.	124
4.39 Estimation du CRT du MAPMT253 par simulation Monte Carlo.	125

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des principaux isotopes radioactifs émetteurs β^+ utilisés en TEP.	13
1.2	Caractéristiques de quelques scintillateurs organiques et inorganiques.	22
1.3	Propriétés physiques des scintillateurs les plus utilisés en TEP.	23
1.4	Caractéristiques principales des PMTs, APDs et SiPMs.	26
1.5	Caractéristiques principales des quelques systèmes d'imagerie TEP/TDM et TEP/IRM corps entier commerciaux.	27
1.6	Propriétés des semi-conducteurs à base de tellure de cadmium et de bromure de thallium.	28
1.7	Propriétés Tcherenkov des cristaux de LSO, LuAG, $PbWO_4$ et PbF_2	29
2.1	Expressions mathématiques des coefficients de Fresnel selon l'angle d'incidence et la polarisation de l'onde incidente.	38
3.1	Nombre moyen de photoélectrons détectés avec et sans correction selon le temps d'intégration T pour le cristal EPIC à $20^\circ C$ et $-25^\circ C$	73
3.2	Nombre moyen de photoélectrons détectés avec correction pour chaque cristal et à chaque température.	73
3.3	Nombres moyens de photoélectrons détectés et constantes de temps de scintillation moyennes des cristaux dopés reconstruites à différentes températures.	81
3.4	Nombres moyens de photoélectrons détectés et constantes de temps de scintillation moyennes du cristal EPIC reconstruites à différentes températures.	81
3.5	Evaluation des erreurs systématiques.	84
3.6	Estimation du rendement de production de lumière des cristaux de tungstate de plomb en photons/MeV en fonction de la température.	86

Liste des abréviations

ADC	Convertisseur analogique-numérique
Al_2O_3	Alumine
APD	Diode à avalanche
BaF_2	Fluorure de baryum
BGO	Germanate de bismuth
BRS	Banc de rendement de scintillation
CdTe	Tellurure de cadmium
CE	Efficacité de collection
CFD	Discriminateur de fraction constante
CRT	Résolution temporelle de coïncidence
CsF	Fluorure de césium
CsI	Iodure de césium
CZT	Tellurure de cadmium et zinc
DCR	Taux de comptage d'obscurité
DOI	Profondeur d'interaction
FDG	Fluorodésoxyglucose
FOV	Champ de vue
FWHM	Largeur à mi-hauteur
IRM	Imagerie par résonance magnétique
$LaBr_3$	Bromure de lanthane dopé au cérium
LBS	Scintillateurs à base de lutécium
LHC	Grand collisionneur de hadrons
LOR	Ligne de réponse
LSO	Orthosilicate de lutécium dopé au cérium
LuAG	Grenat de lutécium et d'aluminium
LYSO	Oxyorthosilicate de lutécium-yttrium dopé au cérium
MCP-PMT	Photomultiplicateur à galettes de micro-canaux

NaI :Tl	Iodure de sodium dopé au thallium
NECR	Taux de comptage équivalent bruit
PbF_2	Fluorure de plomb
$PbWO_4$	Tungstate de plomb
PCB	Carte de circuit imprimé
PDE	Efficacité de détection des photons
PM	Photomultiplicateur
PMT	Tube photomultiplicateur
QE	Efficacité quantique
RMS	Valeur moyenne quadratique
SiPM	Photomultiplicateur au silicium
SNR	Rapport signal sur bruit
SPE	Photoélectron unique
TDM	Tomodensitométrie
TEP	Tomographie par émission de positons
TlBr	Bromure de thallium
TOF	Temps de vol
TTS	Dispersion sur le temps de transit
YAP	Pérovskite d'yttrium et d'aluminium

Introduction

La tomographie par émission de positons (TEP) est une technique d'imagerie tri-dimensionnelle quantifiant l'activité biologique des tissus et des organes [1, 2]. C'est une imagerie non-invasive proposée dans les services de médecine nucléaire.

Elle repose sur la détection en coïncidence des photons de 511 keV émis dos-à-dos suite à l'annihilation des positons et des électrons. Ces positons sont issus de la désintégration β^+ du produit radio-pharmaceutique, composé d'un traceur radioactif et d'un vecteur biochimique, injecté au patient avant l'examen. Le vecteur fixe le produit sur des sites spécifiques. Le traceur permet de localiser en temps réel les lieux de fixation du produit et de mesurer la concentration de ce dernier. La TEP permet, en outre, le diagnostic des pathologies cancéreuses, neuro-dégénératives ou encore cardiaques. Elle est également utilisée pour le suivi et l'évaluation de la réponse du patient aux traitements afin d'adapter au mieux leur prise en charge.

La qualité de l'image et la résolution spatiale de l'imageur TEP dépendent des performances des détecteurs le constituant. De nos jours, les scanners TEP commerciaux les plus répandus sont composés de détecteurs à scintillation. Ils associent un photodétecteur rapide (MCP-PMT, SiPM) à un scintillateur inorganique (NaI, LSO, LYSO, $LaBr_3$...) [3]. Ces imageurs corps entiers présentent des performances typiques telles que :

- une résolution spatiale entre 3 et 5 mm (FWHM) à 1 cm du centre du champ de vue de l'imageur,
- une résolution temporelle de 210 à 550 ps (FWHM),
- et une résolution en énergie de l'ordre de 10% (FWHM).

En laboratoire, les détecteurs atteignent une excellente résolution temporelle de 100 ps (FWHM). Ces détecteurs sont constitués de scintillateurs rapides de type LSO, LYSO ou $LaBr_3$, couplés optiquement à des matrices de SiPM [4, 5, 6, 7]. De tels détecteurs permettraient ainsi une mesure précise du temps de vol des photons γ de 511 keV et d'améliorer la qualité de l'image en augmentant le rapport signal sur bruit. Ils permettraient également de réduire la dose injectée au patient pour une qualité d'image équivalente à une TEP conventionnelle ou de réduire le temps de l'examen. La résolution temporelle de ces détecteurs est principalement limitée par la forme de l'impulsion scintillante, à savoir son temps de montée et sa période de décroissance mais aussi par l'efficacité

à détecter les photons de scintillation.

Le projet ClearMind, breveté, a pour but de développer un détecteur gamma ultra-rapide pour la TEP temps de vol à haute résolution spatiale [8, 9]. Il fait suite au projet PECHE dont le but était de développer un détecteur optique Tcherenkov de photons 511 keV, rapide et efficace pour l'imagerie TEP en couplant optiquement un cristal de PbF_2 à un MCP-PMT [10, 11, 12, 13]. Le détecteur ClearMind est constitué d'un cristal monolithique de tungstate de plomb ($PbWO_4$) encapsulé dans un photomultiplicateur à galettes de micro-canaux (MCP-PMT).

Le $PbWO_4$ est un cristal scintillant dense (8.28 g/cm^3) et radiateur Tcherenkov qui a été étudié en détail par les laboratoires de physique corpusculaire [14, 15, 16, 17, 18]. C'est également l'un des éléments constituant le calorimètre électromagnétique des expériences ALICE et CMS au LHC (CERN) [19, 20, 21]. Son rendement de production de lumière est faible (300 ph/MeV de scintillation + 20 photons Tcherenkov) mais très rapide (quelques ns). La résolution temporelle d'un tel détecteur est limitée par le faible nombre de photons Tcherenkov détectés. Les résolutions spatiales et énergétiques sont limitées par le faible rendement de production de lumière. Afin d'atteindre d'excellentes performances, il est donc essentiel d'optimiser la collection des photons à la photocathode. L'idée retenue est de directement déposer une couche photoélectrique sur la face de sortie du cristal scintillant pour s'affranchir des phénomènes de réflexion.

Grâce au plan d'anodes densément pixellisé du photodétecteur, il est possible de réaliser des images de la position 2D des photoélectrons produits sur chaque face instrumentée du cristal suite à l'interaction du photon γ de 511 keV dans ce dernier. Dans un premier temps, le détecteur ClearMind sera composé d'un MCP-PMT encapsulant le cristal monolithique de tungstate de plomb. A terme, le cristal devrait être instrumenté sur deux faces pour mesurer au mieux la profondeur d'interaction. Des techniques d'analyses multivariées au moyen d'estimateurs statistiques robustes et des techniques d'apprentissage supervisé (machine learning) seront mises en oeuvre pour remonter aux propriétés spatiales et temporelles des interactions γ dans le cristal.

Les simulations montrent un grand potentiel pour ce détecteur ; une excellente résolution temporelle inférieure à 100 ps (FWHM) et une résolution spatiale de l'ordre du millimètre cube (FWHM).

L'objectif de cette thèse était de mesurer les performances du premier prototype ClearMind telles que les résolutions temporelles et spatiales et l'efficacité de détection. La situation sanitaire actuelle due à la Covid-19 a retardé l'avancée du projet et a fortement impacté le calendrier initial. A ce jour, nous ne disposons malheureusement pas du premier prototype ClearMind.

Le travail décrit dans ce manuscrit présente donc la mesure des performances du scintillateur et du photomultiplicateur afin d'approfondir nos connaissances sur ces composants et de réfléchir aux améliorations pour le détecteur ClearMind. Ces travaux ont permis la mise en place d'une électronique de lecture optimisée, de développer les méthodes de traitement de données mais aussi de simuler la chaîne d'acquisition depuis l'interaction du photon γ au sein du cristal jusqu'à l'acquisition des signaux grâce aux mesures expérimentales.

Ce manuscrit est organisé en quatre chapitres.

Le chapitre 1 introduit tout d'abord les processus fondamentaux d'interactions des particules dans la matière exploités lors de la formation du signal en imagerie TEP. Il présente ensuite le principe de formation et de détection du signal en TEP, les critères de performance des détecteurs et un court état de l'art des développements à ce jour. Enfin, il détaille le principe du temps de vol et introduit le défi "10 ps".

Le chapitre 2 explique le contexte et les motivations du projet ClearMind. Il présente ensuite le principe et l'architecture du détecteur ClearMind et introduit brièvement le principe de la reconstruction des interactions γ de 511 keV au sein du cristal, sujet de la thèse actuellement préparée par Chi-Hsun SUNG au sein du groupe Calipso.

Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation de quatre cristaux de $PbWO_4$ (dopés et non dopés). Il détaille tout d'abord les mécanismes de scintillation et propose un modèle analytique décrivant sa cinétique. Ensuite, il présente les simulations GATE réalisées pour simuler l'appareillage. Enfin, il détaille les méthodes d'analyses mises en oeuvre pour mesurer les rendements de production de lumière et les constantes de temps de scintillation. A la fin du chapitre, nous discutons de l'interprétation physique des mesures et des réflexions pour améliorer le détecteur.

Le chapitre 4 décrit la structure et les performances d'un MCP-PMT puis le principe de formation du signal. Nous détaillons également la lecture des signaux d'un plan d'anodes à l'aide de lignes à transmission, ses avantages et les résultats préliminaires obtenus. Ensuite, nous présentons la mise en place de la lecture par lignes des signaux du Planacon XP85122 de l'entreprise Photonis, les améliorations apportées et la mesure de ses performances. La dernière partie du chapitre est consacrée à la mesure des performances du MCP-PMT MAPMT 253 de l'entreprise Photek en vue des mesures sur le premier prototype ClearMind.

Pour finir, une conclusion résume les principaux résultats présentés dans ce manuscrit et expose, en quelques mots, les perspectives du projet ClearMind.

Formation et détection du signal en TEP

1 Interaction rayonnement-matière

Nous exposons rapidement les principaux phénomènes physiques intervenant dans le processus de formation du signal en imagerie TEP.

1.1 Interaction des photons dans la matière

Un photon d'énergie $h\nu$ ¹ traversant une épaisseur "x" de matière peut interagir selon quatre processus principaux : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, la création de paire et la diffusion Rayleigh. On distingue la diffusion Rayleigh des autres interactions puisqu'elle consiste en la déviation du photon incident sans transférer de l'énergie au milieu traversé. Les photons peuvent interagir avec les électrons ou les noyaux des atomes constituant la matière qu'ils traversent.

L'atténuation globale (issue des quatre interactions citées ci-dessus) d'un faisceau de photons traversant une épaisseur "x" de matière suit une loi exponentielle décroissante telle que :

$$I = I_0 * \exp\left(-\int \mu(x) dx\right). \tag{1.1}$$

Avec ;

- I le flux de photons transmis (nombre de photons $cm^{-2} s^{-1}$),
- I_0 le flux de photons incidents (nombre de photons $cm^{-2} s^{-1}$),
- μ le coefficient d'atténuation linéique du milieu (cm^{-1}),
- et x l'épaisseur du milieu traversé (cm).

Le coefficient d'atténuation linéique du milieu μ résulte en la somme des coefficients d'atténuation linéique dûs aux différentes interactions dans le milieu, soit :

$$\mu = \mu_{photoelectrique} + \mu_{Compton} + \mu_{Rayleigh} + \mu_{materialisation}. \tag{1.2}$$

1. h est la constante de Planck et vaut environ $6.63 \times 10^{-34} J s$, ν est la fréquence en hertz de l'onde électromagnétique associée au photon considéré. Dans le vide, $\nu = \frac{c}{\lambda}$ avec c la célérité de la lumière dans le vide valant environ 2.99×10^8 m/s et λ la longueur d'onde du photon considéré.

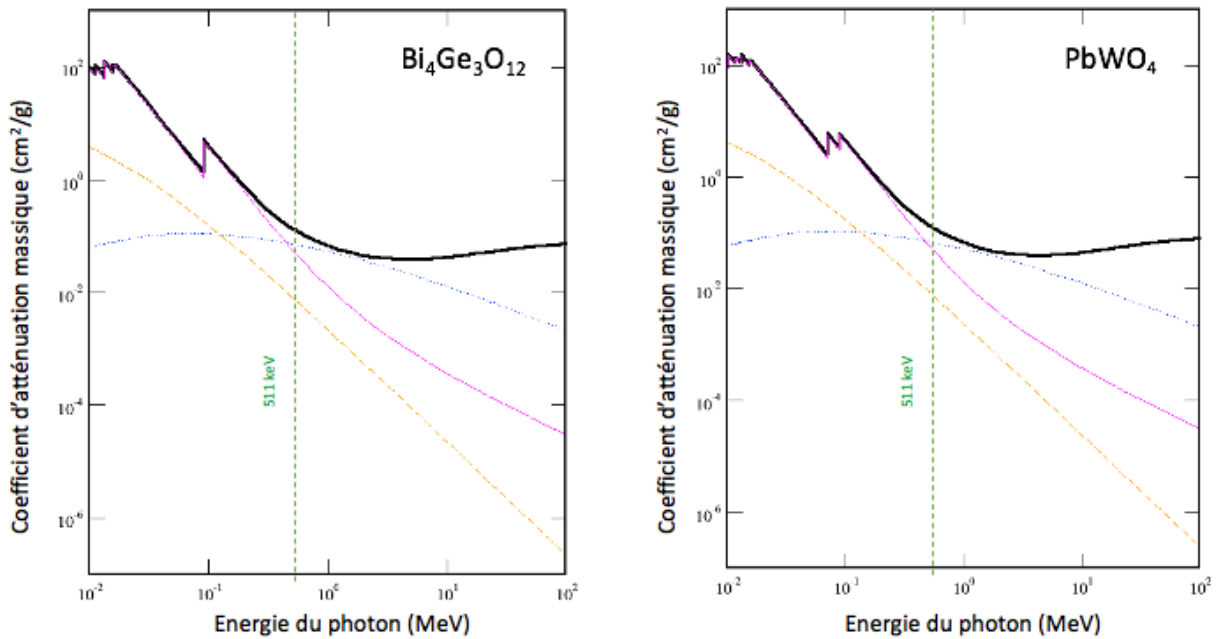


Figure 1.1 – Coefficients d’atténuation massique en fonction de l’énergie du photon incident pour le $Bi_4Ge_3O_{12}$ (BGO) et le $PbWO_4$ [22]. La courbe rose correspond au coefficient d’atténuation massique par absorption photoélectrique, la courbe bleue par diffusion Compton et la courbe jaune par diffusion Rayleigh. La courbe noire représente le coefficient d’atténuation massique total selon l’énergie du photon incident. Le BGO est un cristal scintillant de haute densité (7.13 g/cm^3) et de haut numéro atomique (75.2). C’est l’un des premiers cristaux à avoir été utilisé pour l’application TEP.

Le coefficient d’atténuation linéique ainsi décrit dépend non seulement de la nature de la matière traversée mais également de son état physique, c’est pourquoi on utilise généralement le coefficient d’atténuation massique noté $\frac{\mu}{\rho}$, avec ρ la masse volumique de la matière. L’unité du coefficient d’atténuation massique est donc en $\text{cm}^2 \text{ g}^{-1}$ et il caractérise la probabilité d’interaction d’un photon par unité de longueur dans un milieu homogène. La probabilité d’interaction selon chaque processus dépend du numéro atomique constituant le milieu traversé et de l’énergie du photon incident (figure 1.1).

1.1.1 L’effet photoélectrique

L’effet photoélectrique ou absorption photoélectrique aboutit au transfert de l’énergie totale du photon lors de son interaction avec un électron lié des couches internes K et L d’un atome (plus probable). Pour que ceci soit possible, l’énergie du photon doit être supérieure à l’énergie de liaison E_l de l’électron. Le photoélectron emporte l’énergie du photon incident diminuée de l’énergie de liaison E_l sous forme d’énergie cinétique $E_{cin} = h\nu - E_l$.

La section efficace de l’effet photoélectrique (σ_{PE}) d’un photon d’énergie $h\nu$ avec un atome de numéro atomique Z varie comme :

$$\sigma_{PE} \propto \frac{Z^5}{h\nu^{3.5}}. \quad (1.3)$$

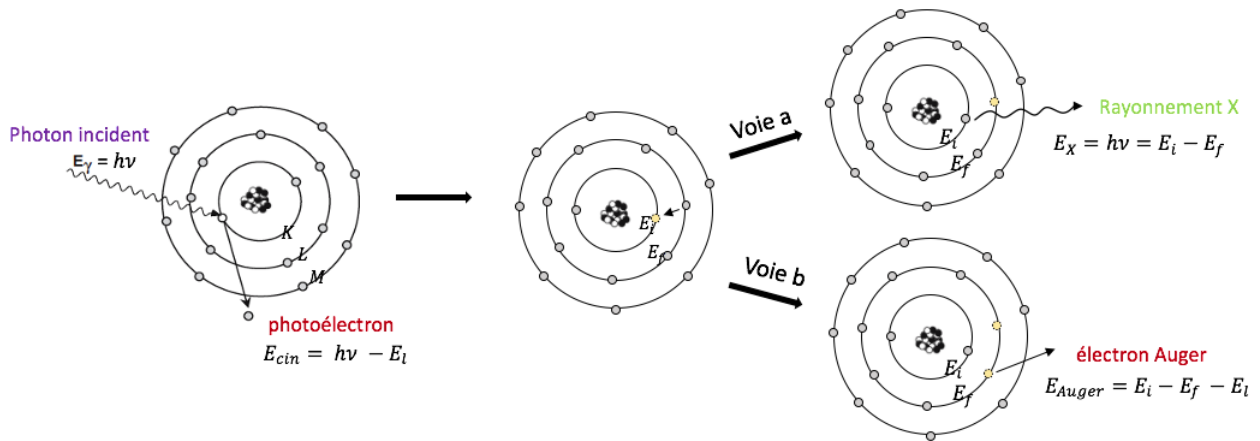


Figure 1.2 – Illustration de l’absorption photoélectrique suivi de la relaxation du cortège électronique par émission de photons X ou d’électrons Auger.

L’effet photoélectrique est dominant à basse énergie (inférieure au MeV) en particulier dans les corps lourds (de grand Z).

1.1.2 La diffusion (inélastique) Compton

Lors d’une diffusion Compton, le photon incident transmet une partie de son énergie à un électron peu lié des couches externes d’un atome. L’énergie du photon incident $h\nu$ se partage entre l’énergie transférée (E_{cin}) à l’électron Compton et l’énergie du photon diffusé $h\nu' < h\nu$ sous un angle θ (figure 1.3).

Les lois de conservation de l’énergie et de la quantité de mouvement permettent d’exprimer la relation entre les valeurs des énergies des photons et de l’électron Compton :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} \times (1 - \cos(\theta))}. \quad (1.4)$$

Avec m_0c^2 l’énergie de masse de l’électron au repos égale à 0.511 MeV. L’énergie de liaison de l’électron E_l est négligée. Ainsi, l’énergie du photon diffusé varie en fonction de l’angle de diffusion θ et est :

- maximale lorsque $\theta = 0$ et par conséquent $h\nu' = h\nu$,
- minimale lorsque $\theta = 180^\circ$, le photon est dit retro-diffusé et son énergie vaut :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}}. \quad (1.5)$$

La section efficace de la diffusion Compton ($\sigma_{Compton}$) est proportionnelle au numéro atomique Z des atomes constituant le milieu traversé et dépend de l’énergie du photon incident. Aux énergies proches du MeV, l’interaction du photon avec la matière par diffusion Compton est plus probable que par absorption photoélectrique (figure 1.1). A 511 keV, l’effet Compton et l’effet photoélectrique sont les deux processus d’interaction dominants et sont en compétition dans le tungstate de

plomb ($PbWO_4$).

1.1.3 Relaxation du cortège électronique de l'atome

Suite à l'effet photoélectrique et à l'effet Compton, un électron du cortège électronique de l'atome est éjecté. Ce dernier laisse une lacune sur une couche électronique. Pour se relaxer, le cortège électronique de l'atome va se réarranger de sorte à remplir les couches internes. Le cortège électronique relaxe par deux processus :

- la fluorescence de rayons X d'énergie $E_X = E_i - E_f$ (voie (a) figure 1.2),
- le transfert d'énergie à un électron périphérique. Cet électron Auger est alors éjecté et son énergie vaut $E_{Auger} = E_i - E_f - E_l$ (voie (b) figure 1.2).

Avec E_i l'énergie de la couche la plus interne présentant la lacune d'électron initiale, E_f l'énergie de la couche de l'électron de déplacement et E_l l'énergie de liaison de la couche où se trouve l'électron éjecté lors du processus Auger.

1.1.4 La diffusion (élastique) Rayleigh

A basse énergie, le photon incident peut être dévié de sa trajectoire suite à sa diffusion sur un atome sans lui transférer de l'énergie. La section efficace de la diffusion Rayleigh (σ_R) est significative aux basses énergies (de l'ordre de la dizaine de keV pour le $PbWO_4$, figure 1.1) et est d'autant plus importante que le numéro atomique Z des atomes constituant le milieu est grand.

1.1.5 La création de paires (l'effet de matérialisation)

La création de paires a lieu au voisinage du noyau ou d'un électron de l'atome et correspond à la transformation du photon incident en une paire électron-positon. Pour que cette interaction ait lieu, l'énergie du photon incident doit être supérieure à au moins :

- deux fois la masse de l'électron au repos (soit $2 \times m_0c^2 = 1.022$ MeV) si l'interaction a lieu dans le champ coulombien du noyau,
- quatre fois la masse de l'électron au repos (soit 2.044 MeV) si l'interaction a lieu dans le champ coulombien de l'électron.

L'électron et le positon ainsi créés vont ralentir tout au long de leur parcours dans la matière. L'électron dissipera son énergie avant de se lier avec un atome ou un ion du milieu traversé. Le positon s'annihilera avec un électron pour émettre deux photons γ d'énergie égale à 511 keV dans des directions quasi-opposées. La section efficace de la création de paires (σ_{CP}) augmente avec l'énergie du photon incident (en $\ln(h\nu)$) et avec le carré du numéro atomique Z des atomes constituant la matière traversée. En TEP, l'énergie du photon incident est inférieure ou égale à 511 keV. Par conséquent, l'effet de matérialisation n'est pas une interaction à prendre en compte dans notre étude.

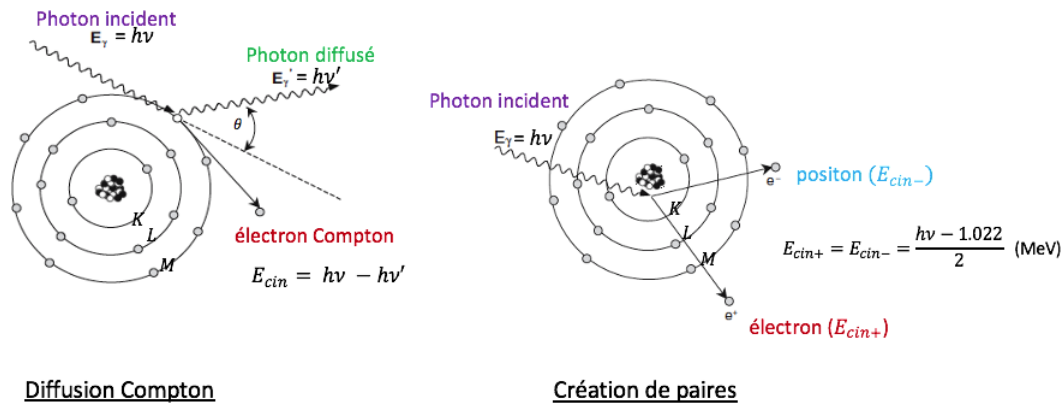


Figure 1.3 – Illustration de la diffusion Compton et de la création de paires.

1.2 Interaction des particules légères chargées dans la matière

Les interactions des particules chargées dans la matière sont principalement de type Coulombien et produisent un grand nombre d'excitations et d'ionisations des atomes constituant le milieu d'interaction. Les particules légères telles que les électrons ralentissent au sein de la matière traversée et se comportent différemment selon leur énergie. Lorsque leur énergie est faible, ils cèdent leur énergie aux électrons du milieu qui excitent ou ionisent les atomes. Leur parcours suit un ligne brisée dont chaque angulation correspond à une collision. Lorsque l'énergie de la particule légère incidente est grande, le processus de rayonnement de freinage devient important.

La perte énergétique des particules chargées sera d'autant plus importante que le milieu d'interaction est dense et de grand numéro atomique Z .

1.2.1 L'annihilation électron-positon

Un positon émis traverse le milieu en perdant de l'énergie par interactions coulombiennes avec les électrons du milieu. Lorsque le positon a suffisamment ralenti il va s'annihiler avec un électron. Avant de s'annihiler, il peut (ou non) former un positronium, système quasi-stable formé de l'électron et du positon liés dont la durée de vie est inférieure à la dizaine de nanosecondes (entre 10^{-7} et 10^{-10} s). L'annihilation aboutit à l'émission de deux photons γ de 511 keV émis à environ $(180 \pm 0.25)^\circ$ l'un de l'autre (figure 1.4).

1.2.2 L'effet Tcherenkov

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu², elle émet un rayonnement cohérent appelé rayonnement Tcherenkov. Les ondes lumineuses sont en phase et la lumière émise forme un cône dont le sommet est dirigé dans la direction du mouvement de la particule chargée se déplaçant (figure 1.5). L'énergie cinétique seuil vaut :

2. $v_{seuil} = \frac{c}{n}$ avec c la célérité de la lumière dans le vide et n l'indice de réfraction du milieu.

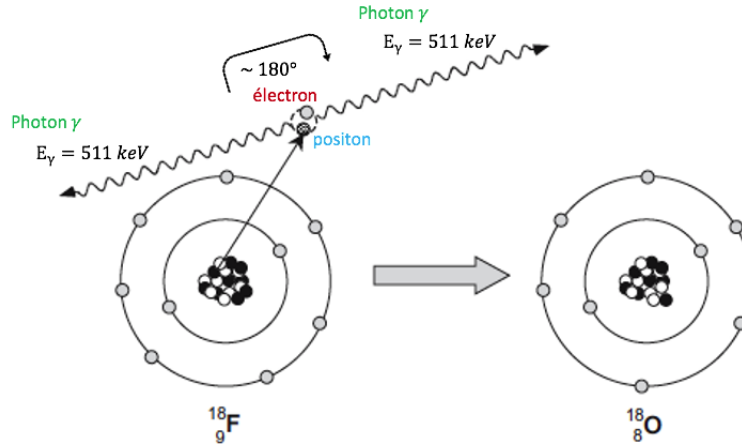


Figure 1.4 – Annihilation du positon avec un électron du milieu suite à la désintégration β^+ du Fluor 18 en Oxygène 18.

$$E_{seuil} = E_{total} - E_{repos} = \gamma m_0 c^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 \times (\gamma - 1) = m_0 c^2 \times \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right). \quad (1.6)$$

Avec m_0 la masse de la particule au repos, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\beta^2}}}$ et $\beta = \frac{v}{c}$, v étant la vitesse de la particule incidente et c la célérité de la lumière dans le vide. A titre d'exemple, l'énergie seuil pour l'émission de photons Tcherenkov issus du passage des électrons dans l'eau vaut environ 264 keV et 56 keV dans le $PbWO_4$.

Le nombre de photons lumineux émis par unité de longueur d'onde et par unité de distance suit une loi en $\frac{1}{\lambda^2}$ et dépend de l'indice de réfraction n du milieu (équation 1.8). Le domaine spectral s'étend du visible à l'ultraviolet. Les photons émis possèdent une énergie de quelques électronvolts et l'angle d'émission θ selon la direction de la particule s'exprime tel que :

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n \times v}. \quad (1.7)$$

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \times \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right). \quad (1.8)$$

Avec α la constante de structure fine (1/137) et z la charge de la particule incidente.

Lorsqu'un électron relativiste traverse le milieu, sa trajectoire n'est pas rectiligne. Ainsi, les photons Tcherenkov sont émis quasi-isotropiquement dans le milieu, avec une prédominance vers l'avant selon la direction de la particule. La figure 1.6 montre la distribution angulaire des photons Tcherenkov émis par rapport à la direction d'incidence du photon γ initial, pour le cas d'un effet photoélectrique dans le $PbWO_4$.

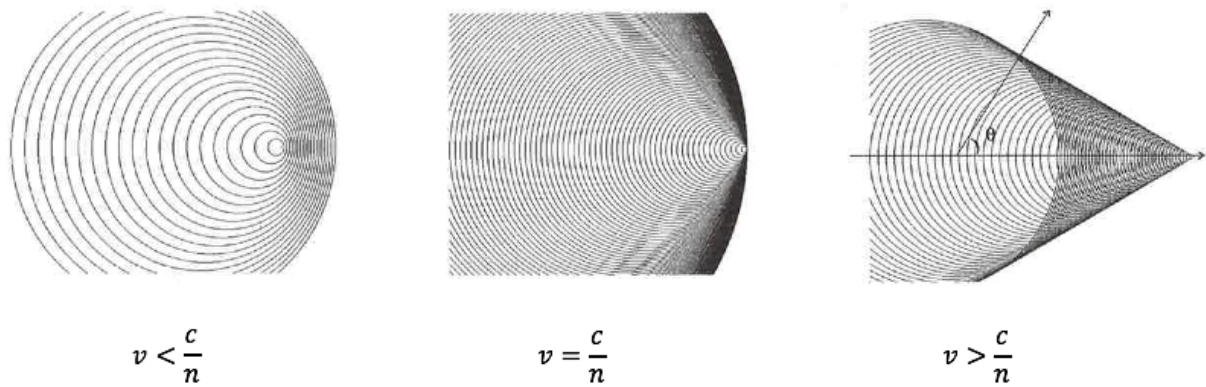


Figure 1.5 – Illustration de l'effet Tcherenkov [23].

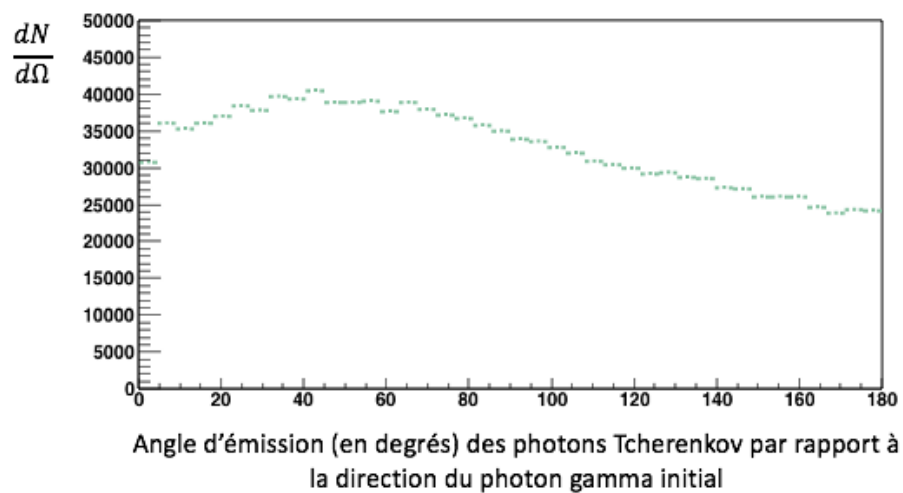


Figure 1.6 – Distribution angulaire des photons Tcherenkov émis par rapport à la direction d'incidence du photon γ initial, pour le cas d'un effet photoélectrique dans le $PbWO_4$. L'histogramme est normalisé par l'angle solide. Cette figure est issue d'une simulation Geant4.

1.2.3 Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

Ce phénomène affecte les électrons énergétiques lorsqu'ils interagissent avec les noyaux des atomes constituant le milieu traversé. Sous l'effet du champ coulombien du noyau, l'électron de haute énergie subit une forte accélération et une déviation de sa trajectoire. Il émet un rayonnement électromagnétique dont le spectre énergétique est compris entre l'énergie cinétique de l'électron accéléré et 0. Suite à cette émission, l'énergie de l'électron est alors diminuée de l'énergie du photon émis. Cet effet de freinage de l'électron est d'autant plus marqué que la vitesse de l'électron initiale est grande.

La perte d'énergie de l'électron par rayonnement de freinage est proportionnelle à l'énergie cinétique de l'électron et au carré du numéro atomique Z des atomes du milieu. Elle est également inversement proportionnelle à la masse de la particule.

2 L'imagerie TEP

La tomographie par émission de positons (TEP) est une technique d'imagerie fonctionnelle nucléaire à visée diagnostique permettant d'étudier les processus physiologiques et biochimiques des humains ou des animaux *in vivo*. Les principaux intérêts cliniques de l'imagerie TEP sont, en outre, de localiser le plus précisément possible les zones cancéreuses, de quantifier l'activité métabolique des tumeurs malignes et des métastases et de mesurer l'efficacité du traitement choisi (chirurgie, radiothérapie, chimiothérapie etc...) afin de l'adapter si besoin. Elle a également un rôle de contrôle pour la prise en charge rapide des récidives.

L'imagerie TEP repose sur le principe de scintigraphie qui est caractérisée par la détection du rayonnement émis par le patient suite à l'injection d'un produit radiopharmaceutique. En TEP, ce sont des rayonnements γ de 511 keV issus de l'annihilation du positon émis par l'isotope émetteur β^+ avec un électron du milieu que l'on détecte en coïncidence. Pour plus d'informations sur le principe général de la TEP, ses applications et les reconstructions tomographiques, le lecteur est invité à consulter les livres [2] et [1] dont les schémas des processus physiques présentés dans cette thèse sont tirés.

2.1 Le produit radio-pharmaceutique

Le produit radio-pharmaceutique, appelé également traceur, est composé d'un vecteur dont le rôle est de suivre l'activité métabolique et de se fixer sur l'organe ou la tumeur à explorer et d'un marqueur radioactif lié chimiquement au vecteur pour localiser la fixation du traceur. L'injection du traceur (sous forme anionique, moléculaire ou encore particulaire) dans le patient avant l'examen se fait généralement par voie veineuse, mais d'autres voies d'administration sont aussi possibles comme la voie orale ou bien l'inhalation.

Les isotopes radioactifs utilisés en TEP sont choisis en fonction de l'énergie des particules β^+

Isotope	E_{max} (keV)	Parcours moyen du positon dans l'eau (mm)	Temps de demi-vie T (min)
Oxygène 15	1723	2.7	2
Azote 13	1190	1.5	10
Carbone 11	981	1.1	20
Fluor 18	635	0.6	110

Table 1.1 – Caractéristiques des principaux isotopes radioactifs émetteurs β^+ utilisés en TEP [24].

émises et de leur période radioactive. Le parcours moyen, représentant la distance moyenne parcourue par la particule avant de s'annihiler, est également un paramètre important puisqu'il limite intrinsèquement la résolution spatiale de l'imagerie. Plus l'énergie cinétique du β^+ est faible, plus son parcours moyen est faible et meilleure sera la résolution spatiale du système. Enfin, la période de l'isotope radioactif caractérisant la durée à partir de laquelle la moitié des noyaux de l'isotope initialement présents se désintègrent spontanément doit être précautionneusement choisie et connue. Elle doit être courte pour limiter la dose délivrée au patient mais suffisante pour permettre de réaliser l'examen et observer convenablement le processus d'intérêt.

Le seul isotope émetteur β^+ existant encore à l'état naturel de nos jours est le potassium 40 (^{40}K) puisque son temps de demi-vie est de l'ordre de 1.26 milliards d'années. Le premier émetteur β^+ artificiel créé par l'homme fût le phosphore 30 (^{30}P) de période radioactive 3min,15s. Sa découverte est due à Irène et Frédéric JOLIOT CURIE qui, en 1934, ont expérimenté des bombardements de particules α sur des atomes d'aluminium 27 (^{27}Al). De nos jours, de nombreux isotopes émetteurs β^+ sont créés artificiellement. Le tableau 1.1 présente les principaux radio-isotopes émetteurs β^+ utilisés en imagerie TEP.

Le radio-isotope le plus couramment utilisé en TEP de nos jours est le fluor 18 produit en cyclotron par bombardement de protons accélérés sur des noyaux d'oxygène 18. La faible énergie cinétique du positon émis lui confère un parcours moyen faible permettant l'obtention d'images TEP des plus spatialement résolues. Pour utiliser ce radio-isotope et profiter de ses caractéristiques, on remplace l'un des groupements hydroxyle (OH) d'une molécule de glucose par un atome de fluor 18 pour former le fluorodésoxyglucose noté $^{18}F - FDG$. Le comportement du désoxyglucose est analogue à celui du glucose, il est absorbé par les cellules présentant une forte activité métabolique dont les tumeurs hypermétaboliques en glucide. En revanche, contrairement au glucose, le désoxyglucose n'est pas complètement métabolisé ce qui permet de suivre son accumulation dans les cellules.

2.2 La désintégration β^+

Le radionucléide utilisé en TEP pour former le traceur doit être émetteur β^+ , c'est à dire présenter un excédent de protons dans son noyau. Afin d'atteindre un état stable, l'isotope possédant un

excèdent de protons peut se désexciter de deux façons :

- soit par le biais de la capture d'un électron (e^-) d'une couche interne de l'atome par un proton (p^+) du noyau afin de se transformer en neutron (n) : c'est la capture électronique (équation 1.9),
- soit transformer un proton en un neutron en émettant un positon (e^+), l'anti-particule de l'électron d'énergie 511 keV et de charge positive : c'est la désintégration β^+ (équation 1.10).



Ces deux processus sont en compétition mais seul la désintégration β^+ est utile en imagerie TEP. Elle peut se produire uniquement lorsque la différence entre les masses atomiques des noyaux père et fils est supérieure à la masse de deux électrons, soit de 1.022 MeV. Le spectre en énergie de l'émission β^+ est continu entre 0 et l'énergie maximale disponible E_{max} qui dépend de la valeur des niveaux d'énergie fondamentale des noyaux père et fils [2]. Quelque soit la voie choisie, il y a émission d'un neutrino (ν) qui est considéré ici comme étant une particule de masse nulle, de charge électrique neutre et d'énergie égale à environ 2/3 de l'énergie totale de la transmutation.

2.3 La détection des photons en coïncidence

La géométrie d'un système d'imagerie TEP est conditionnée par la détection des photons en coïncidence. L'imageur TEP le plus courant est formé d'un assemblage de plusieurs couronnes placées densément pour limiter les espaces morts. Les couronnes, de diamètre typique 80 cm, sont constituées chacune de plusieurs détecteurs. Cela lui permet de détecter en coïncidence les photons γ émis à environ 180° l'un de l'autre issus de l'annihilation positon-électron. La fenêtre de coïncidence est typiquement comprise entre 5 et 20 ns. Les deux détecteurs ayant déclenché en coïncidence définissent ainsi une ligne de réponse (LOR pour *line of response*) le long de laquelle l'annihilation a eu lieu (idéalement). On parle de collimation électronique (figure 1.7). La détection de millions de lignes de réponses permet la reconstruction de la distribution spatiale du traceur injecté dans le corps du patient.

2.3.1 Les différents types de coïncidences

On distingue quatre types de coïncidences qui ne sont pas toutes utiles et parasitent le signal. Il y a la coïncidence vraie, la coïncidence diffusée, la coïncidence fortuite et la coïncidence atténuée (figure 1.8).

Les coïncidences vraies correspondent à la détection des deux photons de 511 keV issus de la même annihilation et qui n'ont pas subi d'interactions avant le détecteur. Les photons détectés ont

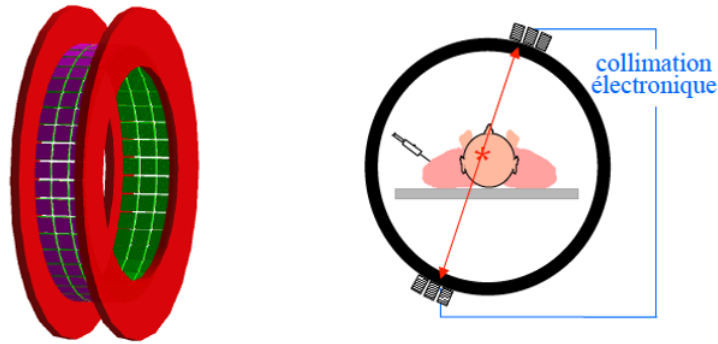


Figure 1.7 – A gauche ; illustration d’un scanner simulé constitué de trois anneaux de 48 modules de détection [25]. A droite ; formation de la ligne de réponse (LOR) par collimation électronique [24].

alors une énergie de 511 keV. Ces coïncidences constituent le signal utile.

Les coïncidences diffusées correspondent à la détection des deux photons issus de la même annihilation mais dont au moins un des photons a subi une ou plusieurs diffusions Compton dans le corps du patient. Le photon diffusé a souvent perdu de l’énergie.

Les coïncidences fortuites (aléatoires) correspondent à la détection de deux photons de 511 keV issus de deux annihilations différentes. Les photons détectés ont une énergie de 511 keV ce qui induit la formation de lignes de réponse biaisées.

Enfin, les "coïncidences atténuées" correspondent à la détection d’un seul photon de 511 keV issu d’une annihilation, l’autre photon étant totalement absorbé par le corps du patient. Il n’y a pas de coïncidence donc aucune ligne de réponse n’est formée. En revanche, ce phénomène représente un enjeu pour l’efficacité de l’imagerie. Il influe sur l’efficacité à détecter une désintégration qui devient dépendante de sa position au sein du patient. Leur nombre dépend de la composition et de l’épaisseur des milieux traversés ainsi que de l’énergie des photons.

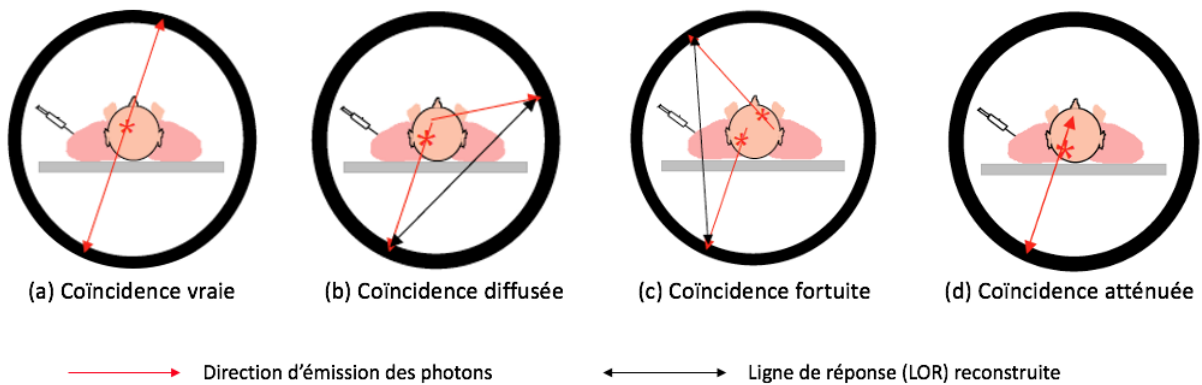


Figure 1.8 – Les différents types de coïncidences en imagerie TEP [24].

2.3.2 Le taux de comptage équivalent bruit

On définit le taux de comptage équivalent bruit (NECR pour *Noise Equivalent Count Rate*) pour caractériser le rapport signal sur bruit à partir des différentes coïncidences détectées. Il se calcule tel que :

$$NECR = \frac{T^2}{T + S + k \times R}. \quad (1.11)$$

Avec ;

- T le taux de coïncidences vraies,
- S le taux de coïncidences diffusées,
- R le taux de coïncidences fortuites,
- et k un facteur de correction (~ 1 ou 2).

Le NECR s'exprime en coups par seconde. Plus il est élevé, meilleur sera le rapport signal sur bruit des images reconstruites.

Il existe des méthodes pour diminuer le taux de coïncidences diffusées et aléatoires afin d'améliorer la qualité de l'image. Les coïncidences diffusées provenant de la diffusion Compton peuvent être rejetées en sélectionnant les coïncidences dont l'énergie déposée est de 511 keV. Cette correction est alors limitée par la résolution énergétique du détecteur. Plus la résolution énergétique du détecteur est élevée, plus étroite peut être la fenêtre énergétique qui rejette les coïncidences diffusées. Cette méthode nécessite une absorption totale du photon γ de 511 keV. Elle est donc bien adaptée aux détecteurs dont le milieu est de grand numéro atomique Z. Les coïncidences diffusées après diffusion Rayleigh ne peuvent, en revanche, pas être rejetées puisque les photons sont déviés sans perte d'énergie. Quant aux coïncidences fortuites, son nombre dépend de la durée de la fenêtre de coïncidence et de l'activité vue par le détecteur. Il peut être estimé tel que :

$$N_{fortuites} = 2 \times \tau \times S_1 \times S_2 \quad (1.12a)$$

$$\propto 2 \times \tau \times A^2. \quad (1.12b)$$

Avec S_1 (respectivement S_2) le nombre d'évènements simples enregistrés par le détecteur 1 (respectivement détecteur 2), τ la durée de la fenêtre de coïncidence et A l'activité vue par le détecteur.

Pour minimiser le nombre de coïncidences fortuites, il faut diminuer la durée de la fenêtre de coïncidence ce qui implique de travailler avec un détecteur de résolution temporelle optimisée. Enfin, la correction associée aux "coïncidences atténuées" consiste en l'utilisation d'une carte d'atténuation du patient lors de la reconstruction de l'image. Cette carte d'atténuation est obtenue grâce à une tomодensitométrie et présente les coefficients d'atténuation des photons de 511 keV au sein du patient.

3 Critères de qualité d'un imageur TEP

Les performances des détecteurs influent sur la qualité de l'image en TEP, notamment la résolution spatiale et temporelle ainsi que la sensibilité du système. Tandis que certains paramètres sont liés à la physique des particules, d'autres peuvent être optimisés et font l'objet de développements continus.

3.1 La résolution spatiale

En imagerie TEP, la résolution spatiale est définie comme la distance minimale nécessaire pour distinguer deux points très proches dans une image. Plus petite est la valeur mesurée, meilleure est la résolution spatiale. Toute erreur sur la reconstruction de la position des interactions γ dans le détecteur se reporte sur la LOR et dégrade la qualité de l'image. On distingue cinq facteurs dégradant la résolution spatiale du scanner :

- le parcours du positon,
- la non-colinéarité des photons d'annihilation,
- l'effet de parallaxe,
- la résolution spatiale des détecteurs,
- et la probabilité de l'interaction des photons γ dans le milieu de détection par effet photo-électrique.

Les deux premiers facteurs sont induits par le processus physique de désintégration β^+ et ne peuvent pas être optimisés. En effet, la détection des photons en coïncidence permet seulement la localisation du lieu d'annihilation du positon. Or, ce positon a parcouru une certaine distance avant de s'annihiler. Cette limite en résolution dépend de l'énergie des β^+ émis par l'isotope utilisé. D'autre part, l'émission des photons d'annihilation à exactement 180° l'un de l'autre implique que le positon et l'électron soient au repos lors de leur annihilation, ce qui n'est pas le cas. Ce phénomène induit une légère déviation aléatoire de l'ordre de 0.25° . On évalue son impact sur la résolution spatiale de l'imagerie en multipliant le diamètre de la couronne de détecteurs (D , en cm) par 0.0022. Ainsi, plus le diamètre du système est grand, plus l'effet de non-colinéarité est néfaste. Une couronne typique de 80 cm de diamètre induit une erreur de non-colinéarité de 1.76 mm soit presque trois fois l'erreur liée au parcours du positon émis par le fluor 18 dans l'eau évalué à 0.6 mm.

L'effet de parallaxe correspond à la dégradation de la résolution spatiale ayant pour origine une incertitude sur la profondeur d'interaction (DOI pour *Depth Of Interaction*) du photon dans le milieu (figure 1.10). Par défaut, la reconstruction suppose que l'interaction a eu lieu à l'entrée du détecteur. Plus le milieu de détection est profond, plus la résolution spatiale est potentiellement dégradée. Pour mesurer la DOI, des travaux se sont orientés sur le développement de :

- détecteurs instrumentés sur deux faces [26, 5, 27, 28],

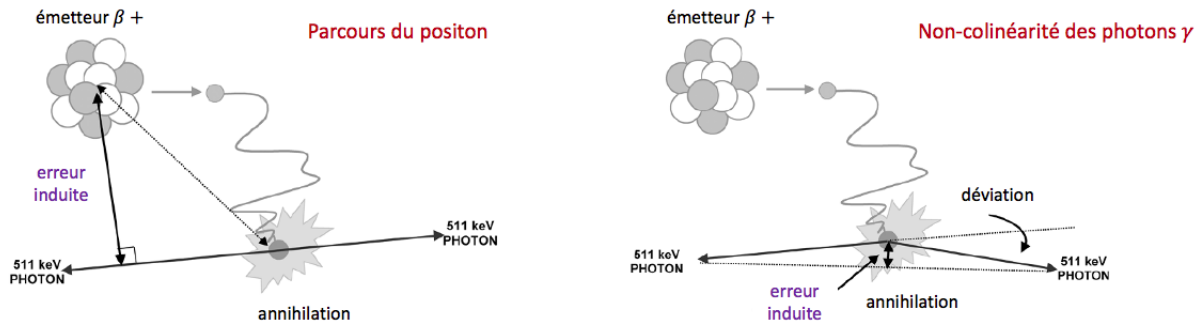


Figure 1.9 – Illustration de l’impact du parcours du positron dans la matière (à gauche) sur la localisation de la fixation du traceur et de l’effet de non-colinéarité des photons γ (à droite) sur la localisation du lieu d’annihilation [2].

- détecteurs instrumentés sur une face, l’autre étant couverte d’un matériau réflecteur [29],
- ou encore de détecteurs *phoswich* constitués d’au moins deux couches de scintillateurs de paramètres de scintillation différents [30, 31].

Ils permettent de localiser le lieu d’interaction du photon en trois dimensions dans le milieu de détection par l’analyse temporelle et/ou spatiale des signaux acquis. D’autres travaux basés sur l’utilisation d’estimateurs statistiques [32] et sur l’intelligence artificielle [33] permettent également une mesure de DOI.

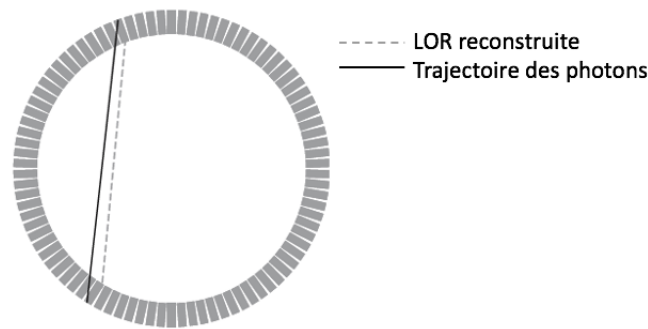


Figure 1.10 – Illustration de l’effet de parallaxe. Le schéma représente un cas typique lorsque les photons interagissent en profondeur dans les détecteurs. La LOR formée traduit la vraie coïncidence. En revanche, sans l’information sur la profondeur d’interaction, la LOR reconstruite diffère de la trajectoire réelle des photons. Cela induit une erreur sur la position d’annihilation.

La largeur du milieu de détection dégrade également la résolution spatiale du scanner dans le plan transverse. Cette dégradation est d’autant plus importante que l’objet à imager s’éloigne du centre du scanner et que la largeur du milieu de détection est importante.

Enfin, la probabilité d’interaction du photon γ par effet photoélectrique dépend de son énergie et du numéro atomique du milieu de détection. Plus celle-ci est élevée et meilleure est la résolution spatiale du détecteur.

Pour résumer, la résolution spatiale d'un imageur TEP (en cm) en réponse à une source positionnée à une distance d_{source} de l'axe de la couronne de détection peut s'écrire telle que [34] :

$$RSI_{scanner} = 1.25 \times \sqrt{\frac{l^2}{4} + d_{positon}^2 + (0.0022 \times D)^2 + \frac{(12.5 \times d_{source})^2}{d_{source}^2 + (D/2)^2}}. \quad (1.13)$$

Avec l la largeur du détecteur, D le diamètre de la couronne de détection, d_{source} la distance entre la source et l'axe de la couronne de détection et $d_{positon}$ la distance moyenne parcourue par le positon avant son annihilation avec un électron. Si l'effet de parallaxe est corrigé, la résolution spatiale ultime du scanner devient :

$$RSIU_{scanner} = \sqrt{\frac{l^2}{4} + d_{positon}^2 + (0.0022 \times D)^2}. \quad (1.14)$$

Actuellement, la résolution spatiale typique des imageurs TEP cliniques (corps entier) est comprise entre 3 et 5 mm au centre de la couronne de détection.

3.2 La sensibilité

La sensibilité d'un imageur TEP est définie comme sa capacité à détecter les photons émis en coïncidence dans son champ de vue. Elle est conditionnée par la géométrie du scanner et l'efficacité intrinsèque du détecteur. La géométrie du scanner définit l'angle solide du détecteur vu depuis la source. Plus le diamètre du scanner est petit, meilleure est l'efficacité géométrique.

L'efficacité de détection intrinsèque du détecteur dépend surtout du milieu de détection. Le coefficient d'atténuation linéique (ou massique) quantifie la proportion de photons γ ayant interagi dans le milieu de détection. Un matériau présentant un grand numéro atomique Z et une grande densité induit un haut coefficient d'atténuation linéique. Cela permet de détecter plus de photons pour un même temps d'exposition et une même dose injectée. On obtient également une amélioration du rapport signal sur bruit, une diminution de l'effet de parallaxe ou encore une réduction de la dose injectée au patient si la qualité de l'image est déjà suffisante.

