

Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris

Mémoire

présenté en vue d'obtenir

le **DIPLÔME D'INGÉNIEUR CNAM**

en Sciences et Techniques de l'Analyse et de la Mesure

spécialité **OPTIQUE**

par

Franck SENÉE

Caractérisation des éléments de la chaîne optoélectronique du prototype de détecteur de protons de recul muREX

Soutenu le 17 décembre 2007 devant le jury composé de :

M. P. JUNCAR

M. M. PLIMMER

Mme. S. KHELIFA-GUELLATI

M. F. JEANNEAU

M. E. BURTIN

Professeur des universités CNAM PARIS

Maître de conférences CNAM PARIS

Maître de conférences CNAM PARIS

Ingénieur chercheur au DAPNIA/SEDI

Physicien au DAPNIA/SPhN et Responsable
Scientifique de muREX

Remerciements

Je veux d'abord exprimer ma gratitude envers le CEA DAPNIA en la personne de Michel MUR, chef du Service d'électronique, des détecteurs et d'informatique ainsi qu'à Emmanuelle BOUGAMONT son adjointe, de m'avoir offert la possibilité de réaliser mon cursus d'ingénieur CNAM.

Je suis reconnaissant à Florence ARDELLIER, chef du laboratoire d'intégration des détecteurs du CEA DAPNIA de m'avoir fait confiance tout au long de cette formation et d'avoir choisi le sujet de ce mémoire.

Pendant ces deux dernières années, le travail au jour le jour au sein de l'équipe DVCS du Service de Physique Nucléaire fut particulièrement intéressant et réjouissant. Je veux donc remercier tout particulièrement Nicole D'HOSE, Jacques MARRONCLE, Guillaume JEGOU, et Etienne BURTIN. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler à leurs côtés. Je n'oublierai pas les soirées de l'automne 2006 passées au CERN à prendre des données. J'ai eu la sensation de réellement vivre le travail de recherche.

Etienne BURTIN m'a beaucoup aidé à faire avancer le projet. Il s'est montré très généreux et disponible et je suis très honoré d'avoir pu partager avec lui sa passion pour la physique. Je souhaite une bonne continuation à cette équipe pour la suite de l'expérience et j'espère que notre travail permettra d'obtenir des nouveaux résultats.

Je tiens à saluer Tomasz SZCZESNIAK, un collègue Polonais avec qui j'ai eu plaisir à collaborer sur la caractérisation des guides de lumière.

Je remercie Yves PIRET pour sa grande compétence en Labview et Eric DELAGNES, le concepteur des cartes Matakq.

Mes remerciements s'adressent également à l'équipe technique qui a permis de construire ce prototype. Je me souviens des conseils avisés sur les scintillateurs de Serge HERVÉ et du soutien en atelier mécanique d'Alain MARCEL et Gérard ZAFFANELLA. Les études de Philippe DANIEL-THOMAS, Gilles COULLOUX et Patrick GIRARDOT du service d'ingénierie des systèmes ont permis le montage. Claude JEANNEY et Pierre-Henri CARTON m'ont conseillé sur les lasers. Michel BOYER et Pierre STARZYNSKI ont apporté leur soutien lors du montage.

Je remercie chaleureusement Fabien JEANNEAU et Mark PLIMMER de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et du temps qu'ils m'ont accordé pour la correction du manuscrit.

J'ai une pensée chaleureuse pour Jean-Louis RITOU, sa bonne humeur quotidienne et les bons moments passés dans le « tunnel ».

Ce travail a été vraiment très enrichissant, motivant et épanouissant pour moi. Je suis ravi de cette expérience et des projets sur lesquels je vais pouvoir développer mes nouvelles compétences.

Liste des sigles :

ADC : Analog to Digital Converter
ASCII : American Standard code for Information Interchange
BaF₂ : Barium Fluoride
CAMAC Computer Automated Measurement And Control
CAMDA: Critical Assessment of Microarray Data Analysis
CERN : Centre Européen de Recherche Nucléaire
CH₂ : Polyéthylène
CMS : Compact Muon Solénoïd
COMPASS: COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy
¹³⁷Cs : Isotope du Césium
CsI : Iodure de Césium
CuBe : Cuivre Beryllium
DAPNIA : Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associés
DESY : German Electron Synchrotron
D.O. : Densité Optique
DVCS : Deep Virtual Compton Scattering
EMC : European Muon Collaboration
FWHM : Full Width at Half Maximum
H1: HERA 1: Hadron-Electron Ring Accelerator 1
JLab: Thomas Jefferson National Accelerator Facility
LAL : Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
LED : Light Emitting Diode
LHC : Large Hadron Collider
LSO : Lutetium Oxyorthosilicate
²²Na : Isotope du sodium
NIM : Nuclear Instrumentation Module
muREX : muons REactions Exclusives
QCD : ChromoDynamique Quantique
QED : ElectroDynamique Quantique
RICH : Ring Imaging Cherenkov Counter
TDC : Time to Digital Converter
TAC: Time to Amplitude Converter
PCRD : Programme Cadre de Recherche et Développement technologique
PMT : Photomultiplicateur
PVT : Polyvinyltoluène
GEM : Gas Electron Multiplier
MicroMegas : MicroMesh Gaseous
MWPC : MultiWire Proportional Counting
MPV : Most Probable Value
REU : Réponse à un Electron-Unique
RPD : Recul Protons Detection
SbRbCs : Césure d'antimoine Rubidium
SCiFi : Scintillating Fiber
SEDI : Service d'électronique, des détecteurs et de l'informatique
SIS : Service d'ingénierie des systèmes
SLAC : Stanford Linear Accelerator Center
SM1 : Spectrometer Magnet 1
SM2 : Spectrometer Magnet 2
SMC : Spin Muon Collaboration
SPhN : Service de Physique Nucléaire