3.3 La résolution énergétique

Un scanner TEP doit posséder une bonne résolution en énergie afin de rejeter au maximum les coïncidences diffusées, sources d'erreurs dans la reconstruction et réduisant le contraste. La résolution en énergie est définie comme la largeur à mi-hauteur du pic photoélectrique des photons à détecter à une énergie donnée. La résolution en énergie (en %) peut être calculée telle que :

$$RE_{détecteur} = \frac{FWHM_{pic}}{Energie_{pic}} \times 100. \quad (1.15)$$

Cette résolution est liée au nombre d'interactions ayant déposé de l'énergie dans le détecteur. Prenons en exemple le $PbWO_4$ comme milieu de détection. Lorsque le photon γ de 511 keV in-

teragit dans le cristal de $PbWO_4$, il va créer des électrons primaires par effet photoélectrique et/ou diffusion Compton. Ces électrons vont à leur tour interagir dans le milieu, dissiper leur énergie et provoquer l'émission de photons de scintillation et de photons Tcherenkov. Ces photons arracheront des électrons à la photocathode du photomultiplicateur si l'énergie est suffisante. Le nombre de photons de scintillation émis est conditionné par le rendement lumineux du cristal. Plus le nombre de photons produits et détectés est grand, plus faible est l'incertitude sur la mesure de l'énergie de la particule incidente et meilleure est la résolution énergétique définie par l'équation 1.15. Les cristaux de haut rendement lumineux tels que le NaI (historique), le LSO, le LYSO et le $LaBr_3$ présentent les meilleures résolutions en énergie.

3.4 La résolution temporelle

La résolution temporelle d'un scanner TEP est conditionnée par la rapidité de la chaîne électronique de mesure à acquérir et traiter les événements et la résolution temporelle intrinsèque du détecteur. En TEP, la résolution temporelle intrinsèque d'un détecteur est mesurée comme le rapport de la résolution temporelle de coïncidence (CRT pour *Coincidence Resolving Time*) sur racine de deux. Concrètement, la mesure consiste en l'acquisition en coïncidence des photons d'annihilation. La largeur à mi-hauteur de la distribution de la différence des estimateurs de temps des signaux quantifie le CRT.

Actuellement, la résolution temporelle intrinsèque du détecteur est principalement limitée par le mécanisme de production de lumière. Dans le cas d'un détecteur à scintillation, plus courtes sont les constantes de temps de scintillation et plus élevé est le rendement de lumière, meilleure est la résolution temporelle du détecteur. Les radiateurs Tcherenkov, dont l'émission de photons est quasi-instantanée (< 10 ps), seraient donc les meilleurs candidats s'ils produisaient beaucoup de photons. Les scintillateurs qui présentent une luminescence de coeur (*cross-luminescence* en anglais) tels que le BaF_2 et le CsF sont également de très bon candidats. Cette luminescence est très rapide, de l'ordre de la nanoseconde (0.6 ns pour le BaF_2 et entre 2 et 4 ns pour le CsF). Néanmoins, cette luminescence est souvent associée à un faible rendement lumineux (1,400 ph/MeV pour le BaF_2 et 1,900 pour le CsF) et peut être accompagnée d'une émission plus lente (620 ns avec un rendement de 9,500 ph/MeV pour le BaF_2) [35, 36]. La résolution temporelle intrinsèque du détecteur dépend également des performances temporelles du photodétecteur utilisé qui convertit les particules secondaires en signal électrique.

3.5 Le détecteur idéal pour la TEP

Pour résumer, le détecteur TEP idéal aurait un milieu de détection présentant :

- un coefficient d'atténuation linéique (ou massique) et un rapport photoélectrique élevé pour assurer une bonne efficacité de détection, limiter la diffusion Compton dans le milieu de détection et réduire la dose injectée au patient,
- un rendement de production de particules secondaires (photons de scintillation, photons Tcherenkov, électrons) important pour assurer une bonne résolution en énergie nécessaire à

- la réjection des coïncidences diffusées,
- une faible épaisseur pour diminuer l’incertitude sur la profondeur d’interaction des photons γ dégradant la résolution spatiale sur la localisation du lieu d’annihilation ou être capable de reconstruire avec précision l’interaction du photon γ en trois dimensions,
- une faible largeur pour limiter l’incertitude du lieu d’interaction en 2 dimensions à l’entrée du détecteur,
- et une bonne résolution temporelle pour l’utilisation du temps de vol.

En réalité, l’optimisation des performances des détecteurs TEP actuels exige souvent un compromis. A titre d’exemple, un milieu de détection fin permet d’optimiser la résolution spatiale du détecteur mais dégrade l’efficacité de détection.

4 Les détecteurs actuels utilisés en TEP

Il existe quatre technologies de détecteurs en TEP, chacune utilisant un milieu d’interaction différent. On distingue les détecteurs à scintillation, les détecteurs à semi-conducteurs, les détecteurs gazeux [37] et les détecteurs liquides [38, 39, 40]. Seuls les détecteurs à scintillation et à semi-conducteurs les plus courants et commercialisés seront développés dans cette thèse. En fin de section, nous présenterons également l’intérêt du développement actuel des détecteurs Tcherenkov [41, 42].

4.1 Détecteurs à scintillation

Les détecteurs à scintillation font partie des premiers détecteurs à avoir été utilisés pour la détection des rayonnements. Ils sont constitués d’un bloc scintillateur qui a pour rôle de convertir le rayonnement (γ , α , β) en rayonnements lumineux de plus faible énergie (les photons de scintillation) et d’un photodétecteur qui convertit les photons de scintillation en électrons responsables de la formation du signal électrique. Le nombre de photons de scintillation émis par le scintillateur est proportionnel à l’énergie cédée au milieu par les électrons, elle même directement liée à l’énergie cédée par la particule incidente. Ces détecteurs sont donc bien adaptés à la spectrométrie γ .

4.1.1 Les propriétés du scintillateur

Le scintillateur utilisé doit remplir plusieurs critères pour être un bon candidat à la détection de rayonnement. Il doit présenter un rendement lumineux suffisant et doit être d’épaisseur adéquate selon les particules à détecter. Un détecteur de particules lourdes (α , ions) sera moins épais qu’un détecteur de particules β^+ et de photons γ . De plus, le scintillateur doit être transparent à la longueur d’onde de ses photons de scintillation afin de ne pas les absorber avant leur détection par le photodétecteur. Pour la détection des photons γ , le scintillateur doit posséder un numéro atomique Z élevé qui favorise les interactions par effet photoélectrique. Les constantes de temps de scintillation (durée d’émission de la lumière) du scintillateur sont également importantes. Plus faibles sont

Scintillateur	$\rho(g/cm^3)$	LY (ph/MeV)	τ_{sc} (ns)
(O) Anthracène	1.25	6,020	5
(O) Polystyrène	1.0	17,200	30
(I) NaI :Tl	3.67	43,000	230
(I) BGO($Bi_4Ge_3O_{12}$)	7.13	8,200	300
(I) CsI	4.51	16,800	10
(I) LSO ($Lu_2SiO_5 : Ce$) / LYSO	7.4	27,000	40
(I) $LaBr_3 : Ce$	5.29	63,000	20
(I) $CeBr_3$	5.2	58,000	21

Table 1.2 – Caractéristiques de quelques scintillateurs organiques (O) et inorganiques (I), [35, 43, 44]. Avec $\rho(g/cm^3)$ la densité du cristal, LY le rendement de scintillation et τ_{sc} la constante de temps moyenne de scintillation.

les constantes de scintillation, meilleure est la résolution temporelle du détecteur. Enfin, il est souhaitable que son indice optique soit proche de celui de la fenêtre optique du photodétecteur pour limiter les réflexions et ainsi optimiser la collection des photons de scintillation.

Dans la pratique, le scintillateur est imparfait. Il est donc nécessaire d'adapter le choix du scintillateur selon son usage et de souvent réaliser des compromis.

On distingue principalement deux grandes familles de scintillateurs : les scintillateurs organiques et les scintillateurs inorganiques (minéraux). Les scintillateurs organiques (cristal, liquide, plastique) présentent peu d'intérêts pour les mesures de spectrométrie et l'application TEP puisqu'ils ont un numéro atomique Z faible. En revanche, le mécanisme de scintillation étant dû majoritairement à la fluorescence, ils présentent des constantes de temps de scintillation courtes (de 1 à 10 ns). Les scintillateurs inorganiques, de structure cristalline, doivent leur luminescence aux centres luminescents présents dans la bande interdite du cristal (\sim quelques eV), souvent associés à des ions ou impuretés (cf Chapitre 3). Ces scintillateurs présentent souvent un haut numéro atomique Z et un bon rendement lumineux. En revanche, les constantes de temps de scintillation sont généralement plus longues que celles des scintillateurs organiques. Le tableau 1.2 permet la comparaison des caractéristiques de quelques scintillateurs inorganiques et organiques. Le tableau 1.3 est un tableau plus complet des propriétés physiques des scintillateurs inorganiques utilisés en TEP.

Il existe principalement trois catégories de photodétecteur à coupler avec un scintillateur pour l'application TEP : les tubes photomultiplicateurs (PMTs et MCP-PMTs), les photodiodes à avalanche (APDs) et les photomultiplicateurs au silicium (SiPMs).

Scintillateur	ρ (g/cm^3)	Z_{eff}	μ_{AbsPE} (cm^{-1})	LY (ph/MeV)	τ_{sc} (ns)	λ_{max} (nm)
NaI :Tl	3.67	50.80	0.058	43,000	230	415
BGO($Bi_4Ge_3O_{12}$)	7.13	75.2	0.336	8,200	300	505
CsI	4.51	54	0.09	16,800	10	310
LSO ($Lu_2SiO_5 : Ce$) / LYSO	7.4	66	0.28	27,000	40	420
LuAG ($Lu_3Al_5O_{12} : Ce$)	4.55	32.6	0.017	11,000	70	550
$PbWO_4$	8.28	75.6	0.485	100-300	2, 6, 30	420

Table 1.3 – Propriétés physiques des scintillateurs les plus utilisés en TEP [35]. Avec $\rho(g/cm^3)$ la densité du cristal, Z_{eff} le numéro atomique effectif, μ_{AbsPE} le coefficient d'absorption photoléctrique, LY le rendement de scintillation, τ_{sc} la constante de temps moyenne de scintillation et λ_{max} la longueur d'onde du pic d'émission maximale.

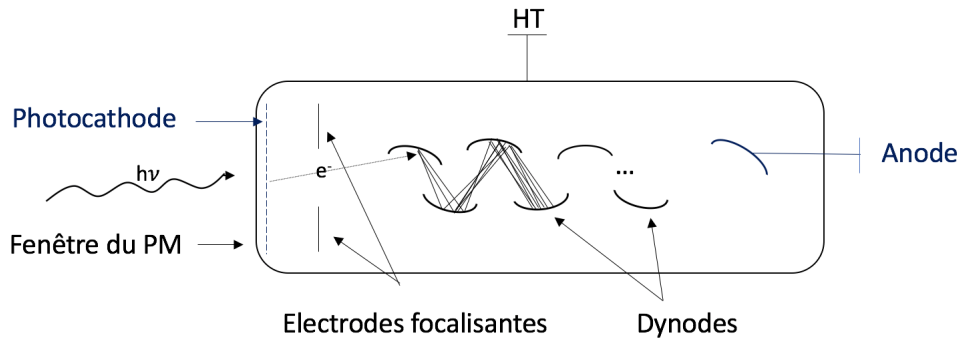
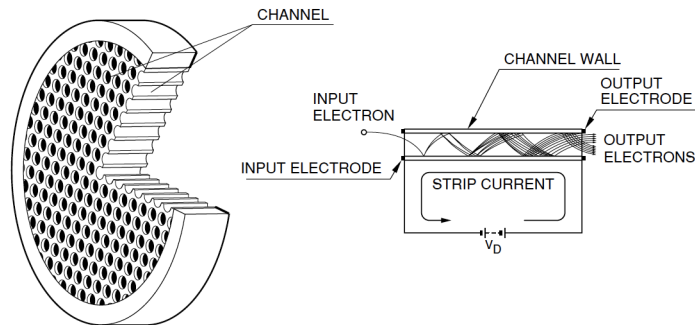


Figure 1.11 – Principe de multiplication des électrons d'un PMT à dynodes.



THEV3_1001EA

Figure 1.12 – Principe de multiplication des électrons d'un MCP-PMT [45].

4.1.2 Les tubes photomultiplicateurs

Un photomultiplicateur (*PMT pour Photomultiplier Tube*) est un photodétecteur permettant la conversion d'un rayonnement lumineux dans le domaine de longueur d'onde ultraviolet (UV) jusqu'à l'infrarouge (IR) en une impulsion électrique. Les PMTs sont composés d'une photocathode, d'électrodes focalisantes, de quelques dizaines d'électrodes appelées dynodes et d'une cathode, le tout disposé dans un tube en verre sous vide tel que montre la figure 1.11. La fenêtre du PMT, généralement en verre (~ 2 mm), est couplée optiquement au scintillateur. Lorsqu'un photon optique traverse la fenêtre du PMT et atteint la photocathode constituée d'une fine couche d'un alliage métallique alcalin (d'épaisseur de quelques dizaines de nm), il y arrache un ou plusieurs photoélectrons par effet photoélectrique. La haute tension appliquée entre la photocathode et la première dynode ainsi que les électrodes focalisantes permettent d'accélérer ce photoélectron et de le multiplier par interactions successives sur les dynodes. Les dynodes sont composées d'un matériau de haute émission secondaire tel que l'antimoniure alcalin, l'oxyde de magnésium ou encore l'oxyde de beryllium. Chaque dynode voit un champ électrique croissant par rapport à la précédente dynode ce qui permet la multiplication progressive des électrons. A l'extrémité du tube, l'anode collecte une quantité importante d'électrons créant ainsi une brève impulsion de courant que l'on peut associer à l'arrivée du photon sur la photocathode. Un PMT constitué de n dynodes ($\sim 8-16$) de facteur de multiplication moyen ρ (typiquement compris entre 3 et 5) présente un gain moyen $G_{PMT} = \rho^n$. On utilise souvent des PMTs dont le gain est de l'ordre de 10^6 .

Les photomultiplicateurs à galettes de micro-canaux (MCP-PMTs) utilisent le même principe de production de photoélectron primaire. Mais contrairement aux PMTs classiques défini précédemment, les MCP-PMTs sont composés de micro-canaux constitués par un matériel hautement résistif tel que le verre au plomb et dont la face interne est revêtue d'un matériau à forte émission secondaire tel que l'alumine (Al_2O_3). Les micro-canaux sont organisés sous formes de galettes de micro-canaux. Lorsqu'un photon optique arrache un électron de la photocathode, l'électron est accéléré par une haute tension entre la photocathode et les micro-canaux. Le photoélectron ainsi accéléré entre (ou non) dans un des canaux de la galette de façon directe ou après avoir rebondi (une ou plusieurs fois) sur la surface de collection. La tension appliquée sur les galettes permet d'accélérer le photoélectron collecté dans le micro-canal. Chaque interaction du photoélectron avec la paroi interne du micro canal permet sa multiplication par le processus d'émissions secondaires d'électrons (figure 1.12). Ce processus se répète tout au long du micro-canal aboutissant ainsi à un nombre d'électrons exponentiel croissant. Les électrons sont dirigés vers les anodes grâce à un champ électrique et y induisent une brève impulsion de courant. Une description plus détaillée des performances du MCP-PMT sera faite dans le chapitre 4.

Typiquement pour un MCP-PMT utilisant une photocathode de technologie bialcaline tel que le Planacaon XP85012 de Photonis, on mesure le taux de comptage d'obscurité (DCR pour *Dark Count Rate*) de l'ordre d'une centaine de coups par seconde et par centimètre carré, une efficacité de détection des photons maximale de 22 % vers 400 nm et un temps de transit moyen des photo-

électrons de 35 ps (cf Chapitre 4). Malgré ces bonnes performances, les photomultiplicateurs (PMs) présentent l'inconvénient d'être fragiles, encombrants et coûteux, de nécessiter l'utilisation d'une haute tension (> 1 kV) et d'être sensibles aux champs magnétiques intenses. C'est pourquoi, depuis quelques années, de nombreux travaux sont orientés sur l'utilisation de photodiodes à avalanches et de SiPMs pour la TEP.

4.1.3 Les photodiodes à avalanches

Une photodiode à avalanche (*APD pour Avalanche Photodiode*) est un composant semi-conducteur constitué d'une jonction P-N polarisée en inverse. Elle détecte les rayonnements lumineux allant des rayons X aux infrarouges (IR). En TEP, le semi-conducteur le plus couramment utilisé est le silicium (Si) dont le domaine spectral s'étend de 250 nm à 1100 nm. Lorsqu'un photon est absorbé par le semi-conducteur et que son énergie est supérieure l'énergie de la bande interdite du matériau, il crée des paires électron-trou au sein de ce dernier. Les électrons migrent alors dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence. Le champ électrique externe appliqué (quelques volts) accélère les électrons vers la couche dopée "N" et les trous vers la couche dopée "P". Il en résulte un courant électrique proportionnel au nombre de photons absorbés. Si l'énergie de l'électron primaire est suffisamment grande, il peut ioniser le matériau et crée à son tour une ou des paires électron-trou.

Le gain des APDs est inférieur à 10^3 , donc bien plus faible que celui des PMTs, et de grande dispersion. Les APDs présentent une très bonne efficacité quantique aux longueurs d'ondes utilisées en TEP : elle est comprise entre 60 et 80 %. Ils sont compacts et de petites tailles ce qui permet le couplage de type "one-to-one coupling", c'est à dire à une cellule APD est couplée un cristal. Un autre avantage des APDs est leur insensibilité au champ magnétique intense (~ 9 T) ouvrant la voie aux applications d'imagerie multi-modales telle que la TEP-IRM.

4.1.4 Les photomultiplicateurs au silicium

Les photomultiplicateurs au silicium (*SiPMs pour Silicon Photomultipliers*) sont composés de milliers de micro-cellules photodétectrices (APDs) qui forment un plan de détection pixelisé (figure 1.13). Chaque micro-cellule fonctionne en mode Geiger et est reliée à une résistance de "quench". Cette résistance est utilisée pour stopper le processus d'avalanche. Ainsi, le signal produit par les micro-cellules n'est pas proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Il est proportionnel au nombre de déclenchements. A très haut flux de photons, une même cellule aura une probabilité non négligeable de détecter plusieurs photons mais l'instrumentation ne pourra pas les discriminer. Toutes les cellules sont connectées en parallèle à un canal de lecture commun. Le signal du SiPM obtenu est la somme des signaux issus de toutes les cellules. Un détecteur TEP utilise généralement plusieurs SiPMs. L'information spatiale du détecteur à base de SiPMs est obtenue via l'analyse du comptage des différentes cellules.

Les SiPMs présentent un gain comparable à celui des MCP-PMTs, de l'ordre de 10^6 et un rendement quantique jusqu'à 80% vers 400 nm. Ils sont compacts, de quelques millimètres d'épaisseur

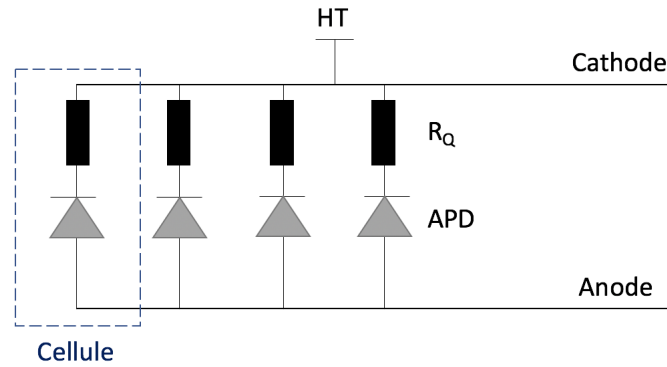


Figure 1.13 – Schéma simplifié de la structure d'un SiPM.

et sont très peu sensibles au champ magnétique. De plus, ils nécessitent une faible tension d'alimentation (inférieure à la centaine de volts) contrairement aux MCP-PMTs et sont moins coûteux (à l'unité). Le principal inconvénient des SiPMs est leur taux de comptage d'obscurité qui est assez élevé, pouvant varier de 20 à 1000 kHz/mm². Le tableau 1.4 résume les caractéristiques principales des PMTs, APDs et SiPM [46].

Le récent système TEP commercial "Siemens Biograph Vision " développé par Siemens présente une excellente résolution temporelle. Il est constitué de petits cristaux (3.2 x 3.2 x 20mm³) de LSO couplés à des matrices (4x4) de SiPMs. A 511 keV, le système présente une résolution en énergie de 9%, une résolution temporelle de coïncidence de 215 ps et une résolution spatiale de 3.6 mm à 1 cm du centre du champ de vue (*FOV pour Field Of View*) [47].

Plusieurs constructeurs se partagent le marché de la TEP. On y retrouve notamment trois grandes entreprises de l'imagerie médicale : General Electric Healthcare (GE), Siemens et Philips. Le tableau 1.5 résume les caractéristiques principales de plusieurs systèmes commerciaux de type TEP/TDM et TEP/IRM.

Les systèmes TEP sont souvent combinés à une autre modalité d'imagerie telle que la tomoden-

Photodecteurs	PMT	APD	SiPM
Gain	10 ⁵ - 10 ⁷	10 ²	10 ⁵ -10 ⁶
Temps de montée (ns)	<1	2-3	~ 1
DCR ou DC	10-100 Hz/cm ²	1-10 nA/mm ²	0.1-1 MHz/mm ²
Efficacité quantique (à 420 nm)	25 %	60-80 %	< 80* %
Tension d'alimentation	1-2 kV	100 - 1,5 kV	50 V
Dépendance en température (%/°C)	<1	2-3	3-5
Susceptibilité magnétique	Importante (mT)	Aucune (< 9 T)	Aucune (< 15 T)

Table 1.4 – Caractéristiques principales des PMTs, APDs et SiPMs. Avec * PDE = QE × ε_{geometry} × ε_{Geiger} et DCR (ou DC) pour taux de comptage (ou courant) d'obscurité.

Nom du système	Discovery MI	Biograph Vision	Veros Digital	Ingenuity TF	SIGNA
Entreprise	GE	Siemens	Philips	Philips	GE
Modalités	TEP/TDM	TEP/TDM	TEP/TDM	TEP/IRM	TEP/IRM
Scintillateur	LBS	LSO	LYSO	LYSO	LBS
Photodétecteur	SiPM	SiPM	dSiPM	PMT	SiPM
Rés. spatiale (mm)	4.2	3.6	4.1	4.7	4.57
CRT (ps)	385	215	325	550	385
Rés. en énergie (%)	9.4	9	11.1	13	9.4

Table 1.5 – Caractéristiques principales des quelques systèmes d’imagerie TEP/TDM et TEP/IRM commerciaux [3], avec *Rés.* pour *résolution*. LBS signifie *Lutetium Based Scintillators*

sitométrie (TDM) ou l’imagerie par résonance magnétique (IRM) afin d’améliorer la précision du diagnostic. La TDM mesure la densité radiologique des tissus et organes grâce à la cartographie des coefficients d’atténuations des rayons X en sortie du patient. L’image résultante est en trois dimensions et elle fournit un repère anatomique que l’on peut associer à l’image métabolique issue de l’imagerie TEP par recalage d’image. L’IRM, quant à elle, est une imagerie tridimensionnelle de haute résolution spatiale ($\sim mm^3$ pour les systèmes cliniques et de l’ordre de la centaine de μm^3 en pré-clinique), utilisée pour obtenir une information anatomique mais aussi fonctionnelle des tissus et organes. La multimodalité des systèmes permet d’acquérir parfois simultanément des images des deux modalités disponibles sur le système dans les mêmes conditions (telle que la position du patient sur la table d’imagerie)[48]. De tels systèmes hybrides permettent de réduire les erreurs de positionnement et d’améliorer la qualité du recalage et de la fusion d’images issues des différentes modalités.

4.2 Détecteurs à semi-conducteurs

Les détecteurs à semi-conducteurs présentent l’avantage de convertir directement l’énergie du photon incident en porteurs de charge (électrons et trous) au sein du matériau. Ces électrons et trous se déplacent dans des directions opposées sous l’effet d’un champ électrique générant ainsi une impulsion de courant mesurable. L’énergie nécessaire pour produire une paire électron/trou est de l’ordre de 3.6 eV dans le silicium et de 2.8 eV dans le germanium à 300 K.

La résolution en énergie des semi-conducteurs est bien meilleure celle des détecteurs à scintillation. Les coïncidences diffusées sont donc plus efficacement rejetées ce qui améliore le rapport signal sur bruit. Les semi-conducteurs les plus utilisés sont le silicium (Si) et le germanium (Ge) ainsi que les tellurures de cadmium (CdTe, CZT) qui connaissent un développement grandissant [49, 50]. Le tableau 1.6 résume quelques caractéristiques de ces semi-conducteurs. Les études sur l’utilisation des CZT en TEP ont démontré une résolution en énergie de 2.2% à 511 keV et une résolution spatiale sub-millimétrique [51]. Ainsi, les détecteurs à semi-conducteurs sont capables de fournir d’excellentes résolutions spatiale et énergétique. En revanche, la mobilité des porteurs de charges

Semi-conducteur	CdTe	CZT	TlBr
Densité (g/cm^3)	5.85	5.78	7.56
Rendement de production de charge (e^-/MeV)	2×10^5	2×10^5	1.5×10^5
Coefficient d'atténuation linéaire à 500 keV (cm^{-1})	0.54	0.54	1.04

Table 1.6 – Propriétés des semi-conducteurs à base de tellure de cadmium et de bromure de thallium [52].

est lente. Cela dégrade la résolution temporelle qui est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. De plus, le faible coefficient d'atténuation des photons de 511 keV diminue l'efficacité de détection.

4.3 Détecteurs Tcherenkov

Les détecteurs Tcherenkov sont basés sur l'utilisation de l'effet Tcherenkov expliqué plus haut. La production de photons lumineux issus du processus de scintillation n'est pas immédiate et dépend des propriétés du scintillateur utilisé. En revanche, la production de photons Tcherenkov peut être considérée comme instantanée. Ainsi, la détection des photons Tcherenkov est un outil de précision pour le temps d'émission des photons. Plusieurs travaux ont démontré d'excellentes performances temporelles issues de détecteurs composés d'un cristal de PbF_2 , radiateur Tcherenkov pur [53, 10, 11]. Une résolution temporelle de 70 ps (FWHM) en réponse à la détection de photons de 511 keV a été obtenue au détriment d'une efficacité de détection assez faible ($< 11\%$).

Le rendement de production de photons Tcherenkov est faible comparé au rendement de photons de scintillation. Il est donc primordial de disposer d'un photodétecteur de haute efficacité quantique aux photons bleus-ultraviolets. De plus, le rendement de détection des photons optiques émis est nettement inférieur à l'unité. Cette perte de rendement a pour origine l'auto-absorption des cristaux qui présentent une bande limitée de transparence [54]. Or le faible nombre de photons Tcherenkov détectés est un facteur très limitant pour la résolution temporelle du détecteur.

Pour obtenir un détecteur rapide et de résolution en énergie convenable, il est commun d'utiliser un cristal à la fois scintillant et radiateur Tcherenkov tels que les cristaux de LSO, de $PbWO_4$ ou encore de LuAG dont les propriétés physiques Tcherenkov sont indiquées dans le tableau 1.7. Pour ces cristaux scintillants et Tcherenkov, la détection des photons Tcherenkov prompts permet l'obtention d'une excellente résolution temporelle et la détection des photons de scintillation permet d'améliorer les résolutions spatiale et énergétique du détecteur. Les travaux de S.I. Kwon et al. [55] portant sur l'utilisation d'un cristal de BGO couplé à des SiPMs ont démontré une résolution temporelle de coïncidence de 270 ps (FWHM). C'est sur ce principe de double détection (photons Tcherenkov et de scintillation) que repose le projet ClearMind détaillé dans le chapitre 2.

Cristal	LSO : Ce	LuAG : Ce	$PbWO_4$	PbF_2
Indice optique (g/cm^3)	1.82	1.84	2.20	1.82
Parcours des électrons e_{Cher}^- (μm)	527	582	513	-
Absorption fondamentale (nm)	190	177	370	-
Seuil énergétique des e_{Cher}^- (keV)	97	101	63	100
Nombre de photons Tcherenkov émis	22	15	21	20

Table 1.7 – Propriétés Tcherenkov des cristaux de LSO, LuAG et $PbWO_4$ calculées dans [56] à 511 keV. e_{Cher}^- signifie les électrons assez énergétiques pour émettre des photons Tcherenkov.

5 L'imagerie TEP à temps de vol

La tomographie par émission de positons à temps de vol (TOF-PET, TOF pour *Time-Of-Flight*) a émergé dans les années 80 et tend aujourd'hui à devenir un standard de l'imagerie TEP. Le premier système TEP à temps de vol était basé sur l'utilisation de cristaux de CsF et de BaF₂, de faible densité (4.61 et 4.89 g/cm^3) présentant des constantes de temps de scintillation très courtes (2.5 et 0.6 ns) mais un faible rendement lumineux (6 et 5 % du rendement lumineux du NaI)[57]. Les recherches se sont alors orientées vers le BGO, cristal prometteur au vue de sa haute densité (7.13 g/cm^3). Malheureusement, ses constantes de temps de scintillation lentes (60 (10%) et 300 ns (90%)) ont limité son application [58]. Les systèmes PET-TOF de nos jours sont principalement équipés de cristaux de LSO ou LYSO qui sont rapides, de haute densité, de haut numéro atomique et qui présentent un très grand rendement de scintillation (table 1.3) [59]. Ces systèmes permettent d'obtenir une excellente résolution temporelle de coïncidence (table 1.5) atteignant même les 215 ps (FWHM) pour le Biograph Vision PET/CT de Siemens.

5.1 Principe du temps de vol

En TEP conventionnelle, la probabilité que la position de l'annihilation positon-électron se situe sur un voxel de la ligne de réponse est uniforme. La reconstruction de la position nécessite le traitement d'un grand nombre de projections acquises selon des angles différents.

Le principe du temps de vol consiste à mesurer la différence de temps d'arrivée (aux détecteurs) des deux photons de 511keV acquis en coïncidence (figure 1.14). Cette mesure permet l'estimation de la position d'annihilation le long de la ligne de réponse telle que :

$$\sigma(x) = \frac{c \times \sigma(t)}{2}. \quad (1.16)$$

Avec $\sigma(t)$ la résolution temporelle et c la célérité de la lumière dans le vide (30 cm/ns). Meilleure est la résolution en temps de la mesure, meilleure est la résolution spatiale le long de la ligne de réponse. Ainsi, un système de résolution temporelle de coïncidence de 210 ps (FWHM) traduit une résolution spatiale de 3.15 cm (FWHM) le long de la ligne de réponse.

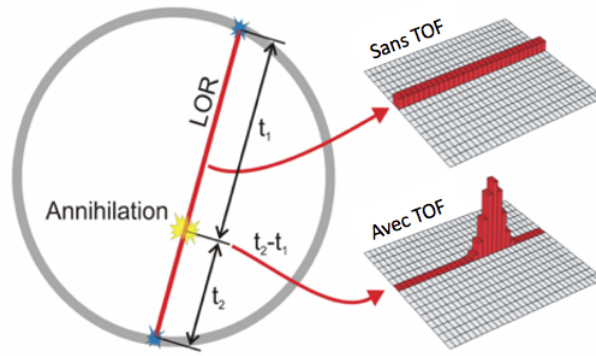


Figure 1.14 – Illustration de la TEP-TOF [12].

5.2 Apport du temps de vol

L'information temps de vol Δx a trois intérêts principaux [60, 61, 62, 63, 64] :

- améliorer la qualité de l'image,
- accélérer la reconstruction,
- et en conséquence réduire la dose injectée au patient.

On estime le gain du rapport signal sur bruit de l'image par l'utilisation du temps de vol proportionnel à la taille de l'objet à imager (D_{objet}) et inversement proportionnel à la résolution spatiale obtenue le long de la ligne de réponse (Δx) [65, 46] :

$$G_{SNR} \propto \sqrt{\frac{D_{objet}}{\Delta x}}. \quad (1.17)$$

Le NECR peut être exprimé comme le carré du rapport signal sur bruit. Le gain obtenu sur le NECR en prenant en compte l'information de temps de vol est alors exprimé tel que :

$$G_{NECR} \propto \frac{D_{objet}}{\Delta x}. \quad (1.18)$$

On remarque que l'apport du temps de vol sur la qualité de l'image est plus bénéfique pour les objets de taille importante à imager et que l'amélioration de la résolution spatiale permet non seulement d'augmenter la sensibilité du système aux petits objets mais aussi d'augmenter le gain sur le NECR.

La figure 1.15 issue des travaux de Conti et al. [63] illustre très bien l'effet du temps de vol sur la qualité de l'image. Cette figure présente trois fantômes identiques imagés par des scanners différents. Les images (a) et (b) ont été acquises grâce au système Siemens Biograph mCT PET/CT sans et avec l'information temps de vol. L'image (c) a été acquise avec le scanner Siemens Biograph Vision avec l'information temps de vol. On peut observer que la prise en compte du temps de vol a réduit les artefacts présents sur l'image (a) issue d'un scanner TEP conventionnel et que cette diminution d'artefacts est d'autant plus marquée que la résolution temporelle du système est

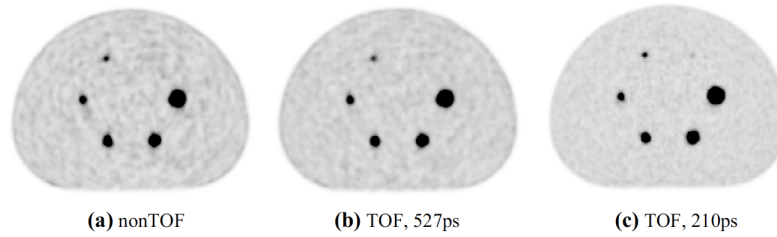


Figure 1.15 – Illustration issu des travaux de Conti et al [63] sur l’apport du temps de vol sur la qualité de l’image. Coupes transaxiales du même fantôme de qualité d’image imagé par les scanners Siemens Biograph mCT PET/CT(sans temps de vol (a) et avec temps de vol (b)) et Siemens Biograph Vision (c). Le fantôme imagé est composé de six sphères de diamètre 5,8,10,13,17 et 22 mm avec un contraste d’environ 4 : 1 et contient 50 MBq de fluor 18 dans le bruit de fond.

meilleure.

La qualité des images issues d’une reconstruction itérative dépend du nombre d’itérations. Plus le nombre d’itérations est grand, meilleure est la restitution des hautes fréquences dans l’image. Or, l’augmentation du nombre d’itérations augmente également le bruit. L’utilisation de l’information temps de vol dans une telle reconstruction permet d’obtenir, à nombre d’itérations égales, des images plus contrastées et moins bruitées. Si le contraste est déjà suffisant suite à une reconstruction sans temps de vol, il est possible de diminuer le nombre d’itérations réalisées ce qui accélère la reconstruction. Un système TOF parfait ($\Delta(t) \rightarrow 0$) permettrait de s’affranchir des algorithmes de reconstruction puisque la position de l’annihilation le long de la ligne de réponse serait parfaitement localisée. La reconstruction analytique (par rétroprojection filtrée par exemple) bénéficie aussi des avantages du temps de vol puisque le rapport signal sur bruit est inversement proportionnel à la racine carré du nombre de voxels propageant du bruit sur la ligne de réponse. En diminuant le nombre de voxels, le rapport signal sur bruit augmente.

Enfin, à dose équivalente, le temps d’acquisition peut être réduit avec le temps de vol pour une qualité de l’image identique à celle d’une TEP conventionnelle. Cela permet de diminuer le temps de l’examen et d’améliorer le confort du patient. A l’inverse, à temps d’acquisition TEP conventionnelle - TEP à temps de vol équivalent, il est possible de réduire la dose injectée au patient. Les personnes radiosensibles (femmes enceintes, enfants) pourraient bénéficier de l’imagerie PET-TOF. De plus, il serait possible de multiplier les examens pour le contrôle des personnes sous thérapie puisqu’un meilleur contrôle induit une meilleure prise en charge.

5.3 À l’aube du défi "10 ps"

Le défi 10 ps [66], proposé par la collaboration Crystal Clear [67], a pour but de motiver les chercheurs à dépasser les limites de l’instrumentation nucléaire et de la physique des particules. L’imagerie PET-TOF 10 ps présenterait de nombreux avantages. On peut citer par exemple :

- l’amélioration de la détectabilité des lésions (d’autant plus marquée pour les petites lésions),
- la réduction de dose injectée au patient,

- la diminution du temps d'examen,
- le développement de nouvelles applications : imagerie très basse dose pour l'étude des infections chroniques ou des maladies psychiatriques, imagerie foetale ...
- ou encore l'optimisation de la convergence des algorithmes de reconstruction d'images.

Pour atteindre l'objectif d'un CRT de 10 ps (FWHM) et d'une sensibilité d'au moins 10% (FWHM), il est nécessaire d'optimiser chaque paramètre de la chaîne d'acquisition, à savoir : le scintillateur, le photodétecteur et l'électronique de lecture [68].

Un concours aura lieu 3 ans après le lancement officiel du défi 10 ps durant lequel les équipes de chercheurs devront démontrer les performances d'un prototype composé de deux modules de détection testés au moyen d'une source radioactive. Les trois équipes ayant démontrées les meilleures performances partageront le prix *Flash Gordon*. Le prix *Leonard McCoy* sera remporté lorsqu'un prototype présentant un CRT < 10 ps et une efficacité d'au moins 10% (FWHM) aura résolu la tige de 1.6 mm d'un micro fantôme de Derenzo rempli d'une solution radioactive de fluor-18 ou de cuivre-64. L'image d'une coupe du fantôme devra être produite exclusivement par rétroprojection (sans filtrage) des données TOF acquises sur une durée prédéfinie.

Une résolution temporelle de coïncidence de 10 ps permettrait une résolution spatiale le long des lignes de réponse de 1.5 mm (FWHM).

Le projet ClearMind

1 Contexte

L'optimisation des performances des détecteurs TEP s'appuie sur l'amélioration de la résolution spatiale, la résolution temporelle et la résolution énergétique. La résolution temporelle est principalement limitée par le temps de montée des impulsions générées suite au processus de scintillation. La résolution spatiale est limitée par les multiples réflexions des photons au sein du milieu d'interaction avant d'interagir avec le photodétecteur ou de s'échapper du volume sensible. Elle est également limitée par la statistique des photoélectrons détectés. L'incertitude liée à la profondeur d'interaction du photon dans le milieu de détection limite à la fois la résolution spatiale et la résolution temporelle. Sa correction est donc indispensable pour l'optimisation des performances de l'instrumentation. Quant à la résolution énergétique, elle est limitée par le rendement de production de lumière du cristal ainsi que l'efficacité du photodétecteur à les détecter et les convertir en impulsions électriques.

Tandis que plusieurs groupes orientent leur travaux sur le développement de détecteurs à base de matrices de SiPMs [69] couplées à des cristaux rapides tels que le LSO, LYSO ou encore le $LaBr_3$ [4, 5, 6, 7], d'autres travaillent sur l'utilisation de radiateurs Tcherenkov qui promettent d'excellentes performances temporelles grâce à l'émission de photons considérée comme instantanée [53, 55, 70, 42]. C'est dans cette dernière optique que le groupe CaLIPSO de l'IRFU a étudié la faisabilité et la pertinence des détecteurs temps-de-vol pour l'imagerie TEP corps-entier à base de cristaux de fluorure de plomb (PbF_2), radiateur Tcherenkov pur. Ce projet, appelé PECHE était basé sur l'utilisation d'un MCP-PMT Planacon (Photonis)[71] couplé optiquement à un cristal monolithique de PbF_2 de taille $53 \times 53 mm^2$. La lecture des signaux amplifiés par des amplificateurs bas bruit de type Mini-Circuit (de gain 40 dB et de bande passante 1.5 GHz) était réalisée au moyen de 16 canaux numérisés par un module d'acquisition rapide SAMPIC de 32 voies. Les résultats ont montré une efficacité de détection de 25% et une résolution temporelle de 150 ps (FWHM) au centre du détecteur à 511 keV [10, 11, 12]. Le potentiel d'une caméra TEP corps-entier utilisant les détecteurs PECHE a également été modélisé par simulation GATE [13]. Un tel scanner produi-

rait une qualité d'imagerie équivalente voire légèrement meilleure que celle des scanners actuels malgré une efficacité modeste ($\sim 35\%$ pour un cristal poli de 20 mm).

L'idée du projet ClearMind est née suite aux améliorations à réaliser sur le détecteur PECHE, à savoir :

- améliorer les performances temporelles de la photodétection en choisissant un MCP-PMT de dernière technologie,
- et améliorer l'efficacité de détection en optimisant la collection de lumière.

Le MCP-PMT précédemment utilisé fait déjà partie des PMs les plus performants en terme de résolution temporelle. C'est donc sur la deuxième option que porte l'effort du projet ClearMind, à savoir l'optimisation de la collection de lumière.

Le cristal de PbF_2 produit une vingtaine de photons Tcherenkov suite à l'interaction d'un photon γ de 511 keV avec les atomes le constituant. Ce faible rendement de production de lumière limite l'efficacité de détection. Cette efficacité de collection des photons dépend de l'efficacité quantique de la photocathode du PM mais également de l'adaptation des indices optiques des milieux rencontrés. Le cristal d'indice optique $n_1 \sim 1.82$ était couplé via du gel optique d'indice $n_2 \sim 1.57$ à la fenêtre en saphire du PM d'indice optique $n_3 \sim 1.78$ à 400 nm. La loi de Snell-Descartes (cf section 3.2) calcule la probabilité de réflexion des photons à l'interface cristal-gel suivant leur angle d'incidence par rapport à la normale. Lorsqu'un photon incident de longueur d'onde 400 nm arrive à l'interface PbF_2 -gel sous un angle supérieur à 59.6° , il est totalement réfléchi. Cela correspond à environ 51% d'angle solide en lumière diffuse. Il est donc essentiel d'améliorer le couplage optique entre le cristal et le PM.

Actuellement, la meilleure solution s'avère être le dépôt direct de la couche photoélectrique du PM sur le cristal par évaporation. Malheureusement, cette solution n'est pas envisageable pour le PbF_2 qui est fragile et qui dégage des composés de plomb et de plomb fluorés à hautes températures. L'alternative proposée est de remplacer le cristal de PbF_2 par un cristal de $PbWO_4$ qui présente également un haut numéro atomique. Le $PbWO_4$ présente l'avantage de dégager considérablement moins de composés de plomb lorsqu'il est chauffé. Il est donc un bon candidat pour le dépôt direct d'une couche photoélectrique par évaporation.

2 Principe du détecteur ClearMind

Le projet ClearMind [8, 9] a pour but de développer un détecteur de rayons γ de 511 keV de haute résolution spatiale ($\sim 1mm^3$ (FWHM)) et d'excellente résolution temporelle (~ 25 ps (FWHM)). A ces performances ambitieuses mais prometteuses s'ajoute la nécessité de fournir une efficacité de détection la plus élevée possible. Pour cela, le détecteur ClearMind est composé d'un photomultiplicateur à galettes de micro-canaux (MCP-PMT) et d'un cristal monolithique de $PbWO_4$ sur lequel est déposé une couche photoélectrique de haute efficacité quantique. Ce cristal "scintro-nique" permet à la fois de convertir les photons γ de 511 keV en photons lumineux et de générer des photoélectrons suite à l'interaction des photons lumineux avec la couche photoélectrique par

photoabsorption. Le cristal sera encapsulé dans la structure du MCP-PMT afin de multiplier les électrons et d'optimiser leur temps de transit vers les anodes de détection (figure 2.1). Une telle encapsulation permet d'optimiser la résolution temporelle de la chaîne de détection.

Ce projet présente trois enjeux principaux. Tout d'abord, le dépôt d'une couche photoélectrique sur un large cristal de $PbWO_4$ et l'encapsulation de ce dernier au sein du PMT ne sont pas faciles à mettre en oeuvre. Cela nécessite de travailler en étroite collaboration avec les entreprises de R&D compétentes dans ce domaine. Les performances en terme d'efficacité de collection de lumière et de résolution temporelle du détecteur seront directement impactées par ce développement. D'autre part, la réalisation d'un cristal de tungstate de plomb de grandes dimensions ($60 \times 60 \times 10 \text{ mm}^3$) et homogéinement dopé s'avère difficile et peu commune. Enfin, la reconstruction des interactions γ au sein du cristal est réalisée au moyen d'analyses multivariées et d'outils d'intelligence artificielle. Ce travail est nouveau pour l'équipe et nécessite l'apprentissage et l'optimisation des différents outils.

3 L'architecture du détecteur ClearMind

3.1 Le tungstate de plomb ($PbWO_4$)

Le cristal de tungstate de plomb, de formule $Pb_{7.5}W_8O_{32}$, est transparent aux photons de longueur d'onde du visible. Il est biréfringent, non hygroscopique et n'est pas coloré lorsqu'il est adéquatement dopé. On le retrouve dans la nature sous diverses formes (stolzite, scheelite, raspite) mais il est principalement synthétisé sous une forme scheelite de symétrie tétragonale [18]. Il a une haute densité (8.28 g/cm^3) et des indices de réfraction n_o/n_e ¹ à 420 nm valant 2.360/2.240 [72]. Son point de fusion est de 1123 °C. C'est un cristal à la fois scintillant et radiateur Tcherenkov. Il présente un rendement de production de lumière de scintillation compris entre 100 et 300 photons/MeV et produit une vingtaine de photons Tcherenkov à 511 keV. Sa longueur d'onde d'émission maximale est de 420 nm lorsqu'il est dopé à l'yttrium (figure 2.2). Son rendement de production de lumière est dépendant de la température ($-2\%/^{\circ}\text{C}$ [73, 74]). Il présente trois constantes de scintillation principales de quelques nanosecondes ($\sim 2\text{ns}$, 6ns et 30 ns à température ambiante) qui dépendent de la température, du dopage et de la qualité du cristal [14, 15, 18]. Les propriétés et les mécanismes de scintillation des cristaux de $PbWO_4$ seront détaillées dans le chapitre 3.

Le tungstate de plomb est le milieu de détection du calorimètre électromagnétique des expériences ALICE et CMS au LHC (CERN) [19, 20, 21]. C'est principalement pour sa haute densité, sa haute résistance aux radiations et ses constantes de temps de scintillation courtes que les collaborations CMS et ALICE l'ont choisi.

3.2 Optimisation de la collection de lumière

1. avec n_o l'indice de réfraction ordinaire et n_e l'indice de réfraction extraordinaire.

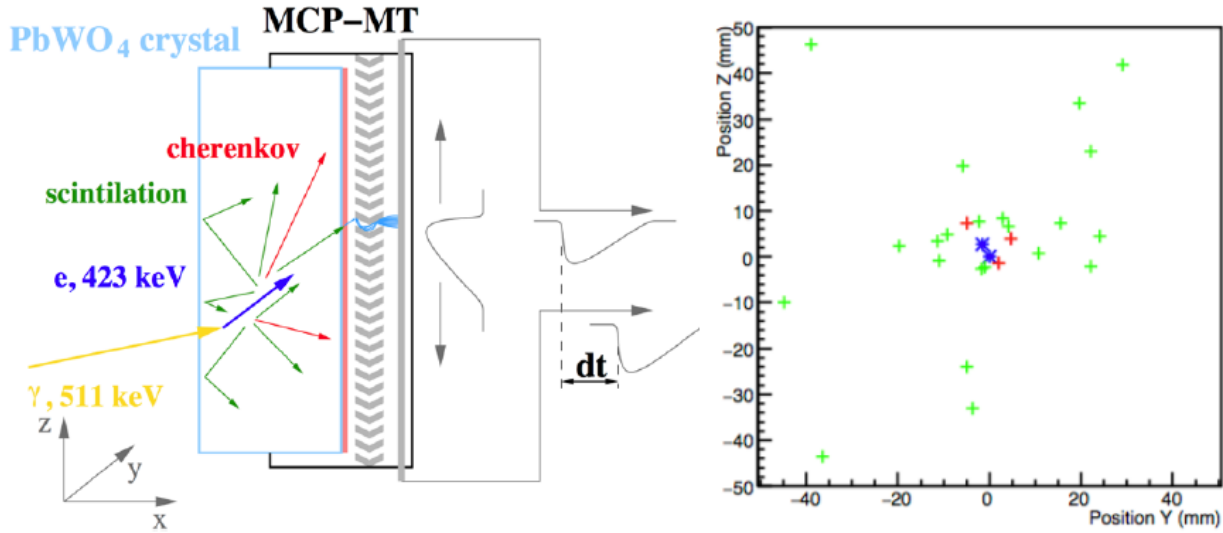


Figure 2.1 – A gauche : Illustration de l’encapsulation du cristal "scintronique" au sein de la structure du MCP-PMT. Lorsqu’un photon γ de 511 keV (en jaune) interagit dans le cristal de tungstate de plomb (en bleu clair) par effet photoélectrique (cas souhaitable), il produit un photoélectron (en bleu foncé) de grande énergie. Le déplacement de ce photoélectron au sein du cristal et sa relaxation aboutit à l’émission de photons Tcherenkov (en rouge) et de scintillation (en vert). Si l’énergie des photons atteignant la photocathode (en rose) est suffisante, ils vont y arracher un ou plusieurs électrons. Ces électrons sont multipliés par processus d’émission secondaire au sein des micro-canaux du MCP-PMT. La gerbe électronique résultante est collectée par les anodes du MCP-PMT qui les convertit en un signal électrique. Le signal produit par une ou plusieurs anodes est induit sur une ou plusieurs lignes à transmission de la carte de lecture. Le signal se propage aux deux extrémités des lignes et est amplifié par des amplificateurs rapides. La numérisation des signaux est réalisée par SAMPIC. A droite : exemple d’une carte de production de photoélectrons au niveau de la photocathode du MCP-PMT suite à l’interaction d’un photon γ de 511 keV au sein du cristal.

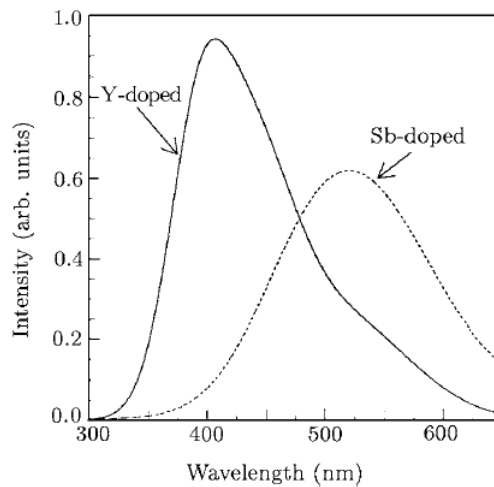


Figure 2.2 – Spectre d’émission du tungstate de plomb dopé au strontium (Sb) et à l’yttrium (Y) réalisé par excitation UV [16]. Le spectre du $PbWO_4 : Sb$ est piqué à 530 nm et celui du $PbWO_4 : Y$ à 420 nm.

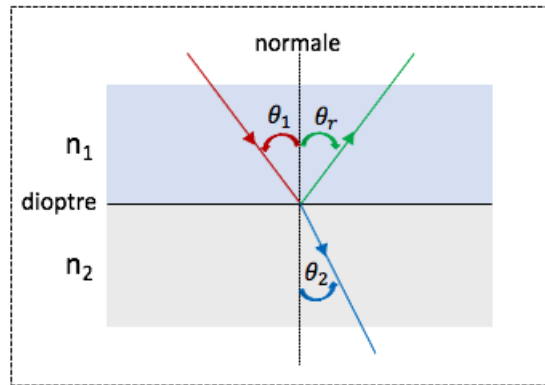


Figure 2.3 – Illustration de la réflexion (en vert) et de la réfraction (en bleu) dans le plan d’incidence d’un photon incident (en rouge) à l’interface des milieux d’indices de réfraction n_1 et n_2 . θ_1 (respectivement θ_2 , θ_r) est l’angle entre le rayon incident (respectivement réfracté, réfléchi) et la normale de l’interface.

Lors de l’incidence d’un photon à une interface optique, trois destins s’offrent à lui. Il peut être absorbé, réfléchi ou bien transmis. Le nombre de photons transmis à l’interface cristal - couche photoélectrique conditionne l’efficacité de détection du détecteur : plus ce nombre est élevé, meilleure est l’efficacité de détection. La réflexion des photons dépend des indices de réfraction des milieux formant l’interface. Plus la différence entre les indices de réfraction est grande, plus les réflexions sont importantes.

3.2.1 Les lois de Snell - Descartes

Lors de la *réflexion* d’un rayon incident à l’interface optique entre un milieu d’indice de réfraction n_1 et un milieu d’indice de réfraction n_2 (figure 2.3, ligne verte) :

- le rayon incident, le rayon réfléchi et la normale au dioptre sont contenus dans le plan d’incidence,
- les angles formés par le rayon incident (θ_1) et réfléchi (θ_r) à la normale du dioptre ont la même valeur absolue et vérifient $\theta_1 = -\theta_r$.

Si $n_1 > n_2$, il existe un angle limite θ_{lim} au delà duquel le photon incident est totalement réfléchi. On parle alors de *réflexion totale* et l’angle limite se calcule tel que $\theta_{lim} = \text{Arcsin}(n_2/n_1)$. En dessous de cet angle limite, les équations de Maxwell décrivant la continuité de la composante tangentielle du champ électrique et de la composante normale du champ magnétique à l’interface permettent le calcul des coefficients de Fresnel. Ces coefficients traduisent la proportion de l’amplitude de l’onde incidente transmise (coefficient de transmission T) et réfléchi (coefficient de transmission R). L’expression de ces coefficients est différente selon la polarisation de l’onde incidente (tableau 2.1). On parle d’*onde transverse électrique* lorsque la polarisation de l’onde incidente est perpendiculaire au plan d’incidence et d’*onde transverse magnétique* lorsque la polarisation de l’onde incidente est parallèle au plan d’incidence.

La probabilité de transmission T (*transmittance*) et la probabilité de réflexion R (*réflectance*)

Incidence	Onde	Coefficient de transmission T	Coefficient de réflexion R
Oblique	TE	$t_{TE} = \frac{2 \times n_1 \times \cos(\theta_1)}{n_1 \times \cos(\theta_1) + n_2 \times \cos(\theta_2)}$	$r_{TE} = \frac{n_1 \times \cos(\theta_1) - n_2 \times \cos(\theta_2)}{n_1 \times \cos(\theta_1) + n_2 \times \cos(\theta_2)}$
	TM	$t_{TM} = \frac{2 \times n_1 \times \cos(\theta_1)}{n_1 \times \cos(\theta_2) + n_2 \times \cos(\theta_1)}$	$r_{TM} = \frac{n_1 \times \cos(\theta_2) - n_2 \times \cos(\theta_1)}{n_1 \times \cos(\theta_2) + n_2 \times \cos(\theta_1)}$
Normale	TM ou TE	$t_{TM/TE} = \frac{2 \times n_1}{n_1 + n_2}$	$r_{TM/TE} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$

Table 2.1 – Expressions mathématiques des coefficients de Fresnel (du milieu d’indice de réfraction n_1 au milieu d’indice de réfraction d’indice n_2) selon l’angle d’incidence et la polarisation de l’onde incidente, avec TE pour transverse électrique et TM pour transverse magnétique.

de l’onde incidente du milieu d’indice de réfraction n_1 vers le milieu d’indice de réfraction n_2 se calculent, quel que soit son angle d’incidence, tel que :

$$T = \frac{n_2 \times |t|^2}{n_1} \quad \text{et} \quad R = |r|^2. \quad (2.1)$$

Lorsqu’une onde se présente à l’interface sous une incidence oblique, plus son angle d’incidence est grand et plus importante est la réflectance.