SPS: Super Proton Synchrotron
VME : Versa Module Eurocard

Table des matières :

1	Introduction :	11
1.1	Le contexte :	11
1.2	L'expérience muREX :	16
1.3	Présentation du travail :	17
2	Connaissances générales en physique des particules:	21
2.1	Le spin :	21
2.2	L'impulsion :	21
2.3	L'énergie :	23
2.4	Le passage d'une particule dans la matière :	24
2.4.1	<i>Exemple de particules chargées : les muons cosmiques</i> :	24
2.4.2	<i>Section efficace</i> :	25
2.4.3	<i>Densité surfacique</i> :	25
2.4.4	<i>Formule de Bethe-Bloch</i> :	25
2.4.5	<i>La distribution statistique des pertes d'énergie dans les absorbants minces : théorie de Landau</i> :	26
3	Principe de détection :	29
3.1	Le scintillateur:	29
3.2	Le guide de lumière :	31
3.3	Le photomultiplicateur :	33
3.3.1	<i>Sensibilité spectrale</i> :	34
3.3.2	<i>Principe de fonctionnement</i> :	35
3.3.3	<i>Le gain</i> :	36
3.3.4	<i>Jitter</i> :	37
3.3.5	<i>Les impulsions électriques</i> :	40
3.4	Les détecteurs à scintillation ou compteurs :	40
3.5	Principe de la mesure du temps de vol :	41
3.6	Rappel sur la résolution et relation entre la résolution totale d'un compteur et la résolution de ces éléments constitutifs :	42
3.7	Démonstration des conséquences de la résolution en impulsion de 2 à 10 % sur la résolution du temps de vol :	43
4	Dimensionnement des éléments constitutifs des compteurs de muREX :	45
4.1	Évaluation de la géométrie des scintillateurs :	45
4.2	Choix de l'habillage des scintillateurs :	46
4.3	Evaluation des longueurs et formes des différents guides de lumière :	48
4.3.1	<i>La simulation avec LITRANI</i> :	48
4.3.2	<i>Les guides de lumière adaptés aux trois scintillateurs A</i> :	48
4.3.3	<i>Les guides de lumière adaptés aux deux scintillateurs B</i> :	49
4.4	Les photomultiplicateurs :	50
4.4.1	<i>XP20H0</i> :	50
4.4.2	<i>XP4512</i> :	51
4.5	Banc de tests CAMAC (Saclay): choix de l'interface entre le PMT et le guide de lumière et dimensionnement du laser nécessaire à l'étalonnage en temps de muREX :	52
4.5.1	<i>Principe et système d'acquisition des données</i> :	52
4.5.1.1	Système de déclenchement :	52
4.5.1.2	Les modules électroniques:	54
4.5.1.3	Programme d'acquisition des données (CAMDA) :	55
4.5.1.4	Programme de traitement (ROOT) :	55

4.5.2	<i>Mesures de l'influence de différentes interfaces entre le PMT et un guide de lumière sur le rendement lumineux pour deux sources :</i>	56
4.5.2.1	Avec des muons cosmiques :	56
4.5.2.2	Avec un laser de longueur d'onde d'émission égale à 532 nm :	57
4.5.3	<i>Mesures de l'atténuation de la lumière dans un scintillateur afin de définir la puissance du laser nécessaire à l'étalonnage de muREX:</i>	59
4.5.3.1	Principe du test:	59
4.5.3.2	Matériel utilisé:	60
4.5.3.3	Spectres ADC obtenues dans les deux positions :	61
4.5.3.4	Etalonnage du filtre optique et détermination du coefficient τ :	62
4.5.3.5	Etalonnage de l'atténuateur et détermination du coefficient ε :	62
4.5.3.6	Calcul de l'atténuation de la lumière dans les deux positions :	63
4.5.3.7	Calcul de la longueur d'atténuation du scintillateur de test:	64
4.5.3.8	Estimation de la quantité de lumière transmise dans le scintillateur de test après un parcours de 200 cm :	65
4.5.3.9	Détermination du nombre de photons γ et de l'énergie par impulsion du laser utilisé dans les tests:	66
4.5.3.10	Choix du laser :	68
4.5.3.11	Mise en œuvre du système d'étalonnage:	68
4.6	Récapitulatif des éléments qui constitueront le prototype muREX et leurs appellations:	70
5	Caractérisation des guides de lumière et des compteurs de muREX avant les tests au CERN:	73
5.1	Suivi de réalisation des guides de lumière adaptés aux scintillateurs A :	73
5.2	Banc de tests (Varsovie) : mesures de l'influence des guides de lumière sur le rendement lumineux et sur la résolution temporelle	74
5.2.1	<i>Mesures de l'influence des guides de lumière sur le rendement lumineux :</i>	74
5.2.1.1	Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type A :	74
5.2.1.2	Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type B :	77
5.2.2	<i>Mesures de l'influence des guides de lumière sur la résolution temporelle :</i>	78
5.2.2.1	Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type A :	78
5.2.2.2	Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type B :	81
5.2.2.3	Conclusion :	81
5.3	Suivi de réalisation des compteurs :	81
5.4	Le gain des PMT:	82
6	L'expérience muREX (muons Réactions EXclusives) :	85
6.1	Suivi de réalisation de la mécanique du prototype de muREX :	85
6.2	Description du prototype et montage à blanc à Saclay:	85
6.3	Principe et système d'acquisition des données :	87
6.3.1	<i>Reconstruction de l'impulsion:</i>	87
6.3.2	<i>Reconstruction de l'énergie déposée:</i>	88
6.3.3	<i>Système d'acquisition:</i>	88
6.3.4	<i>Les coïncidences:</i>	89
6.3.5	<i>Les modules électroniques et acquisition:</i>	90
6.3.6	<i>Traitement du signal :</i>	91
6.3.7	<i>Organigramme du programme d'analyse des données :</i>	92
6.4	La phase d'étalonnage : méthode des doigts	94
6.4.1	<i>Trigger :</i>	95
6.4.2	<i>L'étalonnage en temps :</i>	95
6.4.2.1	Détermination de la vitesse effective de la lumière dans les scintillateurs:	95
6.4.2.2	Ajustement des offsets en temps :	96
6.4.3	<i>Détermination de la longueur d'atténuation :</i>	97
6.4.4	<i>Résultats obtenus sur le ToF :</i>	99