Lors de la *réfraction* d’un rayon incident à l’interface optique entre un milieu d’indice de réfraction n_1 et un milieu d’indice de réfraction n_2 (figure 2.3, ligne bleue) :

- le rayon incident, le rayon réfracté et la normale au dioptre sont contenus dans le plan d’incidence,
- les indices de réfraction des milieux formant l’interface et les angles formés par le rayon incident (θ_1) et réfracté (θ_2) à la normale du dioptre vérifient la relation $n_1 \times \sin(\theta_1) = n_2 \times \sin(\theta_2)$. Lorsque $n_1 > n_2$ et que $\theta_1 < \theta_{lim}$, le rayon réfracté est plus proche de la normale au dioptre que lorsque $n_1 < n_2$ pour un même angle.

3.2.2 Calculs à l’interface cristal $PbWO_4$ - gel

Le couplage du cristal de $PbWO_4$ avec le PM via l’utilisation d’un gel optique n’est pas idéal. En effet, à 400 nm l’indice de réfraction du $PbWO_4$ (~ 2.3) est supérieur à celui du gel optique (~ 1.57). Les photons incidents arrivant à l’interface cristal-gel sous un angle supérieur à environ 43.05° seront totalement réfléchis. Cet angle limite correspond à 73% de l’angle solide en lumière diffuse. Les photons incidents arrivant à l’interface cristal-gel sous un angle inférieur à cet angle limite seront partiellement réfléchis, d’autant plus que l’angle d’incidence se rapproche de l’angle limite (figure 2.4). Lorsqu’un photon se présente à l’interface sous un angle de 30° , il a environ 10% de chance d’être réfléchi. Enfin, un photon qui se présente perpendiculairement au dioptre aura une probabilité d’environ 3.6% d’être réfléchi.

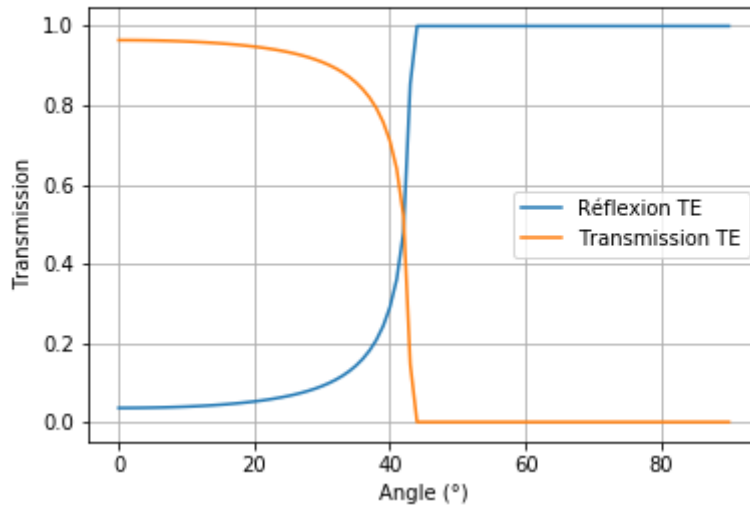


Figure 2.4 – Réflectance et transmittance en fonction de l’angle d’incidence des ondes transverses électriques de longueur d’onde de 400 nm à l’interface $PbWO_4$ ($n_1 = 2.3$) - gel optique ($n_2 = 1.57$). Ce graphique a été réalisé via le langage Python par Laurie Cappellugola, étudiante en thèse au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM). Laurie Cappellugola travaille sur la modélisation Monte Carlo et l’analyse par apprentissage profond de la résolution spatio-temporelle du cristal de tungstate de plomb couplé au MCP-PMT dans le cadre du projet ClearMind.

3.2.3 Optimisation de la collection de lumière

Il existe deux solutions classiques pour optimiser la collection de lumière d’un détecteur à scintillation.

La première idée est de dépolir les cristaux sur 5 faces afin de rendre leur surface rugueuse. La sixième face du cristal est polie et est couplée au PM. Lorsqu’un photon se présente à l’interface dépolie (rugueuse) et qu’il est essentiellement réfléchi, sa trajectoire devient aléatoire. Concrètement, il se présentera selon des angles différents sur les autres surfaces. Cela permet d’optimiser la probabilité de transmission à la photocathode. Le dépolissage est bien adapté pour l’optimisation de la collection de lumière des détecteurs dont le cristal est couplé au PM grâce à du gel optique. Pour ces détecteurs, il est important de modifier l’angle d’incidence des photons à l’interface cristal-gel lorsqu’ils ne sont pas transmis du fait de la réflexion totale (car $n_2 < n_1$). La probabilité de collection de lumière à la photocathode est meilleure, mais la résolution spatiale et temporelle du détecteur est dégradée.

La seconde idée, sur laquelle repose le projet ClearMind, est plus difficile à mettre en oeuvre et demande un réel effort de recherche et développement. Elle consiste à se dispenser de l’utilisation d’un gel optique pour le couplage du cristal avec le PM en déposant une couche photoélectrique (photocathode) directement sur le cristal. L’indice de réfraction de la photocathode de technologie bialcaline/multi-bialcaline est d’environ 2.7 aux longueurs d’ondes comprises dans sa bande d’absorption. Il n’y a donc plus d’angle de réflexion totale. La transmission des photons optiques et leur conversion en photoélectrons devient efficace.

C'est avec l'entreprise britannique Photek (St Leonards on Sea, Royaume-Uni) que la recherche et le développement du dépôt direct de la photocathode sur le cristal sont réalisés. L'enjeu principal réside dans l'efficacité et la stabilité de la photocathode déposée sur le cristal qui est instantanément détériorée au contact de l'oxygène. Un tel dépôt nécessite souvent l'application d'une couche de passivation entre le cristal et la photocathode. Selon l'indice optique de la couche de passivation utilisée, les photons peuvent être à nouveau réfléchis à l'interface optique. Une très faible épaisseur permet alors une transmission *frustrée*² des photons incidents ce qui optimise la collection de lumière. Les premiers tests sont fructueux puisque l'entreprise Photek a réussi un dépôt avec une efficacité quantique de 25 % à 400 nm. Le gain sur la probabilité de transmission des photons à la photocathode grâce à ce développement est estimé d'un facteur 4 et devrait également améliorer la résolution temporelle du détecteur.

3.3 Le photomultiplicateur : un MCP-PMT densément pixelisé

Le photodétecteur utilisé pour le détecteur ClearMind est un photomultiplicateur à galettes de micro-canaux (MCP-PMT) de l'entreprise Photek dont les performances et caractéristiques sont identiques à celles du MAPMT253 [75]. Il est composé de 64×64 soit 4096 anodes de taille 0.45 mm x 0.45 mm et la distance entre le centre de deux anodes voisines (le *pitch*) est de 0.828 mm. Sa surface active est de 53 mm \times 53 mm. Il est alimenté par une haute tension comprise entre 2 et 3 kV. D'après sa fiche technique, son TTS (pour *Time Transit Spread*) est inférieur à 40 ps (RMS) et les signaux produits ont un temps de montée documenté inférieur à 175 ps. Enfin, le taux de comptage d'obscurité est garanti inférieur à 2 Hz par anode.

3.4 Lecture des signaux

3.4.1 Développement de cartes de lignes à transmission

La lecture des signaux est réalisée au moyen de lignes à transmission adaptées d'impédance 50 Ohms [76, 77, 78]. Le détecteur ClearMind est équipé d'une carte de lecture composée de 32 lignes à transmission de largeur 1.2 mm et espacées de 0.4 mm les unes des autres (figure 2.6). Chaque ligne à transmission est connectée à 2×64 anodes du MCP-PMT. Cette méthode de lecture permet la réduction du nombre de canaux de lecture (réduits à 64 canaux) tout en conservant une excellente résolution spatiale le long de la ligne à transmission (figure 2.5 (b)).

Lorsqu'un pixel du MCP-PMT injecte une impulsion sur la ligne, il se propage suivant les deux directions de la ligne (figure 2.5 (a)). L'amplitude, le temps de montée et la largeur des signaux enregistrés aux deux extrémités sont identiques. Un temps de détection est calculé sur chaque signal enregistré aux extrémités de la ligne. Il est calculé grâce à un algorithme numérique de type CFD (pour *Constant Fraction Discriminator*).

2. Assimilable à un effet tunnel optique, la transmission frustrée permet la propagation d'une onde évanescente à proximité du dioptre lors d'une réflexion totale. Cette onde évanescente qui présente une amplitude exponentielle décroissante en s'éloignant du dioptre constitue un signal utile.

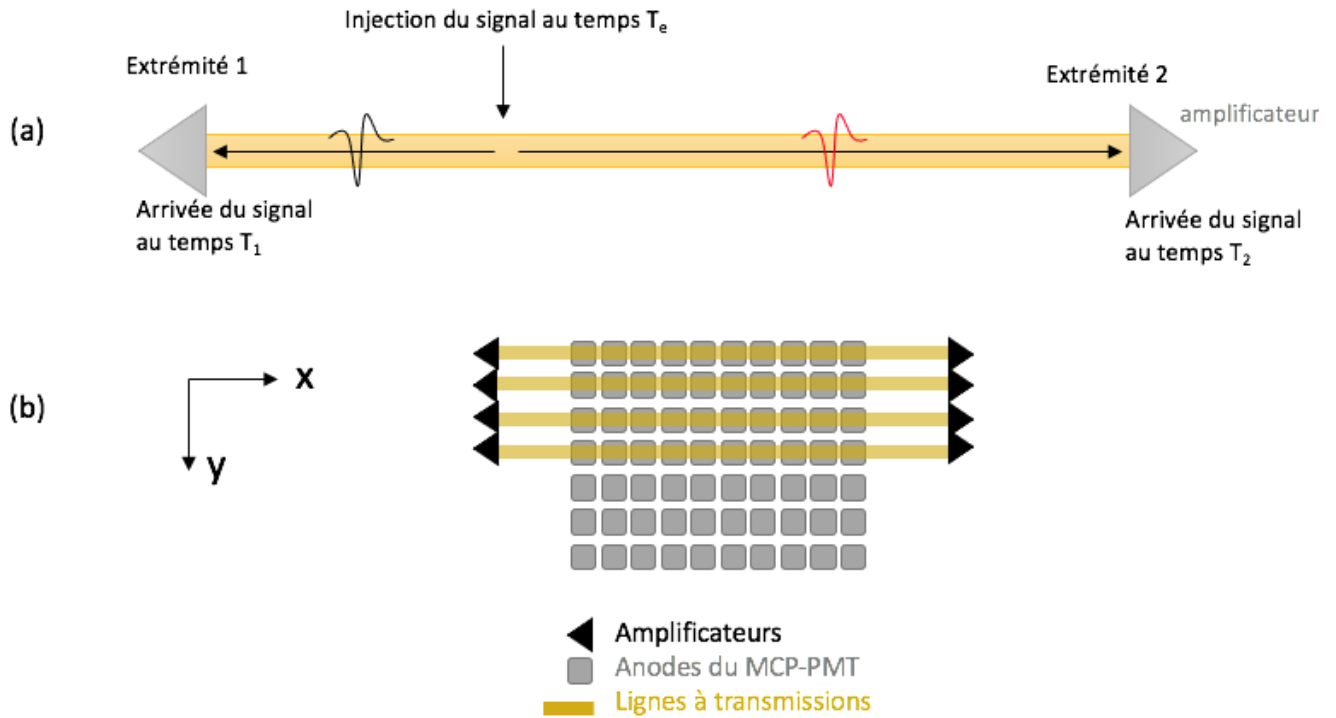


Figure 2.5 – (a) Illustration de la propagation du signal le long de la ligne à transmission. (b) Schéma simplifié de la lecture par lignes à transmission des anodes du MCP-PMT.

L'amplitude de l'impulsion injectée sur la ligne est donc la somme des amplitudes des signaux enregistrés aux deux extrémités de la ligne. Le temps de l'impulsion est mesuré par la moyenne des temps CFD des signaux et est indépendant de la position de l'impulsion le long de la ligne. En revanche, connaissant la vitesse de propagation du signal le long de la ligne ($\sim 0.4c$, avec c la célérité de la lumière dans le vide), la différence des temps CFD des signaux enregistrés aux extrémités de la ligne permet de positionner l'impulsion le long de la ligne à transmission.

3.4.2 Développement de cartes d'amplificateurs rapides

Les signaux issus du MCP-PMT sont de faibles amplitudes (de quelques mV), négatifs et de temps de montée courts (< 500 ps). Pour amplifier le signal collecté sans le dégrader (en temps et en forme), il est nécessaire de connecter chaque extrémité de la ligne à un amplificateur rapide de qualité. Afin de compacter la chaîne électronique du détecteur, des cartes de 64 amplificateurs rapides de gain 20 dB et de bande passante 700 MHz ont été développées par l'IJCLab (anciennement LAL) et l'IRFU (figure 2.7). L'impédance d'entrée des amplificateurs rapides est adaptée 50 Ohms. Le temps de montée des signaux est limité par la bande passante des amplificateurs qui permet un bon échantillonnage du front montant du signal. Le gain total choisi pour l'amplification d'un signal à l'extrémité d'une ligne est de 40 dB, soit un gain de 100. Deux cartes d'amplificateurs équipées chacune de 64 amplificateurs sont nécessaires à la lecture d'un détecteur ClearMind.

Pour des raisons de dissipation d'énergie, les deux cartes d'amplificateurs seront connectées en série via des cordons de faible atténuation à quelques mètres l'une de l'autre (~ 2 m). La première

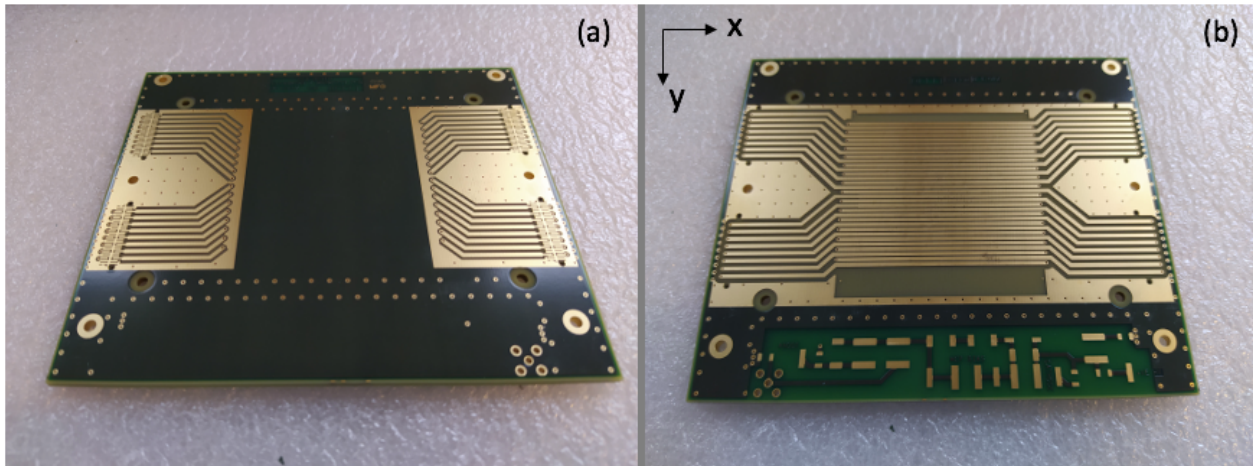


Figure 2.6 – Carte de lecture par lignes à transmission développée par l’IRFU pour équiper le détecteur Photek (Face avant *top* en (a) et face arrière *bottom* en (b)).

carte d’amplificateurs sera directement reliée à la carte de lecture grâce aux connecteurs SAMTEC et la seconde carte d’amplificateurs sera reliée à la première via les cordons. Ces cordons regroupent 16 câbles coaxiaux de standard RG196/U. Aux extrémités des cordons, les câbles sont soudés sur des petites cartes de support équipées d’un connecteur SAMTEC adaptées à la carte d’amplificateur. Pour résumer, la chaîne électronique de lecture d’un module de détection ClearMind sera équipée de :

- une carte de lecture composée de 32 lignes à transmission,
- deux cartes de 64 amplificateurs rapides de gain 20 dB et de bande passante 700 MHz,
- 8 cordons de 16 câbles coaxiaux,
- et un module SAMPIC pour la numérisation rapide des signaux.

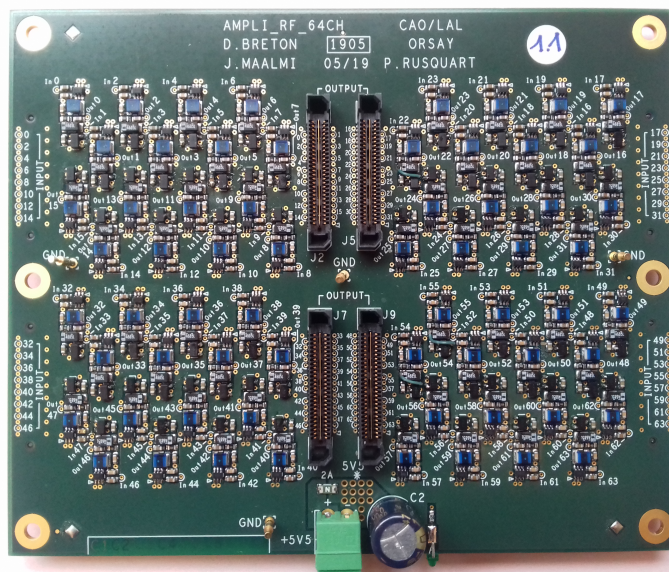


Figure 2.7 – Carte d’amplificateurs développée par l’IJCLab et l’IRFU.

3.4.3 La numérisation rapide via SAMPIC

La numérisation des signaux de l'ordre de la picoseconde exige d'excellentes performances au niveau des systèmes électroniques. Les principales performances requises sont [79] :

- une compacité du module pour la numérisation d'un nombre élevé de canaux,
- une faible consommation globale d'énergie,
- une haute résolution temporelle,
- une fréquence d'échantillonnage élevée,
- un faible bruit électronique afin de fournir un rapport signal sur bruit aussi élevé que possible,
- une faible diaphonie entre les canaux,
- et une bonne réjection des événements indésirables grâce à la configuration d'un outil de déclenchement (*trigger*).

La puce SAMPIC (pour *Sampling Analog Memory for PICsecond time measurement*) [80, 81, 82, 79] est un circuit intégré à application spécifique (ASIC pour *Application Specific integrated circuit*) dont la première version est sortie en 2013 en réponse au besoin de numérisation des signaux issus de détecteurs temps de vol et d'une mesure temporelle optimisée (5 ps RMS).

Le module SAMPIC 64 voies (figure 2.8) utilisé pour numériser les signaux du détecteur ClearMind est constitué de quatre puces SAMPIC_V3C basées sur le nouveau concept breveté de WTDC (WTDC pour *Waveform Time-to-Digital Converter*). Il fournit un temps et une mémoire analogique des signaux échantillonnés. La fréquence d'échantillonnage est choisie par l'utilisateur et s'étend de 1.6 à 10 GS/s. L'échantillonnage du signal est réalisé par 64 cellules analogiques, numérisées à l'aide de convertisseurs analogique-numérique (ADC). Un tel échantillonnage permet non seulement la visualisation des signaux durant l'acquisition mais également un traitement hors-ligne plus poussé. Chaque canal peut être déclenché individuellement ou en réponse à un trigger spécifique.

Un logiciel de contrôle d'acquisition des données permet la configuration de l'acquisition, son déclenchement et arrêt, la visualisation des signaux en cours d'acquisition ainsi que la mesure préliminaire de paramètres tels que la résolution temporelle entre deux canaux ou l'estimation du bruit de mesure. Les données brutes acquises par SAMPIC sont automatiquement corrigées par le logiciel. La résolution temporelle après correction est mesurée à 5 ps (RMS). De plus, la reconstruction du temps des signaux peut être réalisée par trois algorithmes différents. Le premier est basé sur l'utilisation d'un seuil fixe en amplitude et les deux autres sur le CFD. Les données peuvent être enregistrées avec ou sans forme, en format binaire ou ASCII dans de multiples fichiers de sorties.

Le module SAMPIC 64 voies est très compact. Les connecteurs de type MCX permettent de regrouper 16 canaux de lecture par barrette SAMTEC. La diaphonie entre deux canaux voisins est documentée de l'ordre de 2 % et de 1% entre canaux plus éloignés. Le bruit électronique de mesure d'un canal est mesuré inférieur à 1 mV (RMS). Enfin, le module propose des ports USB et UDP utilisés tant pour l'acquisition des données que le contrôle des cartes du module. Un module



Figure 2.8 – Photo du module SAMPIC 64 voies (face avant).

consomme environ 7.5 W.

Pour une présentation détaillée du module SAMPIC et de ses composants internes, le lecteur est invité à consulter les articles [80, 81, 82, 79].

4 La reconstruction des évènements

Grâce au faible rendement de production de lumière du cristal de $PbWO_4$ et au plan d'anodes densément pixelisé du MCP-PMT, il est possible de réaliser des "cartes d'impacts" (figure 2.9). Ces cartes d'impacts sont des images de la position 2D des photoélectrons produits sur chaque face instrumentée du détecteur suite à l'interaction du photon γ de 511 keV dans le cristal. A terme, le détecteur ClearMind devrait être instrumenté sur deux faces. L'analyse quantitative de ces cartes d'impacts permet de remonter aux propriétés spatiales et temporelles des interactions γ de 511 keV dans le cristal. Pour cela, elle requiert une modélisation détaillée des constituants optiques et électroniques du détecteur la plus précise possible. Elle utilise des techniques d'analyse multivariée au moyen d'estimateurs statistiques robustes (barycentre, médiane) et des techniques d'apprentissage supervisé (*machine learning*).

Dans le cas le plus simple où le photon γ de 511 keV interagit par effet photoélectrique, elle permet d'extraire pour chaque interaction dans le cristal :

- les coordonnées en 3D,
- le temps de sa première interaction,
- l'énergie totale déposée,
- et le barycentre (pondéré par l'énergie déposée) des différentes positions des interactions dans le cas d'interactions multiples.

La première étude par simulation Monte Carlo a démontré d'excellentes performances "optiques". Chaque interaction γ de 511 keV produit en moyenne 20 photons Tcherenkov et 150 photons de scintillation au sein d'un cristal de $PbWO_4 : Y$ simulé. Sur ce total de 170 photons émis, 20 photoélectrons sont en moyenne produits par la photocathode. L'étude a démontré une résolution temporelle de 20 ps (FWHM) ainsi qu'une résolution spatiale en 3D dans le volume de détection meilleure que 4 mm^3 (FWHM). Ces résultats sont prometteurs mais optimistes. Il est nécessaire de prendre en considération la résolution temporelle du MCP-PMT (TTS) et le bruit de

l'électronique de mesure. Ce travail fait l'objet d'une autre thèse au sein de notre groupe de travail. Elle est réalisée par Chi-Hsun Sung.

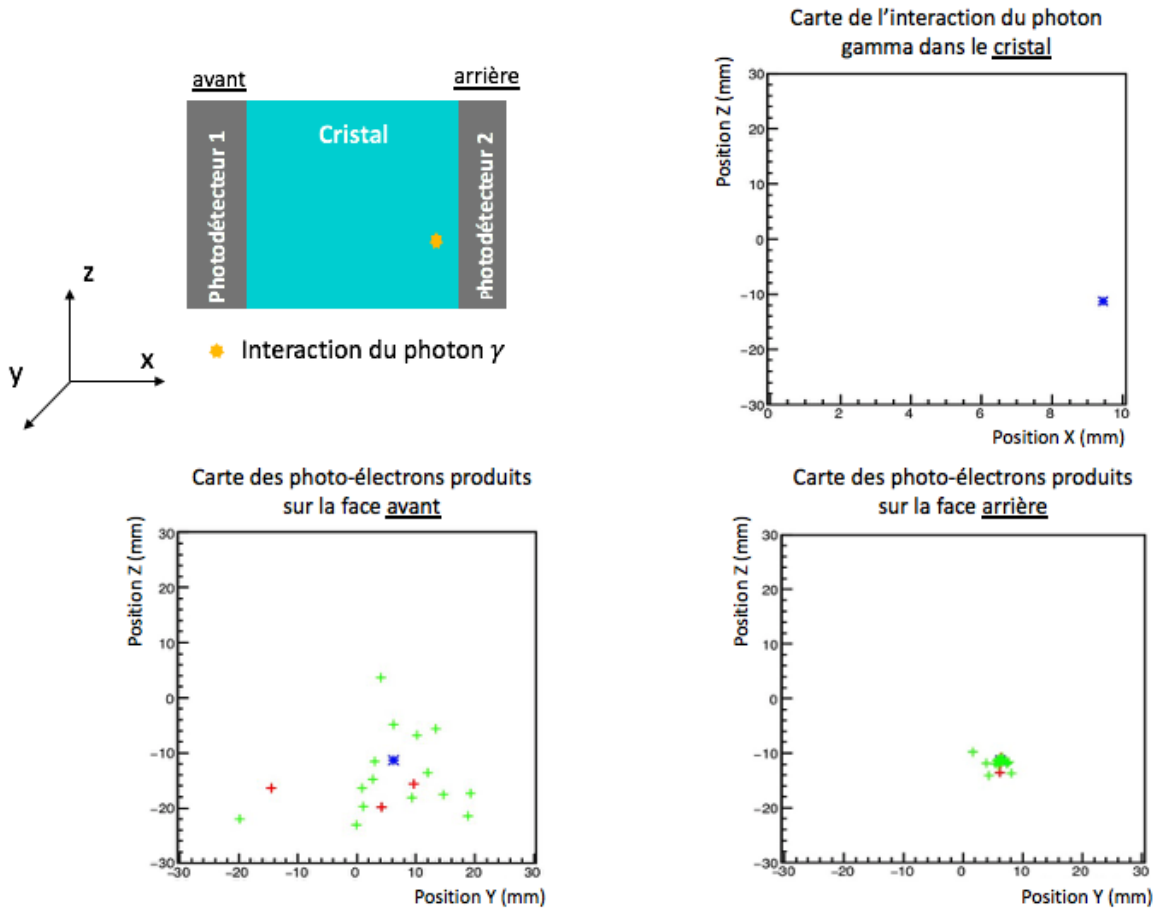


Figure 2.9 – Cartes d'impacts issues de la simulation GATE d'un cristal "scintroic" de tungstate de plomb fin (10 mm) et instrumenté sur deux faces. La croix bleue correspond à l'interaction du photon γ de 511 keV dans le cristal. Les croix rouges correspondent aux photoélectrons produits pendant les 500 premières picosecondes, les croix vertes pendant les 20 nanosecondes suivantes.

Caractérisation des cristaux de tungstate de plomb

Les premiers travaux sur le tungstate de plomb ($PbWO_4$) ont commencé dans les années 1970 afin d'identifier la nature de ses centres luminescents [83, 84, 85]. Depuis, les recherches ont permis non seulement la caractérisation des propriétés de scintillation du tungstate de plomb mais aussi leur optimisation grâce à la technique de dopage des cristaux.

Ce chapitre trois présente les travaux que nous avons réalisés au laboratoire afin de mesurer les propriétés de luminescence des cristaux de tungstate de plomb vendus par trois entreprises : CRYTUR, SICCAS et EPIC. Le but de l'étude est de mesurer le rendement de production de lumière et les constantes de temps de scintillation des cristaux en fonction de la température.

Ce chapitre est structuré en six sections :

La section 1 présente rapidement deux méthodes classiques de production des cristaux et les trois entreprises produisant les cristaux de tungstate de plomb avec lesquelles nous avons pris contact pour le projet ClearMind.

La section 2 détaille les différentes étapes de la scintillation au sein des cristaux de tungstate de plomb et ses principaux centres luminescents. L'impact du dopage sur les paramètres de scintillation et les récents travaux sur le $PbWO_4$ sont également brièvement discutés. En fin de section, nous proposons un modèle analytique simple pour la scintillation du $PbWO_4$.

La section 3 est consacrée à la présentation des deux bancs de mesure : le banc d'étalonnage et le banc de caractérisation des cristaux. Le banc d'étalonnage permet l'étalonnage du photomultiplicateur. Le banc de caractérisation des cristaux permet l'acquisition des signaux produits par le photomultiplicateur suite à la détection des photons Tcherenkov et de scintillation émis au sein des cristaux dépolis de $PbWO_4$.

La section 4 détaille la modélisation sous GATE de la propagation des photons optiques au sein des cristaux et de la collection de ces derniers à la photocathode. Cette simulation est essentielle

pour comprendre l'impact de la rugosité des cristaux sur la distribution des temps de propagation et de collection des photons. Elle permet également d'estimer le nombre de photoélectrons détectés, et notamment le nombre de photoélectrons issus du processus Tcherenkoy, après l'interaction des photons gamma de 511 keV dans un cristal de $PbWO_4$ et de confronter nos résultats de mesure.

La section 5 présente les résultats de l'étalonnage du photomultiplicateur, à savoir : la valeur de l'intégrale de charge moyenne d'un photoélectron et le tracé de la forme moyenne des signaux d'un photoélectron.

Enfin, la section 6 détaille les méthodes d'analyse mises en œuvre pour la mesure des rendements de production de lumière et des constantes de temps de scintillation des cristaux de $PbWO_4$ ainsi que les résultats obtenus. La mesure du flux de lumière se base sur un calcul d'intégrale de charge des signaux. La mesure des constantes de temps de scintillation et des rendements associés se base sur le calcul d'un ajustement sur les formes moyennes des signaux. Nous proposons ensuite une quantification des biais de mesure puis une évaluation du rendement de production de lumière (en photons/MeV) de chaque cristal à chaque température à partir des résultats de photométrie. Pour conclure, nous proposons une interprétation de la physique de scintillation associée aux effets observés et discutons des potentielles améliorations pour reproduire cette étude.

1 La production des cristaux de $PbWO_4$

1.1 Méthodes classiques de production de cristaux

Il existe deux méthodes classiques de production de monocristaux : la méthode de Czochralski-Kyropoulos et la méthode de Bridgeman et Stockbarger [86, 87] illustrées en figure 3.1.

La technique la plus utilisée de nos jours est la méthode de tirage de Czochralski-Kyropoulos. Elle consiste en l'utilisation d'un bain fondu du matériau à cristalliser et d'un germe monocristallin pour orienter la cristallisation. Le germe froid est placé à la surface du bain fondu qui cristallise au contact du germe puis est lentement tiré vers le haut. Le diamètre du cristal résultant est contrôlé par la vitesse du tirage et par la température du bain mais aussi par la taille du creuset utilisé.

La deuxième méthode est la technique de Bridgeman-Stockbarger. Elle consiste à déplacer un creuset contenant le bain fondu de matériau dans un gradient de température. Le matériau à cristalliser est contenu dans le creuset placé initialement dans la zone chaude du four (à la température de fusion du matériau, dans la partie supérieure du système). Un mécanisme de translation permet de descendre lentement (quelques mm/h) le creuset dans la partie inférieure du système où la température est plus froide (inférieure à la température de fusion du matériau). Le cristal se solidifie alors. Il est également possible d'utiliser un germe pour orienter la cristallisation. Cette seconde méthode présente deux principaux inconvénients. D'une part, la taille du cristal est limitée par le diamètre du creuset et le démoulage du cristal est une étape critique et difficile. D'autre part, cette méthode ne permet pas la production de cristaux dopés de façon homogène.

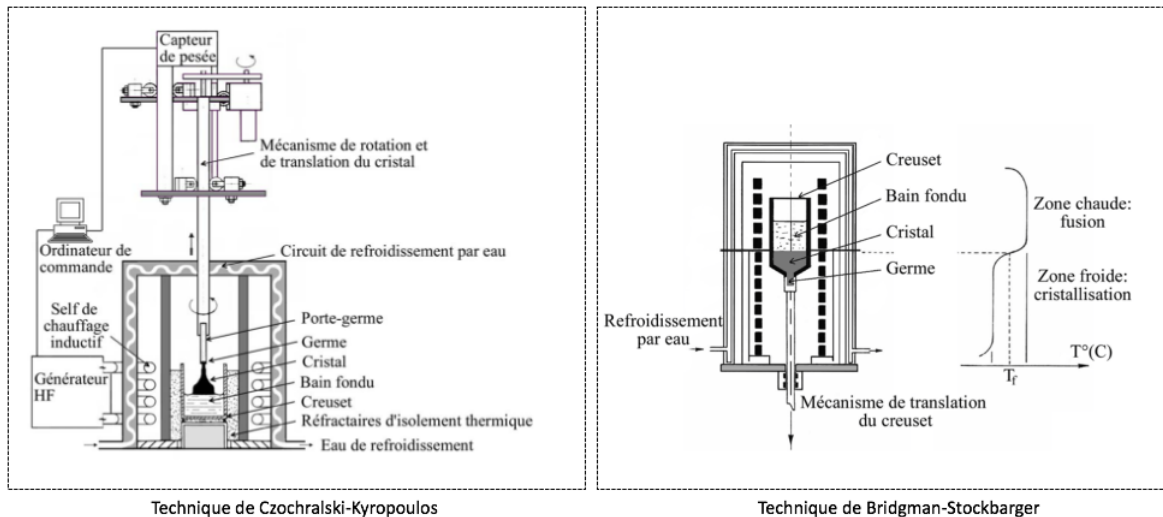


Figure 3.1 – Illustration des techniques de Czocharlski-Kyropoulos et de Bridgman-Stockbarger [87].

1.2 Les producteurs de cristaux de tungstate de plomb

Pour le projet ClearMind, nous avons pris contact avec trois entreprises de production de cristaux. La première est l'entreprise tchèque CRYTUR (à Turnov). Les deux autres entreprises sont chinoises : SICCAS (à Shanghai) et EPIC (à Jiangsu). Le laboratoire a acheté trois cristaux de taille $25 \times 25 \times 10 \text{ mm}^3$ dopés et un cristal non dopé de même taille afin de les caractériser et de choisir le meilleur candidat pour le détecteur ClearMind. La production de cristaux de grande taille (de taille $60 \times 60 \times 5 \text{ mm}^3$) de qualité et homogènement dopé demande un réel effort de développement et de production. Aujourd'hui, l'entreprise tchèque CRYTUR est la seule à réaliser de tels cristaux.

2 La scintillation au sein des cristaux de $PbWO_4$

La scintillation est la capacité d'un scintillateur (organique ou inorganique) d'émettre des photons dans le domaine du visible ou proche de celui-ci, après avoir reçu une énergie extérieure sous forme de radiations ionisantes (particules chargées, rayons X et γ). L'intensité lumineuse des photons émis par le scintillateur évolue dans le temps suivant une loi (souvent) multi-exponentielles décroissantes. Les constantes de temps de cette loi sont reliées à la nature des centres luminescents du scintillateur.

2.1 Le mécanisme de scintillation en quatre étapes

La luminescence des scintillateurs inorganiques résulte de la relaxation radiative d'un ion du scintillateur excité depuis son état fondamental à la suite de l'interaction de particules ionisantes dans la matière. Elle peut être décrite en quatre étapes interconnectées dont la cinétique diffère selon la nature du matériau, de son dopage, de sa fabrication, de son exposition antérieure aux radiations ou encore de la température du système [86, 88, 89]. On distingue chronologiquement

en figure 3.2 :

- les interactions électroniques primaires et secondaires,
- la thermalisation des excitations électroniques au sein des structures de bande des atomes du réseau cristallin,
- la migration des porteurs de charges libres vers les centres luminescents et/ou pièges aboutissant à l'excitation des centres luminescents,
- et l'émission de photons depuis les centres luminescents.

2.1.1 Interaction primaire de la particule ionisante avec la matière

Lorsqu'un photon γ de 511 keV interagit avec la matière par effet photoélectrique ou diffusion Compton, il transfère son énergie aux électrons du milieu. Ces électrons primaires sont alors très énergétiques (~ 420 keV suite à l'interaction photoélectrique dans le $PbWO_4$). L'énergie nécessaire E_c pour la création d'une paire électron-trou dans le milieu est typiquement 2-3 fois l'énergie de la bande interdite du matériau notée E_g ($E_g(PbWO_4) \approx 3.8$ eV). Selon l'énergie de l'électron primaire, il pourra exciter ou ioniser le milieu et créer des paires électron-trou en cascade. Plus l'énergie de la bande interdite du matériau est élevée, moins nombreuses sont les excitations électroniques produites.

2.1.2 La thermalisation des excitations

Lorsque l'énergie de ces paires électron-trou créées en cascade devient inférieure à E_c , les excitations électroniques (électrons, trous ou excitons¹) se thermalisent. Durant cette étape, les excitations perdent leur énergie par interaction avec le réseau cristallin. Les électrons relaxent depuis le haut de la bande de conduction (sous le seuil $2-3 \times E_g$) vers le bas de la bande de conduction du matériau tandis que les trous se relaxent depuis le bas de la bande de valence (au dessus de l'énergie nécessaire au processus Auger, E_{Auger}) vers le haut de la bande de valence du matériau.

2.1.3 La migration des excitations

L'étape suivant la thermalisation est la migration de ces excitations (électrons, trous, excitons) au sein des centres luminescents du scintillateur. Dans le cas d'un scintillateur rapide, la voie la plus simple est la migration séquentielle des excitations au sein des centres luminescents (on parle de *transfert de charge*). C'est une étape critique pour la luminescence du scintillateur puisque les excitations peuvent être piégées par des défauts cristallins ou des impuretés ou encore interagir entre elles. Ces phénomènes provoquent alors une perte de recombinaisons radiatives ou un retard de luminescence.

1. Un exciton est une quasi-particule assimilable à une paire électron-trou liés par les forces de Coulomb. Son énergie de liaison est inférieure à l'énergie de la bande interdite du matériau.

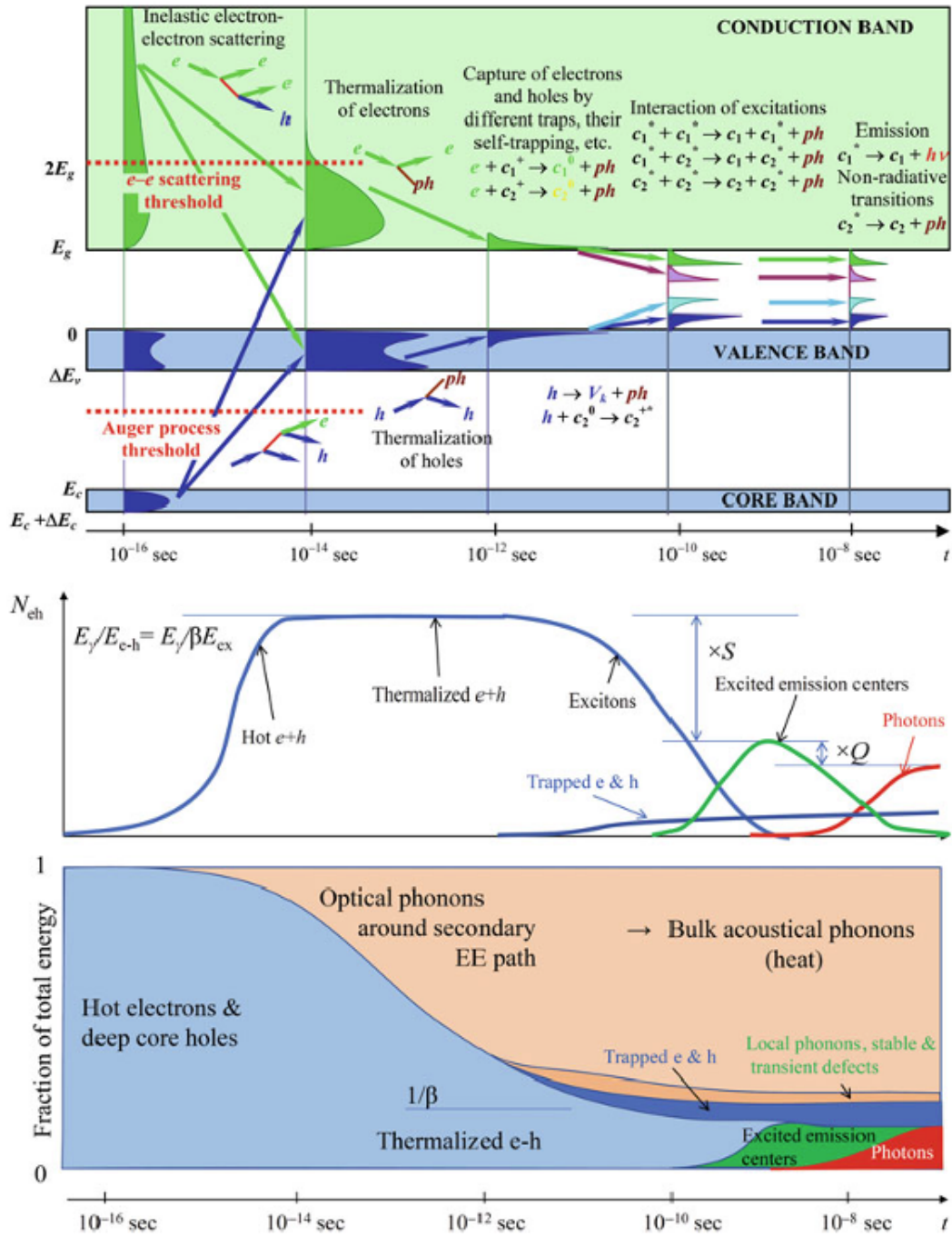


Figure 3.2 – Illustration de la cinétique de la luminescence [90, 88].

2.1.4 La luminescence

La dernière étape aboutit idéalement à la production de photons dans le domaine visible ou proche visible. Le terme luminescence est employé lorsque la désexcitation des centres luminescents est radiative, c'est à dire accompagnée d'une production de photons de scintillation. Le rendement de production de photons et les constantes de temps de scintillations dépendent de la nature des centres luminescents.

La luminescence est en continuelle compétition avec des processus non radiatifs bien connus mais difficilement prévisibles : le couplage électrons-phonons est un exemple typique. Les ions du réseau cristallin peuvent interagir avec les niveaux de vibrations du réseau ce qui aboutit à des transitions non radiatives. Ce processus est d'autant plus marqué que le décalage de Stokes² du matériau est grand.

Pour certains cristaux, une modélisation complète de la cinétique de scintillation a été mise en oeuvre afin de prédire le comportement et les paramètres de scintillation des cristaux. Ces modèles sont basés sur l'utilisation de systèmes d'équations cinétiques décrivant chacun des processus physiques. A titre d'exemple, les récents travaux de S.Gridin et al [91] ont permis la modélisation du CsI dopé grâce à l'identification des processus intervenants et des paramètres issus de données expérimentales.

2.2 Les centres de luminescence

Le tungstate de plomb est à la fois un radiateur Tcherenkov et un scintillateur intrinsèque de rendement de scintillation faible de l'ordre de 300 photons/MeV. Sa production de lumière est rapide : 84% de ses photons sont émis dans les 10 premières nanosecondes à température ambiante [92]. Il présente deux principaux centres luminescents intrinsèques ; les centres réguliers WO_4^{2-} et les centres irréguliers WO_3 [93, 94, 83, 84, 85]. Les centres réguliers WO_4^{2-} sont dominants à température ambiante et produisent une luminescence bleue. Ils émettent rapidement (en moins de 4 ns) des photons de longueur d'onde de l'ordre de 420 nm. Les centres irréguliers WO_3 produisent une luminescence verte. Ils émettent, plus lentement que les centres réguliers (moins de 10 ns), des photons de longueur d'onde de l'ordre de 490 nm.

Ces deux principaux centres luminescents ne sont pas les seuls responsables de la scintillation du tungstate de plomb [18]. Tout d'abord, il faut noter que dans les cristaux de $PbWO_4$, des impuretés tel que les ions de molybdène sont toujours présentes du fait de la difficulté de séparation de ces ions à ceux de plomb, très proches chimiquement. On estime la concentration de ces impuretés de molybdène à moins d'une partie par million pour des cristaux produits dans de bonnes conditions. Les complexes anioniques MoO_4^{2-} créés par ces impuretés sont considérés comme des pièges à

2. Le décalage de Stokes correspond à la différence (en longueur d'onde ou fréquence) entre la position du pic du spectre d'absorption et celle du pic du spectre d'émission (luminescence) de la même transition électronique d'un matériau.

électrons, stables à température ambiante. Ils produisent une luminescence lente et verte (émission de photons de 508 nm). Certains complexes de type WO_3 sont localisés près des défauts de Frenkel³ ce qui modifie leur propriétés scintillantes. Les photons émis par ces centres ont une longueur d'onde de 650 nm (rouge). Enfin, lors de la production de cristaux de $PbWO_4$ et plus particulièrement lors de la fusion des matières premières, une importante et systématique perte de plomb se produit par évaporation. Ces pertes de plomb induisent des super-structures au sein des cristaux et sont également considérées comme des défauts de la structure cristalline.

A ces centres luminescents et pièges issus de la fabrication des cristaux, s'ajoutent plusieurs pièges à électrons plus ou moins superficiels que nous ne détaillerons pas dans ce manuscrit. Ces pièges sont sources de perte d'énergie radiative et/ou de retard de luminescence.

2.3 Le dopage des cristaux

Le dopage des cristaux de $PbWO_4$ avec des ions trivalents tels que les ions Y^{3+} , La^{3+} , ou bien Lu^{3+} permet "d'éteindre" certains pièges comme ceux liés aux lacunes ioniques de plomb. En effet, l'introduction d'ions (en concentration de l'ordre de 10 ppm) dont le diamètre est similaire à celui des ions de plomb crée des centres luminescents plus profonds que les centres réguliers WO_4^{2-} et plus stables au sein desquels les excitations vont être piégées. L'apparition de tels centres modifie les propriétés scintillantes du cristal. Les études ont montré que l'introduction d'ions trivalents fournit d'excellents résultats. Le rendement de scintillation rapide est plus important et les constantes de temps de scintillation sont plus courtes grâce à la disparition de la troisième constante de scintillation (lente et de luminescence rouge). Elle permet également l'amélioration de la résistance aux radiations. Les cristaux dopés avec des ions Y^{3+} et La^{3+} (avec une concentration de quelques ppm) semblent présenter les meilleures propriétés de scintillation pour une application TEP. Le rendement de production de photons est le plus élevé comparé aux autres cristaux dopés et la constante de temps de scintillation moyenne est la plus rapide. Dans la littérature, nous constatons une constante de temps de scintillation moyenne de l'ordre de 6 ns [14, 15, 16, 17, 18].

2.4 Les récents travaux sur le $PbWO_4$

Les cristaux de tungstate de plomb sont actuellement utilisés dans de nombreuses expérimentations sur la physique des hautes énergies telles que les expériences CMS et ALICE au LHC ([19, 20, 21]). La raison principale réside dans leur bonne tenue aux radiations et leur temps de montée de scintillation ultra rapide. De récents travaux ont été réalisés afin de déterminer les différentes constantes de temps d'un cristal de tungstate de plomb de taille $2 \times 2 \times 0.1 \text{ cm}^3$ taillé depuis un lingot Panda-II [95]. Cette étude a été réalisée à température ambiante grâce à l'utilisation d'un laser femtoseconde et d'une caméra à balayage. Les résultats mettent en évidence pour la première fois l'existence d'une constante de temps très rapide ($\sim 3\text{-}6$ ps) et confirment les constantes de temps rapide (600 - 800 ps) et lente (8-10 ns). Ces photons de constante de temps très rapides

3. Un défaut de Frenkel est créé lorsqu'un atome ou un ion quitte sa position normale pour venir en position interstitielle du réseau cristallin.

seraient émis par les centres luminescents "verts" de capture d'électrons de type F+ (créés par la vacance d'un ion oxygène). Ils sont très instables à température ambiante d'où leur constante de temps extrêmement rapide et présentent un très faible rendement de production de lumière ($\sim 0.1\%$).

2.5 Un modèle analytique simple pour la scintillation du $PbWO_4$

D'après les mécanismes de scintillation et les différents centres luminescents étudiés au sein du tungstate de plomb, nous proposons dans ce paragraphe une paramétrisation simple de la scintillation. Les paramètres d'intérêts pour l'application TEP-TOF sont le rendement de production de lumière (scintillation et Tcherenkov) ainsi que les constantes de temps de scintillation. La paramétrisation proposée est une fonction multi-exponentielles décroissantes dont les constantes de temps de décroissances correspondent aux différentes constantes de temps de scintillation. Puisque les cristaux non dopés présentent trois constantes de scintillation différentes, la fonction doit comporter trois exponentielles décroissantes ; une rapide (1-2 ns), une intermédiaire (4-6 ns) et une lente (20-30 ns) à 25 °C. L'introduction d'une impulsion de Dirac permet la modélisation du processus Tcherenkov. Le temps de montée de l'impulsion scintillante est très court (de l'ordre de la picoseconde) par rapport aux constantes de temps de scintillation à mesurer. Nous pouvons donc négliger sa contribution dans le modèle analytique. Ainsi, la densité spectrale des temps de scintillation s'écrit telle que :

$$f(t) = R_{Ch}\delta(t) + \frac{R_r}{\tau_r} \exp\left(\frac{-t}{\tau_r}\right) + \frac{R_i}{\tau_i} \exp\left(\frac{-t}{\tau_i}\right) + \frac{R_l}{\tau_l} \exp\left(\frac{-t}{\tau_l}\right). \quad (3.1)$$

Avec :

- R_{Ch} le rendement de production de photons Tcherenkov,
- R_r le rendement de production de photons de constante de temps rapide τ_r émis par les centres luminescents réguliers WO_4^{2-} (bleu),
- R_i le rendement de production de photons de constante de temps intermédiaire τ_i émis par les centres luminescents irréguliers WO_3 (vert),
- et R_l le rendement de production de photons de constante de temps lente τ_l émis par les centres WO_3 distordus par les défauts de Frenkel (rouge) et les complexes anioniques MoO_4^{2-} (vert).

3 Présentation des bancs de mesure

Le but de l'étude est de déterminer le rendement de production de lumière de quatre cristaux de tungstate de plomb de technologie de dopage différente ainsi que leurs constantes de temps de scintillation à différentes températures. Pour cela, nous avons mis en place deux bancs expérimentaux. Le premier est un banc de caractérisation des cristaux. Ce banc permet d'acquérir les signaux produits par le photomultiplicateur suite à la collection et la conversion des photons de scintillation et de la lumière Tcherenkov en photoélectrons. Le second est un banc d'étalonnage permettant la

mesure des performances du photomultiplicateur utilisé.

3.1 Banc de caractérisation des cristaux

Les quatre cristaux que nous avons caractérisés sont dépolis sur 5 faces et de taille $25 \times 25 \times 10 \text{ mm}^3$. La sixième face est polie et est couplée à la fenêtre du PMT à l'aide de gel optique. Lorsqu'un photon optique atteint une interface de type $PbWO_4 - \text{gel}$, il sera totalement ou partiellement réfléchi selon un angle identique à l'angle d'incidence. Si le cristal est poli, le photon peut entrer dans un régime de réflexion total continu et finalement être absorbé au sein du cristal. Dépolir les surfaces d'interface $PbWO_4 - \text{air}$ permet de modifier l'angle sous lequel se présente le photon à la prochaine interface et donc de maximiser la transmission du photon à l'interface $PbWO_4 - \text{gel}$. Ainsi, la collection de lumière est améliorée. Selon le chemin parcouru par le photon optique avant d'interagir avec la photocathode du PMT, il sera détecté plus ou moins rapidement.

Parmi les quatre cristaux de tungstate de plomb, trois sont dopés :

- SICCAS : Y est dopé à l'yttrium,
- SICCAS : CMS est dopé avec la technologie CMS (dopage inconnu),
- et CRYTUR : Panda-II est dopé à l'yttrium et au lanthane.

Le quatrième, noté EPIC, n'est pas dopé.

3.1.1 Mise en place du banc expérimental

Le couplage d'un cristal de tungstate de plomb au PMT est réalisé au moyen d'un gel optique. L'ensemble *PMT + cristal* est appelé *détecteur BRS* (pour *Banc de Rendement de Scintillation*) dans la suite de ce manuscrit. Le banc de caractérisation des cristaux est visible en figure 3.3. L'ensemble *source radioactive + détecteur BRS* est placé dans une chambre climatique Vostch VC 4018 pour réguler la température du système de 20°C à -25°C . Le support du détecteur BRS est recouvert d'un linge noir pour isoler le détecteur des éventuelles sources lumineuses indésirables.

Le photomultiplicateur utilisé est un PMT de type R11265-100 de l'entreprise Hamamatsu. La multiplication des photoélectrons est réalisée au moyen d'une structure à micro-dynodes. Sa fenêtre est en verre borosilicate et sa photocathode est de technologie bialcaline. La photocathode est efficace entre 300 et 650 nm avec un maximum à 350 nm. La surface active du photomultiplicateur est de $23\text{mm} \times 23\text{mm}$. A température ambiante, le gain typique du PMT est de 1.4×10^6 et la dispersion sur le temps de transit des électrons est d'environ 270 ps (FWHM) d'après sa fiche technique.

La source radioactive de sodium 22 (^{22}Na) est scellée et de temps de demi-vie 2.6 ans. Le noyau des atomes de sodium 22 émet une particule β^+ (à 90.8%) ou capture un électron de son cortège électronique (9.2%), puis se désexcite en émettant un photon γ de 1.27 MeV. Le positon s'annihilera avec un électron pour émettre deux photons γ de 511 keV dans des directions quasi-opposées. Ce sont ces deux photons γ de 511 keV qui sont acquis en coïncidence par le spectromètre YAP et le détecteur BRS. L'activité de la source est d'environ 2.53 MBq au moment de la prise de données.

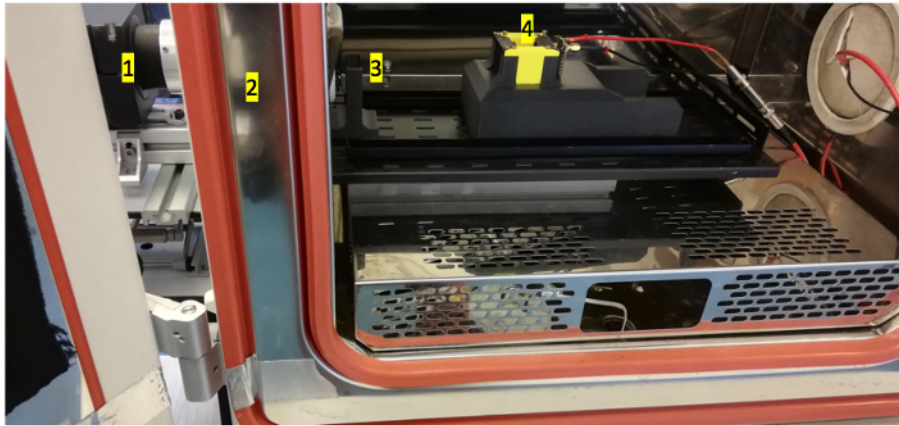


Figure 3.3 – Photo du banc de caractérisation des cristaux. Le numéro 1 correspond au spectromètre YAP, le numéro 2 à la paroi de la chambre climatique (10 cm), le numéro 3 au support au sein duquel est placée la source radioactive scellée et en numéro 4 le détecteur BRS inséré dans un support de maintien. L'ensemble *spectromètre YAP + source + détecteur BRS* est aligné pour permettre la détection des évènements en coïncidence.