6.5	La phase d'étalonnage : méthode du laser	103
6.5.1	<i>L'étalonnage en temps</i> :	103
6.5.2	<i>Résultats obtenus sur le ToF</i> :	104
6.6	L'étalonnage en énergie :	106
6.7	La phase physique :	107
6.7.1	<i>Trigger</i> :	107
6.7.2	<i>Positionnement de la cible</i> :	108
6.7.3	<i>Taux de « δrays »</i> :	109
6.7.4	<i>Identification des particules</i> :	110
7	Caractérisation des trois types de photomultiplicateurs utilisés dans l'expérience et du film Vikuiti au retour du CERN:	111
7.1	Banc de tests LED (Saclay): mesures de la résolution temporelle des photomultiplicateurs de muREX:	111
7.1.1	<i>Principe et système d'acquisition des données</i> :	111
7.1.1.1	Résultats préliminaires :	111
7.1.1.2	Système de déclenchement :	113
7.1.1.3	Les modules électroniques et acquisition :	114
7.1.1.4	Démonstration de l'utilité d'une référence:	117
7.1.2	<i>Mesures et résultats:</i>	118
7.1.2.1	Fluctuation du laser :	118
7.1.2.2	Les incertitudes aléatoires sur la résolution:	119
7.1.2.3	Les incertitudes aléatoires sur l'ADC :	120
7.1.2.4	La résolution temporelle des PMT de muREX :	120
7.1.2.5	La correction de « walk » (cf. chapitre 6.3.5) :	123
7.2	Banc de tests compteurs (Saclay): mesures de la résolution temporelle de trois compteurs de muREX et de leurs longueurs d'atténuation afin de démontrer l'efficacité du film Vikuiti :	124
7.2.1	<i>Principe et système d'acquisition des données</i> :	124
7.2.1.1	Système de déclenchement :	125
7.2.1.2	Méthode Giles <i>et al.</i> :	126
7.2.2	<i>Mesures et résultats:</i>	128
7.2.2.1	Résultats obtenus en longueur d'atténuation :	128
7.2.2.2	Résultats obtenus en résolution temporelle :	131
8	Conclusion	135
9	Annexes :	139
	Annexe A : Plan des guides de lumière	139
	Annexe B : Programme d'analyse des données sous ROOT obtenues pour les tests d'interface en muon cosmiques	140
	Annexe C : Spectres ADC obtenus en muons cosmiques	142
	Annexe D : Spectres ADC obtenus avec le laser vert	144
	Annexe E : Spectres ADC pour différentes fibres et différentes positions d'injection de la lumière laser dans le scintillateur de test	147
	Annexe F : Plan de l'ensemble de la mécanique des PMT XP4512	149
	Annexe G : Plan d'ensemble de muREX (vue de gauche)	150
	Annexe H : Schéma électronique du système d'acquisition de muREX	151
	Annexe I : Calcul de la variance d'une distribution carrée	152

Annexe J : Spectres ADC du B0 et du B1 en fonction de la position du trigger afin de déterminer l'influence sur leur longueur d'atténuation pour deux types d'habillages (Vikuiti et aluminium)	153
Annexe K : Histogrammes obtenues avec le banc de test « LED » avec correction de walk.....	154
Annexe L : Spectres en temps de T_{tot} et T_{ToF} (méthode Giles <i>et al.</i>)	155
Bibliographie :	163
Liste des figures:.....	165
Liste des tableaux :.....	169

1 Introduction :

1.1 Le contexte :

C'est Rutherford, en 1911, qui met en évidence pour la première fois l'existence du noyau atomique. Depuis, la multiplication d'expériences de diffusion de particules à des énergies de plus en plus élevées a permis de pénétrer de plus en plus finement le noyau. La première étape a été de découvrir qu'il n'est pas élémentaire puisque constitué de protons et de neutrons regroupés sous le terme de nucléons. Il a fallu attendre les années 1970 pour mettre en évidence expérimentalement que les nucléons sont eux-mêmes constitués de quarks. C'est par la théorie des interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte) ou *ChromoDynamique Quantique (QCD)* élaborée en 1973 que cette vision de structure en quarks des nucléons a été formalisée (figure 1.1). Dans cette théorie, les quarks, dont il existe six saveurs différentes, sont des particules élémentaires interagissant par l'intermédiaire de gluons.

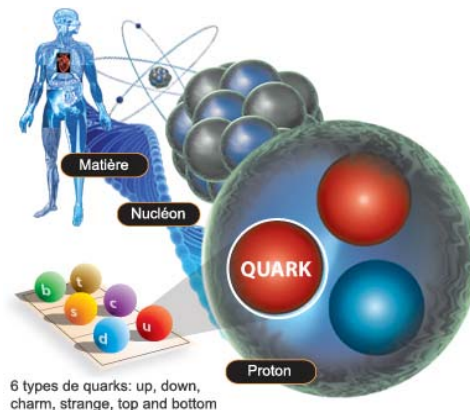


FIG. 1.1 - Vue schématique du confinement de la matière.