Le spectromètre YAP est composé d'un cristal YAP scintillant (de diamètre 38 mm et d'épaisseur 15 mm) et d'un PMT cylindrique Hamamatsu R9779. La conception et l'optimisation de ce spectromètre sont documentées dans la thèse de E. Ramos [96]. A 511 keV, la résolution en énergie du spectromètre YAP est de 7.9 % (FWHM) et sa résolution temporelle est d'environ 105 ps (104 ± 4.7 ps (1σ)).

Le détecteur BRS est alimenté par une haute tension de +750 V délivrée par un module double alimentation CHQ 202 M (2 x 2kV, 6 mA) STRUCK (Iseg). Le spectromètre YAP est alimenté par une haute tension de -1200 V. Les hautes tensions sont filtrées par un filtre passe-bas en Pi ($C=10$ nF et $R=1$ kOhm). Les signaux du détecteur BRS sont amplifiés par un amplificateur de type mini-circuit de référence ZKL-1R5+ [97] de bande passante 1.5 GHz et de gain 40 dB.

Les signaux sont visualisés et enregistrés par un module WaveCatcher [79] qui les numérise en 1024 points. La fréquence d'échantillonnage est de 3.2 GHz et la fenêtre temporelle d'acquisition est de 320 ns. On acquiert en coïncidence les évènements issus de l'interaction des photons γ de 511 keV dans le détecteur BRS et dans le spectromètre YAP.

3.1.2 Protocole de mesure

Quatre séries de mesures sont effectuées pour caractériser les quatre cristaux de tungstate de plomb. Une série de mesure correspond au couplage du PMT avec l'un des quatre cristaux de tungstate de plomb à l'aide de gel optique et l'acquisition des évènements en coïncidence spectromètre YAP - détecteur BRS à différentes températures. La température du système varie de 20°C à -25°C puis de -25°C à 20°C. Les données sont acquises à 20, 5, -10 et -25 °C durant le cycle descendant et montant. Deux heures séparent chaque prise de données pour que le système se stabilise à la température choisie. Pour des raisons pratiques, la prise de données pour un cristal s'étale sur deux journées. Le cycle descendant en température a lieu la première journée et le cycle montant en

température a lieu la seconde journée. L'ensemble *source + détecteur BRS* reste une nuit entière à $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ car la chambre climatique ne peut s'ouvrir qu'à température ambiante. Le détecteur BRS et le spectromètre YAP sont mis sous tension (respectivement hors tension) au début (respectivement à la fin) de chaque journée.

Le seuil d'acquisition des signaux BRS est de -12 mV et celui du YAP est de -50 mV (soit 230 keV). Les signaux sont acquis en coïncidence BRS-YAP dans une fenêtre de 100 ns et sont échantillonnés avec 1024 points sur une fenêtre de 320 ns à 3.2 GHz (figure 3.4). On acquiert environ $30\ 000$ évènements (un évènement = une coïncidence YAP-BRS) à chaque température.

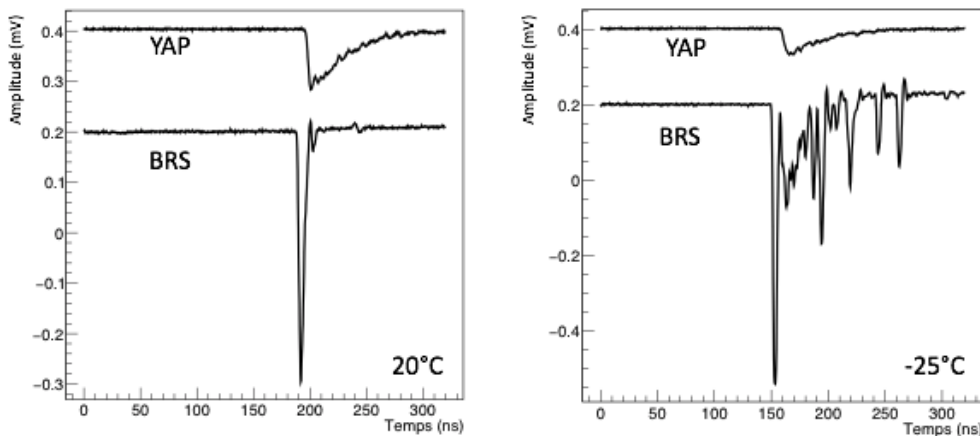


Figure 3.4 – Signaux typiques du spectromètre YAP et du détecteur BRS enregistrés lors de la caractérisation du cristal de $PbWO_4$ non dopé fournit par EPIC à haute et basse température.

3.2 Banc d'étalonnage du PMT

3.2.1 Mise en place du banc expérimental

Le banc d'étalonnage est placé au sein de la chambre climatique Vostch VC 4018 utilisée pour réguler la température du système de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ lors de l'acquisition de données par le photomultiplicateur couplé à un cristal (banc de caractérisation des cristaux). Le PMT à étalonner est celui présenté en section 3.1. Les signaux produits par le PMT sont amplifiés par un amplificateur de référence mini-circuit ZKL-1R5+, de bande passante 1.5 GHz et de gain 40 dB .

La source de photons est un laser picoseconde Pilas de la société *Advance Laser Diode System* qui émet des photons de longueur d'onde 409 nm . La distribution en temps du faisceau est documentée assez gaussienne et de largeur à mi-hauteur 20 ps . D'après sa fiche technique, l'erreur sur le temps de déclenchement (*trigger*) de l'émission de photons est de 1.4 ps . La fibre optique (5 m de longueur) est placée à 28 cm du photomultiplicateur et dirigée en son centre. La "tête laser" et son module d'alimentation sont placés le plus loin possible du PMT et de l'électronique de lecture pour limiter les bruits induits par le laser lors de l'acquisition, soit à 4 m du PMT. Enfin, le faisceau laser est atténué de sorte que la probabilité de détecter un photoélectron soit inférieure à 1 (typiquement 0.20). Cela permet d'acquérir les signaux produits par le PMT lorsqu'il convertit un seul photon en



Figure 3.5 – Photo du banc expérimental dédié à l'étalonnage du photomultiplicateur. À gauche : le photomultiplicateur R11265-100 de l'entreprise Hamamatsu. À droite : la fibre optique connectée à un laser picoseconde "Pilas" (409 nm) de la société "Advance Laser Diode System" .

un photoélectron. Ce mode d'acquisition est noté SPE (pour *single photoelectron*) dans la suite de ce manuscrit.

Le PMT est alimenté par une haute tension de +750 V au moyen d'un module double alimentation (2 x 2 kV, 6 mA) de référence CHQ 202 M STRUCK (Iseg). Un filtre haute tension passe-bas en Pi ($C=10$ nF, $R=1$ KOhm soit de bande passante 10MHz) est placé entre l'alimentation et le PMT. Il permet de lisser et stabiliser la tension délivrée au PMT.

Les signaux sont visualisés et enregistrés par le même module WaveCatcher utilisé lors de la caractérisation des cristaux, qui les numérise en 1024 points. La fréquence d'échantillonnage est de 3.2 GHz et la fenêtre temporelle d'acquisition est de 320 ns.

3.2.2 Protocole de mesure

Les signaux issus du PMT sont acquis en coïncidence avec le signal de déclenchement (*trigger*) laser. Plusieurs acquisitions ont été réalisées pour vérifier la fidélité des résultats et diminuer les incertitudes de la mesure. Le faisceau laser est atténué à 90 %. Le taux de répétition laser est de 5 kHz. Le seuil d'acquisition des signaux PMT est de -12 mV (pour une amplitude moyenne de 60 mV) et celui du *trigger* laser de 100 mV (pour une amplitude moyenne de 500 mV). L'amplitude du signal de déclenchement laser est atténué avant le module d'acquisition pour prévenir la saturation.

Nous avons acquis 100 000 évènements en coïncidence PMT-laser pour disposer d'une excellente statistique.

4 Modélisation de la production et de la propagation de lumière au sein des cristaux de $PbWO_4$

4.1 Simulation du banc de caractérisation des cristaux

Nous verrons en section 6 du chapitre que notre dispositif expérimental n'est pas de résolution temporelle suffisante pour séparer clairement la composante Tcherenkov de la composante de scintillation rapide. Néanmoins, connaître le rendement Tcherenkov est essentiel pour mesurer la constante de temps rapide. Théoriquement, le rendement de photons Tcherenkov est identique quel que soit la technologie de dopage des cristaux et la température du système tant que l'indice optique, la transparence et la densité du cristal ne varient pas significativement. C'est le cas à notre échelle de mesure. Dans le cristal de $PbWO_4$, on s'attend en moyenne à une émission de 20 photons Tcherenkov. Malheureusement nous verrons que seule une faible partie de ces photons sera détectée.

Une simulation GATE (pour Geant4 Application for Tomographic Emission [98, 99]), basée sur l'environnement de développement Geant4, a été réalisée afin d'estimer le nombre de photoélectrons détectés (de scintillation et Tcherenkov) après l'interaction de photons γ de 511 keV dans un cristal de tungstate de plomb. La géométrie de la simulation GATE (figure 3.6) décrit le banc expérimental de caractérisation des cristaux de manière réaliste (figure 3.3). On y retrouve :

- le cristal de tungstate de plomb de taille $25 \times 25 \times 10 \text{ mm}^3$ (en bleu). Le cristal de tungstate de plomb est maintenu dans son support mécanique grâce à un morceau de mousse simulé par un matériau de faible atténuation d'épaisseur 1.5 cm (en gris),
- la fenêtre optique du photomultiplicateur et le gel sont simulés par 2 mm de verre d'indice optique proche de celui du BK7 (en vert),
- la photocathode du photomultiplicateur représentée par 20 nm de matériau super bialcalin bleu (en rouge, non visible),
- la source radioactive (en rouge) dans son support plastique (en jaune),
- et le cristal YAP représenté par un cylindre de rayon 19 mm et de hauteur 15 mm (en magenta).

Le cristal de tungstate de plomb simulé est dopé à l'yttrium ($PbWO_4 : Y$). Son spectre d'émission et son indice optique en fonction de la longueur d'onde sont respectivement simulés à partir des publications [16] et [100]. Son rendement de scintillation est de 300 photons/MeV. Pour cette étude, ses constantes de temps sont simulées instantanées (1 ps). La photocathode simulée est basée sur le modèle bialcalin bleu de Motta et al. [101].

La source radioactive simulée (cylindre de rayon 6mm) émet simultanément deux photons γ de 511 keV dans des directions opposées. Sur le banc expérimental, le spectromètre YAP est physiquement séparé du système *source + photomultiplicateur + cristal de tungstate de plomb* qui est introduit à l'intérieur d'une chambre climatique. La porte de la chambre climatique est représentée

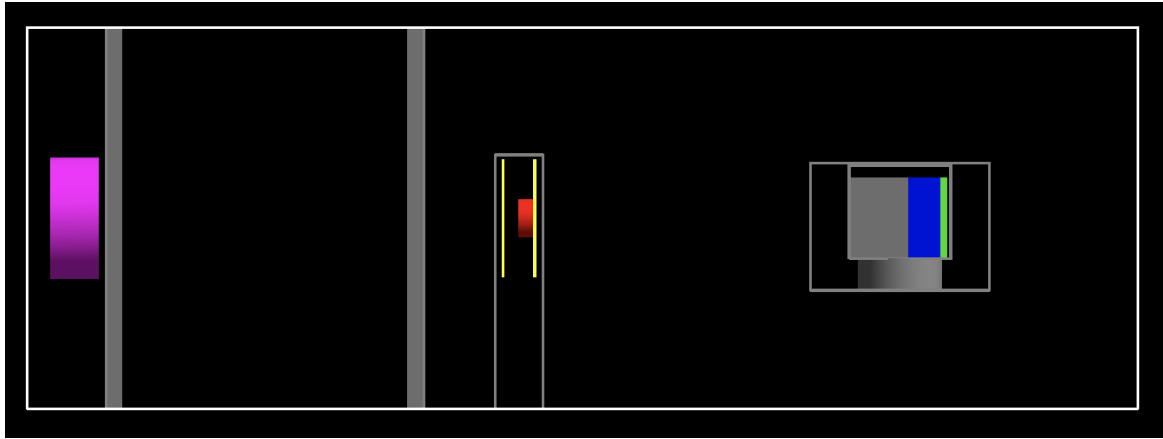


Figure 3.6 – Géométrie de la simulation GATE représentant le banc de caractérisation des cristaux.

par deux murs de 5 mm d'épaisseur en aluminium (en gris).

Deux simulations ont été réalisées avec la même géométrie, le même type de source et le même nombre d'évènements (100 000). Seuls les processus physiques mis en jeu diffèrent ;

- la première simulation autorise à la fois les processus de scintillation et Tcherenkov. Elle permet de calculer le nombre total de photoélectrons détectés par la phot cathode après l'interaction des photons γ de 511 keV dans le cristal sous l'hypothèse d'un rendement de luminescence de 300 ph/MeV.
- la seconde simulation autorise uniquement le processus Tcherenkov. Elle permet de calculer le nombre de photoélectrons Tcherenkov détectés.

4.2 Résultats sur le rendement calculé

Les évènements détectés en coïncidence dans les volumes YAP et $PbWO_4$ sont analysés. Seuls les évènements dont l'énergie déposée dans le volume sensible du YAP est supérieure à 420 keV sont retenus. Cela permet de retenir les interactions photoélectriques dans le cristal YAP et d'optimiser sa résolution temporelle lors des mesures.

D'après l'analyse de la première simulation, 14.57 photoélectrons issus des processus de scintillation et Tcherenkov sont détectés en moyenne. On note ce nombre NbT_{simu} .

D'après l'analyse de la seconde simulation, 0.76 photoélectrons issus uniquement du processus Tcherenkov sont détectés en moyenne. On note ce nombre $NbCh_{simu}$.

On peut donc en déduire le nombre moyen de photoélectrons détectés issus uniquement du processus de scintillation tel que $NbS_{simu} = NbT_{simu} - NbCh_{simu}$, soit 13.81.

4.3 Modélisation de la propagation et de la collection de lumière au sein des cristaux de $PbWO_4$ rugueux

La simulation GATE présentée en section 4.1 permet le traçage temporel des photons optiques. Elle permet de calculer la distribution des temps de propagation et de collection des photons optiques depuis l'interaction du photon γ de 511 keV au sein du cristal rugueux à l'absorption des

photons optiques à la photocathode. Cette distribution est utilisée pour le calcul de l'ajustement de forme présenté en section 6.3 et contribue significativement sur la mesure des constantes de temps de scintillation. Cette partie présente l'étude réalisée pour caractériser puis simuler au mieux la rugosité de nos cristaux.

4.3.1 Le modèle UNIFIED

Dans un premier temps, nous avons utilisé le modèle UNIFIED de GATE [99, 102] pour définir la surface rugueuse du cristal dans la simulation présentée en section 4.1. Dans le modèle UNIFIED, le paramètre σ_α permet de varier la rugosité des cristaux. La figure 3.7 présente la distribution des temps de propagation et de collection des photons optiques pour un cristal de $PbWO_4 : Y$ de $25 \times 25 \times 10 \text{ mm}^3$ rugueux obtenue d'après le modèle UNIFIED de paramètre $\sigma_\alpha = 20^\circ$, valeur typique d'après [103].

Selon la valeur du paramètre de rugosité moyenne σ_α introduit dans la simulation, la distribution des temps de propagation et de collection des photons optiques présente une forme différente (figure 3.8). La distribution obtenue avec le paramètre $\sigma_\alpha = 50^\circ$ est plus lisse. Le pic correspondant aux photons ayant été réfléchi par la face opposée du cristal à celle couplée à la photocathode avant d'être collectés a quasiment disparu. La distribution obtenue avec le paramètre $\sigma_\alpha = 6^\circ$ est plus longue, les photons sont collectés en moyenne plus tardivement ; 1.136 ns ($\sigma_\alpha = 6^\circ$) vs 0.949 ns ($\sigma_\alpha = 20^\circ$) et 0.893 ns ($\sigma_\alpha = 50^\circ$). Ceci est cohérent avec un nombre de réflexions plus élevé pour des cristaux peu dépolis ($\sigma_\alpha = 6^\circ$). Il est donc judicieux de dépolir les cristaux pour optimiser le temps de propagation et de collection de lumière lorsque le cristal est couplé à la fenêtre du PMT à l'aide de gel optique.

4.3.2 Mesure de la rugosité des cristaux

Dans un second temps, nous avons décidé de mesurer la rugosité des quatre cristaux grâce au microscope confocal à balayage laser de la plateforme PANAMA⁴ pour diminuer les incertitudes sur les résultats.

La mesure de la rugosité n'est pas immédiate et résulte de l'analyse des mesures de hauteur de surface. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un microscope à balayage laser 3D de la série VK-X100/X200 de l'entreprise Keyence. La cible (le cristal dans notre cas) est balayée par la source laser selon les deux dimensions XY de la surface. La lumière réfléchie par chaque pixel est détectée par un récepteur de lumière. Puis pour chaque pixel, l'objectif du laser se déplace selon l'axe Z (perpendiculaire à la surface) pour acquérir l'intensité lumineuse réfléchie par chaque pixel selon la position en Z. La hauteur de surface correspond à la position Z pour laquelle l'intensité lumineuse réfléchie est maximale.

Nous avons acquis les données sur les quatre cristaux de $PbWO_4$ (SICCAS x2, CRYTUR et EPIC) avec le grossissement microscope de 50. Les données acquises se présentent sous la forme

4. PANAMA est une plateforme technologique commune aux laboratoires du campus Paris Saclay travaillant dans le domaine des accélérateurs de particules (Irfu, IJCLab (IPN, CSNSM, LAL)) et dédiée à l'analyse et la caractérisation de matériaux utilisés pour les accélérateurs au sens large (sources, accélérateurs, détecteurs ...)

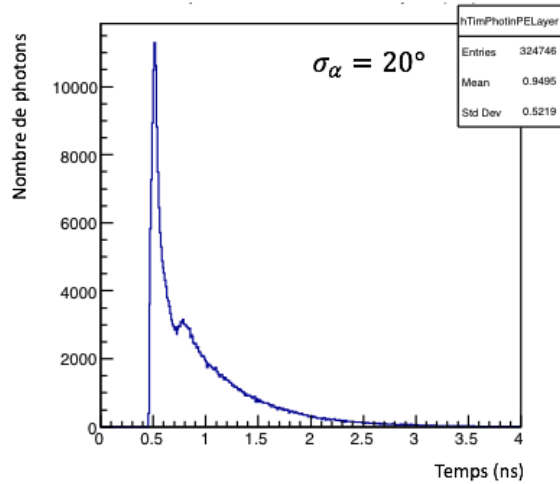


Figure 3.7 – Distribution des temps de propagation et de collection des photons optiques produits par un cristal de $PbWO_4 : Y$ de $(25 \times 25 \times 10)mm^3$ obtenue par simulation GATE. Le cristal est dépoli sur les 5 faces air-cristal. La sixième face est en contact avec la fenêtre du PMT au travers de gel optique. La rugosité du cristal est simulée en utilisant le modèle UNIFIED de paramètre $\sigma_\alpha = 20^\circ$. La scintillation est simulée comme instantanée. Le pic de distribution à 0.5 ns correspond aux photons ayant été collectés par la photocathode sans réflexion. Le pic entre 0.7 et 0.8 ns correspond aux photons ayant d’abord été réfléchis par la face opposée à celle couplée à la photocathode avant d’être collectés. Enfin, la queue de la distribution correspond aux photons ayant été réfléchis plusieurs fois sur les faces du cristal avant d’être collectés par la photocathode. Notons que l’offset temporel présent sur la distribution est induit par le temps de propagation des photons γ jusqu’au cristal et n’est pas gênant pour l’analyse.

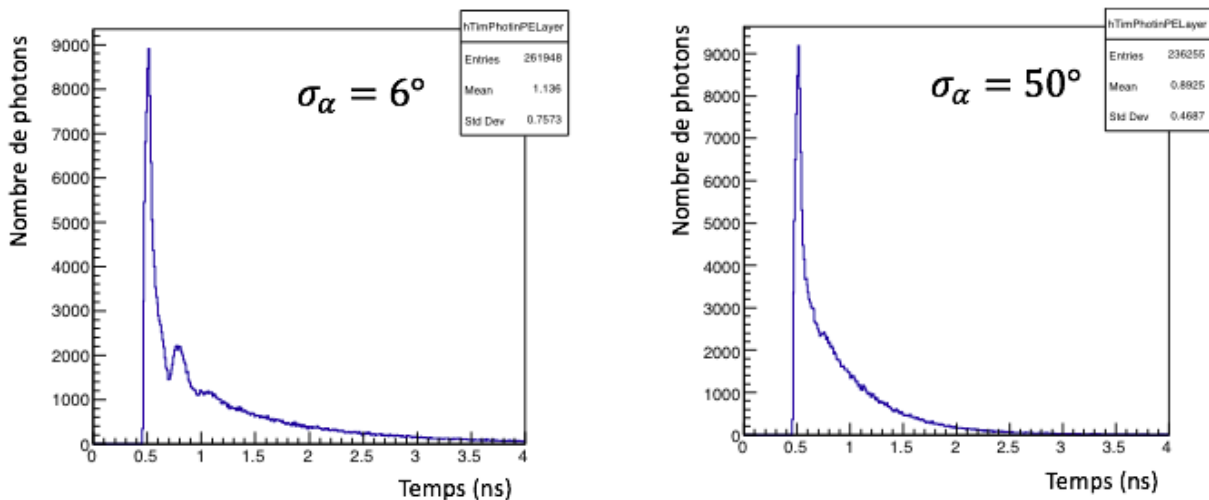


Figure 3.8 – Distributions des temps de propagation et de collection des photons optiques produits par un cristal de $PbWO_4 : Y$ de $(25 \times 25 \times 10)mm^3$ obtenue par simulation GATE. Le cristal est dépoli sur les 5 faces air-cristal. La sixième face est en contact avec la fenêtre du PMT au travers de gel optique. La rugosité du cristal est simulée en utilisant le modèle UNIFIED, de paramètre $\sigma_\alpha = 6^\circ$ (très peu dépoli) et $\sigma_\alpha = 50^\circ$ (très dépoli). La scintillation est simulée comme instantanée.

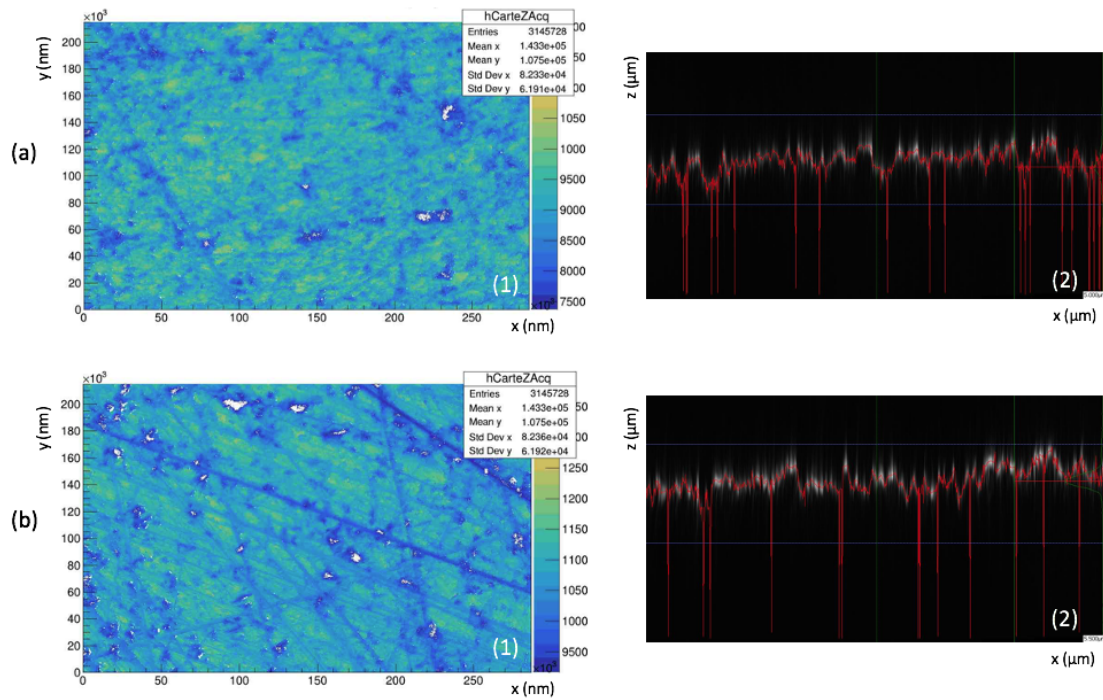


Figure 3.9 – Cartes des hauteurs mesurées ((1), en nm) et profils des hauteurs mesurées selon l’axe X ((2), en μm) sur les surfaces des cristaux CRYTUR (a) et EPIC (b) par le microscope à balayage laser.

d’une matrice de 2048×1536 pixels, de pas 140 nm. La hauteur de surface à chaque position est obtenue en multipliant la valeur de la matrice de mesure par 0.1 nm. Les hauteurs (brutes) mesurées sur les surfaces des cristaux CRYTUR et EPIC sont présentées en figure 3.9. On remarque des zones "blanches" sur les cartes des hauteurs mesurées et des pics "rouges" verticaux sur les profils des hauteurs mesurées. Cela correspond aux pixels qui n’ont pas de hauteur mesurée cohérente. Ce phénomène peut être expliqué par la transparence du cristal qui rend la mesure de hauteur difficile malgré l’utilisation du mode "Expert - Top surface" recommandé pour de telles surfaces. Les données sont donc traitées avant l’analyse.

4.3.3 Le modèle LUT DAVIS (personnalisé)

Les données acquises au microscope confocal sont des mesures de profils de surface corrélés à la rugosité des cristaux. De telles données ne permettent pas de définir directement le modèle de diffusion de la lumière ou la réflexion sur les surfaces, utiles dans GATE. Pour implémenter nos propres LUTs (LUT pour *Look Up Table*) dans GATE, nous avons sollicité l’aide de C.Trigila et E. Roncali du département de radiologie et d’ingénierie biomédicale de l’université de Californie Davis.

Le projet "Imaging Physics Modeling and Simulation Tools" du laboratoire Davis contribue au développement d’outils de modélisation haute fidélité des détecteurs de rayonnement [104]. La prédiction fiable des performances des détecteurs exige une simulation précise du transport de la

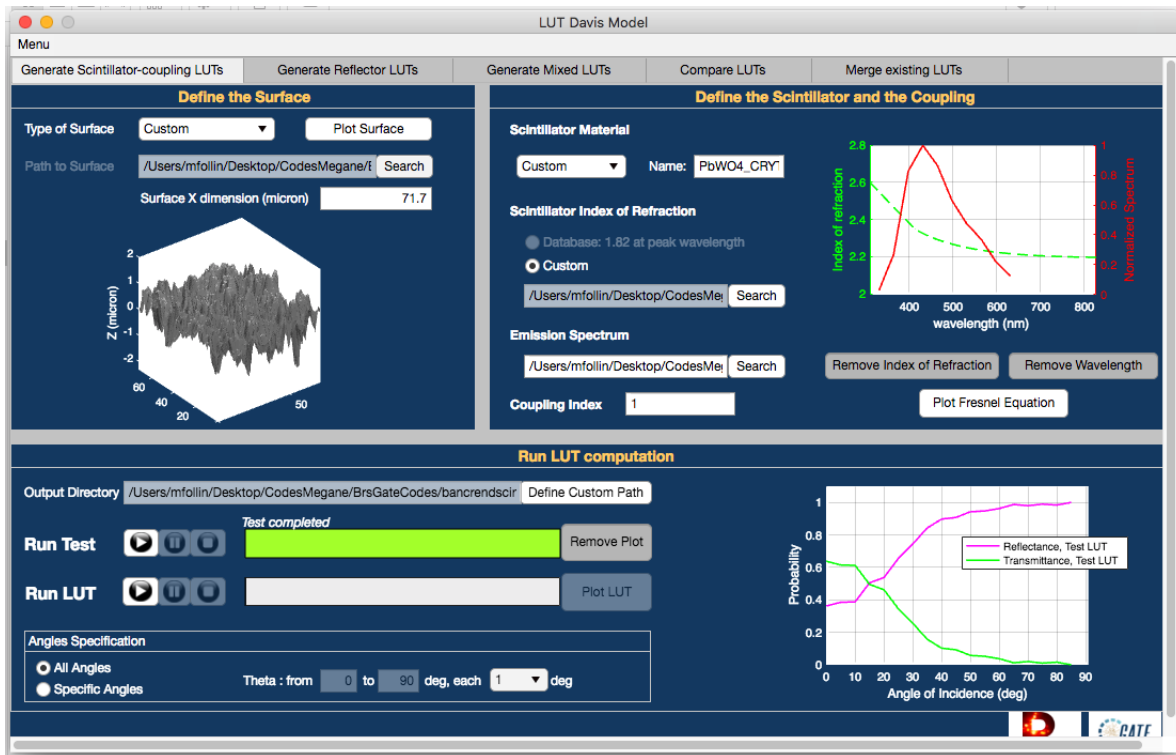


Figure 3.10 – Capture d’écran de l’onglet de génération des LUTs pour un scintillateur de l’application LUTDavisModel. L’application a exécuté un test de génération de LUT à partir des données de surface mesurées du cristal CRYTUR.

lumière au sein des scintillateurs et de la collection de la lumière par le photodétecteur. C’est dans cette optique que les chercheurs de Davis et al. ont développé un modèle de réflectance de la lumière au sein des cristaux à partir des mesures 3D de leur surface. Ce modèle peut être utilisé par tous, via l’application LUTDavisModel [105] qui permet aux chercheurs de générer des LUTs selon leurs besoins (couplage optique, cristal ...) et de les implémenter dans GATE. L’algorithme repose sur le calcul de la distribution angulaire de la réflectance et de la transmission ainsi que sur le calcul de la distribution angulaire des rayons réfléchis et transmis en fonction de l’angle d’incidence (de 0 à 90°) à partir des données de surface. Ces calculs peuvent inclure la présence d’un réflecteur, l’indice optique du milieu de couplage et le suivi des photons entre les deux interfaces (cristal-air par exemple). La figure 3.10 présente l’onglet de l’application LUTDavisModel utile à la génération des LUTs à partir des données de surface du cristal.

Les données de surface que nous avons acquises à l’aide du microscope confocal sont traitées avant leur utilisation. Tout d’abord, nous traçons l’histogramme des hauteurs mesurées sur la surface entière du cristal. Seules les hauteurs supérieures à $h = m - 3 \times (FWHM)$ (avec m la moyenne de la distribution) sont prises en compte. Une interpolation linéaire est appliquée pour attribuer une nouvelle valeur aux pixels dont les valeurs mesurées sont incohérentes ou rejetées par la sélection précédente. L’histogramme est ensuite légèrement lissé et recentré à 0. Enfin, la surface est réduite (512×512 pixels) afin de diminuer le temps de calcul de l’application. La figure 3.11 présente la surface du cristal EPIC, traitée et en trois dimensions.

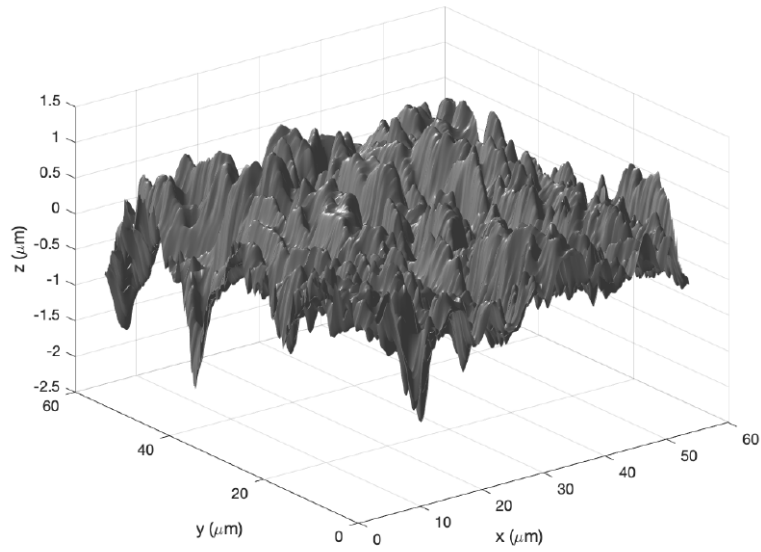


Figure 3.11 – Surface EPIC traitée en 3D. Cette image a été produite par C.Trigila de l’université de Californie Davis.

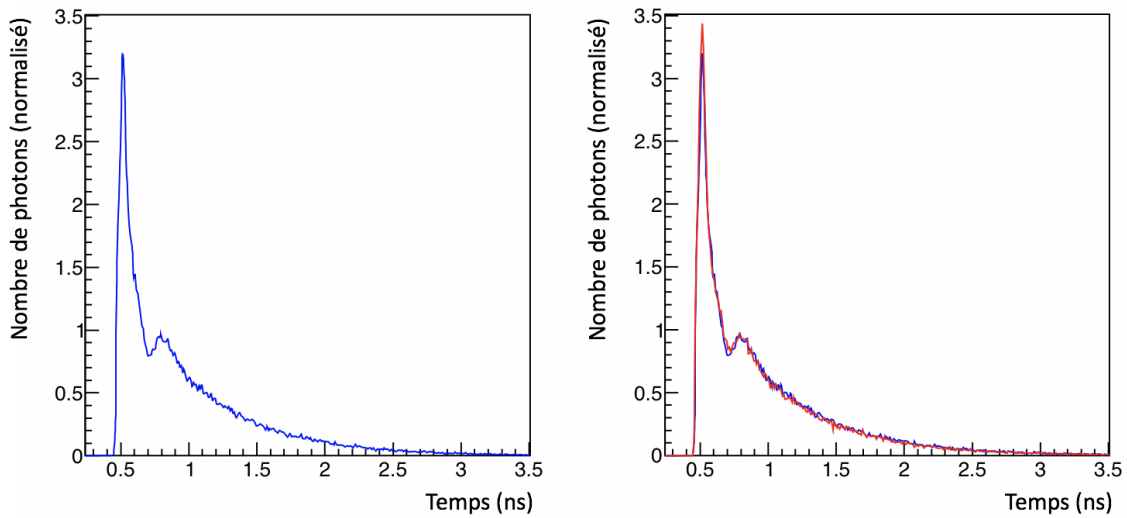


Figure 3.12 – Distributions des temps de propagation et de collection de lumière obtenue par simulation GATE en utilisant le modèle LUT Davis personnalisé (LUT CRYTUR) en bleu (à gauche) et le modèle UNIFIED ($\sigma_{alpha} = 20^\circ$) en rouge. Le graphique de droite présente la superposition des deux distributions. Les distributions sont normalisées à une intégrale unitaire. La configuration de la simulation est identique à celle présentée en section 4.1.

Pour générer une LUT personnalisée à l'aide de l'application, il faut entrer le profil de la surface diffusante, le spectre d'émission du scintillateur et l'indice optique en fonction de la longueur d'onde. Il faut ensuite indiquer la taille de surface utilisée, l'indice optique du milieu extérieur. Les LUTs ainsi générées sont ensuite implémentées dans GATE à l'aide d'un script. Nous avons implémenté les LUTs obtenues grâce aux mesures de surface des cristaux CRYTUR et EPIC dans GATE et effectué de nouvelles simulations (selon la même configuration qu'avec le modèle UNIFIED) pour tracer la distribution des temps de propagation et de collection de lumière au sein du cristal de tungstate de plomb. Les distributions sont présentées en figure 3.12. Elles sont identiques à l'oeil nu et ressemblent beaucoup à la distribution obtenue en utilisant le modèle UNIFIED de paramètre $\sigma_\alpha = 20^\circ$ (figure 3.7). Les seules différences visibles sont la structure légèrement réhaussée sur les distributions "LUT CRYTUR" et "LUT EPIC" vers 1 ns et l'amplitude du pic à 0.5 ns.

Nous pouvons conclure que la rugosité des cristaux mesurés est bien approximée par le modèle UNIFIED de paramètre $\sigma_{alpha} = 20^\circ$. Les rendements de production de lumière et les constantes de temps de scintillation des cristaux mesurés en utilisant les modèles UNIFIED et LUTDavis sont très proches. Nous retenons la distribution des temps de propagation et de collection des photons obtenue avec la LUT CRYTUR pour la suite de l'analyse.

5 Étalonnage du photomultiplicateur

Cette section présente les résultats de mesure issus de l'étalonnage du photomultiplicateur.

5.1 Résultats de mesure

5.1.1 Mesure de l'intégrale de charge moyenne d'un photoélectron

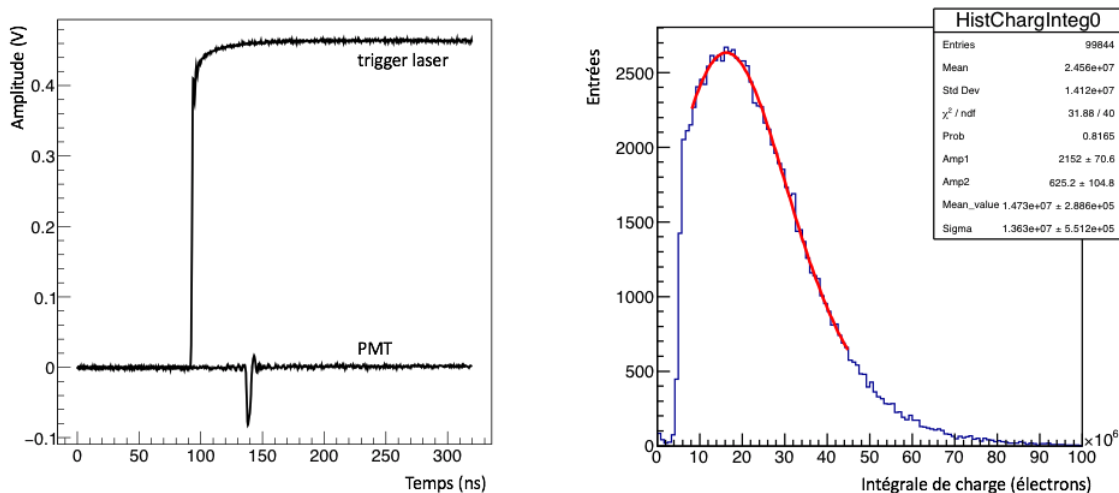


Figure 3.13 – A gauche ; signaux typiques enregistrés lors de l'étalonnage du PMT. A droite ; distribution de l'intégrale de charge des signaux générés par le PMT ajustée par une double gaussienne. L'intégrale de charge est mesurée sur une fenêtre temporelle de 10 ns.

L'amplitude moyenne des signaux PMT est de 60 mV. La figure 3.13 montre des signaux typiques enregistrés en coïncidence et la distribution de l'intégrale de charge des signaux mesurés par le PMT. L'intégrale de charge (en photoélectrons) d'un signal est calculée sur une fenêtre de 10 ns tel que :

$$Q_{phe} = \frac{\sum_{i=k}^{k+32} A_i}{f \times R \times e} \quad (3.2)$$

Avec A_i l'amplitude du signal au i -ème point en Volt, k le point de début de fenêtre d'intégration (défini comme le point positionné 2 ns avant le temps à mi-hauteur du signal), $R = 50$ Ohm, f la fréquence d'échantillonnage ($f=3.2$ GHz) et e la charge élémentaire ($e = 1.6 \times 10^{-19}C$).

Nous avons remarqué une variation significative de la valeur moyenne de l'intégrale de charge des signaux générés par le PMT après analyse de plusieurs acquisitions dans les mêmes conditions (de 1.47×10^7 à 1.70×10^7 électrons après amplification). Nous avons analysé des données acquises avec une statistique d'acquisition différente (30 000, 50 000 et 100 000 évènements acquis en coïncidence), espacées de plusieurs jours, à la suite (toutes les 45 min) sans mise hors tension du PMT puis à la suite avec mise hors tension/sous tension du PMT avant chaque acquisition. L'intégrale de charge moyenne des signaux générés par le PMT retenue est la moyenne des valeurs mesurées lors des différentes acquisitions (10 acquisitions différentes) et vaut $(1.61 \pm 0.08) \times 10^7$ électrons après amplification de gain 100.

5.1.2 Optimisation de la forme moyenne d'un photoélectron

Lors de l'analyse, il apparaît que le déclenchement du module WaveCatcher montre un retard aléatoire de typiquement 1 ns (1σ). Pour reconstituer une forme de signal moyenne d'un photoélectron, il est important de les recaler en temps avant de les sommer.

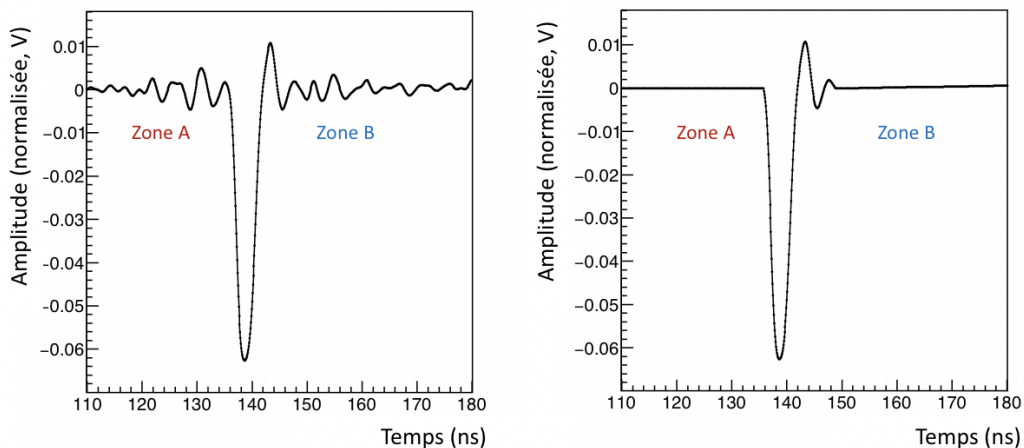


Figure 3.14 – A gauche ; forme moyenne (normalisée par le nombre d'évènements) brute du signal généré par le PMT suite à la collection et la conversion d'un photon optique (409 nm). Cette forme résulte de la somme d'environ 99 000 signaux issus d'un étalonnage. A droite ; forme moyenne (normalisée par le nombre d'évènements) du signal généré par le PMT après optimisation.

Les signaux issus du PMT sont sur-échantillonnés ($f' = f \times 4$) par extrapolation linéaire puis recalés sur le temps de déclenchement laser. Ensuite, les signaux sont sommés afin d'obtenir une forme moyenne des signaux générés par le PMT suite à la détection d'un seul photon (figure 3.14). La forme moyenne "brute" présente un bruit significatif sur la ligne de base. Ce bruit semble être principalement induit par le module d'alimentation et la tête laser malgré les précautions prises lors des mesures (distance électronique de lecture - module et tête laser de 4 m). D'autres sources de bruits comme le bruit électronique (issu de l'amplificateur, du module haute tension, des câbles, de la crête ...) ou le bruit de fond (dû à l'environnement) peuvent également contribuer au bruitage de la forme. Afin d'améliorer la convergence de la fonction d'ajustement présentée en section 6.3, nous traitons la forme moyenne du signal généré par le PMT en deux temps.

Tout d'abord, nous attribuons une amplitude nulle aux points de la forme moyenne situés dans la zone avant l'impulsion où nous n'attendons aucun signal (zone "pré-pulse" = zone A sur la figure 3.14). Ensuite, nous appliquons le filtre *SmoothKern* de la librairie ROOT uniquement sur les points contenus dans la zone après l'impulsion, rebond compris (zone "post-pulse" = zone B sur la figure 3.14). Ce filtre permet de lisser un graphique à l'aide de l'estimation de la régression Nadaraya-Watson qui consiste à effectuer une régression locale au voisinage de chaque point selon une fonction K (pour *Kernel*, noyau) et une fenêtre définie. La forme moyenne optimisée est présentée en figure 3.14. Elle a été obtenue en appliquant le filtre *SmoothKern* de fonction K gaussienne (loi normale) et de fenêtre 15.

Hors des zones A et B, la forme n'a subi aucun filtrage. Notons qu'un grand soin a été apporté pour éviter les discontinuités lors du raccordement des zones A et B à l'impulsion centrale.

5.2 Discussion

Nous avons retenu la valeur moyenne de l'intégrale de charge des signaux PMT comme la moyenne des intégrales de charge des différentes acquisitions. L'origine des variations observées sur la mesure de l'intégrale de charge n'est pas connue à ce jour mais nous pouvons émettre quelques hypothèses. Il est possible que le module de haute tension utilisé dérive légèrement en temps, en chauffant ou que la tension affichée ne soit pas précise. Cette incertitude est prise en compte en moyennant l'intégrale de charge des différentes acquisitions. De plus, il est d'usage que le PMT soit mis sous tension un certain temps avant l'acquisition s'il a été éclairé juste avant. L'analyse des données d'étalonnage acquises à la suite (toutes les 45 min) et sans mise hors tension du PMT a montré une stabilité de l'intégrale de charge moyenne des signaux dès la deuxième acquisition, soit 45 min après mise sous tension du PMT.

Le filtre utilisé pour l'optimisation des formes moyennes du PMT semble être adapté et suffisant pour répondre à nos besoins. Nous avons fourni un effort particulier concernant cette optimisation. Dans un premier temps, nous n'avions recours à aucune optimisation. La forme moyenne brute était implémentée dans le code d'analyse pour la définition de la fonction d'ajustement présentée en section 6.3. Les premiers résultats ont mis en évidence des problèmes de convergence et des résultats incohérents. C'est pourquoi nous avons décidé d'attribuer une amplitude nulle aux points

contenus dans la zone pré-pulse. La convergence des ajustements s'est alors améliorée. Nous avons ensuite essayé d'attribuer une amplitude nulle aux points contenus dans la zone post-pulse. Il s'en est suivi une nette dégradation de la convergence. Nous avons remarqué que la zone post-pulse n'est pas de moyenne nulle et qu'elle se présente grossièrement comme un plateau. En réalité, cette zone post-pulse n'est pas plate. Elle décroît exponentiellement dans le temps. Elle est due au filtrage du signal par le filtre passe-haut du circuit de lecture (embase PMT de polarisation positive) et sa constante de temps peut être calculée grâce aux valeurs des composants du filtre. Ainsi, nous avons décidé de simplement lisser la zone post-pulse. Le filtre *SmoothKern* s'est révélé efficace pour la convergence de l'ajustement de forme et suffisant pour nos besoins. Nous avons étudié différentes valeurs de fenêtre de filtre pour utiliser la plus adaptée et qui minimise les erreurs d'ajustement (figure 3.15). Nous avons retenu la forme présentée en figure 3.14 obtenue avec un filtrage de fenêtre 15.

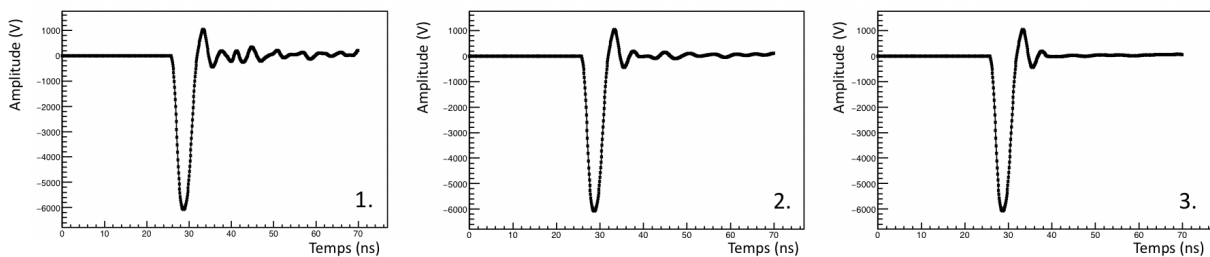


Figure 3.15 – Formes moyennes optimisées des signaux issus du PMT suite à la collection et conversion d'un seul photon optique. Les points contenus dans la zone pré-pulse des trois formes ont une amplitude nulle. La zone post-pulse de la première forme est brute et donc sans optimisation. Celle de la seconde forme est lissée par un filtre *SmoothKern* de loi normal et de fenêtre 2. Celle de la troisième forme est lissée par un filtre *SmoothKern* de loi normale et de fenêtre 5. Notons que ces formes moyennes ne sont pas normalisées par le nombre d'évènements.

6 Mesure des paramètres de scintillation des cristaux

6.1 Mesure du flux de lumière

6.1.1 Méthode d'analyse

Pour chaque cristal et à chaque température, nous mesurons l'intégrale de charge moyenne des signaux acquis. Elle permet la mesure du nombre de photoélectrons total détectés en divisant l'intégrale de charge moyenne des signaux acquis par l'intégrale de charge moyenne d'un photoélectron (préalablement mesuré grâce à l'étalonnage du PMT). Seuls les signaux du détecteur BRS acquis en coïncidence avec les signaux du spectromètre YAP dont l'intégrale de charge correspond à une interaction du photon γ par effet photoélectrique dans le YAP sont retenus. Cela permet de rejeter les photons rétrodiffusés du YAP vers le détecteur BRS (figure 3.16).

Comme pour l'analyse des données de l'étalonnage du PMT, les signaux issus du détecteur BRS sont sur-échantillonnés ($f' = f \times 4$) par extrapolation linéaire. Les signaux sont également sommés après avoir été recalés sur le temps CFD des signaux YAP acquis en coïncidence. Il en résulte une forme moyenne des signaux générés par le détecteur BRS suite à l'interaction du photon γ de 511 keV au sein du cristal de $PbWO_4$ puis de la collection et de la conversion des photons optiques en photoélectrons. Au total, nous disposons de huit formes moyennes (deux à chaque température) par cristal. Ce sont ces formes moyennes qui permettent la détermination des constantes de temps de scintillation à chaque température (figure 3.17).

6.1.2 Résultats de mesure

Comme le montre la figure 3.18, les signaux issus du détecteur BRS présentent un plateau après l'impulsion principale. En fait, ce plateau n'est pas vraiment plat. Il décroît exponentiellement avec le temps et est dû au filtrage des signaux par le filtre passe-haut ($C= 10$ nF et $R = 50$ Ohm) de l'embase du PMT utilisé. Contrairement à l'impulsion principale, ce plateau est positif. Inclure ce plateau dans le calcul de l'intégrale de charge des signaux induit une sous-estimation de cette intégrale de charge. Les résultats ont montré que cette sous-estimation de l'intégrale de charge des signaux est d'autant plus marquée que le temps d'intégration augmente. Mais supposer ce plateau nul dans le calcul serait une erreur car les signaux issus du PMT présentent bien un rebond (voir figure 3.15). Cette dépendance en temps d'intégration est gênante pour notre analyse car certaines composantes de scintillation peuvent être lentes (quelques dizaines de ns). Elle doit donc être corrigée.

La correction appliquée consiste à soustraire l'intégrale de charge du plateau décroissant à l'intégrale de charge moyenne corrigée du temps d'intégration T (= temps durant lequel l'intégrale de charge est mesurée). L'intégrale de charge mesurée (Q_m) peut être mathématiquement explicitée tel que :

$$Q_m = Q \int_0^T P(t)dt - Q \int_0^T (1 - e^{-\alpha(T-t)})P(t)dt. \quad (3.3)$$

Avec :

- Q la charge du signal,
- $P(t)$ la densité de probabilité de production de lumière (scintillation et Tcherenkov) exprimée telle que $\sum_{i=1}^{2,3} \frac{c_i}{t_i} e^{-\frac{t}{t_i}} + c_0 \delta(t)$ avec $\sum_{i=0}^{2,3} c_i = 1$,
- α un rapport de charge par unité de temps lié à la constante de temps du filtre passe-haut,
- et t le temps d'émission du photon γ .

Nous souhaitons accéder à la charge du signal Q indépendamment du temps d'intégration. Pour corriger les résultats, il suffit donc les multiplier par le rapport Q_m/Q simplifié tel que :

$$Q_m/Q = c_0 + \sum_{i=1}^{2,3} c_i (1 - e^{-T/t_i}) - (c_0 (1 - e^{-\alpha T}) + \sum_{i=1}^{2,3} \frac{c_i}{1 - \alpha t_i} ((1 - e^{-\alpha T}) - \alpha t_i (1 - e^{-T/t_i}))). \quad (3.4)$$

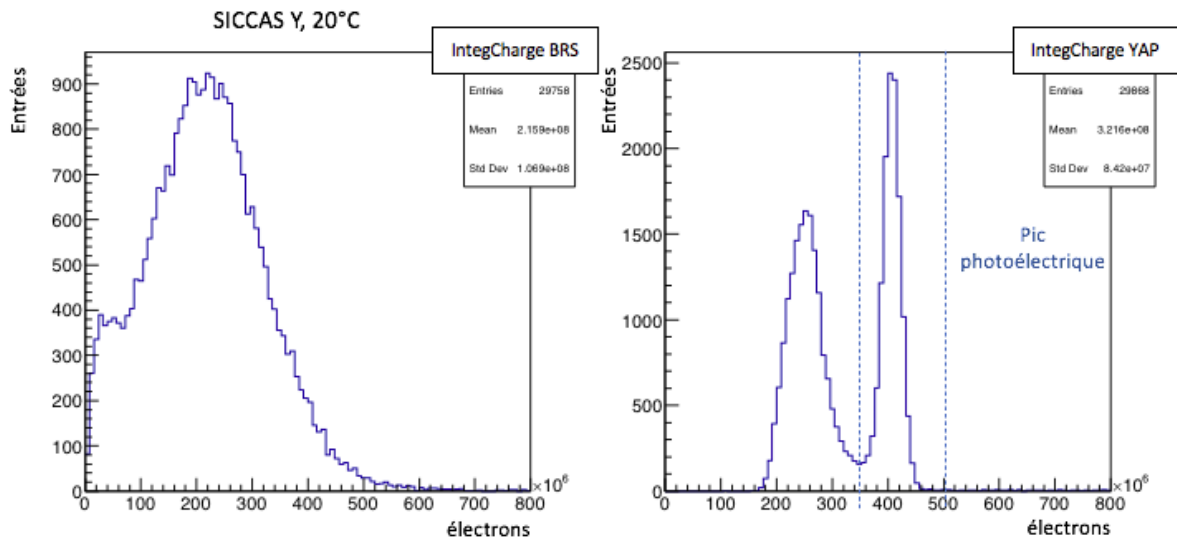


Figure 3.16 – Histogrammes de l’intégrale de charge des signaux acquis en coïncidence par le détecteur BRS avec le cristal SICCAS :Y (à 20 °C) à gauche et le spectromètre YAP à droite.