Les quarks ont la caractéristique inhabituelle d'avoir une charge électrique fractionnaire de $2e/3$ ou de $-e/3$ contrairement aux charges entières $-e$ de l'électron et $+e$ du proton. Par exemple, le proton est constitué de deux quarks u et d'un quark d . Les quarks portent un autre type de charge appelée charge de couleur, ce type de charge n'est pas électromagnétique. De la même façon que les particules électriquement chargées interagissent en échangeant des photons (le photon « transporte » l'interaction électromagnétique et permet la conservation de la charge : théorie de l'*ElectroDynamique Quantique (QED)*), les particules chargées de couleur échangent des gluons par interaction forte. En d'autres termes, cette force maintient unis les quarks pour former des hadrons. Les médiateurs de l'interaction forte sont les gluons. La principale différence entre l'interaction forte et l'interaction électromagnétique réside dans le fait que les gluons portent eux-mêmes une charge de couleur alors que les photons, quant à eux, n'ont pas de charge électrique. Les caractéristiques des interactions fondamentales sont reportées dans le tableau 1.1.

Aujourd'hui, notre vision de la structure du nucléon est toujours fondée sur cette théorie, et a été complétée expérimentalement par la découverte en 1995 à Fermilab du dernier des six quarks prédits : le quark top. Sa recherche avait commencé en 1977 lorsque les physiciens ont trouvé le cinquième quark : le quark bottom. Elle a pris beaucoup de temps car le quark top est beaucoup plus lourd que ce que l'on avait initialement prévu: il a donc fallu des accélérateurs de plus haute énergie pour le créer.

En attendant de pouvoir mettre en évidence une éventuelle structure des quarks, des expériences de diffusion lepton-nucléon (leptons : électrons, muons, taus, neutrinos) sont menées depuis les années 1970, afin de préciser comment les caractéristiques (comme l'impulsion ou le spin) du nucléon se répartissent entre les quarks et les gluons.

Force	Médiateur de l'interaction				Rayon d'action (cm)	Intensité $(\text{GeV}/c^2)^{-2}$
	nom, symbole	spin	charge	masse (GeV/c^2)		
Gravitationnelle : est à l'origine de l'attraction et du mouvement des corps massifs (système solaire).	graviton (G)	2	?	0	∞	$6,7 \cdot 10^{-39}$
Faible : est responsable de l'instabilité de nombreuses particules comme le neutron (radioactivité).	W^+	1	+1	80,41	$< 10^{-14}$	$1,17 \cdot 10^{-5}$
	W^-	1	-1			
	Z^0	1	0	91,2		
Electromagnétique : lie l'électron au noyau atomique.	photon (γ)	1	0	0	∞	$\approx 1/137$
Forte : assure la cohésion du noyau atomique en agissant sur les nucléons (proton et neutron) ainsi que sur les quarks qui les constituent.	gluons (g)	1	0	0	$\approx 10^{-14}$	≈ 1

Tableau 1.1 - Caractéristiques des interactions fondamentales.

Le tableau 1.2 récapitule les particules élémentaires les plus importantes et la figure 1.2 les familles de particules.

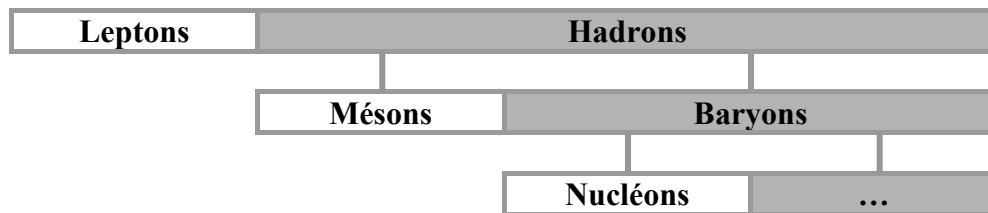
Fermions	Quarks	up down	charm strange	top bottom
	Leptons	électron neutrino électronique	muon neutrino muonique	tauon neutrino tauonique

Tableau 1.2 – Les particules élémentaires.

C'est en 1987 que l'expérience EMC (European Muon Collaboration) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) a mesuré que la contribution des quarks au spin total était une valeur proche de zéro alors que la théorie préconisait de l'ordre de 60%. Ce fut une grande surprise que l'on a qualifiée de « crise du spin » et c'est encore maintenant l'une des six publications expérimentales les plus citées en physique des particules. Ce résultat surprenant a ensuite été précisé par d'autres expériences comme SMC (Spin Muon Collaboration) au CERN de 1992 à 1996 et plusieurs expériences au SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) de 1992 à 1997 puis HERMES auprès de l'accélérateur DESY à Hambourg à partir de 1995. Aujourd'hui la contribution du spin des quarks du nucléon est établie à environ 30 % et reste encore bien en dessous des prédictions. Quelques mois après la présentation des résultats de l'expérience EMC, des recherches théoriques conduisirent toutefois à leur réinterprétation. Il s'est avéré finalement que ces expériences ne mesuraient en fait pas toute la contribution des spins des quarks : le résultat était réduit d'une quantité proportionnelle au spin des gluons. Il s'ensuit que si la contribution des gluons, ΔG , est importante, de l'ordre de 2, les mesures sont compatibles avec une contribution des quarks, ΔQ de 60 %, c'est à dire 0,3 au spin total du nucléon égal à $\frac{1}{2}$ avec une contribution du moment orbitale L négative. Pour les physiciens, toutes ces contributions s'expriment de la façon suivante :

$$\frac{1}{2} = \Delta Q + \Delta G + L \quad (1.1)$$

Ce fut le scénario attendu pour sortir de cette crise du spin. Ainsi pour le vérifier, plusieurs expériences se proposèrent de mesurer le taux d'alignement des spins des gluons (polarisation) avec le spin du nucléon et parmi elles, en 1997, la collaboration internationale COMPASS (COMmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) composée de 250 chercheurs.