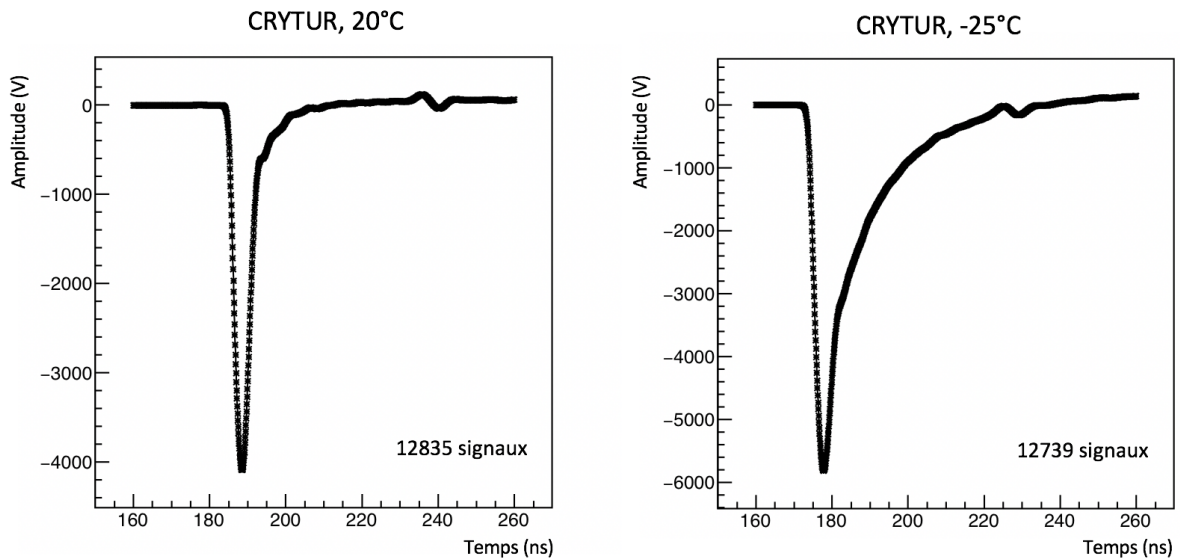
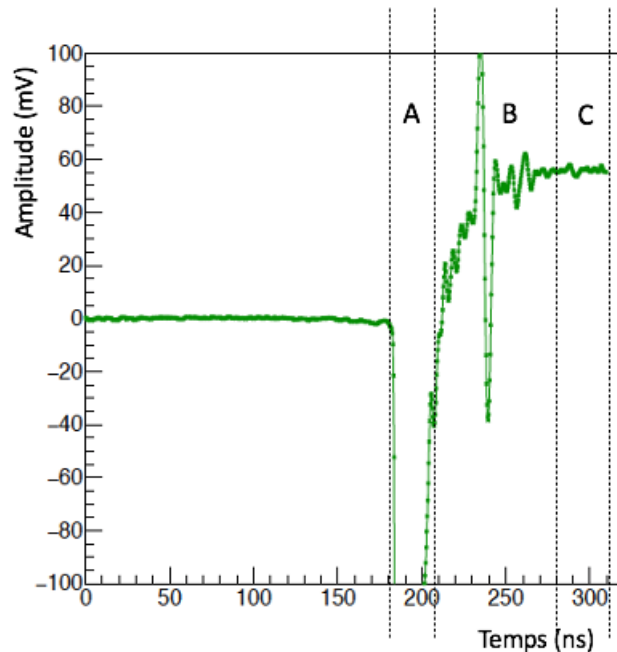


Figure 3.17 – Formes moyennes sur-échantillonnées issues des signaux acquis avec le cristal $PbWO_4$ de CRYTUR à 20 et -25 °C. Ces formes moyennes sont obtenues suite à la somme d’environ 13 000 signaux recalés sur la même référence de temps (moyenne du temps CFD des signaux YAP). Notons que les formes moyennes ne sont pas normalisées par le nombre d’évènements.

Figure 3.18 – Zoom sur la forme moyenne des signaux acquis avec le cristal SICCAS :Y à 20°C. Les zones A et C s’étendent chacune sur 30 ns. L’intégrale de charge de l’impulsion principale du signal est calculée dans la zone A et l’intégrale de charge du plateau est calculée dans la zone C. La zone B correspond au régime transitoire du signal en sortie du passe-haut. On y distingue une impulsion bipolaire parasite. Cette impulsion bipolaire est présente sur toutes les formes moyennes des signaux acquis par les quatre cristaux. Son origine n’est pas connue à ce jour mais sa présence n’est pas gênante pour notre analyse.



Le pourcentage de charge α est mesuré comme l’intégrale de charge du plateau (zone C, figure 3.18) calculée durant un temps T dans la zone la plus éloignée de l’impulsion principale divisée par l’intégrale de charge de l’impulsion principale du signal (zone A, figure 3.18) durant T. D’après notre mesure sur la forme moyenne SICCAS :Y à 20°C, nous obtenons $\alpha_m = (1747/22000)/30 = 0.0026 \text{ ns}^{-1}$. Théoriquement, ce pourcentage de charge α dépend uniquement des valeurs des composants du filtre passe-haut (capacité et résistance) et est proportionnel à l’amplitude de l’impulsion principale. Dans notre cas, $C = 10 \text{ nF}$ et $R = 50 \text{ Ohm}$ donc $\alpha_t = 1/RC = 1/500 = 0.002 \text{ ns}^{-1}$. Les deux valeurs α_m et α_t sont cohérentes. Nous choisissons d’utiliser la valeur α_m calculée expérimentalement pour la correction appliquée sur la photométrie.

La correction est calculée pour chaque cristal et à chaque température. Comme le montre l’équation 3.4, elle nécessite de connaître au préalable les constantes de temps de scintillation et les rendements de production de lumière associés du cristal à la température étudiée. L’obtention des résultats de photométrie se fait donc en deux étapes. Tout d’abord, l’intégrale de charge des signaux issus du détecteur BRS (pour un cristal à une température donnée) sans correction est mesurée sur un temps d’intégration choisi (50 ns ici). La forme moyenne des signaux issus du détecteur BRS est ajustée grâce à la méthode explicitée en section 6.3. Les constantes de temps de scintillation (t_i) et les rendements (c_i) retournés par la fonction d’ajustement sont ensuite utilisés pour le calcul de la charge corrigée.

Le tableau 3.1 résume le nombre moyen de photoélectrons détectés sans et avec correction du cristal EPIC à 20°C et -25°C (cycle descendant) selon le temps d’intégration T. Nous pouvons noter que :

1. le nombre moyen de photoélectrons détectés est plus important à basse température qu’à haute température. Cet effet est cohérent avec la littérature.

T(ns)	Temp= 20°C		Temp= -25°C	
	Nb PE non corrigé	Nb PE corrigé	Nb PE non corrigé	Nb PE corrigé
10	12.72	18.79	22.33	53.84
20	15.69	20.24	35.03	58.33
30	16.7	20.68	42.51	59.85
40	17.11	20.85	47.09	60.77
50	17.17	20.81	49.86	61.53
60	17.13	20.81	51.57	62.40
70	16.92	20.71	52.48	63.24
80	16.64	20.59	52.80	64.00
90	16.31	20.48	52.70	64.68
100	15.95	20.36	52.27	65.24

Table 3.1 – Nombre moyen de photoélectrons détectés avec et sans correction selon le temps d’intégration T pour le cristal EPIC à 20°C et -25°C.

- la correction apportée à basse ou haute température est supérieure à 1, comme attendu.
- le nombre moyen de photoélectrons détectés à basse ou haute température *avant correction* dépend du temps d’intégration et est plus marqué à basse température. Cet effet est attendu au vu de la méthode de calcul de l’intégrale de charge. Un temps d’intégration plus court que la durée de la partie utile des signaux (impulsion négative) ne prend pas en compte toute l’intégrale de charge et induit donc sa sous estimation. A l’inverse, un temps d’intégration long intègre la contribution en charge du rebond (positif) induit par le filtre passe-haut. La correction appliquée devrait rendre l’intégrale de charge indépendante du temps d’intégration. Les résultats montrent une nette amélioration mais qu’une dépendance subsiste, d’autant plus marquée à basse température et à très court temps d’intégration (10 ns). Il faut donc réaliser un compromis en choisissant le temps d’intégration qui minimise l’erreur. D’après les résultats présentés, le temps d’intégration qui minimise l’écart à la moyenne (E_m) est de 50 ns à 20 °C ($E_m = 7.5\%$) et à -25°C ($E_m = 0.24\%$) pour le cristal EPIC. Cette tendance est identique pour les autres cristaux. De plus, la largeur typique des signaux du détecteur BRS varie environ de 30 ns (20°C) à 50 ns (-25°C). Utiliser un temps d’intégration de 50 ns paraît donc tout à fait légitime.

Température (°C)	Nb PE corrigé			
	CRYTUR	SICCAS : Y	SICCAS : CMS	EPIC
20	15.21	14.95	14.06	20.24
5	22.34	22.16	20.69	27.76
-10	34.81	32.95	31.66	39.88
-25	54.41	53.32	51.40	61.96

Table 3.2 – Nombre moyen (sur deux acquisitions; en descendant et montant la température) de photoélectrons détectés avec correction pour chaque cristal et à chaque température. Le temps d’intégration choisi est de 50 ns.

D’après le tableau 3.2, le nombre moyen de photoélectrons détectés augmente lorsque le système refroidit quel que soit le cristal (dopé et non dopé). Le nombre de photoélectrons détectés

est environ quatre fois plus important à basse température qu'à haute température pour les cristaux dopés et environ trois fois plus important à basse température qu'à haute température pour le cristal non dopé. Cet effet est cohérent avec la littérature qui documente une diminution du rendement de production de lumière de 2% par °C. D'autre part, le cristal produit par CRYTUR présente un nombre de photoélectrons détectés légèrement plus important que les autres cristaux dopés. En revanche, le nombre de photoélectrons détectés est significativement plus important pour le cristal non dopé produit par EPIC. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que l'augmentation du rendement de production de lumière provient de la détection des photons de constante de scintillation lente.

6.2 Confrontation du flux de lumière calculé et mesuré

Confrontons le rendement total (en photoélectrons) obtenu par simulation GATE (section 4.2) pour un cristal de $PbWO_4 : Y$ et le rendement total (en photoélectrons) réellement mesuré pour le cristal de $PbWO_4 : Y$ fourni par l'entreprise SICCAS. Nous mesurons en moyenne 15.34 photoélectrons (sans correction, à 20°C) suite à l'interaction des photons γ de 511 keV au sein du cristal de $PbWO_4 : Y$ (SICCAS). On note ce nombre NbT_{mesure} . Nous avons mesuré par simulation un nombre total moyen de photoélectrons détectés $NbT_{simu} = 14.57$. Les résultats sont donc cohérents. Cependant, NbT_{simu} est inférieur NbT_{mesure} . En théorie, nous sous-estimons dans notre simulation soit le rendement de production de lumière du cristal, soit l'efficacité quantique de la photocathode.

Nous avons introduit dans la simulation un rendement de production de lumière de 300 ph/MeV. D'après la littérature, c'est un rendement déjà assez élevé pour un cristal de tungstate de plomb. La source de sous-estimation la plus probable est donc liée à l'efficacité de la photocathode. L'efficacité quantique d'une photocathode dépend de la longueur d'onde des photons incidents (figure 3.19) et peut varier (en amplitude) pour une même technologie et référence de photocathode produite par le même fournisseur. Idéalement, il faudrait mesurer le spectre de la photocathode du PMT que nous utilisons pour notre étude afin de réduire les incertitudes sur le rendement de production de lumière. Malheureusement, nous ne disposons pas d'un tel dispositif de mesure au laboratoire actuellement.

Notre instrumentation n'est pas de résolution temporelle suffisante pour discriminer la composante Tcherenkov de la composante de scintillation lors de l'ajustement de forme. Pour s'affranchir d'un mélange des composantes Tcherenkov et de scintillation "rapide", nous avons décidé de fixer le rendement de la composante Tcherenkov à sa valeur simulée.

Une mesure et une simulation annexe sur le rendement de production de lumière d'un cristal de PbF_2 (radiateur Tcherenkov pur) ont été réalisées dans les mêmes conditions que celles pour caractériser les cristaux de $PbWO_4$. La confrontation du nombre de photoélectrons Tcherenkov détectés obtenu par simulation et mesuré a de nouveau mis en évidence une sous-estimation du nombre de photoélectrons détectés obtenu par simulation. Pour réduire les incertitudes sur le rendement de la composante Tcherenkov fixé dans l'ajustement de forme, nous proposons une légère correction. Cette correction, bien qu'imparfaite, permet de réhausser le spectre d'efficacité quantique de

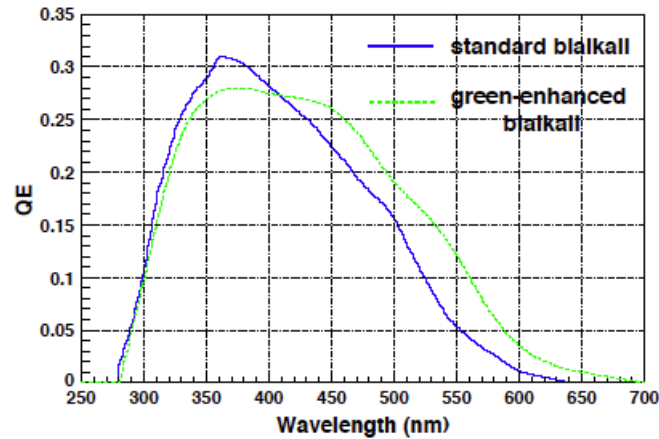


Figure 3.19 – Distributions typiques des efficacités quantiques des photocathodes de type bialkali bleue et verte en fonction de la longueur d’onde des photons pour une incidence normale [101]. Ces distributions traduisent la probabilité qu’un photon de longueur d’onde λ comprise entre 250 et 700 nm produise un photoélectron.

la photocathode simulée et de faire correspondre le nombre total moyen de photoélectrons détectés par simulation et expérimentation. Elle est définie comme le rapport K_{QE} du nombre moyen total de photoélectrons détectés réellement mesuré via le cristal de $PbWO_4 : Y$ fournit par SIC-CAS (NbT_{mesure}) et le nombre moyen total de photoélectrons détectés via la simulation (NbT_{simu}). Ainsi, le nombre moyen de photoélectrons Tcherenkov détectés corrigé est obtenu en multipliant $NbCh_{simu}$ par K_{QE} . Suite à l’interaction des photons γ de 511 keV au sein du cristal de $PbWO_4 : Y$, on estime à 0.80 le nombre moyen de photoélectrons détectés issus du processus Tcherenkov après correction.

6.3 Mesure des constantes de temps de scintillation et des rendements de lumière associés

6.3.1 Méthode d’analyse

L’analyse consiste à déterminer les constantes de temps de scintillation et les rendements de production de lumière associés. La détermination de ces paramètres repose sur le calcul d’un ajustement sur les formes moyennes des signaux issus des interactions des photons γ au sein des cristaux de tungstate de plomb (figure 3.17). La fonction d’ajustement de forme ($f_a(t)$) résulte de la convolution de quatre distributions principales contribuant à la formation du signal (figure 3.20) :

- la distribution des temps de propagation et de collection de lumière au sein des cristaux de tungstate de plomb dans l’hypothèse d’une scintillation instantanée notée D_C ,
- la distribution de la résolution temporelle du spectromètre YAP utilisé pour l’acquisition en coïncidence des signaux du détecteur BRS. Cette distribution est une gaussienne de paramètre $\sigma = 105 ps$ notée D_{YAP} ,
- la forme moyenne optimisée des signaux générés par le PMT suite à la collection d’un photoélectron issue de la mesure d’étalonnage notée D_{SPE} ,

— et le modèle analytique de production de lumière scintillante et Tcherenkov (équation 3.1) notée $f(t)$.

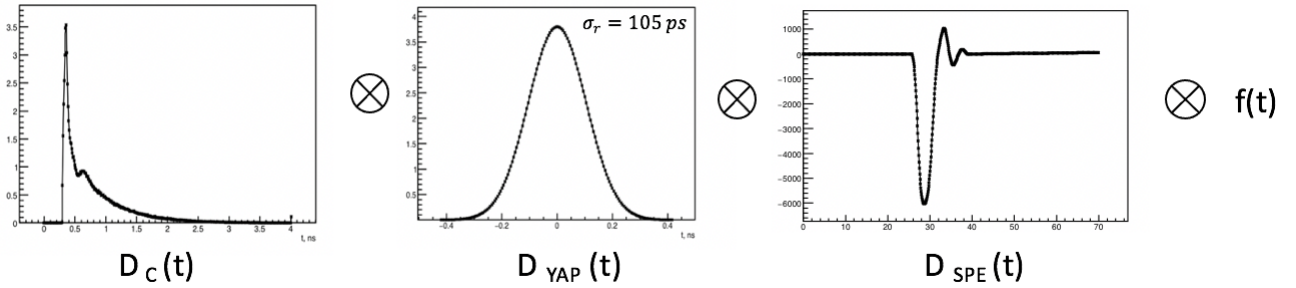


Figure 3.20 – Schéma de convolution pour le calcul de la fonction d'ajustement de forme $f_a(t)$.

$$f_a(t) = D_C \otimes D_{YAP} \otimes D_{SPE} \otimes f(t). \quad (3.5)$$

On note $D_{instru.}$ la forme résultante du produit de convolution des trois premières contributions. Cette forme est identique quelle que soit la température du système et le cristal étudié et est donc calculé une seule fois. En fait, $D_{instru.}$ est la forme qui devrait être mesurée si la production de lumière au sein du cristal était instantanée.

$$D_{instru.}(t) = D_C \otimes D_{YAP} \otimes D_{SPE}. \quad (3.6)$$

Comme mentionné précédemment, les formes moyennes des signaux du détecteur BRS constitué d'un cristal dopé (CRYTUR et SICCAS) sont ajustées avec une fonction $f(t)$ à deux exponentielles décroissantes. Nous fixons donc les paramètres de la fonction d'ajustement associés à la composante de scintillation lente tel que $R_l = 0$ et $\tau_l = 30$ ns. Le cristal dopé EPIC est ajusté avec une fonction $f(t)$ à trois exponentielles. Le rendement de production de lumière Tcherenkov est fixé pour chaque cristal et à chaque température à la valeur calculée $R_{Ch} = 0.80 / (\text{Nb PE corrigé})$.

Enfin à titre de rappel, les formes moyennes des signaux du détecteur BRS ont été sur-échantillonnées 4 fois afin d'optimiser le recalage en temps des signaux sommés. Après le recalage, il est important de les dé-échantillonner 4 fois pour éviter de prendre en considération la même information 4 fois. Notons également que nous normalisons les formes moyennes à une intégrale unitaire.

6.3.2 Evaluation de la méthode d'analyse par simulations Monte Carlo

Afin de valider la précision de la méthode et de quantifier les biais, nous réalisons une étude Monte Carlo basée sur la modélisation de formes moyennes synthétiques. Pour modéliser de telles formes synthétiques, il suffit de convoluer la forme moyenne de l'instrumentation ($D_{instru.}$) avec un modèle de scintillation $f(t)$ puis d'ajouter un bruit gaussien aléatoire de paramètre cohérent avec le bruit mesuré lors des expériences. Le bruit typique, mesuré sur les 10 premières nanosecondes de la forme moyenne, est de 8×10^{-5} après normalisation de cette dernière à une intégrale unitaire.

Une fois les formes moyennes synthétiques produites, nous appliquons la même méthode d'analyse pour mesurer les paramètres de scintillation. Le but de ce test est de vérifier que les paramètres de scintillation retournés par la fonction d'ajustement de forme correspondent à ceux que nous avons implémentés pour créer la forme moyenne synthétique. Nous nous attendons à atteindre une limite sur la reconstruction des paramètres de scintillation rapides puisque notre instrumentation est lente comparée à la composante Tcherenkov. Nous procédons étapes par étapes en augmentant la difficulté pour l'ajustement de forme.

Tout d'abord, nous modélisons des formes moyennes présentant uniquement une composante Tcherenkov ($R_{Ch} = 0.10$) et une composante de scintillation rapide ($\tau_r=2$ ns, $R_r = 0.9$). Puis une forme moyenne à quatre composantes ; $R_{Ch} = 0.10$, $R_r = 0.30$ et $\tau_r=2$ ns, $R_i = 0.40$ et $\tau_i=5$ ns, $R_l = 0.20$ et $\tau_l=15$ ns (typique des cristaux non dopés). Les formes synthétiques sont ajustées sans difficulté par la fonction d'ajustement de forme $f_a(t)$. Les erreurs typiques, pour les formes moyennes à quatre composantes, sont de 5% sur les rendements et de 3% sur les constantes de temps de scintillation.

Ensuite, nous modélisons des formes moyennes présentant des constantes de temps de scintillation rapides très courtes. Ces formes synthétiques sont également composées de quatre composantes ; une composante Tcherenkov ($R_{Ch} = 0.10$), une composante rapide ($R_r = 0.3$) de constante de temps τ_r variant de 2 ns à 0.4 ns, une composante intermédiaire ($R_i = 0.4$, $\tau_i = 5$ ns) et une composante lente ($R_l = 0.2$, $\tau_l=15$ ns). Les formes présentant une constante de temps de scintillation rapide supérieure à 1 ns sont ajustées sans difficulté par la fonction d'ajustement de forme $f_a(t)$. En revanche, pour les formes présentant une constante de temps de scintillation rapide inférieure à 1 ns, les paramètres de scintillation rapides et Tcherenkov ne sont pas correctement reconstruits. Le rendement de la composante Tcherenkov diminue et est en quelque sorte "absorbé" par la composante rapide. De plus, toutes les constantes de temps de scintillation lente reconstruites sont plus courtes que celles implémentées pour modéliser les formes moyennes.

Grâce à la simulation présentée en section 4.1, nous connaissons le rendement de la composante Tcherenkov et pouvons le fixer dans la fonction d'ajustement de forme à sa valeur simulée. Ce n'est donc plus un paramètre à reconstruire. En ajustant de cette manière les formes moyennes présentant de très courtes constantes de temps de scintillation rapide, les rendements et les constantes de temps de scintillation reconstruits ne sont plus significativement biaisés (erreurs inférieures à 1%) y compris pour les formes moyennes de constante de temps très rapide (jusqu'à 0.4 ns). Nous fixons donc le rendement de la composante Tcherenkov de la fonction d'ajustement à sa valeur simulée dans la suite de l'analyse.

Enfin, nous modélisons 200 formes moyennes typiques obtenues suite à la détection des photons Tcherenkov et de scintillation produits au sein du cristal de tungstate de plomb dopé à l'yttrium (tel que SICCAS :Y et CRYTUR : Panda-II). Ces formes synthétiques sont composées de trois composantes ; une composante Tcherenkov ($R_{Ch} = 0.05$), une composante rapide ($R_r = 0.47$) de constante de temps $\tau_r = 1.3$ ns et une composante intermédiaire ($R_i = 0.48$) de constante de temps $\tau_i = 5.5$ ns. Comme attendu, ces formes moyennes sont ajustées sans difficulté et sans biais par la fonction d'ajustement de forme $f_a(t)$ (figure 3.21). Les paramètres reconstruits présentent de très

faibles dispersions (0.2% à 1σ) quel que soit la composante de scintillation. Le χ^2 reconstruit est très bon puisque le $\chi^2/(ndf)$ (*ndf* pour *number of degree of freedom*) est quasi unitaire.

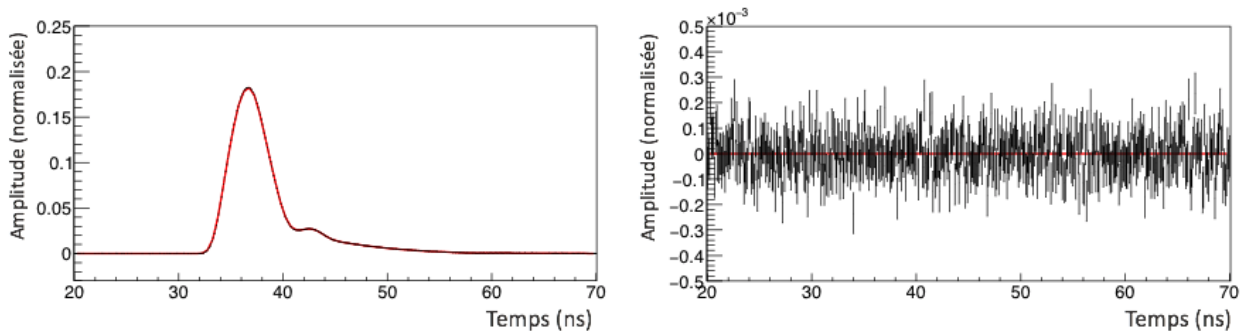


Figure 3.21 – Forme moyenne des signaux synthétiques modélisée à partir des paramètres de scintillation typiques des cristaux dopés à l’yttrium à 20 °C. L’amplitude de la forme moyenne est normalisée à une intégrale unitaire. A gauche ; la fonction d’ajustement est dessinée en rouge et la forme moyenne en noire. A droite ; différence entre l’amplitude de la forme moyenne et l’amplitude de la fonction d’ajustement de forme en fonction du temps.

6.3.3 Résultats de mesure

Les nombres moyens de photoélectrons détectés (et corrigés) associés à chaque constante de temps de scintillation sont présentés en table 3.3 (cristaux dopés) et 3.4 (cristal non dopé). Le calcul de la RMS sur les dix premières nanosecondes de la zone pré-pulse de chaque forme moyenne est utilisé comme barre d’erreur pour l’ajustement.

L’ajustement de la forme moyenne des signaux issus du cristal CRYTUR à haute et basse température est présentée en figure 3.22. A droite des ajustements de forme sont dessinées les différences entre les formes moyennes et les fonctions d’ajustements. On distingue un "résidu" structuré très différent de celui obtenu en ajustant les formes moyennes synthétiques et qui varie avec la température. Nous avons remarqué que l’optimisation de la forme moyenne des signaux issus de la collection d’un seul photoélectron (D_{SPE} , issue de l’expérience de calibration du PMT) impacte significativement la forme et l’amplitude de ces résidus. Le traitement que nous avons réalisé sur cette forme D_{SPE} (présenté en section 3.2.1) a permis de réduire considérablement l’amplitude de ces résidus, notamment dans les zones pré-pulse et post-pulse. La structure encore visible est donc le résidu mesuré sur l’impulsion principale de la forme moyenne que nous n’avons pas traitée puisqu’elle contient l’information d’intérêt. Le $\chi^2/(ndf)$ quantifie ces écarts et est de l’ordre de $3.10^3/218$ pour EPIC et $2.10^4/220$ pour les cristaux dopés à température ambiante.

6.3.3.1 Sur les cristaux dopés (CRYTUR, SICCAS :Y et SICCAS :CMS)

Les cristaux dopés présentent deux constantes de temps de scintillation que nous caractérisons de "rapide" (τ_r) et "intermédiaire" (τ_i). Les constantes de temps de scintillation évoluent selon la même tendance en fonction de la température pour les trois cristaux dopés. Les constantes de temps de scintillation rapide augmentent d’environ 60% lorsque la température du système atteint -25°C ;

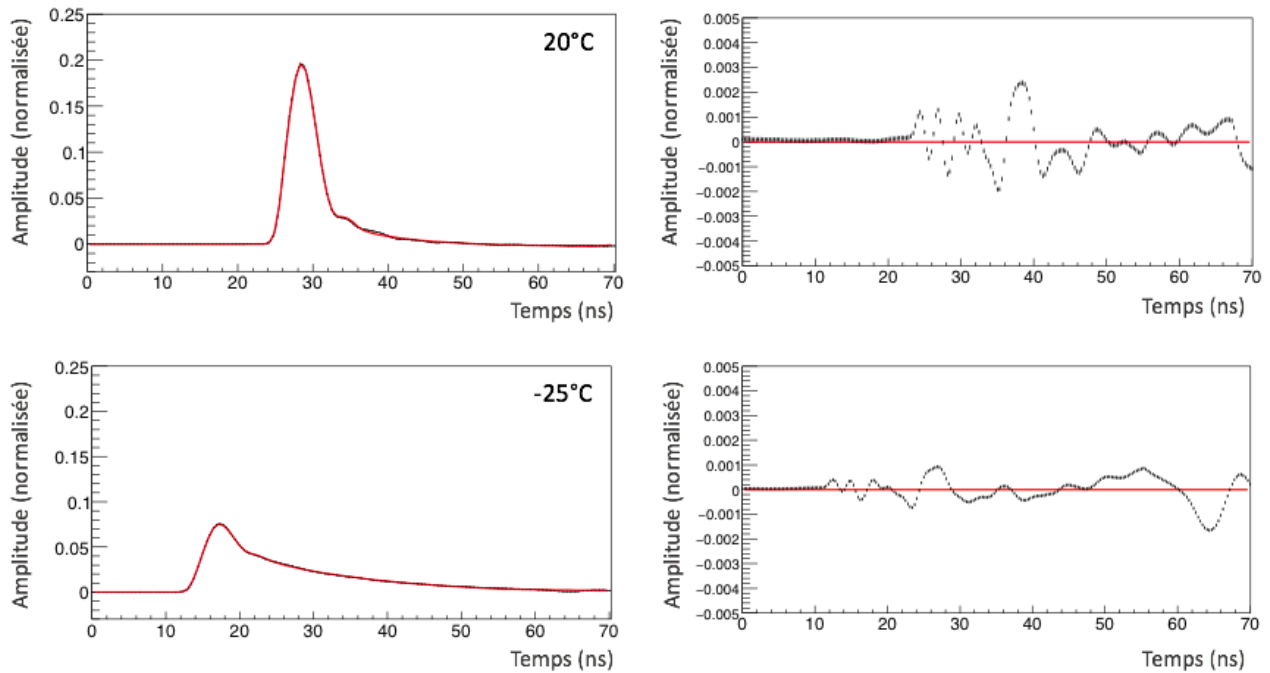


Figure 3.22 – Formes moyennes des signaux issus du cristal CRYTUR à 20 et -25 °C ajustées (à gauche) et différences entre la forme moyenne et la fonction d’ajustement de forme en fonction du temps à chaque température (à droite).

les photoélectrons (rapides), légèrement moins nombreux qu’à haute température, sont détectés en moyenne durant un temps plus long (+ 1 ns). Les constantes de temps de scintillation intermédiaire sont environ trois fois plus lentes à -25°C qu’à 25°C et le nombre de photoélectrons détectés associé à ces constantes de temps augmente beaucoup (8 fois plus nombreux à basse température).

On peut donc conclure que l’augmentation du nombre de photoélectrons détectés à basse température pour un cristal dopé est principalement dû à l’augmentation du flux de photons émis par les centres luminescents de constante de temps de scintillation intermédiaire.

6.3.3.2 Sur le cristal non dopé (EPIC)

Le cristal non dopé présente trois constantes de temps de scintillation que nous caractérisons de "rapide" (τ_r), "intermédiaire" (τ_i) et "lente" (τ_l). De même, les constantes de temps de scintillation évoluent avec la température. Les constantes de temps de scintillation rapide augmentent d’environ 40% lorsque la température du système atteint -25°C; les photoélectrons (rapides), deux fois moins nombreux qu’à haute température, sont détectés en moyenne durant un temps plus long (+ 0.7 ns). Les constantes de temps de scintillation intermédiaire sont plus rapides lorsque la température du système diminue et le nombre de photoélectrons détectés associé à ces constantes de temps ne varie pas significativement hormis à 5°C. A 5°C, le nombre moyen de photoélectrons détectés est anormalement important (comparé aux autres températures). Enfin, le nombre moyen de photoélectrons détectés associé à la constante de scintillation lente augmente remarquablement à basse température (52 vs 5 à haute température). En revanche, les constantes de temps de scintillation mesurées ne montrent pas une tendance précise de variation.

On peut donc conclure que l’augmentation du nombre de photoélectrons détectés à basse tem-

pérature pour un cristal non dopé est principalement dû à l'augmentation du flux de photons émis par les centres luminescents de constante de temps de scintillation lente.

6.3.3.3 Observations générales (cristaux dopés et non dopés)

Les résultats ont montré que diminuer la température du système permet d'augmenter le rendement de scintillation provenant principalement des centres luminescents de constantes de temps de scintillation intermédiaire ou lente. Aucun gain sur le rendement de production de lumière rapide n'est observé. Les constantes de temps de scintillation rapide mesurées avec les cristaux dopés et le cristal non dopé sont similaires. Les constantes de temps de scintillation intermédiaire mesurées avec le cristal non dopé semblent être plus rapides que celles mesurées avec les cristaux dopés. Cette dernière observation est d'autant plus vraie à basse température.

6.3.4 Evaluation des biais de mesure (systématiques)

Cette section résume les différents biais de mesure et leur quantification.

6.3.4.1 La contribution Tcherenkov

La simulation du banc expérimental de caractérisation des cristaux permet d'estimer le nombre de photoélectrons Tcherenkov détectés. Cette estimation est nécessaire pour fixer la contribution Tcherenkov dans la fonction d'ajustement et ainsi minimiser son impact sur la composante de scintillation rapide. En supposant une erreur de 20% sur le nombre de photoélectrons Tcherenkov détectés, nous estimons une erreur de 0.16 photoélectrons sur le rendement de scintillation rapide. Les constantes de temps de scintillation et les rendements de scintillation des composantes intermédiaire et lente ne semblent pas être significativement impactés.

6.3.4.2 La distribution du temps de propagation et de collection de lumière

Les distributions des temps de propagation et de collection de lumière au sein des cristaux obtenues avec le modèle UNIFIED et avec le modèle personnalisé DAVIS (CRYTUR ou EPIC) sont quasi-identiques. Les paramètres de scintillation mesurés par les ajustements de forme sont cohérents et présentent une faible dispersion quel que soit le modèle personnalisé DAVIS utilisé, pour tous les cristaux et quelle que soit la température. Ces dispersions sont prises en compte pour le calcul des erreurs systématiques lorsqu'elles sont significatives.

6.3.4.3 La température du système

Afin de considérer la température du système stable, nous avons attendu deux heures entre chaque acquisition après avoir chauffé ou refroidi le système. Les données ont été acquises deux fois à chaque température; lors de la montée et lors de la descente en température afin de vérifier la reproductibilité des résultats et minimiser l'erreur induite par la potentielle variation de température du système. En comparant les résultats acquis à différentes températures avec un même cristal, nous avons remarqué que les rendements (toutes composantes confondues) mesurés à basse température sont plus dispersés qu'à haute température. De plus, le cristal EPIC présente un flux de photons

T(°C)	Nb PE tot.	Nb PE rap.	τ_r (ns)	Nb PE int.	τ_i (ns)
CRYTUR					
20	15.21 ± 0.5	8.44 ± 0.1	1.79 ± 0.06	5.97 ± 0.3	6.41 ± 0.2
5	22.34 ± 0.5	8.86 ± 0.1	2.20 ± 0.06	12.68 ± 0.4	7.97 ± 0.2
-10	34.81 ± 0.5	7.58 ± 0.1	2.31 ± 0.06	26.43 ± 0.6	10.48 ± 0.2
-25	54.41 ± 1.7	7.05 ± 0.2	2.81 ± 0.22	46.55 ± 1.9	16.52 ± 0.5
SICCAS : Y					
20	14.95 ± 0.5	8.75 ± 0.1	1.67 ± 0.06	5.40 ± 0.3	6.56 ± 0.2
5	22.16 ± 0.5	9.71 ± 0.1	2.06 ± 0.06	11.65 ± 0.4	7.88 ± 0.2
-10	32.95 ± 0.5	8.76 ± 0.1	2.37 ± 0.06	23.39 ± 0.6	10.17 ± 0.2
-25	53.32 ± 1.7	7.47 ± 0.2	2.65 ± 0.22	45.06 ± 1.9	15.46 ± 0.5
SICCAS : CMS					
20	14.06 ± 0.5	7.99 ± 0.1	1.71 ± 0.06	5.27 ± 0.3	5.81 ± 0.2
5	20.69 ± 0.5	7.82 ± 0.1	2.0 ± 0.06	12.07 ± 0.4	6.90 ± 0.2
-10	31.66 ± 0.5	7.20 ± 0.1	2.33 ± 0.06	23.66 ± 0.6	9.79 ± 0.2
-25	51.40 ± 1.7	6.52 ± 0.2	2.64 ± 0.22	44.08 ± 1.9	15.88 ± 0.5

Table 3.3 – Nombres moyens de photoélectrons détectés (corrigés) et constantes de temps de scintillation moyennes (rapide, intermédiaire en ns) des cristaux dopés reconstruites à différentes températures. Le temps d'intégration choisi est de 50 ns. Le nombre moyen de photoélectrons Tcherenkov détectés est de 0.80.

T(°C)	Nb PE tot.	Nb PE rap.	τ_r (ns)	Nb PE int.	τ_i (ns)	Nb PE lent	τ_l (ns)
EPIC							
20	20.24 ± 0.3	6.78 ± 0.45	1.86 ± 0.05	8.39 ± 0.8	8.01 ± 0.4	4.27 ± 0.3	ND
5	27.76 ± 0.3	5.67 ± 0.45	1.83 ± 0.05	11.15 ± 0.8	6.91 ± 0.4	10.14 ± 0.3	ND
-10	39.88 ± 0.3	5.04 ± 0.45	2.13 ± 0.27	6.74 ± 0.8	5.79 ± 0.4	27.31 ± 0.6	17.89 ± 1
-25	61.96 ± 0.3	3.48 ± 0.45	2.58 ± 0.27	6.37 ± 0.8	5.77 ± 0.4	51.30 ± 0.6	24.08 ± 1

Table 3.4 – Nombres moyens de photoélectrons détectés (corrigés) et constantes de temps de scintillation moyennes (rapide, intermédiaire et lente en ns) du cristal **EPIC** reconstruites à différentes températures. Le temps d'intégration choisi est de 50 ns. Le nombre moyen de photoélectrons Tcherenkov détectés est de 0.80. ND signifie Non Définie; les deux valeurs mesurées à la même température ne sont pas cohérentes entre elles et les erreurs sont trop importantes pour proposer un résultat de mesure.

associé à la composante de scintillation lente faible à température ambiante (21%) et réparti sur une large fenêtre temporelle. La forme d'ajustement ne reconstruit pas correctement les constantes de temps de scintillation lente à température ambiante. Cet effet induit une erreur significative sur les constantes de temps de scintillation reconstruites.

6.3.4.4 L'étalonnage du PMT

Lors de l'étalonnage du photomultiplicateur nous avons mesuré l'intégrale de charge moyenne d'un photoélectron à $(1.6 \pm 0.08) \times 10^7$ électrons. Cette valeur moyenne permet de déterminer le nombre moyen de photoélectrons détectés à chaque température par chaque cristal en réponse à la détection des photons d'annihilation. Ainsi, nous calculons une erreur de 5% sur toutes les mesures de photométrie (rendements de lumière rapide, intermédiaire et lent).

La forme moyenne du signal produit par un photoélectron obtenue (D_{SPE}) n'est pas parfaite malgré son optimisation. Le bruit induit par le laser contenu dans l'impulsion principale est significatif et devrait idéalement être traité pour ajuster au mieux les formes moyennes des signaux produits suite à l'interaction des photons de 511 keV dans les cristaux. Lors des expériences, nous avons également acquis les signaux produits par le PMT en coïncidence avec le signal de déclenchement laser en recouvrant la fibre optique d'un drap noir. Les données acquises nous permettent de tracer une forme moyenne du bruit induit sur le PMT par le laser (figure 3.23). La forme moyenne du bruit est structurée et sa contribution (en amplitude) est importante (6.4 % de l'amplitude maximale de la forme moyenne) durant le temps de l'impulsion principale de la forme moyenne des signaux produits par un photoélectron. Après normalisation, nous pouvons soustraire la forme moyenne de bruit laser à la forme moyenne "brute" (non optimisée) des signaux produits par un photoélectron. La forme moyenne "débruitée" résultante peut alors être traitée comme précédemment.

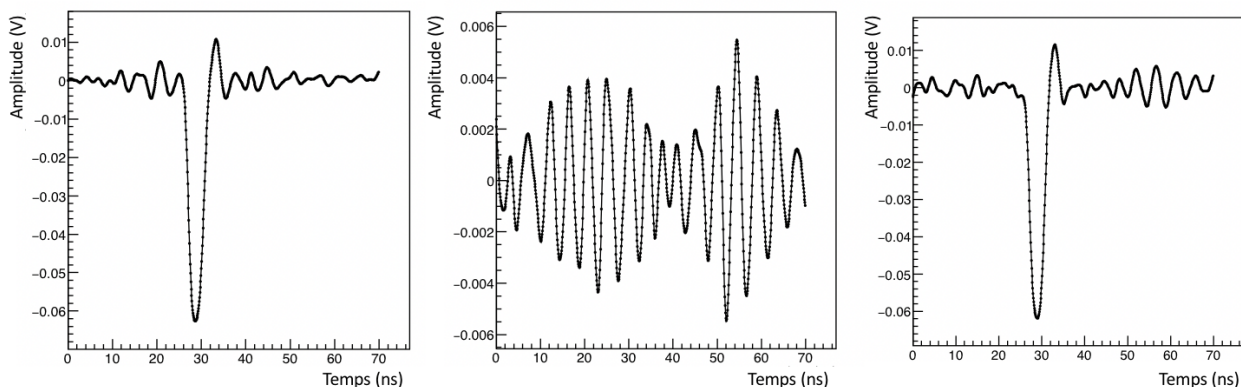


Figure 3.23 – De gauche à droite ; forme moyenne "brute" (normalisée par le nombre d'évènements) des signaux produits par un photoélectron après une amplification d'un gain 100, forme moyenne du bruit laser (normalisée par le nombre d'évènements) après une amplification d'un gain 25 et forme moyenne "brute" normalisée des signaux produits par un photoélectron soustraite du bruit laser (forme moyenne "débruitée").

Hélas, les amplificateurs utilisés lors de l'étalonnage et l'acquisition du bruit laser ne sont pas les mêmes. Ils ne présentent pas le même gain (gain 100 pour la forme SPE vs gain 25 pour la

forme de bruit), ni la même bande passante (700 MHz pour la forme SPE. vs 1.5 GHz pour la forme de bruit laser). La normalisation effectuée prend en compte la différence de gain des amplificateurs mais ne peut pas compenser la différence de bande passante. Ces expériences n'ont pas pu être reproduites dans les mêmes conditions à ce jour. La forme moyenne débruitée est donc imparfaite mais elle permet d'approximer les erreurs induites par le bruit laser sur les paramètres de scintillation reconstruits.

L'ajustement des formes moyennes des signaux issus des cristaux à l'aide de cette forme moyenne "débruitée" ne montre aucune amélioration quant à la réduction de l'amplitude des résidus. Au contraire, les résidus sont amplifiés d'un facteur 4 (figure 3.24). En revanche, les paramètres de scintillation retournés par la fonction d'ajustement quel que soit le cristal et la température sont cohérents. Nous utilisons les dispersions moyennes mesurées puis normalisées (par un facteur 3) pour quantifier l'erreur systématique associée à la présence de bruit résiduel dans la forme moyenne D_{SPE} sur les paramètres de scintillation.

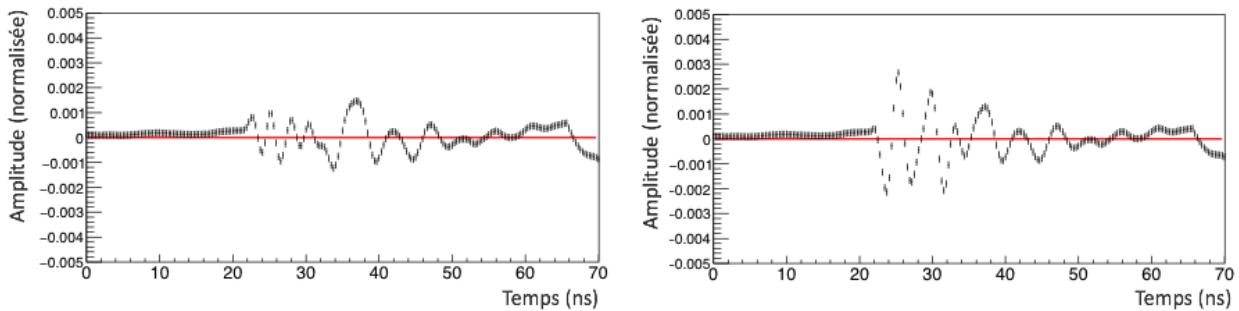


Figure 3.24 – Distributions temporelles de la différence (en amplitude) entre la forme moyenne EPIC à température ambiante et de sa fonction d'ajustement (*le résidu*); en ajustant avec la forme moyenne D_{SPE} optimisée sans soustraction du bruit laser (à gauche) et avec soustraction de bruit laser (à droite).

6.3.4.5 Autres contributions (négligeables)

Le photomultiplicateur présente un faible taux de comptage d'obscurité mesuré inférieur à 100 Hz lorsqu'il est alimenté par une tension positive. Sur une fenêtre d'acquisition de 300 ns, la probabilité d'acquérir un photoélectron produit au sein même du PMT sans stimulation lumineuse extérieure est donc de 3×10^{-5} . Sa contribution dans le calcul de l'intégrale de charge moyenne d'un photoélectron est considérée négligeable.

La résolution temporelle du WaveCatcher est mesurée à 5 ps (1σ après calibration) et celle du laser picoseconde à 1.4 ps (1σ). La dégradation de la résolution temporelle de la chaîne de détection est dominée par la résolution temporelle du spectromètre YAP mesurée à (104 ± 4.7) ps (1σ à 511 keV) et prise en compte dans la définition de la fonction d'ajustement.

Enfin, la source radioactive de sodium ^{22}Na émet simultanément et isotropiquement (sous 4π steradian) une particule β^+ et un photon γ de 1.27 MeV. La probabilité qu'un photon de 1.27 MeV interagisse dans le cristal de tungstate de plomb est de 0.21%. Sa contribution dans la formation du signal est donc considérée comme négligeable.

Pour conclure, nous avons sommé quadratiquement les contributions des systématiques présentées ci-dessus uniquement lorsqu'elles sont significatives. Trois systématiques contribuent significativement à l'évaluation des erreurs :

1. l'intégrale de charge moyenne d'un SPE qui impacte les rendements de production de lumière,
2. le bruit résiduel induit par le laser sur la forme moyenne d'un SPE qui a un impact sur les constantes de temps de scintillation,
3. et la distribution des temps de propagation et de collection de lumière qui affecte les composantes de scintillation rapide.

Les erreurs systématiques dominent majoritairement les erreurs statistiques.

T(°C)	Nb PE tot.	Nb PE rap.	τ_r (ns)	Nb PE int.	τ_i (ns)	Nb PE lent	τ_l (ns)
CRYTUR, SICCAS : CMS et SICCAS : Y							
20	0.8	0.55	0.1	0.9	0.1	-	-
5	1.1	0.55	0.1	1.2	0.1	-	-
-10	1.7	0.50	0.2	1.7	0.1	-	-
-25	2.7	0.50	0.2	2.2	0.1	-	-
EPIC							
20	1.2	0.50	0.1	0.8	0.3	0.45	-
5	1.6	0.50	0.1	0.9	0.3	0.65	-
-10	2.1	0.50	0.1	0.8	0.3	1.4	1.0
-25	3.2	0.45	0.1	0.8	0.3	2.6	1.0

Table 3.5 – Evaluation des erreurs systématiques sur les mesures présentées en table 3.4 et 3.3.

6.4 Estimation du rendement de production de lumière des cristaux

Le rendement de production de lumière d'un scintillateur s'exprime généralement en nombre de photons par énergie (photons/MeV). Jusqu'ici, la méthode d'analyse a permis la détermination des constantes de temps de scintillation et du nombre moyen de photoélectrons détectés (rapides, intermédiaires et lents). Nous proposons ci-dessous une estimation du rendement de production de lumière (en photons/MeV) à partir des mesures du nombre de photoélectrons détectés par chaque cristal et à chaque température.

Notons QE_m l'efficacité moyenne de détection des photons. Cette efficacité moyenne QE_m dépend de l'efficacité quantique de la photocathode du PMT. Elle se calcule telle que :

$$QE_m = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} Spectre_{em}(E) \times QE(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} Spectre_{em}(E) dE}. \quad (3.7)$$

Avec ; E_{min} et E_{max} les bornes du spectre d'émission du scintillateur $Spectre_{em}(E)$ en énergie et $QE(E)$ l'efficacité quantique de la photocathode. Nous calculons cette efficacité moyenne QE_m pour le spectre d'émission d'un cristal de tungstate de plomb issu de l'article de [16] à l'aide des données du spectre d'efficacité quantique d'une photocathode de technologie bialcaline bleue publiées dans

[101]. L'efficacité moyenne de détection des photons ainsi obtenue est d'environ 25.74% pour les photons d'énergie allant de 1.80 à 3.90 eV.

Cette efficacité moyenne de détection de photons permet de calculer le nombre de photons détectés (noté $NbPH_c$) à partir du nombre de photoélectrons détectés (noté $NbPE$). Le rendement de collection des photons (noté R_c) n'est pas unitaire, une grande partie des photons émis n'est pas détectée dans la photocathode et ne contribue pas à la formation du signal. Ce rendement de collection R_c peut être calculé par le rapport du nombre de photons absorbés et du nombre de photons émis (noté $NbPH_{em}$) par simulation GATE. Pour un cristal de tungstate de plomb dopé à l'yttrium de rendement de lumière de 300 ph/MeV (scintillation) + 20 photons Tcherenkov, nous calculons en moyenne 56.61 photons absorbés dans la photocathode à 511 keV. Le rendement de collection de photons à 511 keV calculé est alors de 32.58%. Comme attendu, près de 70% des photons émis par le scintillateur ne sont pas détectés par le photomultiplicateur.

$$NbPE = NbPH_c \times QE_m. \quad (3.8)$$

$$R_c = \frac{NbPH_c}{NbPH_{em}}. \quad (3.9)$$

Pour estimer le rendement de production de lumière des cristaux **dopés** étudiés, nous proposons donc le calcul suivant :

$$NbPH_{em} = \frac{NbPE}{QE_m \times R_c}. \quad (3.10)$$

Avec $NbPE$ le nombre de photoélectrons détectés total ; c'est à dire issu de la détection des photons de scintillation (rapide et intermédiaire) et Tcherenkov : $NbPE = NbPE_{rap.} + NbPE_{int.} + NbPE_{ch.}$.

Le cristal **non dopé** présente trois constantes de temps de scintillation dont une lente (~ 20 ns à $20^\circ C$) ayant pour origine la relaxation des centres luminescents MoO_4^{2-} émettant des photons de longueur d'onde d'environ 500 nm. On a donc $NbPE = NbPE_{rap.} + NbPE_{int.} + NbPE_{lent} + NbPE_{ch.}$. A 500 nm, l'efficacité quantique de la photocathode est d'environ 19.13% soit inférieure à l'efficacité moyenne de détection des photons calculée. Pour ne pas sous-estimer le rendement de scintillation de ces centres luminescents nous proposons de calculer le rendement de production de lumière pour les cristaux non dopés tel que :

$$NbPH_{em} = \frac{NbPE_{rap.} + NbPE_{int.} + NbPE_{ch.}}{QE_m \times R_c} + \frac{NbPE_{lent}}{QE(500nm) \times R_c}. \quad (3.11)$$

Le tableau (3.6) résume les estimations sur le rendement de production de lumière des cristaux de tungstate de plomb en fonction de la température. Comme attendu, le cristal de tungstate de plomb non dopé (EPIC) présente le meilleur rendement de production de lumière. Mais l'augmentation du rendement de lumière du cristal non dopé provient de la composante de scintillation lente. Par ailleurs, le rendement de production de lumière des cristaux présente la même évolution en

T (°C)	20	5	-10	-25
CRYTUR				
Rend rap. + int.	315	482	773	1230
SICCAS : Y				
Rend rap. + int.	309	477	729	1205
SICCAS : CMS				
Rend rap. + int.	289	443	699	1160

T(°C)	20	5	-10	-25
EPIC (non dopé)				
Rend rap. + int.	353	392	274	230
Rend lent.	134	318	857	1610

Table 3.6 – Estimation du rendement de production de lumière des cristaux de tungstate de plomb en photons/MeV en fonction de la température.

fonction de la température, soit une nette augmentation lorsque la température décroît quelle que soit la technologie de dopage.

6.5 Interprétation de la physique de scintillation

Pour conclure l'analyse sur les paramètres de scintillation des cristaux de tungstate de plomb, nous proposons ci-dessous une interprétation physique des effets observés sur les mesures.

La relaxation des excitations électroniques se produit essentiellement sur trois types de centres luminescents ; WO_4^{2-} , $WO_4^{2-} + Y^{3+}/La^{3+}$ et WO_3 . Lorsqu'une excitation est piégée sur un de ces sites, trois processus de relaxation sont en compétition : la réionisation, la dé-excitation non radiative et la luminescence. La réionisation et la désexcitation non radiative sont thermiquement assistées (*quenching thermique*) et dépendent de la température. La probabilité qu'une excitation soit réionisée et reparte dans la bande de conduction dépend de la profondeur du centre au sein de la bande interdite du cristal. Plus le centre est profond, plus l'énergie à apporter pour ré-ioniser ce dernier sera importante. La désexcitation non radiative est caractérisée par les interactions électrons-phonons au sein du réseau cristallin, d'autant plus importantes pour un cristal présentant un fort décalage de Stokes. Enfin, la luminescence aboutit à une émission de photons (décroissance radiative) utile et observable.

L'évolution du rendement de production de lumière mesuré en fonction de la température est cohérent avec la littérature. En effet, lorsque le cristal est refroidi, la probabilité que les centres relaxent non radiativement ou par réionisation est moins importante. La probabilité que les centres relaxent par luminescence est donc plus importante.

Le rendement de production de lumière d'un cristal dopé est moins important que celui d'un cristal non dopé. Les centres luminescents de constante de scintillation lente semblent "s'éteindre" suite à l'introduction d'ions dopants. En revanche, la constante de temps de scintillation moyenne des cristaux dopés est plus rapide. Les ions dopants semblent créer des centres luminescents plus profonds que les centres réguliers WO_4^{2-} et plus stables où les excitations électroniques sont consommées. Ils empêchent ainsi les centres luminescents de relaxation lente de se peupler. Ces nouveaux centres luminescents semblent émettre des photons bleus-verts dont l'énergie est plus importante

que celle des photons émis depuis les centres de luminescence lente. Ceci est cohérent avec une légère baisse de rendement global.

7 Discussion

Tout d'abord, l'étude menée pour caractériser les cristaux de tungstate de plomb confirme qu'ils présentent un faible rendement de production de lumière et des constantes de temps de scintillation rapides.

Le dopage des cristaux avec les ions trivalents semblent atteindre des limites sur le rendement de production de lumière. Pour optimiser la résolution temporelle du détecteur ClearMind, nous avons choisi de travailler avec la société CRYTUR qui sait produire des cristaux de grande taille ($60 \times 60 \times 5 \text{ mm}^3$) présentant un bon compromis ; un rendement de production de lumière le plus haut possible et des constantes de temps de scintillation les plus courtes possibles.

Afin d'optimiser le rendement de production de lumière de constante de temps rapide (quelques nanosecondes) au détriment des composantes de scintillation lente, le docteur M. Korzhik de l'université de Biélorussie (et rattaché au Research Institute for Nuclear Problems) propose de doper les cristaux à haute concentration (de l'ordre de 200 ppm par exemple).

Nos résultats montrent des constantes de temps de scintillation mesurées plus courtes que celles publiées dans la littérature. Ceci s'explique par la méthode d'analyse qui permet la mesure des paramètres de scintillation en s'affranchissant (le plus possible) des contributions de la chaîne de détection. En revanche, notre instrumentation n'est pas assez rapide pour mettre en évidence les constantes de temps les plus courtes ($\sim 5 \text{ ps}$) mesurées par E. Auffray et al [95] .

A l'avenir, il serait intéressant de réaliser cette étude en optimisant le banc BRS, notamment en :

- utilisant un photomultiplicateur plus rapide tel que le MCP-PMT pour être plus sensible aux constantes de temps de scintillation plus courtes,
- et en diminuant drastiquement la contribution du bruit laser dans la forme moyenne d'un photoélectron pour minimiser les erreurs d'ajustement.