Remarque : Tous les hadrons sont constitués de quarks, les mésons ont la particularité d'être composé de 2 quarks, dans les mésons on a des particules comme les pions, les kaons, les rho, les baryons sont composés de 3 quarks. Le nucléon est le terme générique pour désigner le neutron et le proton. Il existe d'autres types de Baryons qui contiennent des quarks plus lourds.

FIG. 1.2 - Les familles de particules

Opérationnel depuis 2002, le spectromètre COMPASS utilise un faisceau de muons (particules élémentaires de la famille des leptons insensible à l'interaction forte) polarisés d'énergie égale à 190 GeV (jusqu'à $2 \cdot 10^8$ muons par déversement) provenant de la ligne M2 de l'accélérateur SPS (pour *Super Proton Synchrotron*, figure 1.3) qui viennent frapper une cible polarisée de deutérium (noyau formé d'un neutron et d'un proton). L'outil théorique particulièrement adapté aux études menées et qui décrit avec une très grande précision les interactions qui se produisent entre particules chargées (muon-deutéron) est l'*ElectroDynamique Quantique*. Contrairement aux quarks, les gluons n'ont pas de charge électrique. L'étude de leur spin n'est donc pas possible en faisant interagir directement des faisceaux d'électrons ou de muons avec des gluons [1].

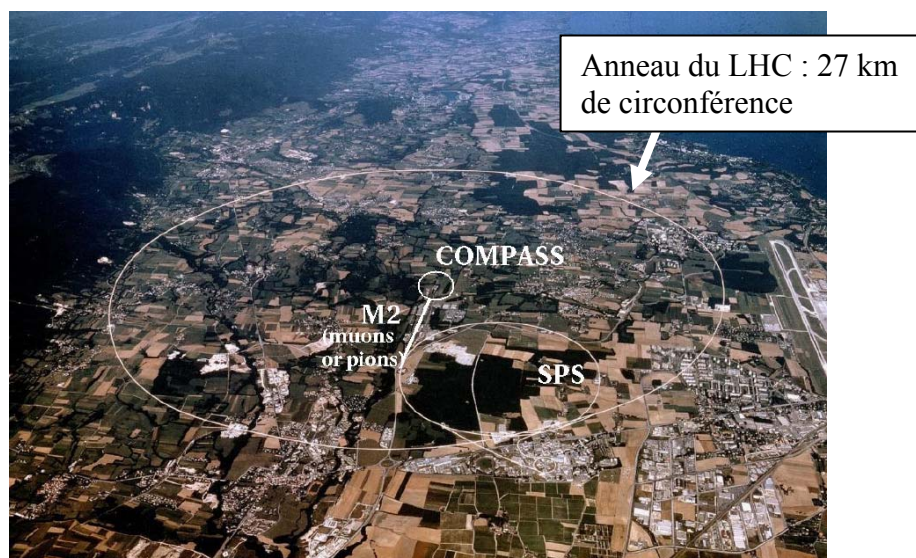
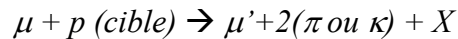


FIG. 1.3 - Situation géographique de l'accélérateur SPS au CERN pour le spectromètre COMPASS dans l'anneau du grand collisionneur de hadron (LHC).

Néanmoins, on peut avoir recours à une approche indirecte. Les muons interagissent avec les quarks et les gluons des nucléons de la cible par échange d'un photon virtuel. Ce photon est caractérisé par une grandeur Q^2 appelée virtualité, combinaison de son énergie et de son impulsion. Dans certain cas, assez rarement, ce photon interagit avec un gluon (figure 1.4) ce qui produit la création d'un quark et de son antiquark, son équivalent d'antimatière.

Ce processus est mis en évidence par la production d'une paire de hadrons (particules composés de quarks et donc de gluons) éjectées dans une autre direction de la quantité de mouvement du photon et avec une grande impulsion, ce qui nous permet de savoir que l'on a bien interagit avec un gluon. La réaction s'écrit :



où μ est un muon du faisceau, p est un proton de la cible, μ' est un muon diffusé qui correspond au muon incident dévié par interaction avec le nucléon de la cible, $2(\pi \text{ ou } \kappa)$ sont 2 hadrons et X sont des particules résiduelles. C'est de la diffusion profondément inélastique.

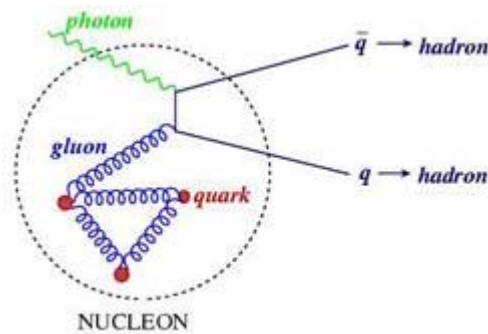


FIG. 1.4 - Processus d'interaction d'un muon avec les quarks et les gluons de la cible par échange d'un photon.

L'identification des particules est possible par reconstruction des trajectoires et des interactions des particules produites par la diffusion muon-nucléon. C'est le but du spectromètre COMPASS. La figure 1.5 présente une vue schématique des détecteurs sur une longueur de 50 m.