Un futur développement permettrait également de caractériser des larges cristaux de tungstate de plomb.

Enfin, du côté simulation il serait intéressant de mesurer l'efficacité quantique de la photocathode du PMT. Cela permettrait de réduire les incertitudes sur le nombre de photons Tcherenkov détectés et sur les paramètres de scintillation mesurés.

Les résultats présentés dans ce chapitre font l'objet d'un article intitulé "**Scintillating properties of today available lead tungstate crystals**" (M. Follin et al.) accepté par le journal JINST (*Journal of Instrumentation*) en Juin 2021 [106]. Nous souhaitons vivement remercier M. Korzhik pour son expertise sur la physique de scintillation au sein des cristaux de tungstate de plomb et C. Trigila et E. Roncali (Université de Californie Davis) pour leur contribution sur la modélisation du transport des photons au sein des cristaux rugueux.

La photo-détection rapide (MCP-PMT)

1 Contexte et motivations

Le projet ClearMind fait suite au projet PECHE ayant pour ambition d'utiliser le rayonnement Tcherenkov pour améliorer les performances temporelles (résolution de 100 ps (FWHM)) de la TEP corps entier tout en conservant une efficacité de détection raisonnable. Le détecteur PECHE était constitué d'un MCP-PMT et d'un cristal radiateur Tcherenkov de PbF_2 (figure 4.1 à gauche). Le cristal, monolithique, était couplé à la photocathode du MCP-PMT à l'aide de gel optique (OCF 452 (Newgate)). Le MCP-PMT, utilisé pour convertir les photons optiques en signal électrique, était un Planacon XP85012 de l'entreprise Photonis. La fenêtre était en saphire et la photocathode de technologie bialcaline. Les micro-canaux présentaient un diamètre de $25 \mu m$. La surface active mesurait $53 \times 53 \text{ mm}^2$ et était lue par une matrice d'anodes (8×8) de taille $5.9 \times 5.9 \text{ mm}^2$.

Les signaux étaient amplifiés par des amplificateurs de référence ZKL-1R5 Mini-Circuits, de gain 40 dB et de bande passante 1.5 GHz. La lecture des signaux était réalisée au moyen d'un module d'acquisition rapide SAMPIC 32 voies. Ainsi, afin de lire les signaux de toutes les anodes du MCP-PMT, les signaux de quatre anodes étaient interconnectés et lus par un seul canal SAMPIC (figure 4.1 à droite).

Les performances du détecteur PECHE ont été publiées dans JINST par C. Canot et al. [11]. Le détecteur PECHE montre une efficacité de 24% pour la détection des photons de 511 keV interagissant dans un cristal de PbF_2 de 10 mm d'épaisseur et un CRT¹ de 280 ps au centre du détecteur. Le CRT est principalement limité par :

- la distribution temporelle non gaussienne des signaux acquis en coïncidence avec le laser (figure 4.2 en (d)). Environ 25% des événements acquis sont hors du pic principal et donc retardés (entre 100 ps et 2 ns). Ce retard est dû à la collection de photoélectrons ayant diffusé à la surface de la galette de micro-canaux avant de se multiplier dans l'un de ses pores (on parle de *back-scattering* en anglais).
- et le faible nombre de photons Tcherenkov détectés par le MCP-PMT.

1. Le CRT pour Coincidence Resolving Time est mesuré comme la largeur à mi-hauteur de la distribution temporelle des événements issus des photons d'annihilation de 511 keV acquis en coïncidence par deux modules de détection identiques.

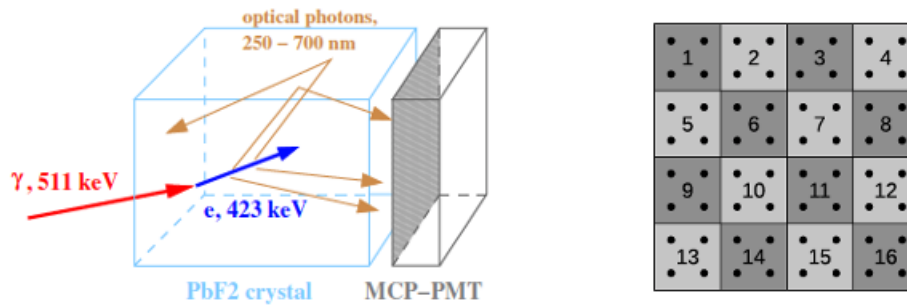


Figure 4.1 – A gauche ; principe de détection du détecteur PECHE. Le cristal (radiateur Tcherenkov) de PbF_2 est couplé à la fenêtre en saphire du MCP-PMT à l'aide de gel optique. Suite à l'interaction d'un photon γ de 511 keV par effet photoélectrique (cas favorable), le photoélectron primaire est relativiste et émet une vingtaine de photons Tcherenkov. Ces photons sont détectés par la photocathode du MCP-PMT. Les photoélectrons sont multipliés au sein des galettes de micro-canaux et collectés aux anodes. A droite ; schéma de lecture des anodes (points noirs) du MCP-PMT pour le détecteur PECHE. Les cases grisées numérotées (de 1 à 16) correspondent aux canaux du module d'acquisition SAMPIC 32 voies. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se référer à [11].

La résolution temporelle du MCP-PMT (soit la largeur à mi hauteur de la distribution temporelle des signaux acquis en coïncidence avec le laser) sur sa surface entière a été mesurée à 135 ps (FWHM). Les résultats mettent en évidence deux effets dégradant la résolution temporelle : le partage de charges (*charge sharing* en anglais) entre canaux et la variation des retards entre anodes au sein d'un même canal (un canal étant constitué de quatre anodes).

Le partage de charges est inévitable. La goutte de charge en sortie des micro-canaux induit simultanément des signaux sur typiquement deux ou quatre anodes de lecture. Ce phénomène est visible sur les histogrammes de la figure 4.2 en (a). On peut y distinguer des "lignes rouges" délimitant les différents canaux de lecture du détecteur. Entre deux canaux, le nombre d'évènements enregistrés est environ deux fois plus important et la résolution temporelle est dégradée (figure 4.2 en (b), 100-110 ps aux bords des canaux vs 85-90 ps au centre).

Au sein d'un même canal de lecture collectant les signaux de quatre anodes du MCP-PMT, les résultats montrent une dispersion de 50 à 80 ps de la résolution temporelle du MCP-PMT (figure 4.2 en (c)). Cet effet peut être compensé en calibrant le temps de propagation des signaux selon la position mais la méthode de lecture mise en place rend cet étalonnage impossible.

Pour améliorer le CRT du détecteur PECHE, deux idées ont été retenues ; améliorer le couplage optique entre le cristal et la fenêtre du MCP-PMT et mettre en place un schéma de lecture des signaux optimisé. Ce chapitre 4 détaille la mise en place de la lecture des signaux issus d'un MCP-PMT par lignes à transmissions et les performances mesurées.

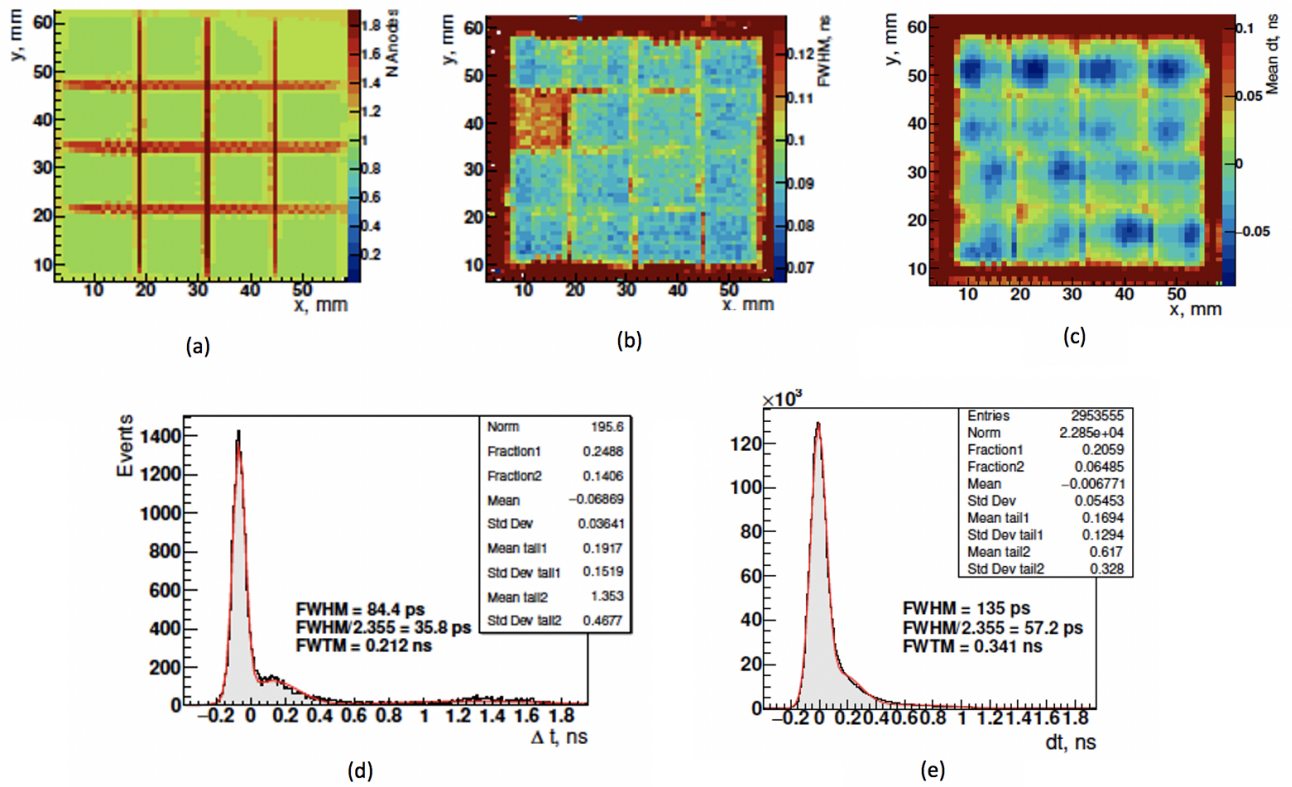


Figure 4.2 – Résultats d'un scan 2D du MCP-PMT du détecteur PECHE en mode single photoelectron (SPE) :

- (a) histogramme du nombre de canaux déclenchant sur un SPE selon la position (X,Y) sur la surface d'anodes du MCP-PMT.
- (b) histogramme des largeurs à mi-hauteur de la distribution temporelle (anodes - laser) selon la position (X,Y).
- (c) dispersion de la distribution temporelle des signaux collectés aux anodes selon la position (X,Y).
- (d) distribution temporelle (anodes - laser) à la position (x=12 mm, y=51 mm).
- (e) distribution temporelle (PMT - laser) moyennée sur la surface du PMT.

Pour plus de détails, le lecteur est invité à se référer à [11].

2 Le MCP-PMT

Le principe de la formation du signal par un MCP-PMT après la détection d'un photon optique est brièvement expliqué dans le chapitre 1. Dans cette section, nous détaillons la formation du signal par un MCP-PMT et présentons les principaux critères de performances d'un tel photomultiplicateur.

2.1 Principe de formation du signal

Le MCP-PMT est un photomultiplicateur qui convertit des photons optiques en un signal électrique. Il est principalement composé de :

- une fenêtre optique typiquement en verre ou en saphire sur laquelle est déposée la photocathode (fine couche d'un alliage métallique, bialcalin par exemple),
- de (typiquement 2) galettes de micro-canaux. Les substrats des galettes sont généralement en verre borosilicate ou oxyde de plomb,
- et d'une anode ou une matrice d'anodes de collection.

L'ensemble est contenu dans une structure sous vide (figure 4.3).

On définit la notion de surface d'ouverture du MCP comme le rapport de la surface des micro-canaux sur la surface totale. C'est la surface utile pour la collection des photoélectrons et la probabilité qu'un photoélectron extrait de la photocathode entre (directement ou non) dans un pore en dépend. Plus la surface d'ouverture est grande, meilleure est la probabilité de collection des photoélectrons. Elle dépend du nombre de micro-canaux, de leur diamètre et de leur revêtement interne.

Supposons qu'un photon optique atteigne la fenêtre optique du MCP-PMT sous une incidence normale. Si le photon est transmis (probabilité $p_{trans.}$) à travers la fenêtre optique, il peut interagir par effet photoélectrique avec la photocathode (probabilité $p_{inter.}$) et y extraire un photoélectron (probabilité $p_{extr.}$). Ce photoélectron se dirige ensuite vers la première galette de micro-canaux pour se multiplier. La probabilité p_m que ce photoélectron entre dans un micro-canal dépend de la surface d'ouverture des galettes. De plus, il peut tout d'abord être diffusé à la surface des galettes avant d'entrer dans un des pores. Une fois que le photoélectron est entré dans le micro-canal, il se multiplie par collisions avec la paroi interne qui est revêtue d'un matériau de haute émission secondaire. Le processus de multiplication se répète sur toute la longueur du micro-canal. Les photoélectrons entrent ensuite dans un (ou des) pore(s) de la seconde galette de micro-canaux, identique à la première.

Les galettes sont disposées en série et les micro-canaux sont disposés en chevron afin d'augmenter le gain du MCP-PMT et limiter le retour des ions à la photocathode depuis la seconde galette. En effet, lors de la multiplication des électrons, les atomes de gaz résiduel contenus dans la structure du MCP-PMT peuvent être ionisés. Ces ions remontent le champ électrique et érodent la photocathode. Ce bombardement ionique réduit son efficacité quantique au cours du temps. Cet

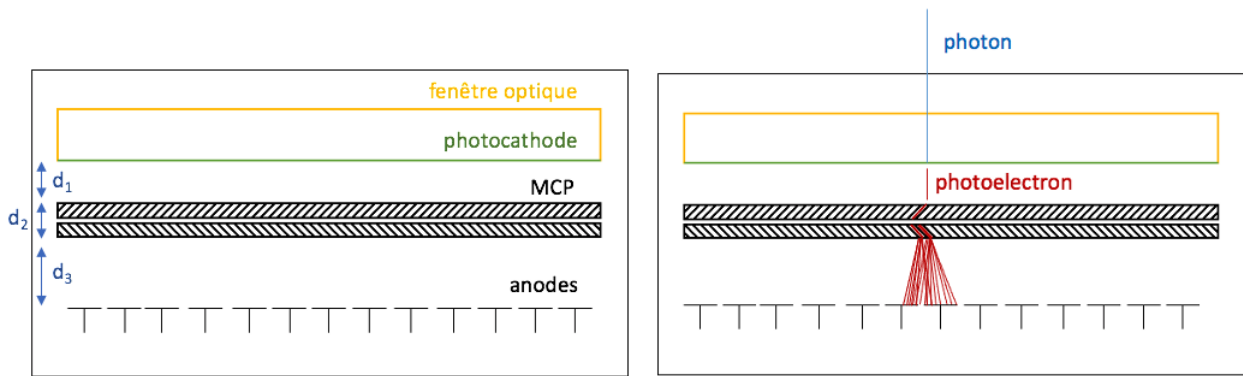


Figure 4.3 – A gauche ; schéma de la structure d'un MCP-PMT. A droite ; schéma simplifié de la formation du signal au sein du MCP-PMT. Typiquement, la distance d_1 est comprise entre 2 et 5 mm et la distance d_3 est comprise entre 3 - 5 mm. L'épaisseur d'une galette de micro-canaux est typiquement inférieure au mm.

effet est la principale cause de vieillissement d'un MCP-PMT.

En sortant de la seconde galette, le photoélectron primaire (extrait de la photocathode) s'est alors multiplié environ un million de fois. Le gain du MCP-PMT dépend du nombre de galettes de micro-canaux formant la structure multiplicatrice (typiquement 2), du revêtement de la paroi interne des pores qui conditionne le facteur de gain, du champ électrique extérieur appliqué aux bornes des galettes et du rapport longueur sur diamètre (rapport L/D) des pores.

La dernière étape consiste en l'induction du signal par le mouvement de ce million d'électrons vers les anodes. Le signal se partage généralement sur plusieurs anodes, typiquement 9 anodes pour le Planacon XP85122 (Photonis). On parle alors de *partage de charges*.

2.2 Critères de performances

La structure du MCP-PMT conditionne les performances temporelles et spatiales de ce dernier [107]. On définit principalement quatre critères de performances :

- l'efficacité de détection des photons (PDE pour *Photon Detection Efficiency*) conditionnée par l'efficacité quantique (QE pour *Quantum Efficiency*) de la photocathode et l'efficacité de collection des photoélectrons (CE pour *Collection Efficiency*). Cette efficacité peut être définie par le rapport du nombre de photoélectrons détectés sur le nombre de photons incidents.
- le taux de comptage d'obscurité (DCR pour *Dark Count Rate*) dû aux émissions spontanées d'électrons depuis la photocathode ou les micro-canaux par les processus d'émission thermoionique et de champ.
- la dispersion du temps de transit des électrons (TTS pour *Transit Time Spread*) de la photocathode aux anodes.
- et la résolution spatiale définie comme la largeur à mi-hauteur de la distribution spatiale de la goutte de charge sur les anodes. Elle dépend de la taille des anodes et de la distance entre la sortie de la deuxième galette de micro-canaux et le plan d'anodes.

Dans la suite de ce chapitre, notons V_1 la tension appliquée entre la cathode et l'entrée de la première galette de micro-canaux (distance d_1), V_2 la tension appliquée entre l'entrée de la première galette et la sortie de la deuxième galette de micro-canaux (distance d_2), et V_3 la tension appliquée entre la sortie de la deuxième galette de micro-canaux et les anodes (distance d_3).

2.2.1 La dispersion sur le temps de transit (TTS)

Le temps de transit (TT) est défini comme le temps que met le photomultiplicateur pour produire une impulsion électrique en réponse à une stimulation lumineuse. La dispersion sur le temps de transit conditionne la résolution temporelle du MCP-PMT. Plus le TTS est faible, meilleure est la résolution temporelle. Sa valeur typique est de 40 ps (1σ). La dispersion sur le temps de transit dépend principalement du rapport L/D des micro-canaux et de la distance d_1 . Pour diminuer le TTS et donc améliorer la résolution temporelle du MCP-PMT, il faut minimiser le rapport L/D et/ou augmenter le rapport V_1/d_1 .

2.2.2 L'efficacité quantique (QE) et l'efficacité de collection (CE)

L'efficacité de détection des photons (PDE) est limitée par l'efficacité quantique de la photocathode qui est typiquement de l'ordre de 25% et maximale pour les photons de longueur d'onde bleue (vers 400 nm) pour les photocathodes de technologie bialcaline. Ainsi, pour 20 photons optiques "bleus" atteignant la photocathode seulement 6 seront convertis en photoélectrons.

De nos jours, les micro-canaux peuvent être revêtus d'une fine couche de matériau de haute résistivité et de haute émission secondaire (telle que l'alumine Al_2O_3 ou l'oxyde de magnésium MgO) par dépôt de couche atomique (ALD pour *Atomic Layer Deposition*). Un tel dépôt permet d'améliorer l'efficacité de collection (CE) des photoélectrons à 80-90 % (vs 60-70 % sans) et de former une barrière de protection pour le MCP-PMT quant à la remontée d'ions.

2.2.3 Le taux de comptage d'obscurité (DCR)

Le taux de comptage d'obscurité d'un MCP-PMT dépend principalement du matériau de la photocathode et de la température du système. Il a pour origine :

- les processus d'émissions spontanées d'électrons de la photocathode sous l'effet de la température (effet thermoionique),
- les processus d'émissions spontanées d'électrons depuis les pores des galettes sous l'effet du champ électrique appliqué (effet de champ),
- et la radioactivité naturelle du verre (désintégration β^- du potassium 40) formant les pores.

Le DCR doit être le plus faible possible pour améliorer le rapport signal sur bruit du détecteur. La mesure du DCR consiste en l'acquisition des signaux produits par le MCP-PMT (placé dans une boîte noire et cage de Faraday) sans stimulation lumineuse. Le DCR d'un MCP-PMT est assez faible, documenté de l'ordre de la centaine de Hz par centimètre carré (2 nA par anode) pour une photocathode bialcaline [71].

2.2.4 Optimisation des performances du MCP-PMT

Il existe plusieurs façons d'optimiser les performances du MCP-PMT mais elles exigent généralement des compromis.

Tout d'abord, le diamètre des micro-canaux (entre 10-30 μm typiquement) peut être diminué jusqu'à 5 μm pour améliorer le TTS. En effet, la réduction du diamètre des pores permet de diminuer la longueur de parcours des électrons lors de leur multiplication. Mais pour garantir une surface d'ouverture suffisante (entre 60 % et 80 %), le nombre de micro-canaux résultant doit être plus important. C'est un réel enjeu de fabrication et de savoir faire.

Un MCP-PMT présente des performances différentes selon les tensions appliquées sur ses structures internes. Il est courant d'utiliser le pont diviseur recommandé par le fournisseur dans un premier temps pour mettre en fonctionnement le MCP-PMT. Ensuite, selon l'application et les performances désirées, il est possible de modifier les composants du pont diviseur (dans une certaine mesure). A titre d'exemple, augmenter le rapport V_1/d_1 permet d'améliorer le TTS alors qu'augmenter le rapport V_2/d_2 permet d'augmenter le gain du MCP-PMT. A l'échelle de l'utilisateur, seule la variation des tensions V_k ($k= 1,2$ ou 3) est accessible.

Il existe des limites technologiques quant à l'optimisation des performances des MCP-PMTs. Idéalement, les distances d_1 et d_3 seraient les plus courtes possibles. De nos jours, les distances les plus courtes réalisables sont d'environ $d_1 = 2mm$ et $d_3 = 3mm$.

Le nombre de canaux est limité par le processus de fabrication des galettes et l'espacement (*pitch*) entre les canaux est de l'ordre de la dizaine de micromètres. La surface d'ouverture du MCP-PMT est donc également limitée. La tension appliquée aux bornes des galettes (V_2) qui permet de varier le gain du MCP-PMT présente des limites et doit être contrôlée. Une tension trop élevée endommagerait le MCP-PMT par l'effet de champ induit. C'est une des raisons qui explique la multiplication des photoélectrons en deux temps en associant deux galettes de micro-canaux en série. De plus, rappelons que le DCR croît avec la tension appliquée aux bornes des galettes diminuant ainsi le rapport signal sur bruit du détecteur.

2.3 Les MCP-PMTs étudiés

2.3.1 Le Planacon XP85122 de Photonis

Dans un premier temps, nous avons travaillé sur un photomultiplicateur Planacon XP85122 de l'entreprise Photonis composé de deux galettes de micro-canaux de 10 μm de diamètre. La collection des signaux est réalisée sur une matrice de 32 x 32 anodes (pixels) de taille 1.1 mm x 1.1 mm espacés de 1.6 mm (*pitch*). Le rapport L/D est de 60 :1 et sa surface d'ouverture de 80%. Sa fenêtre optique est en saphire et sa photocathode est en bialkali. La photocathode est documentée efficace entre 200 et 650 nm avec un maximum à 380 nm. La surface active du MCP-PMT est de 53 mm x 53 mm.

Selon sa fiche technique [71], son efficacité quantique est de 22% à 380 nm. Son gain est de

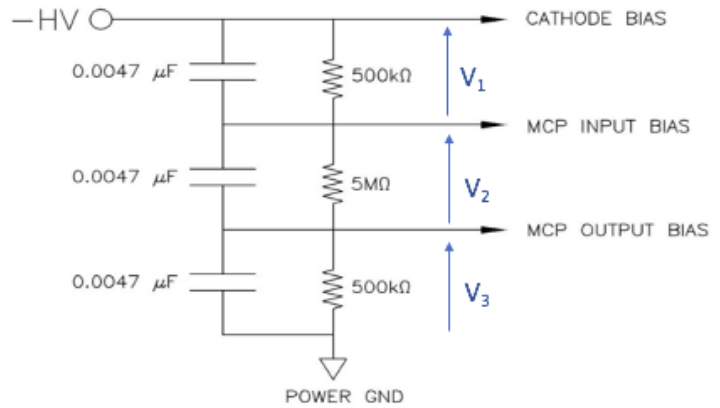
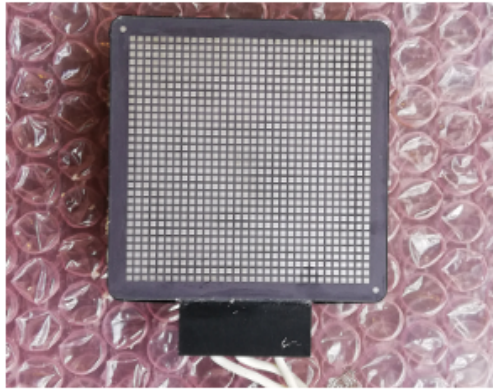


Figure 4.4 – A gauche ; matrice d’anodes du MCP-PMT Planacon XP85122 (Photonis). A droite ; pont diviseur recommandé par le constructeur pour alimenter le Planacon XP85122.

l’ordre de 10^6 électrons lorsque le MCP-PMT est alimenté sous -2600 V. Le temps de montée (10%-90%) typique des signaux est de 500 ps et le TTS est mesuré à 35 ps (RMS) suite à la collection d’un seul photon (mode SPE).

Les tensions V_1 , V_2 et V_3 sont distribuées à l’aide du pont diviseur présenté en figure 4.4.

2.3.2 Le MAPMT253 de Photek

Dans un second temps, nous avons travaillé sur un photomultiplicateur MAPMT253 de l’entreprise Photek composé de deux gallettes de micro-canaux de $15 \mu m$ de diamètre. La collection des signaux est réalisée sur une matrice de 64×64 anodes (pixels) de taille $0.45 \text{ mm} \times 0.45 \text{ mm}$ au pas de 0.828 mm . Sa fenêtre est en quartz et sa photocathode est de technologie multi-alkaline (S20). La photocathode est efficace entre 200 et 900 nm avec un maximum à 290 nm. La surface active du MCP-PMT est de $53 \text{ mm} \times 53 \text{ mm}$. Un revêtement par ALD est déposé sur les micro-canaux pour améliorer la durée de vie du MCP-PMT et optimiser l’efficacité de collection des électrons jusqu’à 80-90 %.

Sa fiche technique [75] documente une efficacité quantique de 26% à 290 nm, un gain de l’ordre de 10^6 électrons sous une tension V_2 de 1 650V. Le temps de montée (10%-90%) des signaux est documenté meilleur que 175 ps et le TTS est mesuré inférieur à 40 ps (RMS) suite à la collection d’un seul photon (mode SPE).

De même, les tensions V_1 , V_2 et V_3 comme définies précédemment pour le détecteur Photonis sont réparties à l’aide du pont diviseur présenté en figure 4.5.

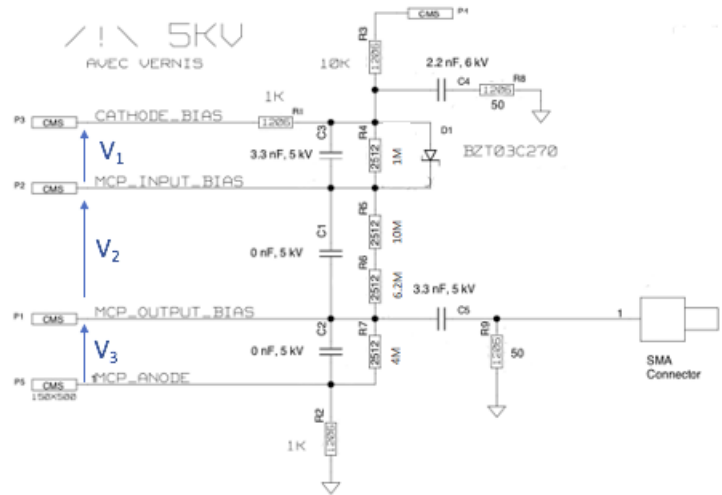
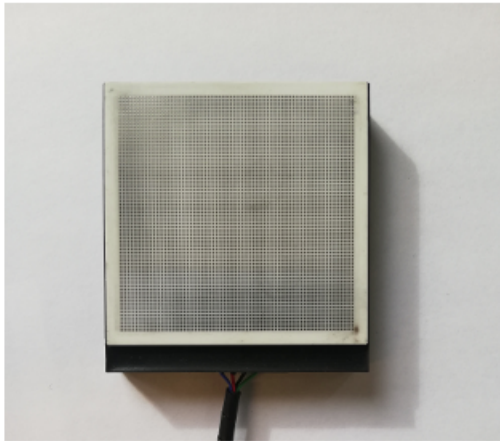


Figure 4.5 – A gauche ; plan d’anodes du MCP-PMT MAPMT253 (Photek). A droite ; pont diviseur utilisé pour alimenter le MAPMT253.

3 La lecture des signaux d’un photoélectron par lignes à transmission

Les performances en terme de résolution temporelle et résolution spatiale d’un détecteur dépendent non seulement de la structure du MCP-PMT et des tensions (V_1 , V_2 et V_3) appliquées mais également de l’électronique de lecture.

Pour permettre les meilleures résolutions spatiales et temporelles, les signaux produits par un MCP-PMT multi-anodes devraient être lus anodes par anodes. Cette méthode de lecture est possible tant que le nombre d’anodes est relativement faible. Lire comme ceci les signaux du Planacon XP85122 ou du MAPMT253 composés respectivement de 1024 anodes et 4096 anodes se révélerait fastidieux et coûteux. De plus, rappelons que le partage de charges entre chaque anode répartit les signaux sur plusieurs anodes diminuant ainsi l’amplitude des signaux enregistrés. Le rapport signal sur bruit est alors plus faible et la résolution temporelle est dégradée.

3.1 Principe et avantages

Les lignes à transmissions permettent de réduire significativement le nombre de canaux de lecture (déterminé par le nombre de lignes) et de rendre l’information temporelle des photoélectrons indépendante de la position d’injection du signal le long de la ligne. Le signal injecté sur une ligne se propage selon les deux directions de cette dernière. La position du signal injecté le long la ligne (axe X) est mesurée à l’aide de la différence des temps des signaux enregistrés aux deux extrémités de la ligne. La précision sur la position du signal injecté sur la ligne dépend alors du rapport signal sur bruit, du temps de montée du signal, de la fréquence de numérisation ou encore de la stabilité de la forme du signal se propageant. La position d’injection du signal selon l’axe perpendiculaire à la ligne (axe Y) est déterminée par la répartition des charges collectées sur les lignes à transmission. La précision sur cette position (axe Y) est conditionnée par la largeur des lignes de lecture. Plus

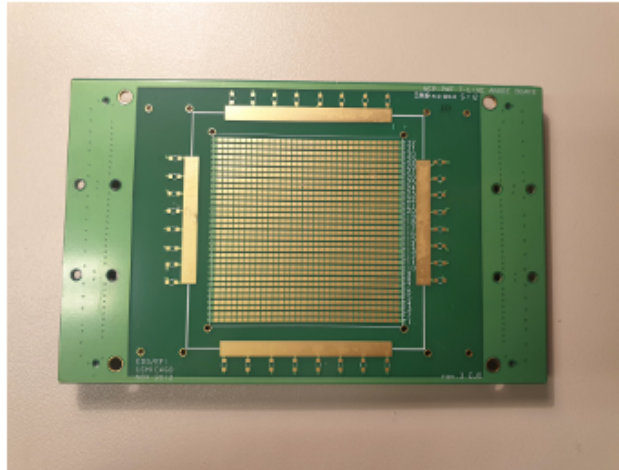


Figure 4.6 – Photo de la carte de lecture *Chicago* (face avant).

faible est la largeur des lignes, meilleure est la résolution spatiale selon l'axe perpendiculaire aux lignes.

Le principe de lecture d'un signal produit par un MCP-PMT de grande taille (20 cm x 20 cm) couplé à des lignes à transmission est décrit dans [108] par H.Grabas et al. de l'université de Chicago (Etats-Unis). Après un échange avec leur équipe expliquant nos motivations, le professeur Frisch nous envoya un prototype de carte de lecture adapté à un MCP-PMT de taille classique pour apprendre à lire les signaux du Planacon XP85122 (Photonis) via 32 lignes. Cette première carte de lecture par lignes à transmission est référencée *carte de lecture Chicago* dans la suite de ce chapitre et est présentée en figure 4.6.

3.2 Électronique de lecture

Les signaux produits par un MCP-PMT présentent une amplitude de quelques mV. Pour les visualiser et les numériser à l'aide du module SAMPIC, il est essentiel de les amplifier. Afin de mesurer le plus précisément possible le temps² des signaux présentant des temps de montée très courts (500 ps), les amplificateurs doivent être de bande passante suffisamment large. En revanche, la bande passante doit être limitée pour réduire la contribution de bruit des amplificateurs et améliorer le rapport signal sur bruit (SNR pour *signal to noise ratio*). Les premiers prototypes d'amplificateurs, développés par D.Breton et J.Maalmi de l'IJCLab (LAL), présentent une bande passante de 700 MHz et un gain de 20 dB. Pour amplifier les signaux d'un gain 100, nous connectons en série deux amplificateurs.

À ces amplificateurs rapides s'ajoute la nécessité d'utiliser un module de numérisation et d'acquisition du signal très rapide tel que le module SAMPIC [79] [82]. En choisissant une fréquence de numérisation de 6.4 GS/s, le pas temporel est de 156.25 ps. Le front montant d'un signal produit par le Planacon XP85122 (Photonis) est donc décrit par environ quatre points. Utiliser une

2. mesuré comme le temps CFD 50% dans notre cas

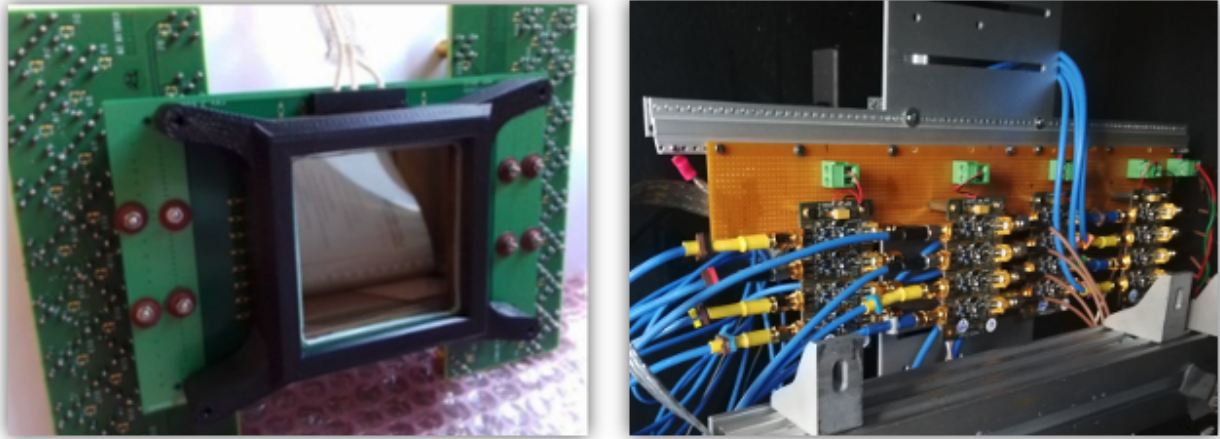


Figure 4.7 – A gauche; carte de lecture *Chicago* assemblée au *Planacon XP85122*. On distingue la fenêtre optique du MCP-PMT à l'intérieur de la pièce de maintien mécanique noire. A droite; premiers prototypes d'amplificateurs (huit par PCB) développés par D. Breton et J. Maalmi pour amplifier les signaux aux extrémités de huit lignes.

fréquence de numérisation plus grande permettrait d'améliorer la description du front montant du signal et de mesurer plus précisément le temps du signal. Le module SAMPIC propose une fréquence d'échantillonnage jusqu'à 10 GS/s mais le rapport signal sur bruit est plus faible. Cette fréquence n'est pas adaptée pour numériser les signaux d'amplitude inférieure à 300 mV acquis lors de nos expériences.

3.3 Contact électrique anodes - lignes à transmission

Pour injecter les signaux produits par le *Planacon XP85122* sans coller (irréversiblement) sa surface d'anodes aux lignes de la carte de lecture *Chicago*, nous utilisons un scotch anisotropique de type *Electrically Conductive Adhesive Transfer Tape 9703*. En appliquant une pression entre les lignes de la carte de lecture et la surface d'anodes du MCP-PMT, le scotch permet de réaliser un contact électrique uniquement selon l'axe perpendiculaire à sa surface. Le dépôt du scotch sur la surface d'anodes doit être réalisé minutieusement sur une surface propre. Notons que le constructeur recommande une surface de contact (surface des anodes) minimum de 3.2 mm^2 pour assurer la qualité du contact.

3.4 Résultats préliminaires

Nous avons observé les premiers signaux issus de la chaîne de lecture *Planacon XP85122* + carte de lecture *Chicago* + amplificateurs rapides (figure 4.7) éclairée au moyen d'un laser picoseconde "Pilas" de la société Advance Laser Diode System. Les signaux ont été numérisés et enregistrés avec un module SAMPIC 32 voies. Nous avons choisi d'équiper les huit lignes centrales du MCP-PMT puisque nous ne disposions, dans un premier temps, que de 16 amplificateurs de gain 100 ($2 \times 20 \text{ dB}$). Cette étape de prototypage a permis de valider la méthode de lecture par lignes, de visualiser les signaux amplifiés et de mesurer les performances du *Planacon XP85122*.

Nous acquérons les signaux collectés sur la surface entière du MCP-PMT. Pour cela, nous utilisons un masque de taille 60 cm x 60 cm composé de plusieurs trous de 300 μ m de diamètre pour collimater le faisceau laser. Le détecteur est monté sur une table de déplacement Zaber deux axes XY [109] (l'axe X étant parallèle aux lignes de la carte de lecture) afin de balayer la surface active entière du MCP-PMT et lire les signaux induits sur les différentes lignes. Nous bouchons tous les trous du masque hormis un seul et disposons ce masque devant la fenêtre optique du MCP-PMT (à 1-2 cm). Les photons émis par le laser illuminent le masque à l'aide d'une fibre optique. La distribution en temps du faisceau est documentée assez gaussienne et de largeur à mi-hauteur 20 ps.

La probabilité P de détecter k photoélectrons suit une loi de Poisson de paramètre μ défini comme le rapport du taux d'acquisition par canal de lecture et du taux d'émission laser. La probabilité de détecter k photoélectrons s'exprime donc tel que :

$$P(k) = \frac{\mu^k}{k!} \times \exp(-\mu). \quad (4.1)$$

En variant le taux de répétition d'émission laser et la distance entre le MCP-PMT et la fibre optique, nous faisons varier le rapport de la probabilité de détecter deux photoélectrons sur la probabilité de détecter un photoélectron ($P(2) / P(1)$). Pour mesurer les performances du MCP-PMT en mode SPE (pour *single photoelectron*), il faut minimiser le rapport $P(2) / P(1)$ à typiquement 1 ou 2%.

Le gain des amplificateurs s'est révélé bien adapté; suffisamment grand pour amplifier convenablement les signaux tout en évitant leur saturation (saturation vers 1V avec le module SAMPIC). Les premiers résultats obtenus sur la résolution temporelle et spatiale sont présentés en section 3.4.2. Ces derniers étaient très encourageants et ont permis de proposer des améliorations quant à l'électronique de lecture.

3.4.1 Structure et traitement des données acquises

Les données numérisées par le module SAMPIC sont enregistrées sous format binaire ou ASCII. Chaque signal (*hit*) est numérisé par 64 points décrivant leur forme en amplitude au cours du temps. Il est également possible d'enregistrer le temps et l'amplitude des signaux calculés par le logiciel SAMPIC. L'amplitude calculée en ligne correspond à l'amplitude maximale du signal. Le temps peut être calculé selon différents algorithmes (CFD, multi-CFD, LED ...). Nous choisissons de calculer le temps selon l'algorithme CFD - 50% (de l'amplitude des signaux) qui dépend peu de l'amplitude de ces derniers (cf chapitre 4 de la thèse de C. Canot [12]). Enregistrer la forme des signaux permet de calculer après l'acquisition (à l'aide d'un code d'analyse) leur intégrale de charge comme définie dans le chapitre 3.

Dans la suite de ce manuscrit, on appellera *évènement* la structure formée par les données de plusieurs signaux acquis en coïncidence avec un signal de déclenchement laser.

L'analyse d'un évènement permet de déterminer le nombre de lignes enregistrant des signaux, l'amplitude et le temps des signaux ou encore la position de l'injection du signal sur la carte de lecture. L'analyse de plusieurs évènements permet de mesurer les résolutions spatiales et temporelles du détecteur en mode SPE, c'est-à-dire en réponse à la détection d'un photon émis par le laser picoseconde.

3.4.2 Résolution spatiale

La largeur à mi-hauteur des différences des temps des signaux aux extrémités de la ligne (Δt_l) est mesurée meilleure que 20 ps (FWHM). Un exemple typique de distribution est présenté ci-contre.

Le signal se propage sur la ligne à une vitesse v d'environ $0.4 \times c$ soit 12 cm/ns, avec c la célérité de la lumière dans le vide. La résolution spatiale le long de la ligne (Δx_l) est donc meilleure que 1.2 mm (FWHM).

$$\Delta x_l = \frac{\Delta t_l \times v}{2}. \quad (4.2)$$

Dans la suite de ce manuscrit, on note $\Sigma t_l/2$ la moyenne des temps des signaux enregistrés aux extrémités de la ligne (notés t_1 et t_2).

$$\Sigma t_l/2 = \frac{t_1 + t_2}{2}. \quad (4.3)$$

3.4.3 Résolution temporelle

La distribution des différences entre les temps moyens des signaux sur la ligne ($\Sigma t_l/2$) et du temps de déclenchement laser (t_{laser}) n'est pas gaussienne. Elle est constituée d'un pic suivi d'une queue de distribution (figure 4.9).

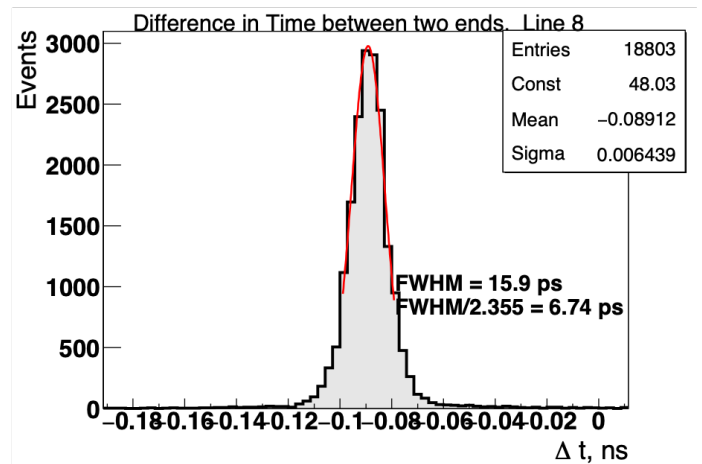


Figure 4.8 – Distribution de la différence des temps des signaux aux extrémités de la ligne 8 (dernière ligne centrale de la carte équipée d'amplificateurs).

En ne considérant que les évènements dans le pic de cette distribution, la résolution temporelle du détecteur sur une ligne est mesurée meilleure que 70 ps (FWHM). Environ 27% des signaux sont enregistrés dans la queue de distribution et sont donc retardés (de 100 ps à 1 ns). Ces retards sont dus au phénomène de *back scattering* présenté précédemment.

$$\Delta t = \frac{\sum t_l}{2} - t_{laser}. \quad (4.4)$$

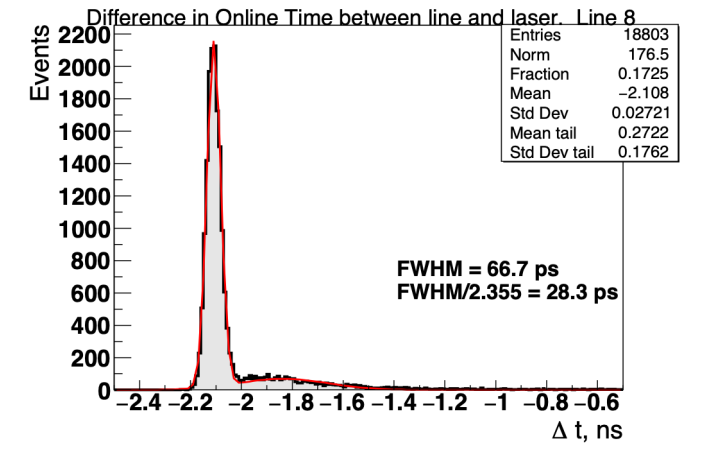


Figure 4.9 – Résolution temporelle du détecteur mesurée sur la ligne 8.

3.4.4 Observations générales

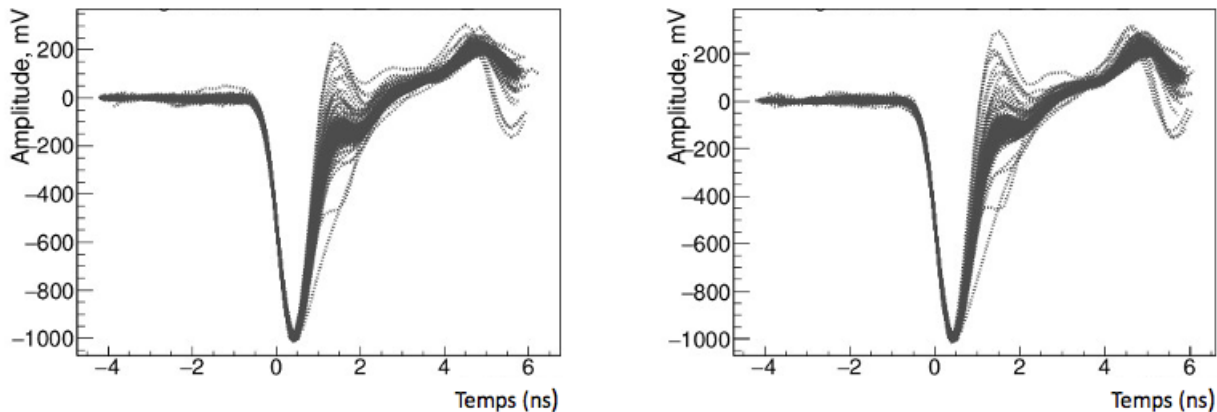


Figure 4.10 – Trace de 500 signaux amplifiés puis enregistrés aux deux l'extrémités d'une ligne de la carte de lecture Chicago suite à la détection d'un photon.

3.4.4.1 Déformation du signal

La figure 4.10 présente les traces de 500 signaux amplifiés et enregistrés aux deux extrémités d'une ligne de la carte de lecture Chicago. Nous remarquons une déformation du front montant du signal et la présence d'oscillations à environ 4 ns de l'amplitude maximale du signal. Ces oscillations ont pour origine l'association en série des amplificateurs rapides de 20 dB qui induit une "interférence". Pour s'affranchir de ce phénomène, nous avons décidé de séparer (physiquement) les deux étages d'amplification sur deux PCB.

3.4.4.2 Diaphonie électrique

Nous observons de la diaphonie électrique entre les lignes de la carte de lecture. D'une part, lorsque nous injectons un signal rapide (avec un générateur) en début de ligne et que nous récupérons le signal en fin de ligne adjacente (sans amplificateur), nous observons un signal

bipolaire d'amplitude environ 10 fois plus faible. Cet effet est induit par le couplage capacitif entre les lignes au niveau de la carte de lecture ou entre les anodes du MCP-PMT.

D'autre part, lorsqu'un signal produit par le MCP-PMT en réponse à la détection d'un photon est injecté sur une ligne, les lignes voisines (2 à 3 lignes) enregistrent également un signal mais d'amplitude décroissante selon leur distance. Ce phénomène, caractéristique d'un partage de charges, dégrade la résolution temporelle ainsi que la résolution spatiale le long de la ligne de lecture mais améliore la résolution spatiale selon l'axe perpendiculaire aux lignes de lecture.

4 Optimisation de la lecture des signaux du Planacon XP85122

Cette section détaille l'amélioration de l'électronique de lecture du Planacon XP85122 et présente l'assemblage du détecteur optique.

4.1 Optimisation de l'électronique de lecture

Nous avons développé une première carte de lignes à transmission à l'IRFU avec l'aide de T. Chaminade. Cette carte est référencée *carte de lecture Saclay Planacon* dans la suite de ce chapitre. Elle est composée de 32 lignes adaptées à 50 Ohms (figure 4.11). Chaque ligne de la carte de lecture sera connectée à 32 anodes du MCP-PMT à l'aide du scotch *3M's Electrically Conductive Adhesive Transfer Tape 9703* présenté ci-dessus. Des précautions particulières ont été prises pour isoler les lignes à transmission les unes des autres et ainsi diminuer la diaphonie électrique entre les lignes.

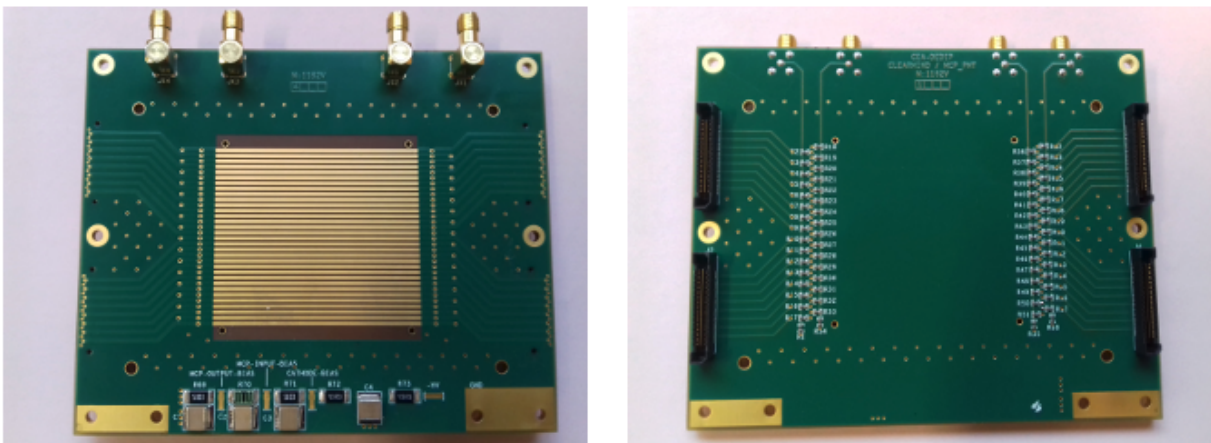


Figure 4.11 – A gauche; face avant de la carte de lecture Saclay Planacon. On peut y voir les 32 lignes à transmission (dorées) et le pont diviseur HT (en bas de la carte). On remarque, en haut de la carte, quatre connecteurs SMA. Ils permettent d'injecter un signal d'étalonnage directement sur les lignes. A droite; face arrière de la carte de lecture Planacon. On distingue les résistances utilisées pour l'injection des signaux sur les lignes via les connecteurs SMA.

Très satisfaits de la qualité et des performances des prototypes d'amplificateurs rapides réalisés par D. Breton et J. Maalmi, nous leur avons demandé d'intégrer des cartes composées de 64 amplificateurs rapides de bande passante 1GHz et de gain 20 db (figure 4.12). La connectique des cartes

d'amplificateurs est réalisée au moyen de connecteurs SAMTEC. Chaque connecteur SAMTEC est relié à 16 amplificateurs de la carte de lecture.

Afin d'obtenir un gain de 40 dB, il faut connecter deux cartes d'amplificateurs en série. La première carte d'amplificateurs est disposée à l'intérieur de la boîte noire et est connectée directement à la carte de lecture. La seconde carte d'amplificateurs est disposée à l'extérieur de la boîte noire, à proximité du module SAMPIC. Pour cela, nous avons développé des cordons adaptés à la connectique SAMTEC. Ces cordons ont été cablés par une société privée (ICI). Chaque cordon regroupe 16 câbles coaxiaux au standard RG196/U et mesure 1 m ou 2 m de longueur. Les cordons de 2 m sont utilisés pour sortir de la boîte noire et connecter les deux cartes d'amplificateurs entre elles. Les cordons de 1 m sont utilisés pour connecter la carte d'amplificateurs au module d'acquisition SAMPIC. Aux extrémités des cordons, les câbles co-axiaux sont soudés sur de petites cartes de support équipées d'un connecteur SAMTEC adapté à la carte d'amplificateurs.

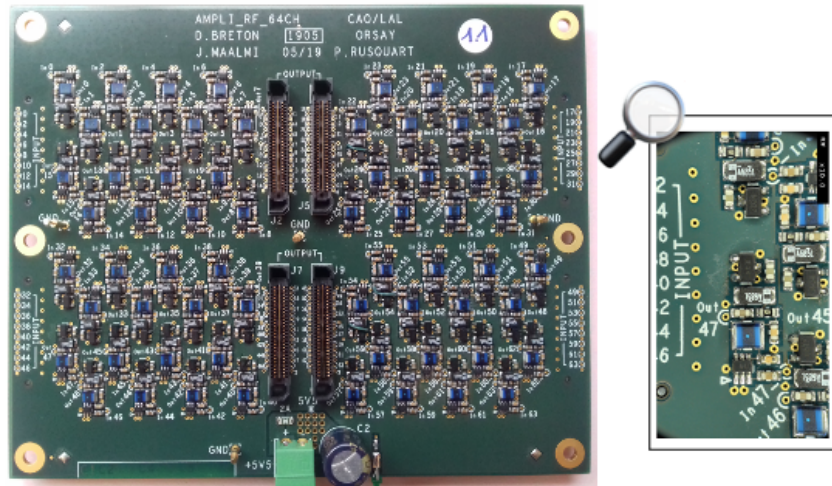


Figure 4.12 – Carte composée de 64 amplificateurs rapides développée par l'IJCLab et l'IRFU pour le détecteur ClearMind.

Nous avons également commandé un nouveau module d'acquisition SAMPIC 64 voies (présenté dans le chapitre 2). Il permet d'acquérir les signaux injectés sur l'ensemble des lignes de la carte de lecture d'un détecteur couvrant ainsi la totalité de la surface active du MCP-PMT.

4.2 Optimisation du contact électrique anodes - lignes à transmission

Le scotch *3M's Electrically Conductive Adhesive Transfer Tape 9703* utilisé pour injecter les signaux issus des anodes sur les lignes de la carte de lecture n'est pas tout à fait adapté. Comme expliqué précédemment, le constructeur recommande une surface de contact minimale de 3.2 mm^2 pour assurer la conductivité. Or, les anodes du Planacon XP85122 présentent une surface de 1.21 mm^2 . Une solution alternative est de remplacer le scotch par un carré de polymère référencé *Shin-Etsu Inter-Connector - MT4XL55W55T0.5P0.05*, noté MT-Interconnecteur dans la suite de ce manuscrit.

Ce MT-Interconnecteur consiste en des rangées parallèles de fils de laiton plaqués or contenus dans une feuille de silicone (figure 4.13, [110]). Son épaisseur est de l'ordre de $500\ \mu\text{m}$ et les fibres, de diamètre typique compris entre 23 et $40\ \mu\text{m}$, sont espacées de 50 à $100\ \mu\text{m}$ les unes des autres. La conductivité des signaux est réalisée en appliquant une pression entre la carte de lecture et la surface d'anodes du PMT où est placé le MT-Interconnecteur.