Il est décomposé en deux étages successifs caractérisé par deux aimants dipolaires, SM1 et SM2 correspondant à des domaines angulaires différents. Ces aimants dont le champ est vertical, servent à courber les trajectoires des particules chargées qui subissent la force de Lorentz, ce qui permet de déterminer leur impulsion. Le premier étage du spectromètre assure la détection des particules à grand angle et petite impulsion (jusqu'à 0.5 GeV/c). Il est construit autour de SM1 dont l'acceptance est de 180 mrad, et l'intégrale de champ 1 Tm. Le second étage est dédié à la reconstruction des particules de plus grande impulsion (à partir de 5 GeV/c). SM2 a une acceptation plus petite de 30 mrad et une plus forte intégrale de champ (4 Tm).

En avril 2005, la collaboration a présenté les résultats de la première prise de données. Ils suggèrent que la contribution du spin des gluons est faible. Depuis, des nouvelles mesures sont en cours avec un appareillage amélioré afin d'améliorer la précision de la mesure. Cependant les valeurs élevées de la contribution des gluons au spin ΔG égale à 2 sont désormais exclues. ΔG est faible, en tout cas plus petit que 1.

A plus long terme, les physiciens souhaitent mesurer la contribution orbitale des quarks et des gluons, L. Pour cela, il a été proposé d'étudier de nouvelles distributions : *les distributions de partons (quarks et gluons) généralisées ou GPD*. Expérimentalement, les GPD sont accessibles au moyen de réactions exclusives dites dures, c'est à dire procédant par l'intermédiaire d'un sous processus élémentaire au niveau des partons, calculable en théorie de QCD.

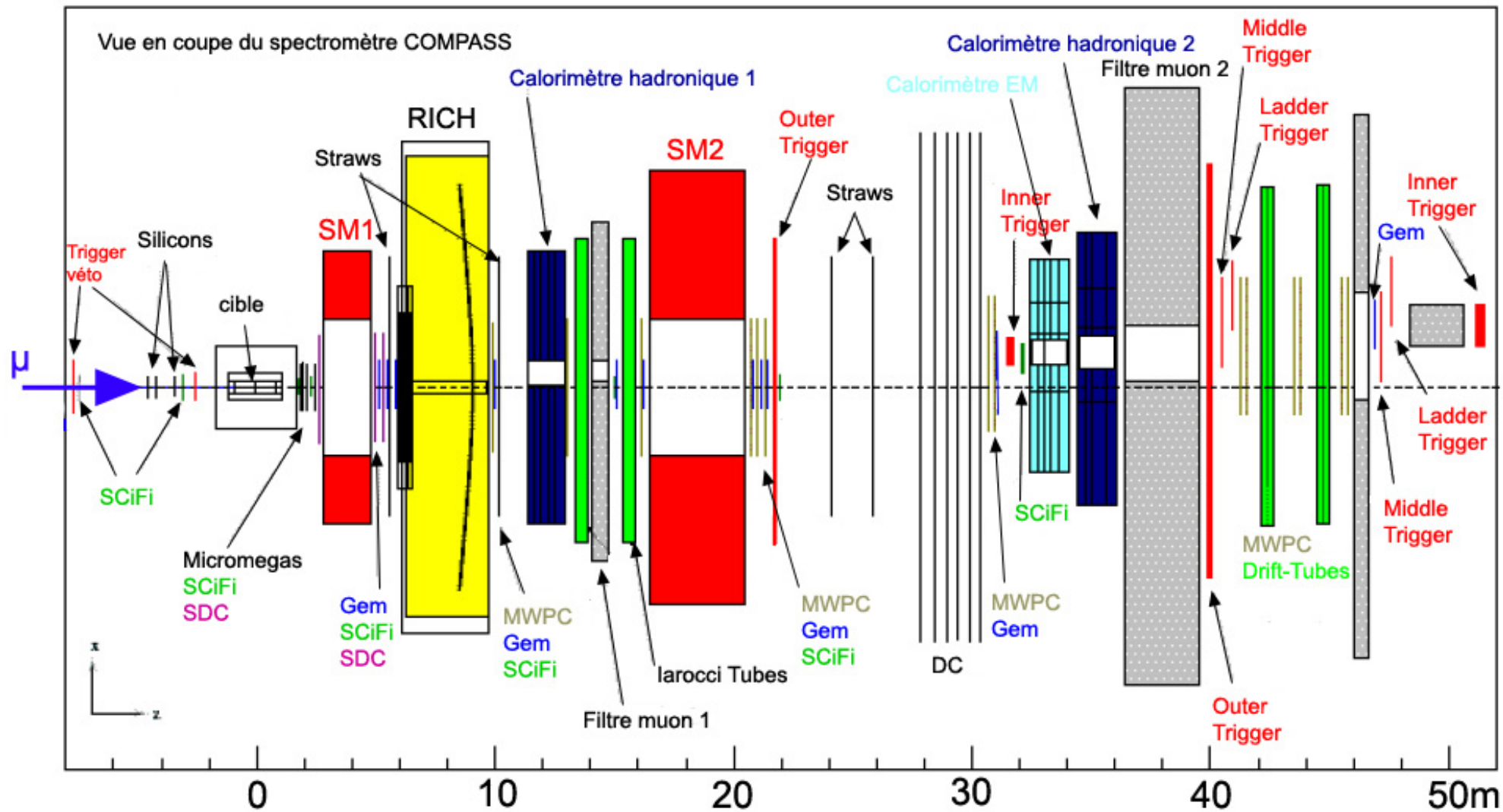
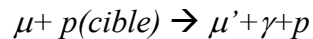


FIG. 1.5 - Vue schématique du spectromètre COMPASS [2].