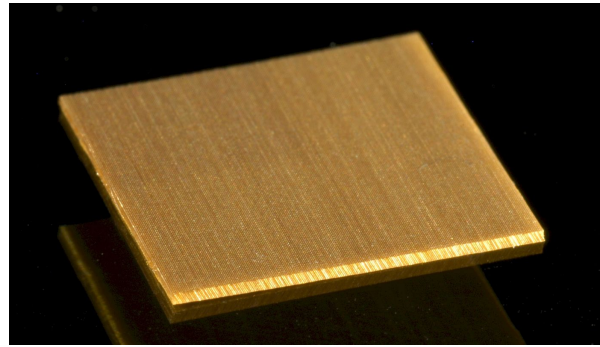


Figure 4.13 – MT-Interconnecteur.

Nous avons mesuré les performances du Planacon XP85122 avec les deux moyens de reprise de contact (scotch et MT-Interconnecteur). La reprise de contact semble efficace dans les deux cas et nous n'avons pas observé de dégradation des performances du détecteur. Le MT-Interconnecteur est pratique à manipuler et ré-utilisable. En revanche, la qualité de la pression appliquée entre la surface d'anodes du MCP-PMT et la carte de lecture est plus critique lorsque l'on utilise le MT-Interconnecteur. De nombreux efforts sur la mécanique de maintien du MCP-PMT sur la carte de lecture ont été réalisés pour améliorer la pression et de manière uniforme sur toute la surface du détecteur.

4.3 Assemblage du détecteur optique

L'alignement des anodes sur les lignes à transmission de la carte de lecture est une étape difficile et importante. Un mauvais alignement de ces anodes sur les lignes dégraderait les performances du détecteur. Nous utilisons des repères mécaniques pour aligner au mieux le MCP-PMT sur les lignes à l'aide de colonnes.

La figure 4.14 résume visuellement les étapes de l'assemblage du détecteur optique. Une fois assemblé, le détecteur est monté sur le banc à l'intérieur d'une boîte noire et cage de Faraday pour éviter toutes entrées de lumière environnante et limiter le parasitage électronique (figure 4.15). Le deuxième étage d'amplification est en dehors de la boîte. Cela permet de limiter l'élévation de température près du détecteur due à la dissipation d'énergie des amplificateurs (6W par carte). Le MCP-PMT est maintenu (vissé) sur la carte de lecture à l'aide d'une pièce en plastique (noire) que nous avons conçue avec l'aide de D. Desforges (IRFU/DEDIP) puis imprimée (imprimante 3D) par G. Cara. Cette pièce de maintien mécanique est appelée *tortue* dans la suite de ce manuscrit.

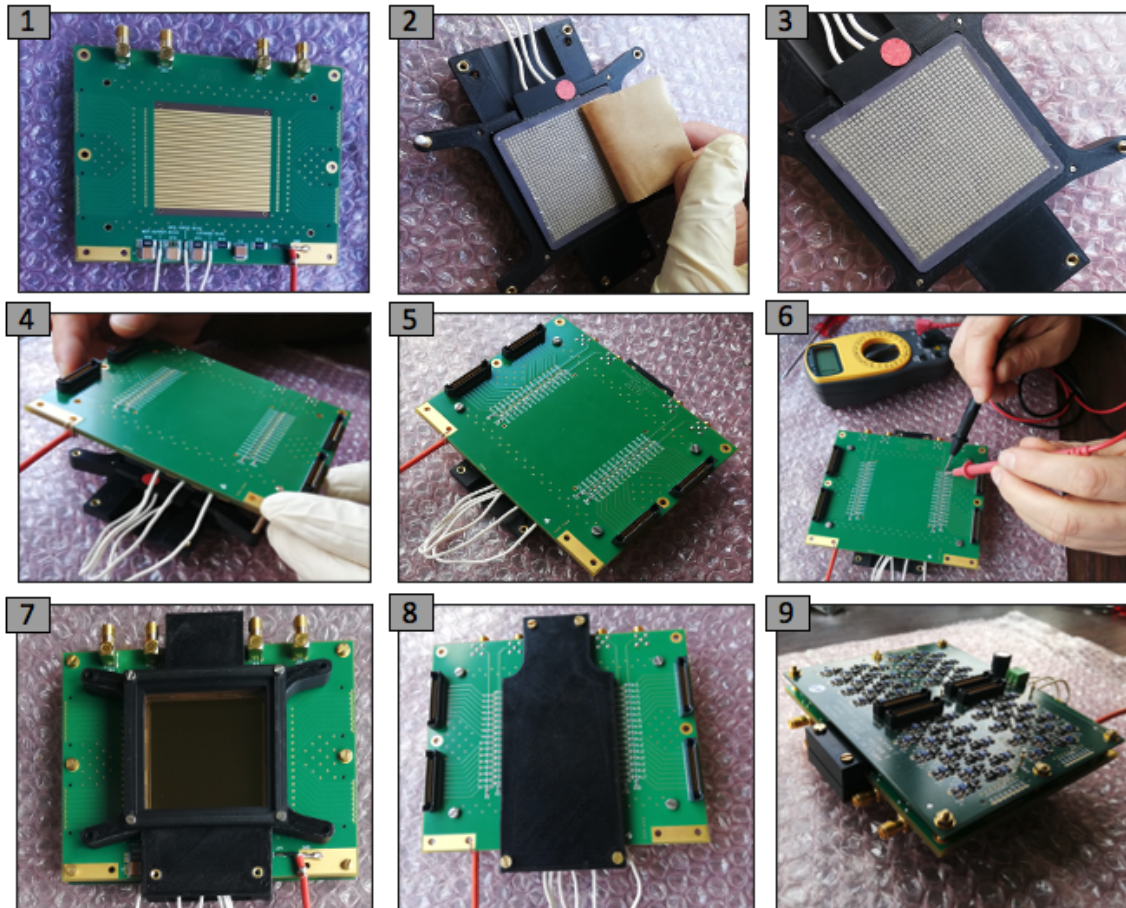


Figure 4.14 – Étapes de l’assemblage du détecteur optique. Elle se décompose en 6 étapes :

1. Connecter les fils de tensions du MCP-PMT au pont diviseur de la carte de lecture (image 1).
2. Placer le MCP-PMT dans la pièce de maintien mécanique et déposer avec précaution le scotch anisotropique ou le MT-Interconnecteur sur la surface d’anodes propre du MCP-PMT (images 2 et 3).
3. Aligner les lignes de la carte de lecture sur les anodes du MCP-PMT le plus précisément possible. C’est une étape difficile à réaliser. Pour cela, nous utilisons les repères mécaniques (trous) de la carte et des colonnes pour nous guider et éviter un décalage durant la procédure (image 4).
4. Exercer une pression uniforme sur la carte de lecture pour assurer le contact entre les lignes à transmission et la surface d’anodes puis visser la carte de lecture à la pièce *tortue* (images 5 et 7). A l’aide d’un multimètre, nous vérifions les contacts électriques pour mettre en évidence les lignes court-circuitées, notamment en cas de mauvais alignement (image 6).
5. Visser une seconde pièce mécanique en plastique (appelée *contre-presseur*) à la *tortue* depuis la face arrière de la carte de lecture pour exercer une pression supplémentaire entre les lignes et la surface d’anodes du MCP-PMT (image 8).
6. Assembler la première carte d’amplificateurs à la carte de lecture à l’aide des connecteurs SAMTEC (image 9). Par précaution, nous fixons mécaniquement la carte d’amplificateurs à la carte de lecture et utilisons des espaceurs pour fiabiliser les contacts entre les connecteurs et éviter la détérioration des connecteurs qui sont fragiles.

5 Mesure des performances temporelles et spatiales du Planacon XP85122

Cette section détaille la mesure des performances du Planacon XP85122. Plusieurs scan 2D ont été réalisés avant celui du 07/12/2020 pour apporter des modifications au banc de mesure et améliorer pas à pas les performances du détecteur.

5.1 Banc de mesure

Le banc de mesure est présenté ci-dessous en figure 4.15.

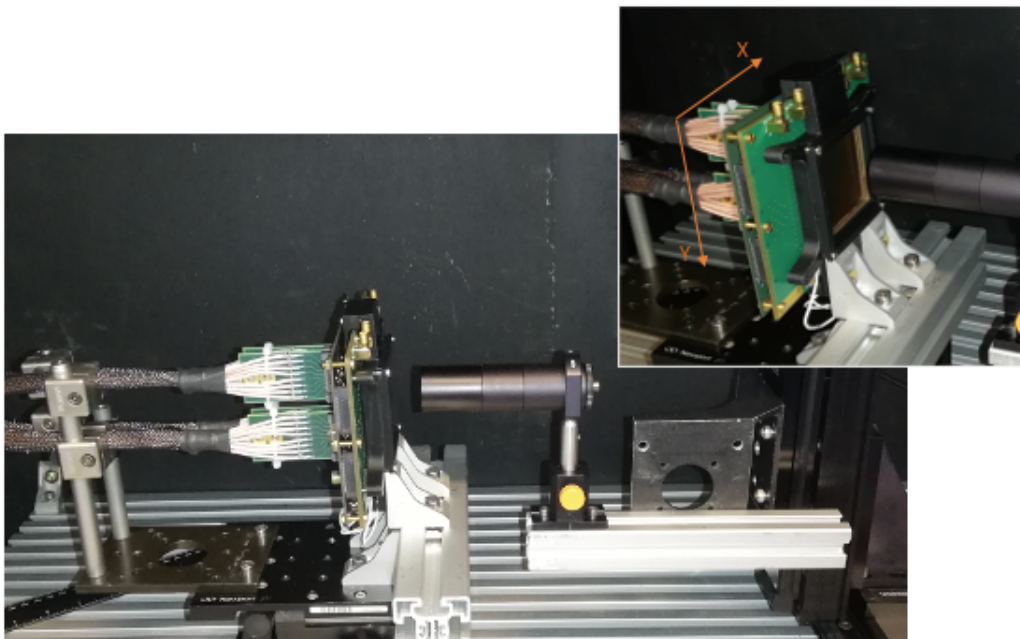


Figure 4.15 – Photo du banc de mesure des performances du détecteur optique Planacon. Le MCP-PMT est monté sur la carte de lecture Saclay Planacon directement connectée à la première carte d'amplificateurs. La seconde carte d'amplificateurs est à l'extérieur de la boîte noire. La mécanique de maintien de la fibre laser (fibre absente sur l'image) et la collimation du faisceau laser sont fixées sur la station de mouvement XY.

Nous utilisons le laser picoseconde "Pilas" comme source de photons de 409 nm. Le faisceau est collimaté en sortie de la fibre grâce à un diaphragme de 100 μm . Le détecteur est fixé sur le banc optique ; c'est la fibre optique qui est montée sur la table de déplacement (Zaber) afin de balayer la surface active du MCP-PMT dans les deux dimensions. On définit X l'axe parallèle et Y l'axe perpendiculaire aux lignes de la carte de lecture. La table de déplacement est pilotée depuis un poste de commande où l'on configure l'étendue du scan en X et en Y ainsi que les pas de mouvement et le temps d'arrêt à chaque position. Nous appelons "**scan 2D**" la mesure consistant à balayer la surface du MCP-PMT et acquérir les signaux résultants.

Le scan 2D du 07/12/2020 balaye la surface entière du MCP-PMT par pas de 0.2 mm en Y et par pas de 2 mm en X. La fibre laser s'est arrêtée à chaque position (X,Y) pendant 1 s. Seuls les signaux des canaux ayant déclenché en coïncidence avec le signal de déclenchement laser durant une fenêtre de 30 ns et dont l'amplitude est supérieure à 20 mV sont enregistrés.

Chaque amplificateur est alimenté par 5.5 V et consomme environ 17 mA. Le MCP-PMT est alimenté par une tension de -2550 V. Le laser émet des photons à 100 kHz. La distance entre la fibre optique et la fenêtre du MCP-PMT ainsi que l'atténuation du flux de photons sont réglées de sorte qu'un seul photoélectron (mode SPE) soit détecté. Selon cette configuration, le rapport $P(2)/P(1)$ est calculé inférieur à 1%. Nous pouvons donc considérer acquérir un seul photoélectron et mesurer les performances du détecteur en mode SPE.

5.2 Observations

Le bruit de l'électronique de lecture est faible (quelques mV) et le temps CFD 50% ne dépend pas de l'amplitude des signaux enregistrés. Le temps de montée (10-90 %) des signaux est mesuré à 450 ps en moyenne.

5.2.1 Forme des signaux

Nous avons observé que, dans notre configuration, les formes des signaux présentent toujours un rebond indésirable sur le front montant malgré le changement de carte de lecture (Chicago à Saclay Planacon) mais que les oscillations post impulsion ont disparu. Après modélisation de la carte par le Dr. Mandjavidze (IRFU/DEDIP), nous pensons que ces rebonds sont dus à l'injection de signaux d'étalonnage qui induisent des ruptures d'impédances sur la carte de lecture. L'injection de tels signaux devait nous permettre de mesurer la vitesse de propagation des signaux sur chaque ligne afin de corriger le temps des signaux acquis. Nous avons décidé de retirer les résistances de la carte de lecture mais aucune amélioration sur la forme des signaux n'a été observée (figure 4.16). Nous remarquons également que les formes des signaux présentent un plateau après l'impulsion principale (à partir de 8 ns). Cet effet est induit par l'électronique de lecture (filtrage des signaux par le passe-haut) comme précédemment observé lors de la caractérisation des cristaux de tungstate de plomb (chapitre 3). Enfin, les signaux semblent conserver leur forme lorsqu'ils se propagent le long des lignes et l'amplitude des signaux enregistrés aux extrémités des lignes est quasi-identique (rapport des amplitudes ~ 0.95).

5.2.2 Défauts de pression

Nous avons fait face à des défauts d'homogénéité de la pression appliquée entre la carte de lecture et la surface d'anodes du MCP-PMT en utilisant le MT-Interconnecteur. Pour mesurer la pression appliquée entre la surface d'anodes du MCP-PMT et les lignes de la carte de lecture, nous avons utilisé des capteurs Ohmites (série FSR). Ces capteurs retournent une valeur de résistance inversement proportionnelle à la pression appliquée sur ce dernier.

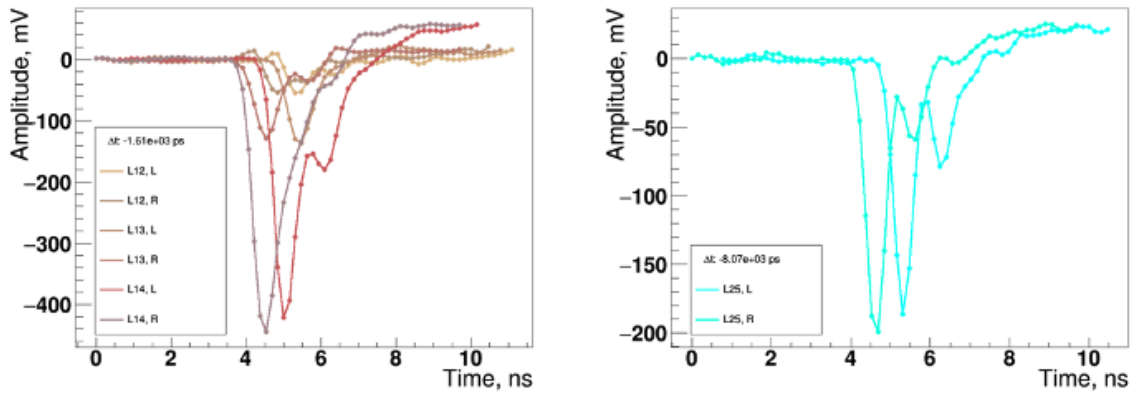


Figure 4.16 – Signaux typiques enregistrés aux extrémités des lignes de la carte Saclay Planacon **après** le retrait des résistances d’injection de signal sur la carte et utilisant du MT-Interconnecteur pour la reprise de contact.

Une pression homogène et suffisante est essentielle pour assurer une résistance de contact suffisamment faible. La pression au centre du détecteur était plus faible qu’aux bords. Pour y remédier, nous avons modifié plusieurs fois la pièce *contre-presseur* notamment en l’imprimant dans un matériau moins souple que le plastique tel que le duralumin pour éviter sa déformation. Puis nous avons épaissi graduellement la pièce *contre-presseur* pour compenser le défaut de pression résiduel. En revanche, l’utilisation du MT-Interconnecteur est simple et pratique. Le polymère peut être nettoyé et ré-utilisé plusieurs fois.

5.3 Résultats

Cette section détaille les résultats obtenus suite à l’analyse des données acquises lors du scan 2D du 07/12/2020. Seuls les évènements dont l’amplitude est supérieure à 50 mV sont analysés.

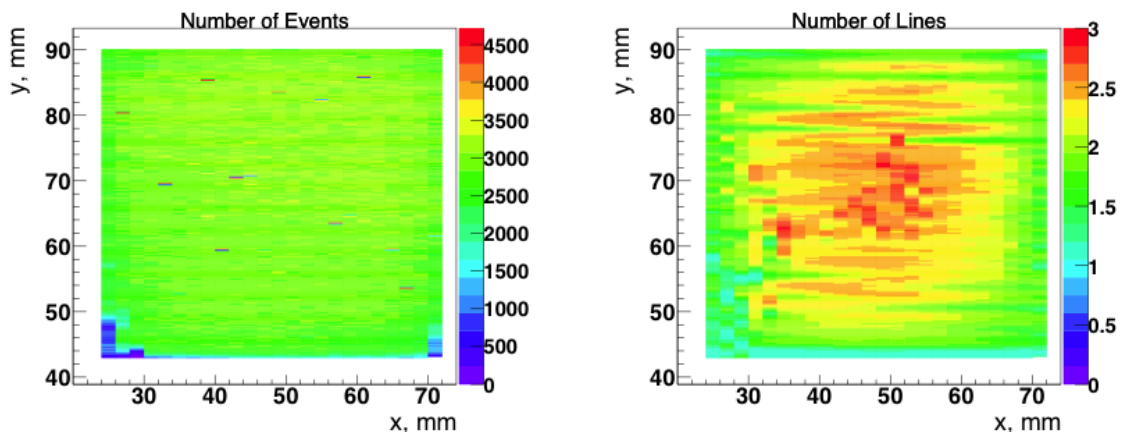


Figure 4.17 – A gauche ; nombre de signaux enregistrés à différentes positions (X,Y). A droite ; nombre de lignes qui enregistrent des signaux à différentes positions (X,Y).

Les histogrammes 2D présentés en figure 4.17 montrent que le nombre d’évènements acquis sur toute la surface du détecteur est quasi-homogène. En revanche, nous remarquons que le nombre

de lignes enregistrant un signal lors d'une coïncidence est plus important au centre du détecteur. Idéalement, le signal serait enregistré sur une seule ligne (ou 2 si le signal est injecté entre deux lignes). Or il semblerait que le signal soit enregistré en moyenne par deux lignes, jusqu'à 3 au centre du détecteur.

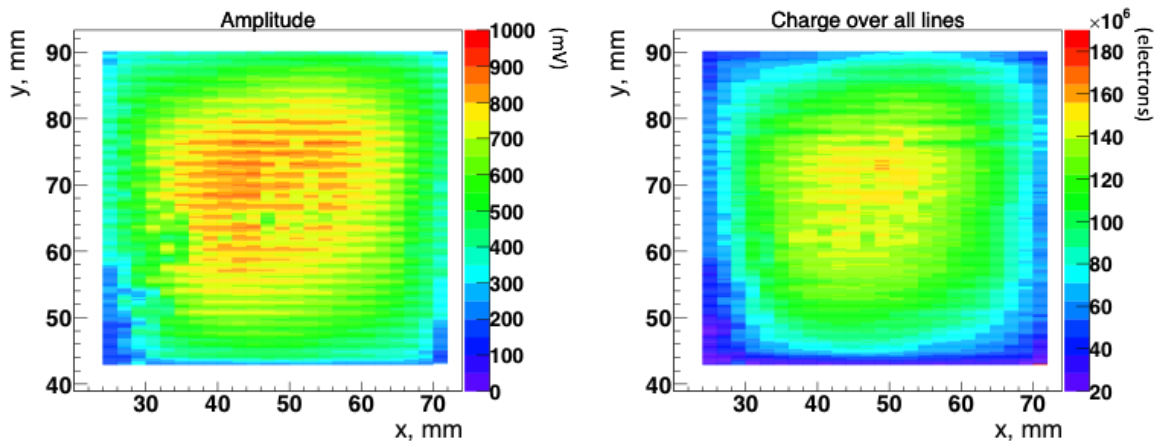


Figure 4.18 – A gauche; amplitudes (maximale, en mV) mesurées à différentes positions (X,Y). A droite; intégrales de charge (calculée sur l'intégralité de l'impulsion y compris le rebond, en électrons) mesurées à différentes positions (X,Y).

Soient A_L (respectivement A_R) l'amplitude du signal enregistré d'un côté de la ligne (respectivement de l'autre côté de la ligne). À chaque position (X,Y) et à chaque évènement, on définit l'amplitude comme la somme maximale des amplitudes enregistrées aux extrémités des lignes sollicitées ($\max(A_i = A_L + A_R)$). L'intégrale de charge est définie comme la somme des intégrales de charges calculées aux extrémités des lignes ayant déclenché en coïncidence (typiquement 3 lignes).

Les amplitudes et les intégrales de charge mesurées ne sont pas homogènes sur toute la surface du détecteur (figure 4.18). L'amplitude au centre est mesurée à 800 mV en moyenne contre environ 500-600 mV en périphérie. De même, l'intégrale de charge est mesurée à 120×10^6 électrons en périphérie et à 150×10^6 électrons au centre après amplification. Cet effet inattendu peut être dû à la déformation du champ électrique aux bords du MCP-PMT et notamment au niveau des microcanaux en périphérie des galettes, ce qui diminuerait leur gain.

De plus, le nombre de lignes enregistrant des signaux est soumis à un seuil en amplitude. La corrélation entre l'amplitude et le nombre de lignes enregistrant des signaux par évènement est cohérente : plus l'amplitude des signaux est importante, plus élevé est le nombre de lignes ayant déclenché le seuil par partage de charges. En revanche, nous observons une anti-corrélation partielle entre l'amplitude et le nombre de lignes déclenchées au centre du détecteur. Cet effet est typique d'un partage de charge local plus important.

5.3.1 Étalonnage

Malgré le soin apporté lors de la fabrication des cartes de lecture, des câbles etc ... la longueur des conducteurs n'est pas identique. Un tel allongement induit un délai dans la numérisation du signal. De plus, les signaux ne sont pas numérisés exactement en même temps par chaque canal SAMPIC.

Les délais typiques, issus des conducteurs et de la numérisation SAMPIC, sont de ± 1 ns. La contribution principale sur le délai provient de la numérisation SAMPIC. Pour corriger ces deux effets biaisant les informations temporelles et spatiales, un étalonnage est nécessaire.

L'étalonnage est effectué après une première analyse des données acquises lors du scan 2D. Il consiste à analyser les temps moyens d'acquisition des signaux par chaque canal en coïncidence avec le signal de déclenchement laser et à leur associer une constante pour corriger les délais. Après étalonnage ;

- la moyenne des différences des temps des signaux enregistrés aux extrémités des lignes (Δt_l) doit être nulle au centre des lignes (figure 4.19),
- et la moyenne des différences du temps moyen du signal ($\Sigma t_l/2$) et du temps de déclenchement laser doit être identique quel que soit la ligne.

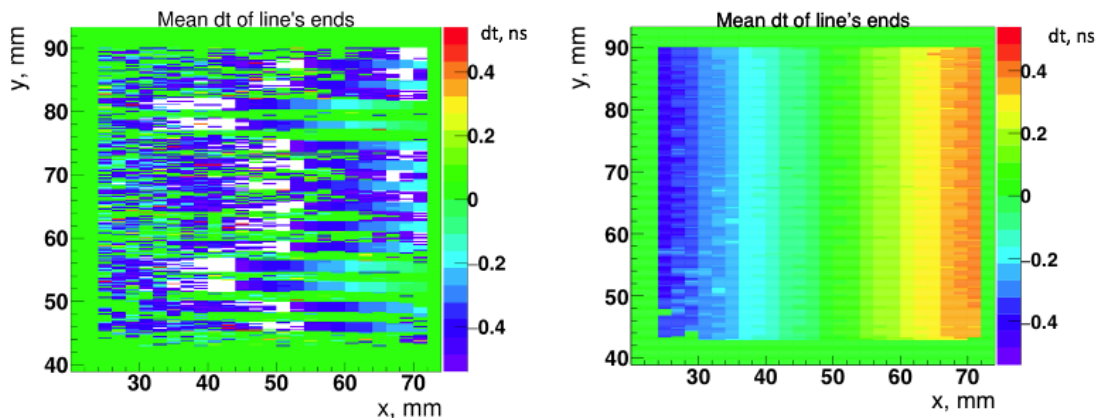


Figure 4.19 – Histogrammes 2D des moyennes des distributions Δt_l (en ns) en fonction de la position avant (à gauche) et après (à droite) l'étalonnage.

Précédemment, nous avons supposé une vitesse de propagation des signaux le long des lignes à $0.4 c$, avec c la célérité de la lumière dans le vide. En fait, les signaux ne se propagent pas à la même vitesse le long de la ligne. La figure 4.20 de gauche montre la dépendance des différences des temps des signaux enregistrés aux extrémités de la ligne 6 selon la position. On remarque une accélération de la vitesse de propagation du signal aux extrémités de la ligne. Cet effet peut être dû à la qualité de la fabrication des lignes (épaisseur et largeur constante le long de la ligne), des adaptations d'impédances ou encore aux effets de bords au sein du MCP-PMT.

L'expression de la vitesse de propagation des signaux le long de la ligne est nécessaire pour le calcul de la résolution spatiale le long de la ligne. Pour la mesurer, nous ajustons les différences

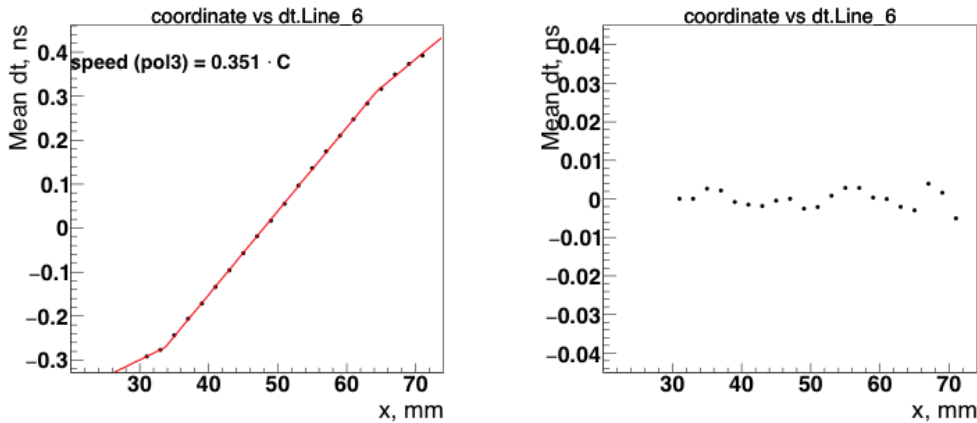


Figure 4.20 – A gauche ; moyenne $\Delta t_i(x)$ de la différence des temps des signaux aux extrémités de la ligne 6 en fonction de la position le long de la ligne (axe X). A droite ; résidus de l’ajustement de $\Delta t_i(x)$.

Δt_i en fonction de la position X par une fonction affine décrite en 3 parties. Nous appliquons cette méthode de calcul pour chacune des 32 lignes du détecteur et nous observons une tendance régulière. L’histogramme des vitesses moyennes de propagation du signal calculées sur toute les lignes est présenté en figure 4.21.

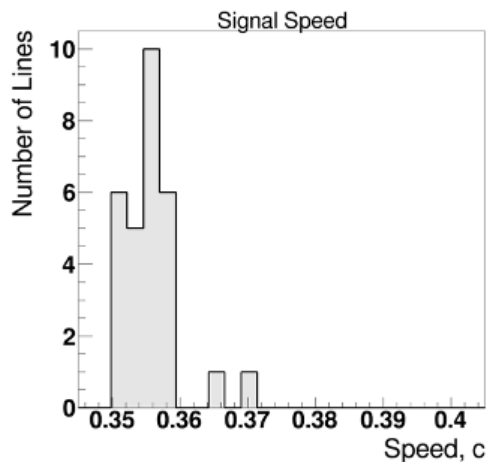


Figure 4.21 – Histogramme des vitesses moyennes de propagation du signal calculées sur les lignes.

5.3.2 Performances locales

On présente ici les distributions typiques obtenues à une position fixe ainsi que les performances mesurées. Par exemple, à la position 1500 :($X=31$ mm, $Y=65.4$ mm) de la surface du détecteur, environ 3-4 lignes enregistrent des signaux par évènement (figure 4.22). L’amplitude moyenne des signaux enregistrés est maximale sur la ligne 16 (560 mV vs inférieure à 200 mV sur les autres lignes). C’est donc sur les anodes en contact avec cette ligne que les électrons en sortie de la seconde galette de micro-canaux ont majoritairement été collectés. La vitesse moyenne de propagation du signal sur la ligne 16 est mesurée à 0.358 c.

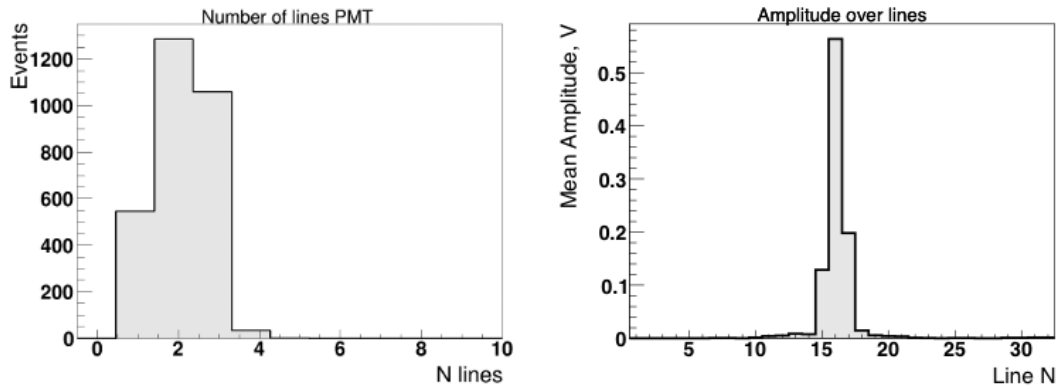


Figure 4.22 – A gauche; nombre de lignes enregistrant des signaux à la position 1500. A droite; amplitude moyenne des signaux enregistrés selon le numéro de ligne à la position 1500.

5.3.2.1 Résolution temporelle

La résolution temporelle du détecteur sur la ligne 16 est définie comme la largeur à mi-hauteur des différences entre la moyenne des temps des signaux sur la ligne ($\Sigma t_l/2$) et du temps de déclenchement laser (t_{laser}).

A la position 1500, la résolution temporelle est mesurée à 72 ps (FWHM). Environ 21% des signaux sont enregistrés dans la queue de distribution et sont donc retardés (de 100 ps à 1.5 ns).

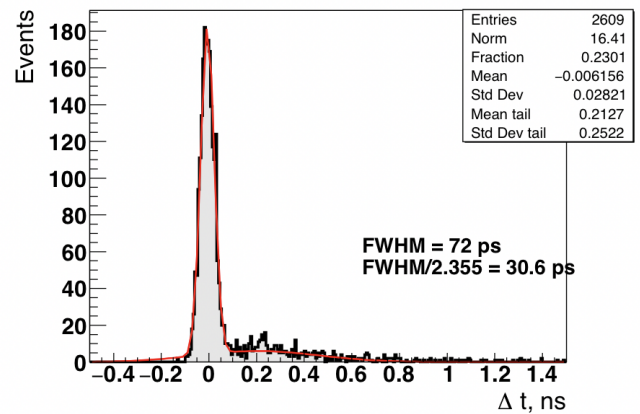


Figure 4.23 – Résolution temporelle du détecteur mesurée sur la ligne 16.

5.3.2.2 Résolution spatiale

La largeur à mi-hauteur de la différence des temps (Δt_l) des signaux aux deux extrémités de la ligne 16 est mesurée à 25 ps (FWHM). La résolution spatiale (Δx_s) le long de la ligne 16 est donc mesurée à 1.34 mm (FWHM).

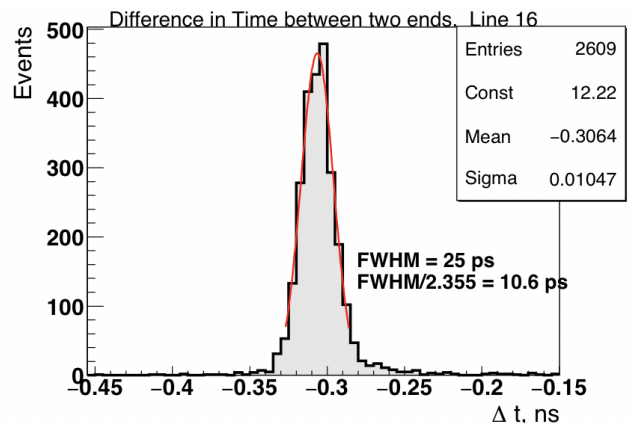


Figure 4.24 – Distribution de la différence des temps des signaux aux extrémités de la ligne 16.

5.3.3 Performances globales

On présente ici les distributions typiques obtenues quel que soit la position ainsi que les performances globales du MCP-PMT mesurées.

5.3.3.1 Résolution temporelle

La résolution temporelle moyenne du MCP-PMT est calculée en moyennant les résolutions temporelles des lignes dont l'amplitude est maximale par événement à chaque position. Selon la région du détecteur observée, les résolutions temporelles mesurées varient de 60 à 80 ps (FWHM). La résolution temporelle moyenne du détecteur est mesurée à 72 ps (FWHM) et est présentée en figure 4.25. Environ 30% des signaux enregistrés sont retardés d'au moins 100 ps, quel que soit la région du détecteur observée.

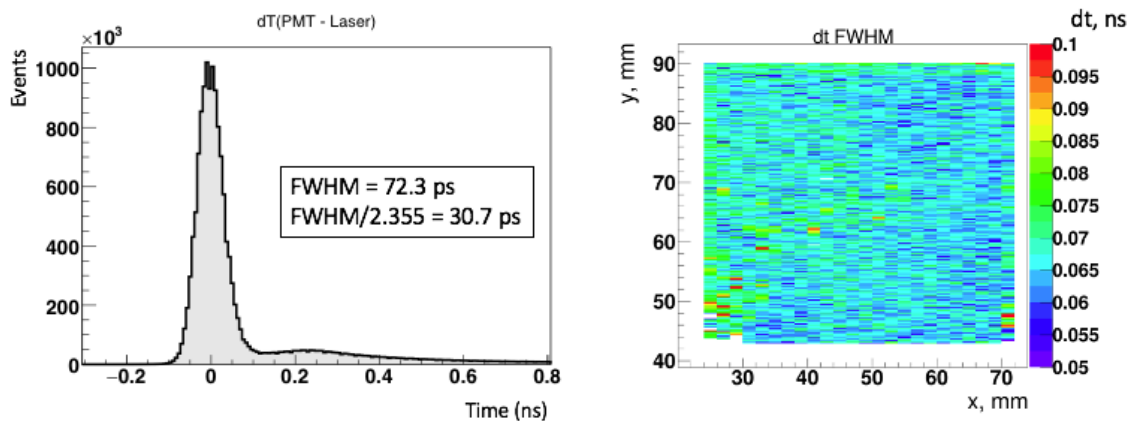


Figure 4.25 – A gauche ; résolution temporelle moyenne du détecteur. A droite ; histogramme 2D de la résolution temporelle du détecteur en fonction de la position.

Pour chaque position en X, on moyenne les distributions Δt_l mesurées sur les lignes dont l'amplitude est maximale par événement. La distribution moyenne obtenue Δt_L est de moyenne nulle au centre de la surface active du détecteur et dépend de la position X (figure 4.26 (à gauche)) . L'histogramme 2D de la figure 4.26 (à droite) présente les largeurs à mi-hauteur (en ns, σ) des distributions Δt_l mesurées sur la totalité de la surface active du détecteur. Les largeurs à mi-hauteur varient de 15 à 50 ps (FWHM) selon la région observée.

5.3.3.2 Résolutions spatiales

Pour reconstruire la position d'injection du signal le long de la ligne N sur laquelle l'amplitude des signaux est maximale, il suffit d'utiliser l'expression de $x(\Delta t_l)$ de la ligne N.

Pour reconstruire plus précisément la position selon l'axe Y de la carte de lecture, nous calculons la moyenne pondérée de l'amplitude (ou de la charge) des signaux enregistrés par les différentes lignes. Les histogrammes des différences entre la position du laser et la position reconstruite selon les axes X et Y de la carte de lecture sont présentés en figure 4.27. Les résolutions spatiales sont mesurées à 1.61 mm (FWHM) sur l'axe X et 0.89 mm (FWHM) sur l'axe Y.

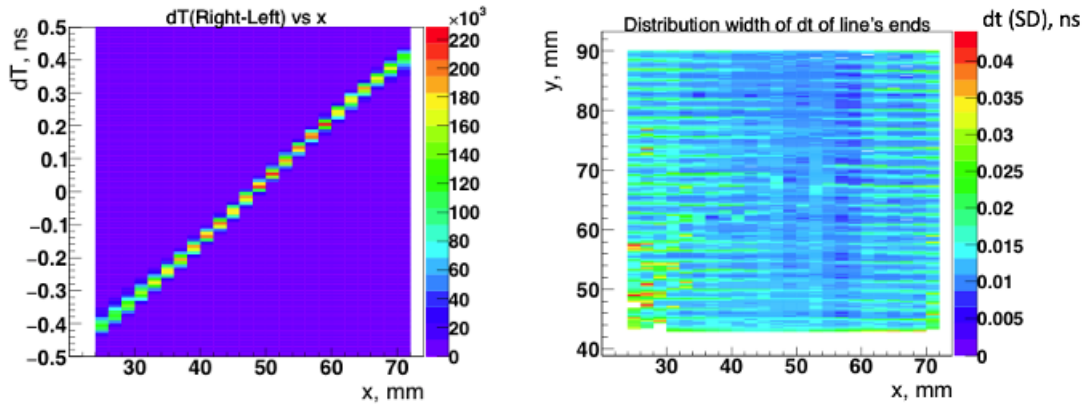


Figure 4.26 – A gauche ; histogramme 2D de la moyenne des différences des temps des signaux aux extrémités des lignes (Δt_l) en fonction de la position X. A droite ; histogramme 2D de la largeur à mi-hauteur (en ns, σ) des distributions Δt_l en fonction de la position (X,Y).

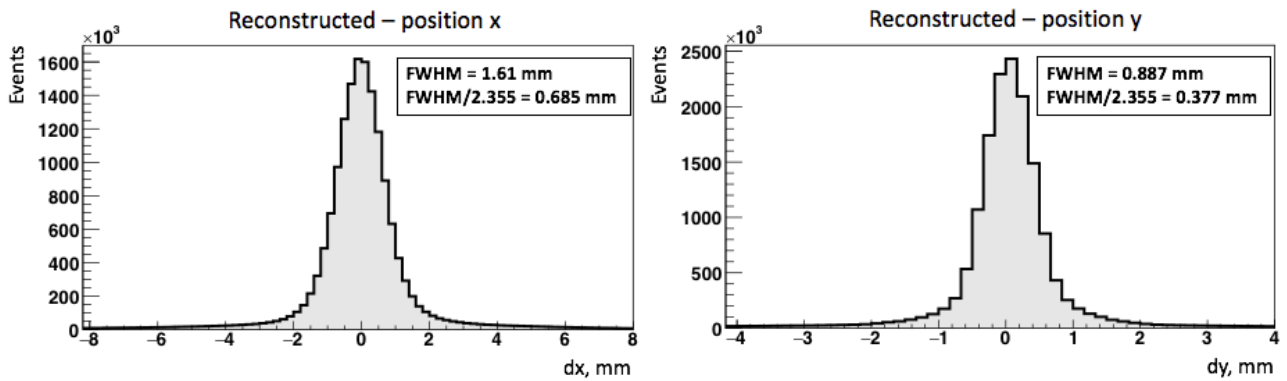


Figure 4.27 – A gauche ; distribution des différences entre la position du laser et la position reconstruite selon l'axe X de la carte de lecture (le long des lignes). A droite ; distribution des différences entre la position du laser et la position reconstruite selon l'axe Y de la carte de lecture (perpendiculaire aux lignes).

5.4 Estimation du CRT du Planacon XP85122

Pour estimer le CRT du Planacon XP85122, nous réalisons une simulation Monte Carlo. Nous négligeons la propagation des photons au sein du cristal. Tout d'abord, nous utilisons les paramètres de l'ajustement de la distribution de la résolution temporelle moyenne du MCP-PMT mesurée à la position 1500 pour reproduire la distribution par simulation. Ensuite, il suffit de tirer aléatoirement et plusieurs fois deux valeurs (de temps) dans cette distribution puis de tracer l'histogramme de la différence des temps. La largeur à mi-hauteur de l'histogramme correspond au CRT du MCP-PMT.

La figure 4.28 (à gauche) présente l'histogramme obtenu en répétant l'expérience de tirage aléatoire un million de fois. La distribution de la différence des temps n'est pas gaussienne. Le CRT est mesuré à 100 ps (FWHM). Environ 44% des évènements sont contenus dans les queues de distribution à plus et moins de 100 ps du pic.

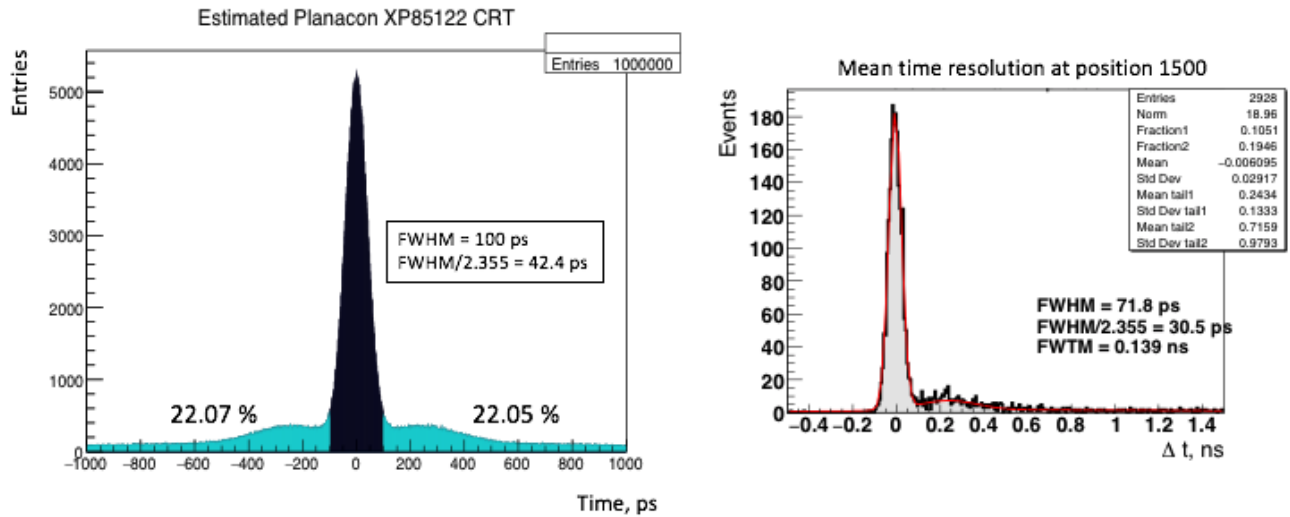


Figure 4.28 – Estimation du CRT Planacon XP85122 par simulation Monte Carlo (à gauche). La simulation est réalisée à partir de la résolution temporelle moyenne du détecteur à la position 1500 (à droite).

5.5 Simulation d'un détecteur de photons γ

Chi-Hsun Sung, doctorant à l'IRFU dans l'équipe Calipso, réalise sa thèse sur l'implémentation de techniques d'intelligence artificielle (réseau de neurones, deep learning) pour la reconstruction des interactions γ au sein du détecteur ClearMind. Dans un premier temps, il s'est consacré à une modélisation détaillée du détecteur puis à la reconstruction des événements à l'aide de techniques d'analyse statistique pour démontrer la preuve de concept. Pour cela, il a simulé deux détecteurs γ constitués d'un MCP-PMT et d'un large cristal de tungstate de plomb à l'aide du langage GEANT4 (figure 4.29). Le MCP-PMT est simulé à l'aide des résolutions temporelles et spatiales mesurées expérimentalement avec le Planacon XP85122 suite à la détection d'un photoélectron (mode SPE). L'efficacité de collection des photoélectrons est simulée à 90%. La structure d'anodes du MCP-PMT et la méthode de lecture des signaux par lignes à transmission sont également prises en compte.

Le cristal simulé est de taille $53 \times 53 \times 5 \text{ mm}^3$ et toutes ses faces, hormis celle de couplage avec la fenêtre optique du MCP-PMT, sont recouvertes d'une peinture noire pour s'affranchir de la réflexion des photons. Le cristal est dopé avec la technologie Panda-II. Ses paramètres de scintillation sont simulés à partir des mesures expérimentales présentées dans le chapitre 3 de ce manuscrit ;

- un rendement de production de lumière de 300 ph/MeV,
- une fraction de rendement de production de lumière rapide de 58.6%,
- une constante de temps de scintillation rapide $\tau_r = 1.79 \text{ ns}$,
- et une constante de temps de scintillation intermédiaire $\tau_i = 6.41 \text{ ns}$.

La photocathode simulée est de technologie bialcaline (bleue), de surface $53 \times 53 \text{ mm}^2$ et d'efficacité quantique 30% à 400 nm. La photocathode est directement déposée sur le cristal de tungstate de plomb. La source est de taille $53 \times 53 \text{ mm}^2$ et émet deux photons γ de 511 keV dos-à-dos. Les processus de scintillation et l'effet Cherenkov sont pris en compte. Seuls les événements acquis

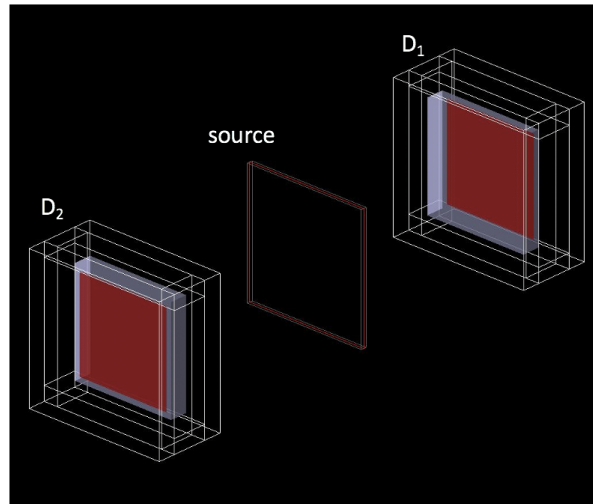


Figure 4.29 – Géométrie de la simulation de deux détecteurs γ ClearMind. La photocatode est en rouge (carré plein) et le cristal de tungstate de plomb est en gris. La source est en rouge (carré vide) et est placée au centre des deux modules de détection.

suite à l'interaction des photons γ dans le cristal par effet photoélectrique sont analysés.

Les résultats obtenus sur la reconstruction des interactions γ au sein du cristal sont très encourageants. On définit l'axe X parallèle aux lignes de lecture, l'axe Y perpendiculaire aux lignes de lecture et l'axe Z suivant la profondeur d'interaction au sein du cristal. La figure 4.30 présente les histogrammes de la différence entre la position des interactions simulées et la position des interactions reconstruites par analyse statistique (estimateurs robustes). Les résolutions spatiales mesurées sont ;

- 1.95 mm (FWHM) selon l'axe X,
- 1.25 mm (FWHM) selon l'axe Y,
- 1.39 mm (FWHM) selon l'axe Z (DOI).

Nous espérons obtenir ces précisions spatiales avec le premier prototype ClearMind.

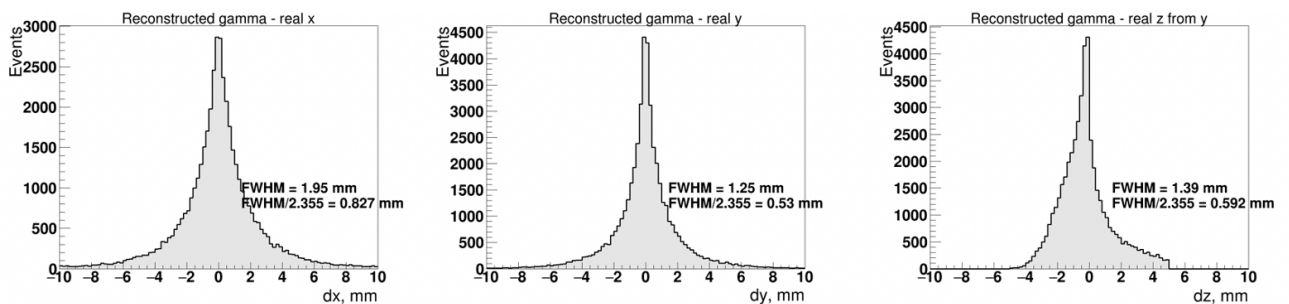


Figure 4.30 – Histogrammes des différences entre la position de l'interaction simulée et la position reconstruite par analyse statistique selon les trois dimensions (axes X, Y et Z (DOI)).

Chi-Hsun se consacre à présent au développement d'un algorithme de reconstruction des interactions γ au sein du cristal à l'aide de techniques d'apprentissage supervisé et profond (machine learning, deep learning).

5.6 Synthèse

Les performances du Planacon XP85122 mesurées au moyen de lignes à transmission, d’amplificateurs rapides de qualité et du module SAMPIC sont excellentes.

La résolution temporelle du détecteur est mesurée à 73 ps (FWHM) sur le pic principal de la distribution et sur toute la surface du MCP-PMT. En revanche, on observe qu’environ 30% des signaux sont acquis retardés d’au moins 100 ps à cause de l’effet de *back-scattering*. Ce retard de collection des signaux se traduit par l’apparition d’une queue de distribution dans la distribution de la résolution temporelle moyenne du détecteur qui dégrade le CRT estimé à 100 ps (FWHM) par simulation Monte Carlo.

La collection des signaux sur la carte de lecture est reconstruite avec une résolution de 1.61 mm (FWHM) selon l’axe parallèle et de 0.887 mm (FWHM) selon l’axe perpendiculaire aux lignes de lecture. La reconstruction des interactions γ de 511 keV au sein d’un détecteur complet (MCP-PMT + cristal) de type ClearMind (dépôt direct de la photocathode sur le cristal) à l’aide de techniques d’analyse statistique a été prouvée. Les résolutions spatiales obtenues sont excellentes ; 1.95 mm en X, 1.25 mm en Y et 1.39 mm en Z (FWHM). En attendant la production du premier prototype ClearMind, l’étape suivante consiste en l’implémentation du détecteur (MCP-PMT MAPMT253 + cristal) et la reconstruction des interactions à l’aide de machine/deep learning.

6 La lecture des signaux du MAPMT253

Le prototype ClearMind est développé avec l’entreprise britannique Photek. Pour simuler l’appareillage, nous avons mesuré les performances du MAPMT253 qui encapsule le cristal de tungstate de plomb. Tout comme le Planacon XP85122, le MAPMT253 est lu par des lignes à transmission. Cette section détaille les optimisations apportées sur l’électronique de lecture grâce aux travaux effectués sur le Planacon et l’assemblage du MAPMT253 sur sa carte de lecture.

6.1 Optimisation de l’électronique de lecture

La carte de lecture des signaux du MAPMT253 est composée de 32 lignes à transmission de largeur 1.2 mm. Chaque ligne est en contact avec 2×64 pixels de la surface d’anodes du MCP-PMT. La carte de lecture a été développée à partir du modèle de la carte Saclay Planacon et améliorée. Nous avons, par exemple, étendu le plan de masse sur toute la carte de lecture pour limiter la diaphonie électrique et adapté au mieux les vias permettant d’établir les connexions électriques entre les quatre couches de la carte. Les lignes à transmission sont déposées en relief de la carte pour améliorer la pression au contact des anodes. Cette carte de lecture est référencée *carte Saclay MAPMT253* dans la suite de ce manuscrit et est présentée en figure 4.31.

Nous utilisons les mêmes cartes d’amplificateurs de bande passante 1GHz et de gain 20 dB développées par D.Breton et J.Maalmi pour amplifier les signaux du Planacon XP85122. La reprise

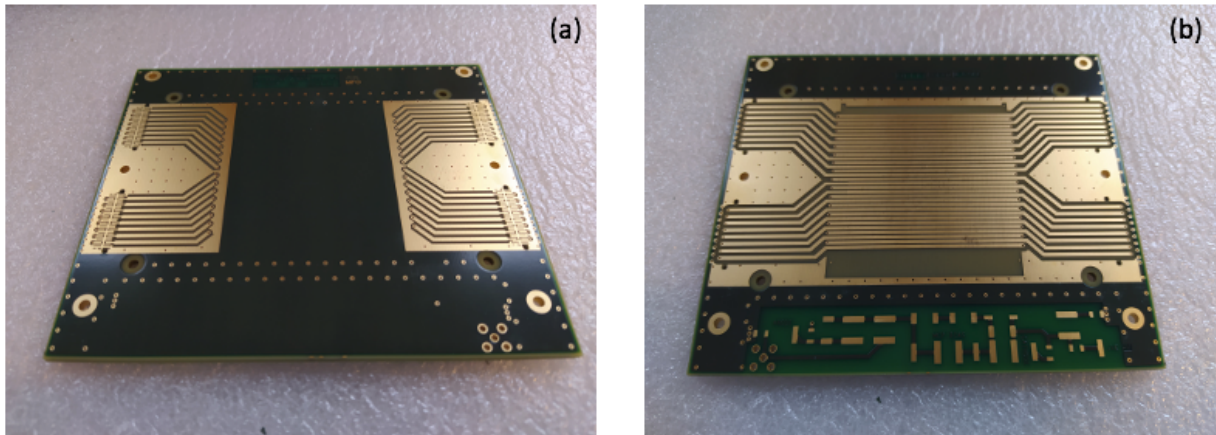


Figure 4.31 – Carte de lecture Saclay MAPMT253 ; (a) face arrière - (b) face avant, reprise de contact. Les connecteurs SAMTEC et le pont diviseur n'étaient pas encore montés sur la carte photographiée.

de contact entre les anodes et les lignes à transmission est réalisée à l'aide du MT-Interconnecteur.

6.2 Optimisation de la mécanique de maintien du MCP-PMT

Le MAPMT253 est maintenu sur la carte de lecture à l'aide des pièces de maintien mécaniques "tortue" et "contre-presseur" similaires à celles utilisées pour le Planacon.

Les mesures effectuées à l'aide des capteurs Ohmites placés entre la carte de lecture et le plan d'anodes du MCP-PMT ont mis en évidence un important défaut de pression au centre du détecteur malgré les nombreuses optimisations des pièces de type "contre-presseur". Nous avons donc conçu une nouvelle pièce pour le maintien mécanique du MCP-PMT sur la carte de lecture, très semblable à la pièce "tortue". Cette pièce, que nous avons nommé "robot", devrait répartir plus uniformément la pression entre la surface d'anodes du MCP-PMT et la carte de lecture (figure 4.32).