La réaction la plus simple mais extrêmement rare est la diffusion Compton virtuelle en régime profondément inélastique (DVCS : *Deep Virtual Compton Scattering*, figure 1.6) :



où μ' désigne un muon diffusé émis vers l'avant et détecté par deux calorimètres hadroniques et des filtres à muons, γ est un photon émis aussi vers l'avant et détecté par un calorimètre électromagnétique et p est un proton de recul émis à l'arrière (grand angle : $\theta > 30^\circ$) et à petite énergie ($\vec{p} < 1 \text{ GeV}/c$) qui n'est pas détecté par le spectromètre actuel COMPASS.

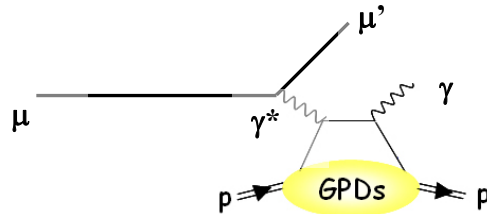


FIG. 1.6 - Processus d'interactions DVCS [3].

Ce nouveau formalisme est en plein essor avec notamment les expériences H1, HERMES et ZEUS à Jefferson Lab (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) dont les résultats sont prometteurs. Il est important de rappeler que les énergies des faisceaux disponibles à Jefferson Lab et à COMPASS sont très différentes mais complémentaires pour leurs domaines cinématiques explorés.

Pour COMPASS, l'étude des GPD nécessite la construction d'un nouveau détecteur de proton de recul. Un prototype de ce détecteur (muREX : muons Réactions EXclusives) doit donc être construit dans le cadre d'un programme européen (collaboration avec des équipes de Bonn, Mayence, Saclay, Varsovie) de physique hadronique du 6^{ième} PCRD (I3HP/ JRA5 GPD). C'est sur ce prototype que j'ai travaillé en situation d'ingénieur. Il doit permettre d'évaluer les techniques de détection de protons d'impulsion 250-750 MeV/c de résolution entre 2 et 10% qui correspond à une résolution en temps de l'ordre de 200 ps. La méthode employée est une mesure de temps de vol entre deux lattes de scintillateurs plastiques.

1.2 L'expérience muREX :

Le principe de détection des protons émis à grand angle et ayant une petite quantité de mouvement est basée sur la corrélation entre leur temps de vol entre deux lattes de scintillateurs et leur énergie déposée. Les valeurs des impulsions des protons que l'on souhaite mesurer se situent entre 250 MeV/c et 750 MeV/c. Ainsi, les épaisseurs des scintillateurs ont été choisies de telle sorte que les protons doivent être arrêtés le moins possible par le premier scintillateur (tout en restant dans des valeurs raisonnable de dépôts d'énergie de l'ordre de 10 MeV) mais dont une grande majorité sont arrêtés dans le dernier.

Le détecteur final est formé de deux tonneaux coaxiaux de 24 scintillateurs. La distance entre ces tonneaux doit être de l'ordre de 85 cm afin d'obtenir des temps de parcours des particules mesurables et de l'ordre de 3 ns. C'est la rareté du DVCS qui a défini la géométrie du détecteur. Ainsi pour augmenter la probabilité d'interaction des muons en DVCS une cible de grande longueur (2,5 m) a été choisie. La longueur des scintillateurs a donc été dimensionnée en fonction de la longueur de cette cible et de l'angle minimum auquel on veut détecter les protons égal à 30° . Les scintillateurs les plus éloignés de la cible auront pour longueur 4 m. Ce détecteur final est représenté dans son environnement dans la figure 1.7.