Nous avons également amélioré la pièce "contre-presseur". Cette dernière est désormais fixée directement à la pièce "robot" à travers la carte de lecture. Pour utiliser cette nouvelle mécanique de maintien, nous avons donc dû percer les cartes de lecture à différents endroits.

Les mesures effectuées à l'aide des capteurs Ohmites après avoir assemblé le MCP-PMT à la carte de lecture avec la pièce "robot" et le nouveau "contre-presseur" sont excellentes. La pression appliquée entre le plan d'anodes du MCP-PMT et la carte de lecture s'est nettement améliorée.

6.3 Assemblage du détecteur optique

Les étapes de l'assemblage du MAPMT253 à sa carte de lecture sont similaires à celles du Planacon présentées en section 4.3.

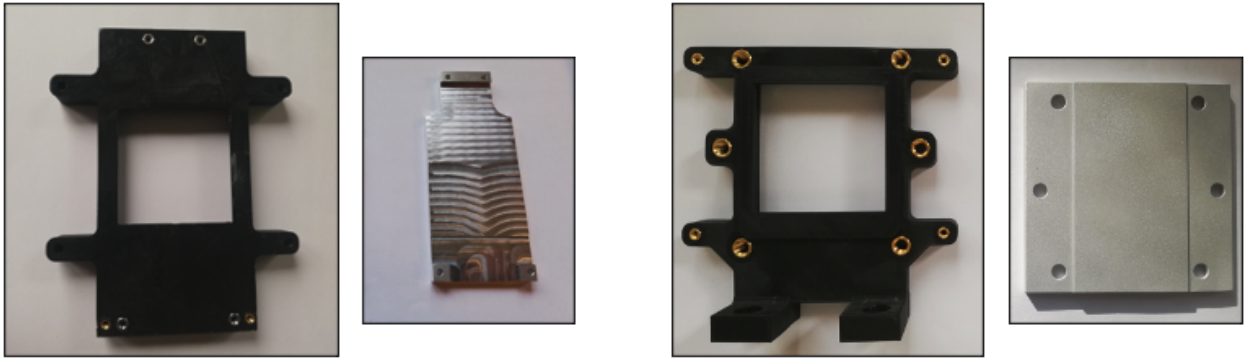


Figure 4.32 – Optimisation de la mécanique de maintien du MCP-PMT. A gauche ; pièce "tortue" et son contre-presseur. A droite pièce "robot" et son contre-presseur.

Une fois disposé dans la pièce "robot", le MCP-PMT peut légèrement se déplacer verticalement et obliquement à l'aide de deux couples vis-ressort pour optimiser l'alignement des anodes sur les lignes. Une fois l'alignement réalisé, nous vissons la carte de lecture à la pièce "robot" puis nous assemblons la pièce contre-presseur et la première carte d'amplificateurs.

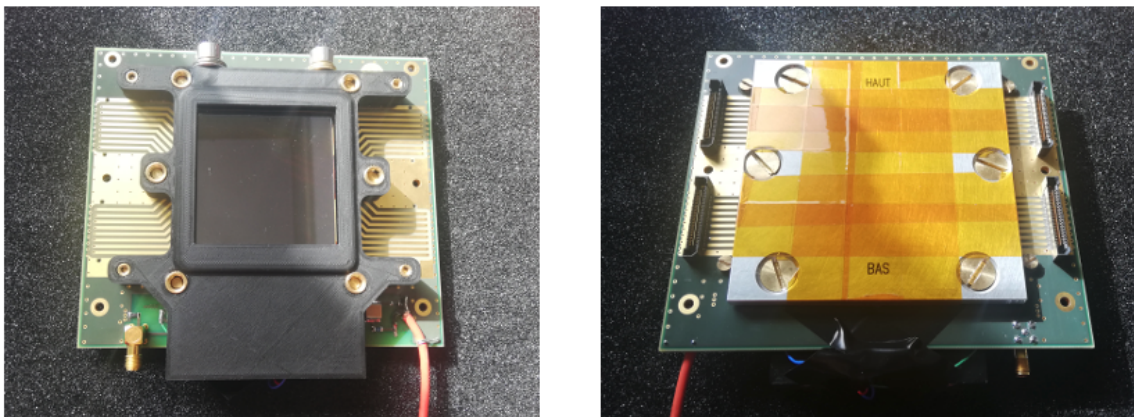


Figure 4.33 – Détecteur optique MAPMT253 assemblé à sa carte de lecture. La face avant (à gauche) présente la surface active du détecteur qui convertit les photons en photoélectrons. La face arrière (à droite) est connectée à l'électronique de lecture.

7 Mesure des performances temporelles et spatiales du MAPMT253

La mesure des performances du MAPMT253 est actuellement en cours. Cette section présente le banc de mesure, les premières observations et les résultats *préliminaires*.

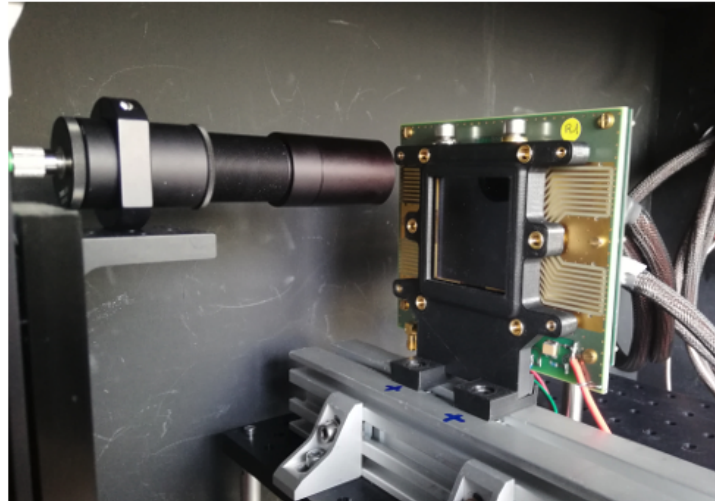


Figure 4.34 – Photo du banc de mesure des performances du détecteur optique MAPMT253. Le MCP-PMT est monté sur la carte de lecture Saclay MAPMT253 directement connectée à la première carte d’amplificateurs. La seconde carte d’amplificateurs est à l’extérieur de la boîte noire. La mécanique de maintien de la fibre laser et la collimation du faisceau laser sont fixées sur la station de mouvement XY (à gauche de l’image).

7.1 Banc de mesure

Comme précédemment, nous utilisons le laser picoseconde Pilas comme source de photons de 409 nm. Le faisceau est collimaté en sortie de la fibre grâce à un diaphragme de $100\ \mu\text{m}$.

Le détecteur est fixé sur le banc optique et la fibre optique est montée sur la table de déplacement (Zaber) afin de balayer la surface active du MCP-PMT dans les deux dimensions. De même, on définit X l’axe parallèle et Y l’axe perpendiculaire aux lignes de la carte de lecture.

Le scan 2D du 13/04/2021 balaye la surface entière du MCP-PMT par pas de 0.4 mm en Y et par pas de 2 mm en X. La fibre laser s’est arrêtée à chaque position (X,Y) pendant 1 s. Seuls les signaux des canaux ayant déclenché en coïncidence avec le signal de déclenchement laser durant une fenêtre de 30 ns et dont l’amplitude est supérieure à 30 mV sont enregistrés.

Chaque amplificateur est alimenté par 5.5 V et consomme environ 17 mA. Le MCP-PMT est alimenté par une tension de -2750 V. Le laser émet des photons à 100 kHz. Le faisceau de photons est collimaté par un diaphragme de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre. La distance entre la fibre optique et la fenêtre du MCP-PMT ainsi que l’atténuation du flux de photons sont réglées pour mesurer les performances du détecteur en mode SPE.

Seuls les évènements dont l’amplitude est supérieure à 50 mV sont analysés.

7.2 Observations générales

Le nombre d’évènements acquis à chaque position n’est pas uniforme sur la surface du détecteur comme le montre la figure 4.35. Il varie entre 4000 (au centre) et 6000 (en périphérie). Au centre du détecteur, le nombre de lignes enregistrant des signaux par évènement est plus important

qu'en périphérie (3 vs 2 lignes). Nous remarquons que plus le nombre de lignes sollicitées par évènement est important, plus faible est l'amplitude des signaux. Au centre du détecteur, l'amplitude est mesurée à 450 mV en moyenne contre 650 mV en périphérie. En revanche, l'intégrale de charge est quasi-uniforme sur toute la surface et vaut environ à 65×10^6 électrons après amplification. La corrélation observée entre le nombre d'évènements acquis, le nombre de lignes enregistrant des signaux et l'amplitude mesurée par évènement est typique d'un défaut de pression qui augmente la résistance (impédance) à la reprise de contact.

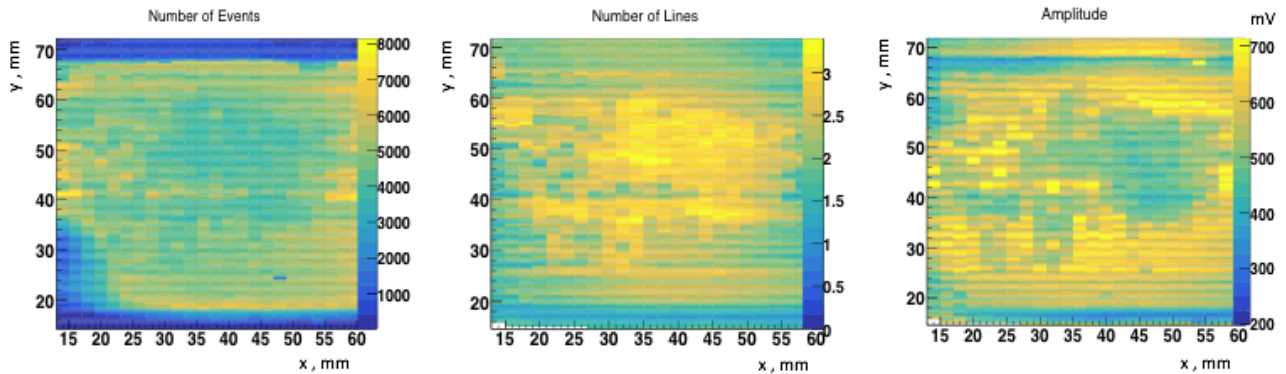


Figure 4.35 – De gauche à droite; nombre de signaux enregistrés, nombre de lignes enregistrant des signaux et amplitude mesurée à différentes positions (X,Y).

On acquiert environ 3135 évènements par seconde lorsque la fibre laser émet des photons et entre 100 et 150 évènements par seconde lorsque la fibre laser est éteinte dans les mêmes conditions d'acquisition. Le rapport signal sur bruit est donc excellent. Le temps de montée 10-90 % est mesuré à 400 ps en moyenne. L'étalonnage sur les temps de numérisation est de nouveau effectué selon la méthode détaillée en section 5.3.1 pour mesurer au mieux les résolutions temporelles et spatiales du détecteur.

7.3 Résultats préliminaires

7.3.1 Performances locales

On présente ici les distributions typiques ainsi que les performances mesurées à deux positions; la position 3500 à (X=54 mm, Y=40.8 mm) et la position 4012 à (X=60 mm, Y=28.4 mm). Les traces de 500 signaux enregistrés aux extrémités des lignes 16 à la position 3500 et 9 à la position 4020 sont présentées en figure 4.36. Nous observons toujours des rebonds sur le front montant des signaux.

La position 3500 se situe près du centre de la surface du détecteur. Environ 5600 évènements ont été enregistrés. A chaque évènement, le signal est partagé sur 2 ou 3 lignes. L'amplitude moyenne des signaux enregistrés est maximale sur la ligne 16 et vaut 430 mV. L'amplitude des signaux enregistrés par les lignes voisines est mesurée inférieure à 120 mV.

La vitesse moyenne de propagation du signal sur la ligne 16 est mesurée à 0.432 c. La différence des temps des signaux enregistrés aux extrémités de la ligne 16 est mesurée à environ 23

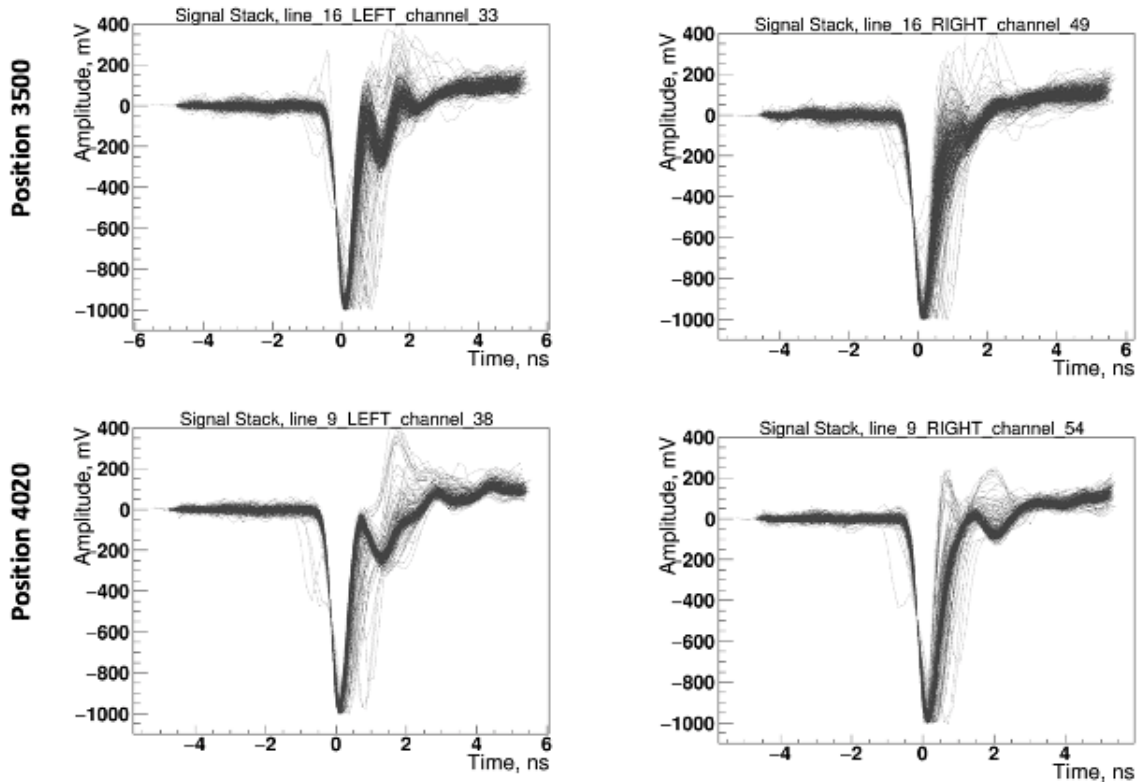


Figure 4.36 – Traces de 500 signaux enregistrés aux extrémités des lignes 16 à la position 3500 et 9 à la position 4020.

ps (FWHM) donc la résolution spatiale le long de la ligne est de 1.5 mm (FWHM). Enfin, la distribution de la résolution temporelle du détecteur n'est pas gaussienne. Comme pour le Planacon XP85122, elle est constituée d'un pic suivi d'une queue de distribution. En ne considérant que les évènements dans le pic de la distribution, la résolution temporelle du détecteur sur la ligne 16 est mesurée à environ 96 ps (FWHM).

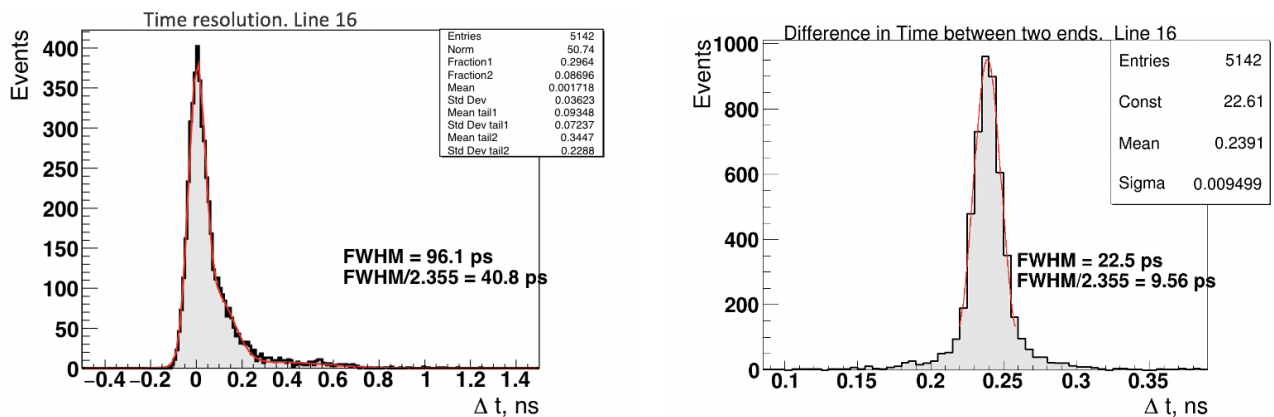


Figure 4.37 – Résolutions temporelles (à gauche) et spatiales (à droite) du détecteur mesurées sur la ligne 16.

La position 4020 se situe près d'un coin de la surface du détecteur. Environ 6069 évènements ont été enregistrés. À chaque évènement, le signal est partagé sur 2 lignes. L'amplitude moyenne des signaux enregistrés est maximale sur la ligne 9 et vaut 510 mV. L'amplitude des signaux enregistrés par les lignes voisines est mesurée inférieure à 200 mV.

La vitesse moyenne de propagation du signal sur la ligne 9 est mesurée à 0.358 c. La différence des temps des signaux enregistrés aux extrémités de la ligne 16 est mesurée à 24 ps (FWHM) donc la résolution spatiale le long de la ligne est d'environ 1.29 mm (FWHM). Enfin, la résolution temporelle du détecteur sur la ligne 9 est mesurée à environ 84 ps (FWHM).

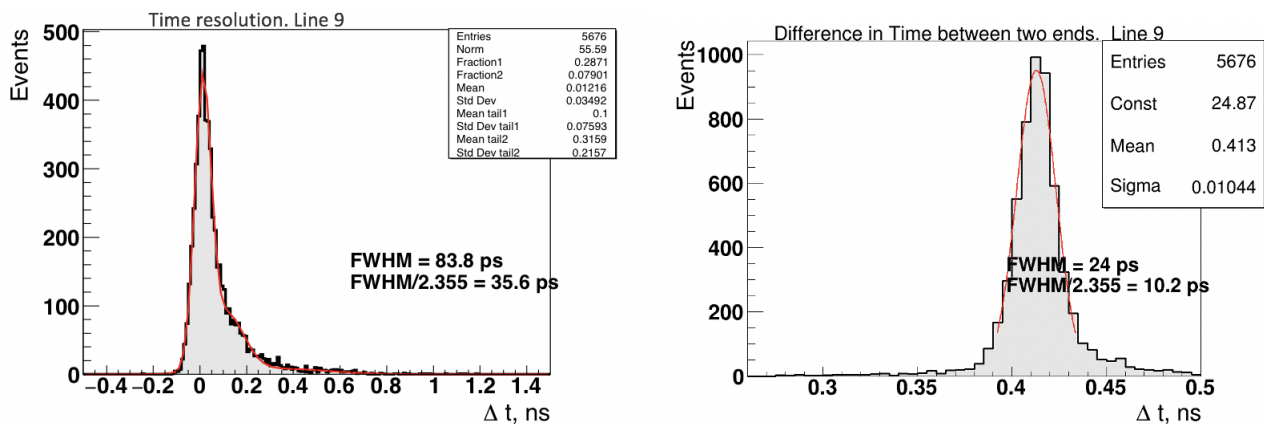


Figure 4.38 – Résolutions temporelles (à gauche) et spatiales (à droite) du détecteur mesurées sur la ligne 9.

7.3.2 Performances globales

Les performances globales (sur toute la surface du détecteur) sont calculées en moyennant les performances locales (à chaque position). La résolution temporelle du détecteur étant mesurée moins bonne au centre, les performances globales sont significativement dégradées. Nous espérons améliorer ces performances à très court terme donc nous ne présenterons pas ces résultats préliminaires dans ce manuscrit.

Pour améliorer les résultats préliminaires actuels, nous devons :

- optimiser la distribution de la pression appliquée entre la surface d'anodes du MCP-PMT et la carte de lecture,
- étudier les résultats de l'algorithme de calcul du temps CFD 50% sur les signaux du MAPMT253 de temps de montée très court,
- et adapter les fonctions d'ajustement utilisées pour le calcul des vitesses de propagation du signal sur les lignes.

7.4 Estimation du CRT du MAPMT253

Nous estimons également le CRT du MAPMT253 à l'aide d'une simulation Monte Carlo. Nous négligeons la propagation des photons dans le cristal. Nous utilisons les paramètres de l'ajustement de la distribution de la résolution temporelle moyenne du MCP-PMT mesurée à la position 4020. La figure 4.39 présente l'histogramme obtenu en répétant l'expérience de tirage aléatoire un million de fois. Le CRT est mesuré à 149 ps (FWHM). Environ 40% des évènements sont contenus dans les queues de distribution à plus et moins de 100 ps du pic.

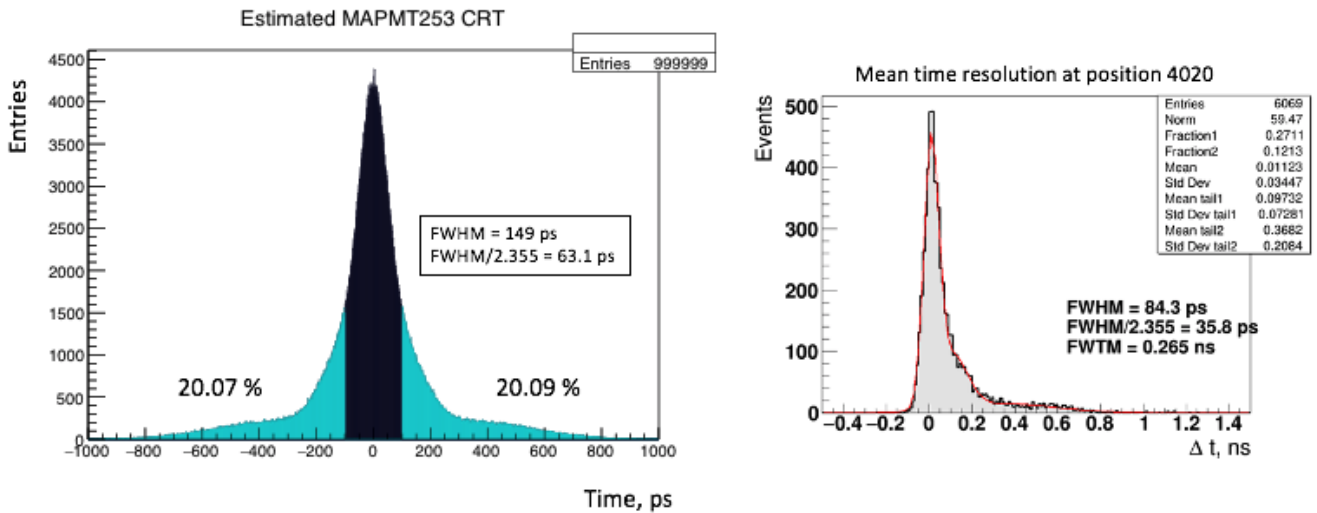


Figure 4.39 – Estimation du CRT du MAPMT253 par simulation Monte Carlo (à gauche). La simulation est réalisée à partir de la résolution temporelle moyenne du détecteur à la position 4020 (à droite).

8 Discussion

La lecture par lignes des signaux collectés aux anodes d'un MCP-PMT densément pixélisé permet de réduire significativement le nombre de canaux de lecture et présente d'excellentes performances.

Pour la mesure des performances du Planacon XP85122 sur toute sa surface, nous avons mesuré une résolution temporelle (en mode SPE) meilleure que 73 ps (FWHM) et des résolutions spatiales de 1.61 mm (FWHM, le long des lignes) et de 0.886 mm (FWHM, perpendiculairement aux lignes). Par simulation, nous avons obtenu un CRT de 100 ps (FWHM) en négligeant la propagation des photons dans le cristal.

La mesure des performances du MAPMT253 est actuellement en cours. La lecture des signaux du MAPMT253 a demandé beaucoup d'efforts et d'améliorations sur le banc de mesure. Les premiers résultats présentés dans ce chapitre sont très encourageants et promettent une amélioration significative en poursuivant nos efforts. Pour améliorer les résolutions temporelles et spatiales à

court terme, il faut corriger le défaut de pression en optimisant la mécanique du détecteur (force de pression, rigidité de la carte de lecture ...).

À une position fixe sur la surface du détecteur, nous mesurons une résolution temporelle meilleure que 84 ps (FWHM) et une résolution spatiale de 1.3 mm (FWHM) le long de la ligne. Par simulation, nous avons obtenu un CRT de 149 ps (FWHM) en négligeant la propagation des photons dans le cristal.

La différence significative sur les performances mesurées avec le Planacon XP85122 et le MAPMT253 avec la même électronique de lecture pourrait s'expliquer par l'architecture des MCP-PMTs. Le Planacon présente des micro-canaux de diamètre $10\mu\text{m}$ et un plan de 32×32 anodes alors que le MAPMT253 présente des micro-canaux de diamètre $15\mu\text{m}$ et un plan de 64×64 anodes. La distance photocathode - première galette de micro-canaux est plus courte pour le MAPMT253 (2mm vs 5 mm pour le Planacon).

Pour la phase 1 du projet ClearMind, la photomultiplication du détecteur sera réalisée à l'aide d'un MAPMT253. Des améliorations pourront être apportées en phase 2 du projet, notamment en modifiant la structure du MCP-PMT. La résolution temporelle du détecteur est limitée par le TTS du MCP-PMT et le partage de charges. Il peut donc être envisagé de :

1. travailler avec un MCP-PMT dont le diamètre des micro-canaux est plus faible ($6\mu\text{m}$) pour diminuer le TTS,
2. travailler avec un MCP-PMT dont la surface des anodes est plus importante pour améliorer le contact électrique entre les anodes et les lignes à transmission,
3. optimiser la reprise de contact électrique entre les anodes du MCP-PMT et la carte de lecture en utilisant une colle conductrice ou en demandant au fabricant de transformer le plan d'anodes du MCP-PMT en un plan de lignes à transmission,
4. travailler avec un MCP-PMT dont la distance photocathode - première galette (d_1) est réduite afin de limiter la queue de distribution de la résolution temporelle. Cette optimisation est, en principe possible, mais est difficile et requiert un savoir-faire par le fabricant.

Enfin, pour obtenir la meilleure résolution temporelle du détecteur possible, il est très important de maximiser la détection des photons Tcherenkov émis au sein du cristal de tungstate de plomb. Cette détection dépend, en outre, de l'efficacité quantique de la photocathode. La photocathode du MAPMT253 est de technologie multi-alkaline (S20) et présente une efficacité maximale documentée de 26% à 290 nm. Le cristal de tungstate de plomb étant considéré transparent pour les longueurs d'ondes à partir de 350 nm environ, le premier prototype ClearMind aura une photocathode de technologie bialcaline qui présente une efficacité maximale typiquement comprise entre 350 et 420 nm. L'efficacité quantique de la photocathode dépend de sa production et fait l'objet de travaux de recherche et développement par le fabricant.

Conclusion

L'objectif de cette thèse était de mesurer les performances du premier prototype ClearMind telles que les résolutions temporelles et spatiales ainsi que l'efficacité de détection. Malheureusement, le développement du premier prototype ClearMind a fortement été impacté par la crise sanitaire liée à la Covid-19. Nous avons donc ré-orienté cette thèse sur l'étude des composants du détecteur pour approfondir nos connaissances, simuler au mieux le détecteur grâce aux mesures expérimentales et réfléchir aux améliorations pour le détecteur ClearMind. Pour présenter d'excellentes résolutions temporelles (inférieure à 100 ps (FWHM)) et spatiale (de l'ordre du mm^3) et répondre aux besoins de la TEP temps de vol, la détection des photons γ de 511 keV doit être rapide et efficace.

La mesure des paramètres de scintillation des cristaux de tungstate de plomb dopés confirme qu'ils présentent un très faible rendement de production de lumière scintillante ($\sim 300ph/MeV$) et deux constantes de temps de scintillation (rapide et intermédiaire) mesurées inférieures à 6 ns à température ambiante. Environ 55% des photons de scintillation présentent une constante de temps rapide inférieure à 1.8 ns. Le cristal non dopé présente un rendement de production de lumière scintillante ($\sim 350ph/MeV$) légèrement meilleur que celui des cristaux dopés mais il présente trois constantes de temps (rapide, intermédiaire et lente). Environ 34% des photons de scintillation présentent une constante de temps rapide inférieure en 1.9 ns. Lorsque le cristal est refroidi, le rendement de production de lumière total augmente mais la constante de temps de scintillation "moyenne" ralentit quel que soit la technologie de dopage. En revanche, nous avons montré que le rendement de production de lumière scintillante rapide ne semble pas dépendre de la température et que la constante de temps de scintillation rapide ralentit très légèrement mais reste inférieure à 2.80 ns à -25° . D'après les experts du domaine, cet effet évoque la possibilité d'optimiser le rendement de production de lumière rapide au détriment du rendement de production de lumière plus lent (intermédiaire et lent) et surtout, de rendre le rendement de production de lumière (total) indépendant de la température.

La production d'un tel cristal de tungstate de plomb serait possible grâce à l'étude d'une technologie de dopage adéquate. À l'avenir, des travaux pourraient être envisagés pour étudier la faisabilité de ce projet en s'intéressant au dopage à haute concentration des cristaux de tungstate de plomb.

Cette étude nous a permis de valider la technologie de dopage du cristal (Panda-II) et le four-

nisseur (CRYTUR) pour le premier prototype ClearMind mais aussi de créer, pour les besoins en simulation, un modèle fiable du processus de scintillation dans le cristal.

La lecture par lignes à transmission des signaux produits par un MCP-PMT suite à la détection d'un photoélectron est performante et présente des avantages. Elle permet de limiter les canaux de lecture d'un plan d'anodes densément pixelisé, d'améliorer la mesure de la résolution temporelle du détecteur et de reconstruire précisément l'injection des signaux sur la carte de lecture.

Les résolutions spatiales mesurées avec le MCP-PMT Planacon XP85122 (Photonis) sont excellentes ; 1.61 mm (FWHM) le long des lignes de lecture et 0.887 mm (FWHM) selon l'axe perpendiculaire. La résolution temporelle est mesurée inférieure à 74 ps (FWHM) sur toute la surface du détecteur.

Ces résultats ont nécessité le développement d'amplificateurs rapides de qualité intégrés dans une électronique de lecture compacte. La mesure des performances du détecteur Planacon a permis le développement et l'optimisation de l'électronique de lecture mais également de mettre en place un code d'analyse de données. Dès la réception du MCP-PMT MAPMT253 (Photek), nous avons pu profiter de notre expérience pour mesurer ses performances.

La lecture des signaux produits par le MAPMT253 a demandé beaucoup d'efforts et d'améliorations du banc de mesure. La mesure de ses performances est actuellement en cours et promet de très bon résultats.

Une fois les performances du MCP-PMT MAPMT253 mesurées précisément, une simulation basée sur le langage GEANT4 sera ajustée pour simuler le détecteur ClearMind et évaluer ses performances. En parallèle, nous couplerons un large cristal de tungstate de plomb dopé avec la technologie Panda-II à la fenêtre optique du MCP-PMT MAPMT253 à l'aide de gel optique. Nous pourrons ainsi mesurer les résolutions temporelles et spatiales et l'efficacité de détection d'un détecteur complet en attendant la réception du premier prototype ClearMind. Ces mesures intermédiaires permettront de quantifier l'impact de l'optimisation de la collection de lumière par dépôt direct de la photocathode du MCP-PMT sur le cristal de tungstate de plomb en les comparant aux performances du prototype ClearMind une fois mesurées.

Bibliographie

- [1] D. L. Bailey, D. W. Townsend, P. E. Valk, and M. N. Maisey. *Positron Emission Tomography*. Springer, 2005.
- [2] M. E. Phelps. *PET*. Springer, 2006.
- [3] W. Jiang, Y. Chalich, and M.J. Deen. Sensors for positron emission tomography applications. *Sensors*, 2019.
- [4] A. Iltis and H. Snoussi. The Temporal PET Camera : A New Concept With High Spatial and Timing Resolution for PET Imaging. *Journal of Imaging*, 1(1), 2015.
- [5] G. Borghi, B. J. Peet, V. Tabacchini, and D. R. Schaart. A 32 mm x 32 mm x 22 mm monolithic LYSO :Ce detector with dual-sided digital photon counter readout for ultrahigh-performance TOF-PET and TOF-PET/MRI. *Physics in Medicine and Biology*, 61(13), 2016.
- [6] M. Pizzichemi, A. Polesel, G. Stringhini, S. Gundacker, P. Lecoq, S. Tavernier, M. Paganoni, and E. Auffray. On light sharing TOF-PET modules with depth of interaction and 157 ps FWHM coincidence time resolution. *Physics in Medicine & Biology*, 64, 2019.
- [7] D. Schaart, S. Seifert, R. Vinke, and al. Labr3 :ce and sipms for time-of-flight pet : Achieving 100 ps coincidence resolving time. *Physics in Medicine And Biology*, 2010.
- [8] D. Yvon, V. Sharyy, M. Follin, J.-P. Bard, D. Breton, J. Maalmi, C. Morel, and E. Delagnes. Design study of a “scintronic” crystal targeting tens of picoseconds time resolution for gamma ray imaging : the ClearMind detector. *Journal of Instrumentation*, 15(07), 2020.
- [9] D. Yvon and V. Sharyy. Detector of high energy photons, CEA Patent, Ref : FR3071930, 2017, 29 september.
- [10] C. Canot, M. Alokhina, P. Abbon, J.-P. Bard, G. Tauzin, D. Yvon, and V. Sharyy. Development of the fast and efficient gamma detector using Cherenkov light for TOF-PET. *Journal of Instrumentation*, 2017.
- [11] C. Canot, M. Alokhina, P. Abbon, J.-P. Bard, D. Breton, E. Delagnes, J. Maalmi, G. Tauzin, D. Yvon, and V. Sharyy. Fast and efficient detection of 511 keV photons using Cherenkov light in PbF₂ crystal, coupled to a MCP-PMT and SAMPIC digitization module. *Journal of Instrumentation*, 2019.

- [12] C. Canot. *Détecteur optique Cherenkov de photons 511 keV, rapide et efficace, pour l'imagerie TEP*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2018.
- [13] M. Alokina. *Design of the Cherenkov TOF whole-body PET scanner using GATE simulation*. PhD thesis, Université Paris-Saclay ; Taras Shevchenko National University of Kyiv, 2018.
- [14] M. Nikl, P. Boháček, E. Mihóková, M. Martini, F. Meinardi, A. Vedda, P. Fabeni, G. P. Pazzi, M. Kobayashi, M. Ishii, and Y. Usuki. Influence of doping on the emission and scintillation characteristics of PbWO₄ single crystals. *Journal of Applied Physics*, 87(9), 2000.
- [15] M. Kobayashi, Y. Usuki, M. Ishii, N. Senguttuvan, K. Tanji, M. Chiba, K. Hara, H. Takano, M. Nikl, P. Bohacek, S. Baccaro, A. Cecilia, and M. Diemoz. Significant improvement of PbWO₄ scintillating crystals by doping with trivalent ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 434(2-3), 1999.
- [16] M. Shao, H.F. Chen, C. Li, and al. Scintillation characteristics of doped pbwo₄ crystals. *China Physics Letters*, 18, 2001.
- [17] A. Annenkov, M. Korzhik, P. Lecoq, et al. Improved light yield of lead tungstate scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 450 :71–74, 2000.
- [18] A. A. Annenkov, M. V. Korzhik, and P.Lecoq. Lead tungstate scintillation material. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 490, 2002.
- [19] CMS group. Cms : The electromagnetic calorimeter technical design report. Technical report, INFN Roma, 1997.
- [20] CMS group. A new boson with a mass of 125 gev observed with the cms experiment at the large hadron collider. *Science*, 338, 212.
- [21] The ALICE Collaboration. ALICE Technical Proposal. Technical report, 1995.
- [22] NIST. <https://physics.nist.gov>.
- [23] J. Foos. *Manuel de radioactivité à l'usage des utilisateurs*, volume 2. Formascience, 2001.
- [24] I. Buvat. Tomographie d'émission de positons.
- [25] M. Alokina. *Design of the Cherenkov TOF whole-body PET scanner using GATE simulation*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2018.
- [26] H.G. Kang, G.B. Ko, T.T. Rhee, K.M. Kim, J.S. Lee, and S.J. Hong. A dual-ended readout detector using a meantime method for sipm tof-doi-pet. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2015.
- [27] E. Albuquerque, F. G. Almeida, P. Almeida, and al. An overview of the Clear-PEM Breast Imaging Scanner. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008.
- [28] E. Albuquerque, F. G. Almeida, P. Almeida, and al. Characterization of the Clear-PEM Breast Imaging Scanner Performance. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2009.

- [29] M. Pizzichemi, G. Stringhini, T. Niknejad, Z. Liu, P. Lecoq and S. Tavernier, J. Varela, M. Paganoni, and E. Auffray. A new method for depth of interaction determination in pet detectors. *Physics in Medicine and Biology*, 61, 2016.
- [30] L. Eriksson, C. L. Melcher, M. Eriksson, H. Rothfuss, R. Grazioso, and M. Aykac. Design considerations of phoswich detectors for high resolution positron emission tomography. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56, 2009.
- [31] P. Sempere Roldan, M. Canadas, O. Dietzel, and al. Performance evaluation of raytest ClearPET, a PET scanner for small and medium size animals. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2007.
- [32] G. Borghi, V. Tabacchini, R. Bakker, and D.R Schaart. Sub-3 mm, near 200 ps tof/doi-pet imaging with monolithic scintillator detectors in a 70 cm diameter tomographic setup. *Physics in Medicine And Biology*, 2018.
- [33] S. Pedemonte, L. Pierce, and K. V. Leemput. A machine learning method for fast and accurate characterization of depth-of-interaction gamma cameras. *Physics in Medicine and Biology*, 62, 2017.
- [34] W. W. Moses. Fundamental limits of spatial resolution in PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2011.
- [35] P. Lecoq, A. Gektin, and M. Korzhik. *Inorganic Scintillators for Detector Systems : Physical Principles and Crystal Engineering*. Springer International Publishing, 2017.
- [36] R. Hendrika Pots, E. Auffray, and S. Gundacker. Exploiting Cross Luminescence in BaF₂ for ultrafast timing applications using deep ultraviolet sensitive HPK silicon photomultipliers. *Frontiers in Physics*, 2020.
- [37] A. Blanco, N. Carolino, C.M.B.A. Correia, L. Fazendeiro, N.C. Ferreira, M.F. Ferreira Marques, R. Ferreira Marques, P. Fonte, C. Gil, and M.P. Macedo. Rpc-pet : A new very high resolution pet technology. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006.
- [38] D. Yvon, J.-P. Renault, G. Tauzin, P. Verrecchia, C. Flouzat, V. Sharyy, E. Ramos, J.-P. Bard, Y. Bulbul, J.-P. Mols, P. Starzynski, D. Desforge, A. Marcel, J-M. Reymond, S. Jan, C. Comtat, and R. Trebossen. CaLIPSO : An Novel Detector Concept for PET Imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61, 2014.
- [39] E. Ramos, O. Kochebina, D. Yvon, P. Verrecchia, V. Sharyy, G. Tauzin, J.P. Mols, P. Starzynski, D. Desforges, Ch. Flouzat, Y. Bulbul, S. Jan, X. Mancardi, C. Canot, and M. Alokhina. Efficient and fast 511-keV γ detection through Cherenkov radiation : the CaLIPSO optical detector. *Journal of Instrumentation*, 11(11) :P11008–P11008, 2016.
- [40] E. Aprile and T.Doke. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Review of Modern Physics*, 2009.
- [41] Mangy Miyata, Hideki Tomita, Kenichi Watanabe, Jun Kawarabayashi, and Tetsuo Iguchi. Development of TOF-PET using Cherenkov Radiation. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 43(4), 2006.

- [42] I. Somlai-Schweiger and S. I. Ziegler. CHERENCUBE : Concept definition and implementation challenges of a Cherenkov-based detector block for PET. *Medical Physics*, 42(4), 2015.
- [43] A. Lyoussi. *Détection de rayonnement et instrumentation nucléaire*. EDP Sciences, 2010.
- [44] E. Abuelhia, K. Alzimami, and al. Characterization of LaBr₃:Ce and LaCl₃:Ce scintillators for gamma ray spectroscopy. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 2008.
- [45] Hamamatsu. Photomultiplier Tubes : Basics and Applications (Edition 3a).
- [46] R. Lecomte. Novel detector technology for clinical PET. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 36, 2009.
- [47] J. S. Reddin, J.S. Scheuermann, D. Bharkhada, A.M. Smith, M.E. Casey, M. Conti, and J. S. Karp. Performance evaluation of the sipm-based siemens biograph vision pet/ct system. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*, 2018.
- [48] D. W. Townsend, J. P. J Carney, J. T. Yap, and N. C. Hall. Pet/ct today and tomorrow. *The Journal of Nuclear Medicine*, 41, 2004.
- [49] J. W. Cates, Y. Gu, and C. S. Levin. Direct conversion semiconductor detectors in positron emission tomography. *Modern Physics Letters A*, 2015.
- [50] S. Abbaszadeh and C. S. Levin. New-generation small animal positron emission tomography system for molecular imaging. *Journal of Medical Imaging*, 2017.
- [51] J. L. Matteson, Y. Gu, R. T. Skelton, A. C. Deal, E. A. Stephan, F. Duttweiler, G. L Huszar, T. M. Gasaway, and C.S. Levin. Charge collection studies of a high resolution czts-based detector for pet. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC)*, 2008.
- [52] G. Ariño-Estrada, J. Du, H. Kim, L. J. Cirignano, K.S. Shah, S.R. Cherry, and G.S. Mitchell. Development of TlBr detectors for PET imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 63, 2018.
- [53] S. Korpar, R. Dolenc, P. Križan, R. Pestotnik, and A. Stanovnik. Study of a Cherenkov TOF-PET module. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 2013.
- [54] S. E. Brunner, L. Gruber, J. Marton, K. Suzuki, and A. Hirtl. New approaches for improvement of TOF-PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 732, 2013.
- [55] S. Kwon, A. Gola, A. Ferri, C. Piemonte, and S.R. Cherry. Bismuth germanate coupled to near ultraviolet silicon photomultipliers for time-of-flight PET. *Physics in Medicine and Biology*, 61(18), 2016.
- [56] P. Lecoq, E. Auffray, S. Brunner, H. Hillemanns, P. Jarron, A. Knapitsch, T. Meyer, and F. Powolny. Factors influencing time resolution of scintillators and ways to improve them. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57, 2010.
- [57] K. Ishii, H. Orihara, T. Matsuzawa, and al. High resolution time-of-flight positron emission tomograph. *Journal of Applied Physics*, 1990.

- [58] T. K. Lewellen. Time-of-Flight PET. *Seminars in Nuclear Medicine*, 28(3), 1998.
- [59] D.R. Schaart. Physics and technology of time-of-flight PET detectors. *Physics in medicine and biology*, 2021.
- [60] J.S. Karp, S. Surti, M.E. Daube-Witherspoon, and G. Muehllehner. Benefit of Time-of-Flight in PET : Experimental and Clinical Results. *Journal of Nuclear Medicine*, 49(3), 2008.
- [61] S. Surti. Update on time-of-flight PET imaging. *Journal of Nuclear Medicine*, 56(1), 2014.
- [62] M.Conti. Focus on time-of-flight PET : the benefits of improved time resolution. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 38(6), 2011.
- [63] M. Conti and B. Bendriem. The new opportunities for high time resolution clinical tof pet. *Clinical and Translational Imaging*, 7, 2019.
- [64] S. Vandenberghe, E. Mikhaylova, E. D’Hoe, P. Mollet, and J. S. Karp. Recent developments in time-of-flight PET. *EJNMMI Physics*, 3(1), 2016.
- [65] T. F. Budinger. Time-of-Flight Positron Emission Tomography : Status Relative to Conventional PET. *Journal of Nuclear Medicine*, 24(1), 1983.
- [66] The 10 ps challenge, a step toward reconstruction-less TOF-PET. <https://the10ps-challenge.org>.
- [67] Crystal Clear Collaboration. <https://crystalclear.web.cern.ch>.
- [68] P. Lecoq and al. *Roadmap toward the 10 ps time-of-flight PET challenge*. *Physics in Medicine and Biology*, 2020.
- [69] D. R. Schaart, E. Charbon, T. Frach, and V. Schulz. Advances in digital SiPMs and their application in biomedical imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 809, 2016.
- [70] S. E. Brunner, L. Gruber, J. Marton, K. Suzuki, and A. Hirtl. Studies on the Cherenkov Effect for Improved Time Resolution of TOF-PET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(1), 2014.
- [71] Photonis. XP85122 Datasheet. <https://www.photonis.com/products/planacon>.
- [72] S. Baccaro and al. Ordinary and extraordinary complex refractive index of the lead tungstate (pbwo4) crystal. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1996.
- [73] P. Lecoq, I. Dafinei, E. Auffray, M.V. Korzhik, and al. Lead tungstate (PbWO₄) scintillators for LHC EM calorimetry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 365, 1995.
- [74] The CMS Collaboration. CMS Technical Proposal. Technical report, 1994.
- [75] Photek inc. Mapmt253 multi-anode mcp-pmt. <https://www.photek.com/pdf/datasheets/detectors>.
- [76] E. Angelico, T. Seiss, B. Adams, A. Elagin, H. Frisch, and E. Spieglan. Capacitively coupled pickup in MCP-based photodetectors using a conductive metallic anode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 846, 2017.

- [77] J. T. Anderson, K. Byrum, G. Drake, C. Ertley, H.J. Frisch, J.F. Genat, E May, D Salek, and T Tang. New developments in fast-sampling readout of micro-channel plate based large area pico-second time-of-flight detectors. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*, 2008.
- [78] H. Kim, H. Frisch, C.T. Chen, J.F. Genat, F. Tan, W. W. Moses, W.S. Choong, and C.M. Kao. A design of a pet detector using micro-channel plate photomultipliers with transmission-line readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2010.
- [79] D. Breton, C. Cheikali, E. Delagnes, J. Maalmi, P. Rusquart, and P. Vallerand. Fast electronics for particle time-of-flight measurement, with focus on the sampic asic. *Nuovo Cimento C*, 43, 2020.
- [80] E. Delagnes, H. Grabas, D. Breton, and J. Maalmi. The sampic WTDC chip. *Workshop on Picosecond Photon Sensors for physics and medical application*, March 2014.
- [81] E. Delagnes, D. Breton, H. Grabas, J. Maalmi, and P. Rusquart. Reaching a few picosecond timing precision with the 16-channel digitizer and timestamper SAMPIC ASIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, A787 :245–249, 2015.
- [82] D. Breton, V. De Cacqueray, E. Delagnes, H. Grabas, J. Maalmi, N. Minafra, C. Royon, and M. Saimpert. Measurements of timing resolution of ultra-fast silicon detectors with the SAMPIC waveform digitizer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 835 :51–60, 2016.
- [83] W. Van Loo. Luminescence of Lead Molybdate and Lead Tungstate. I. Experimental. *Physica Status Solidi A*, 27(2), 1975.
- [84] W. Van Loo. Luminescence of Lead Molybdate and Lead Tungstate. II. Discussion. *Phys. Stat. Sol. A*, 1975.
- [85] J.A. Groenink and G. Blasse. Some new observations on the luminescence of pbmoo4 and pbwo4. *Journal of solid state chemistry*, 1980.
- [86] P. Lecoq. Pushing the Limits in Time-of-Flight PET Imaging. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, 1(6), 2017.
- [87] B. Ferrand. Elaboration et caractérisation des cristaux massifs et en couches minces pour l’optique. *EDP sciences*, 2003.
- [88] M. Korzhik, G. Tamulaitis, and A. N. Vasil’ev. *Physics of Fast Processes in Scintillators*. Springer, Cham, 2020.
- [89] G. Blasse and D. C. Grabmaier. *Luminescent materials*. Springer-Verlag, 1994.
- [90] A. Gektin and A. Vasil’ev. Scintillation, phonon and defect channel balance ; the sources for fundamental yield increase. *Functional Materials*, 23(2) :183–190, 2016.
- [91] S. Gridin, A. Belsky, C. Dujardin, A. Gektin, N. Shiran, and A. Vasil’ev. Kinetic model of energy relaxation in csi :a (a=tl and in) scintillators. *The Journal of physical chemistry*, 2015.

- [92] O. V. Buyanov, R. Chipaux, A. A. Fyodorov, V. A. Kachanov, V. Yu. Khodyrev, M. V. Korzhik, J. L. Faure, J. P. Peigneux, M. Poulet, Yu. D. Prokoshkin, P. Rebourgeard, V. V. Rykalin, P.M. Shagin, P. A. Semenov, A. V. Singovsky, and V. L. Solovianov. A first electromagnetic calorimeter prototype of PbWO₄ crystals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 349(1), 1994.
- [93] V. A. Kachanov, Yu. D. Prokoshkin, A. V. Singovsky, V. G. Baryshevsky, and M. V. Korzhik. Properties and radiation hardness of pbwo₄ crystals. *IEEE Nucl.Sci.Symp.Conf.Rec.*, 1993.
- [94] M. V. Korzhik, V. B. Pavlenko, V. A. Katchanov, J.P. Peigneux, and M. Poulet. The Scintillation Mechanism in PbWO₄ Crystals. *MRS Online Proceedings Library Archive*, 348, 1994.
- [95] E. Auffray, R. Augulis, A. Borisevich, V. Gulbinas, A. Fedorov, M. Korjik, M. T. Lucchini, V. Mechinsky, S. Nargelas, E. Songaila, G. Tamulaitis, A. Vaitkevicius, and S. Zazubovich. Luminescence rise time in self-activated PbWO₄ and Ce-doped Gd₃Al₂Ga₃O₁₂ scintillation crystals. *Journal of Luminescence*, 178, 2016.
- [96] E. Ramos. *Demonstrateur optique CaLIPSO pour l'imagerie TEP clinique et préclinique*. Université Paris XI-Orsay, Dec. 2014.
- [97] Mini Circuit Inc. Coaxial amplifier zkl-1r5+. <https://www.minicircuits.com/pdfs/ZKL-1R5+.pdf>.
- [98] A. Agostinelli and al. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, 2003.
- [99] S. Jan and al. GATE : a simulation toolkit for pet and spect. *Physics In Medicine And Biology*, 49(19), 2004.
- [100] Y. Huang and H. J. Seo. Luminescence properties and refractive-index characterization of li⁺-doped pbwo₄ single crystals. *Journal of the Korean Physical Society*, 50(2), 2007.
- [101] D. Motta and S. Schonert. Optical properties of Bialkali photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, A539, 2005.
- [102] GATE. <http://www.opengatecollaboration.org>.
- [103] E. Roncali, M. A. Mosleh-Shirazi, and A. Badano. Modelling the transport of optical photons in scintillation detectors for diagnostic and radiotherapy imaging. *Physics in Medicine and Biology*, 62(20), 2017.
- [104] RoncaliLab, Imaging Physics Modeling and Simulation Tools. <https://roncalilab.engineering.ucdavis.edu/>.
- [105] LUT Davis Model. <https://roncalilab.engineering.ucdavis.edu/lut-davis-model>.
- [106] M. Follin, V. Sharyy, J-P. Bard, M. Korzhik, and D. Yvon. Scintillating properties of today available lead tungstate crystals. *Journal of Instrumentation*, 2021. Preprint, arXiv identifier 2103.13106.

- [107] L. Chen, X. Wang, J. Tian, T. Zhao, C. Liu, H. Liu, Y. Wei, X. Sai, X. Wang, J. Sun, S. Si, P. Chen, L. Tian, D. Hui, and L. Guo. The gain and time characteristics of microchannel plates in various channel geometries. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2017.
- [108] H. Grabas, R. Obaid, E. Oberla, H. Frisch, J-F. Genat, R. Northrop, F. Tang, D. McGinnis, B. Adams, and M. Wetstein. RF strip-line anodes for psec large-area MCP-based photodetectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, 711, 2013.
- [109] Zaber Technologies Inc. X-LRT-C Series User's Manual. Technical report, 2017.
- [110] Shin-Etsu Polymer Company. MT Type of InterConnector. <https://www.shinetsu.info/product/mt-type-of-inter-connector/>.

Titre : Détecteur pour l'imagerie TEP, temps de vol et haute résolution spatiale

Mots clés : MCP-PMT, tungstate de plomb, scintillateur, radiateur Cherenkov, TEP

Résumé : La Tomographie par Emission de Positrons (TEP) est une technique d'imagerie 3D utilisée lors des diagnostics de cancer et des recherches neurobiologiques. Elle utilise la détection en coïncidence de deux photons de 511 keV produits par l'annihilation de positrons émis par un traceur biochimique consommé par les tissus. Elle permet ainsi de mesurer l'activité biologique des organes. Positionner précisément l'interaction des photons de 511 keV dans le volume du détecteur permet la reconstruction d'images résolues et contrastées. Dans cette thèse, nous développons un détecteur composé d'un cristal scintillant et radiateur Cherenkov, le tungstate de plomb ($PbWO_4$) inséré dans la structure d'un photomultiplicateur à galettes de micro-canaux. Le dépôt direct de la couche photoélectrique sur le cristal permet d'améliorer la collection de lumière et la résolution en temps. C'est le projet ClearMind, breveté. Nous avons travaillé sur deux des composants principaux de ce détecteur. Nous avons mesuré précisément les propriétés des cristaux scintillants : rendement lumineux et constantes de temps : 1.8 ns (55%) et 6 ns (40%) à température ambiante. Nous avons ensuite mis au point une chaîne de photo-détection pour mesurer les performances du futur détecteur ClearMind. Nous mesurons une excellente résolution temporelle (inférieure à 70 ps FWHM) et spatiale (1.5 mm FWHM), mais une perte d'efficacité sur certaines technologies de MCP. Nous proposons des axes de développement pour améliorer ces performances.

Title : Detector for time-of-flight PET imaging with high spatial resolution

Keywords : MCP-PMT, lead tungstate, scintillator, Cherenkov radiator, PET

Abstract : Positron Emission Tomography (PET) is a 3D imaging technique used in cancer diagnosis and neuro-biological research. It uses the coincident detection of two 511 keV photons produced by the annihilation of positrons emitted by a biochemical tracer consumed by tissues. It thus makes it possible to measure the biological activity of organs. Precisely positioning the interaction of the 511 keV photons in the volume of the detector allows the reconstruction of resolved and contrasted images. In this thesis, we develop a detector composed of a scintillating crystal and Cherenkov radiator, the lead tungstate ($PbWO_4$) inserted in the structure of a Micro-Channel Plate PhotoMultiplier Tube (MCP-PMT). The direct deposition of the photoelectric layer on the crystal improves light collection and time resolution. This is the patented ClearMind project. We have worked on two of the main components of this detector. We have measured the properties of the scintillation crystals : light yield and time constants : 1.8 ns (55%) and 6 ns (40%) at room temperature. We then developed a photo-detection chain to measure the performances of the future ClearMind detector. We measure an excellent time resolution (less than 70 ps FWHM) and spatial resolution (1.5 mm FWHM), but a loss of efficiency on some MCP technologies. We propose development axes to improve these performances.