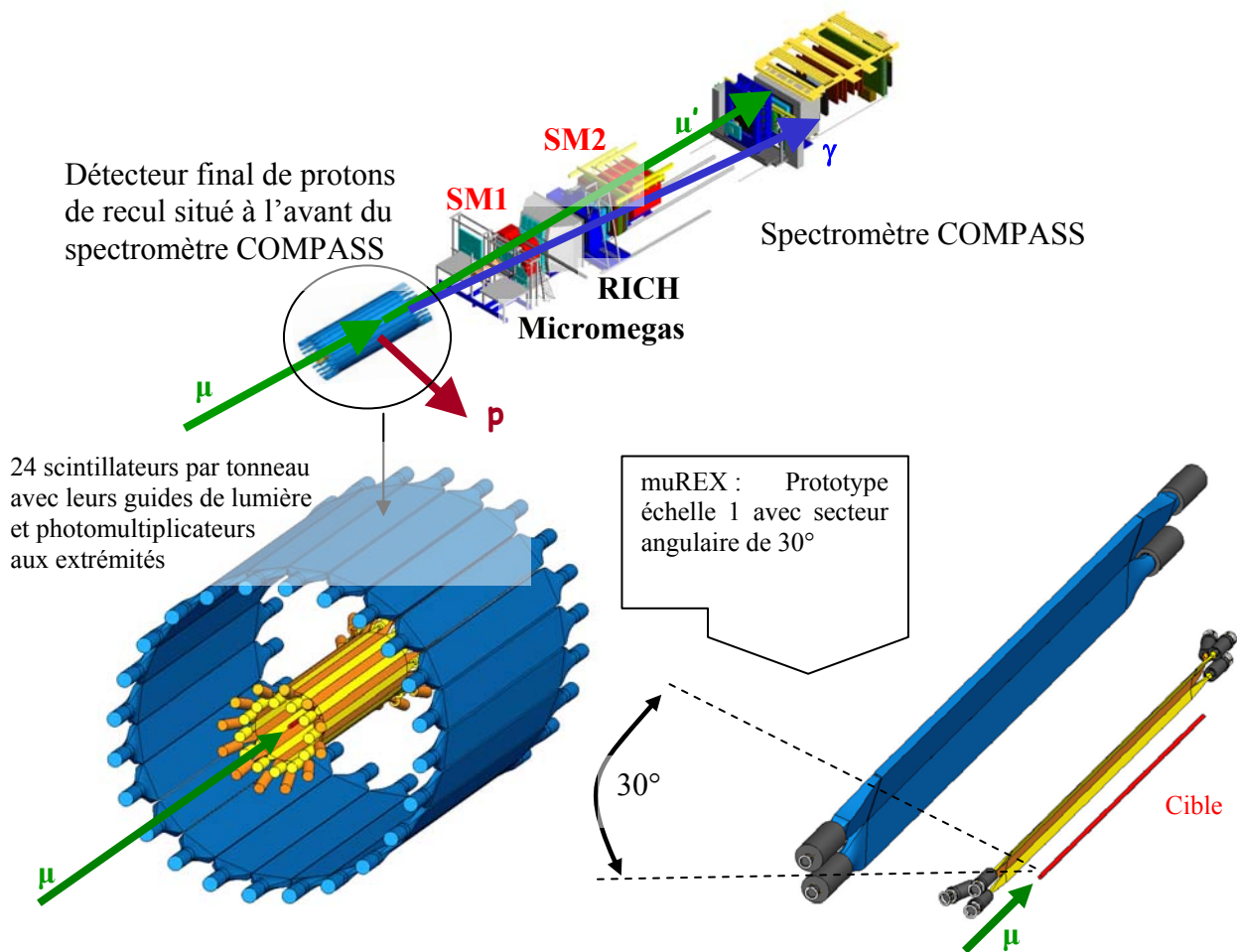


FIG. 1.7 - Du détecteur de recul final au prototype muREX

Le prototype muREX construit à l'été 2006 couvre un angle azimutal de 30°. Ce prototype servira à valider le principe des détections des protons dans le même environnement. Le principe de détection est le suivant. Des photons sont produits par l'interaction d'une particule avec le milieu du scintillateur. Ils sont ensuite conduits par des guides de lumière puis convertis en signal électrique par des photomultiplicateurs (PMT). Il ne reste plus qu'à acquérir ces signaux électriques et les analyser. Cet ensemble scintillateur-guide-PMT fait partie de la famille des détecteurs à scintillations qui seront présentés plus en détails dans le chapitre 3.

1.3 Présentation du travail :

L'étude du prototype muREX s'est faite au CERN, en condition réelle, c'est à dire par le bombardement sur une cible en CH₂ (polyéthylène) d'un faisceau de muons, accompagné d'un halo très important. Le faisceau est un faisceau tertiaire. Les muons proviennent de particules secondaires, des pions, créés par collision de protons sur une cible puis par leurs désintégrations. La production des différentes particules n'est pas discrète et toutes les énergies sont peuplées. Comme la ligne de faisceau sélectionne plus ou moins bien les muons que l'on veut (de 150 à 170 GeV), les autres muons sortent du tube faisceau à un moment ou à un autre. Ainsi, comme ils interagissent peu dans la matière on peut les retrouver à plusieurs mètres du faisceau, c'est pourquoi il existe un halo autour de ligne faisceau principale.

Les résolutions attendues demandent une optimisation de tous les éléments de la chaîne de détection, ce qui a été mon principal travail de mise en situation d'ingénieur. J'ai aussi contribué à l'organisation du projet tant au niveau de la gestion des ressources humaines qu'au suivi de réalisation des différentes phases du projet.

C'est au sein du SEDI (Service d'Electronique, des Détecteurs et de l'Informatique) sous la responsabilité du Service de Physique Nucléaire (SPhN) du Commissariat à l'énergie Atomique (CEA) de Saclay que j'ai travaillé en tant que chef de projet pendant près de deux ans.

L'organisation de ce mémoire correspond à l'évolution de l'expérience muREX au cours du temps. Avant de présenter chronologiquement les différentes phases du projet, nous commencerons par deux chapitres théoriques. Le chapitre 2 sera consacré à définir certaines notions de physique des particules afin de bien comprendre les phénomènes mis en jeu. Nous définirons l'impulsion d'une particule qui est le paramètre physique le plus significatif de l'état du mouvement ainsi que l'interaction d'une particule chargée lors du passage dans la matière.

Le chapitre 3 énoncera le principe de la détection des particules avec notamment la description un à un des éléments constitutifs d'un détecteur à scintillation (scintillateur, guide de lumière et photomultiplicateur). C'est dans ce chapitre que sera détaillé le principe de la mesure du temps de vol d'une particule entre deux lattes de scintillateurs. Aussi, il sera démontré que la valeur annoncée en résolution temporelle égale à 200 ps sur la mesure du temps de vol correspond à une résolution sur l'impulsion du proton nécessaire à son identification parmi d'autres particules émises.

Le chapitre 4 correspond au dimensionnement des éléments constitutifs du prototype muREX. Les quatre premiers sous chapitres démontrent les choix dans les épaisseurs des scintillateurs, de l'habillage, des formes des guides de lumière ainsi que du type de PMT utilisés. Ces choix viennent des résultats obtenus par simulations ou expérimentations. Le choix de l'interface entre le PMT et le guide de lumière ainsi que le dimensionnement d'un laser a été définie en conclusion des résultats du banc de tests CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) mise en place à Saclay. Nous avons réalisé un banc de tests qui permet de comparer le rendement lumineux d'un compteur à scintillation pour différentes interfaces. L'acquisition utilisée est de type CAMDA (Critical Assessment of Microarray Data Analysis). A ce stade, le choix de tous les éléments qui vont constituer le prototype sont faits. Il faut maintenant caractériser ces éléments afin de connaître leur poids dans la résolution totale d'un compteur et de les optimiser. Cependant avant la caractérisation des guides de lumière, il faut fabriquer ceux destinés aux scintillateurs de la couronne interne. Tous les autres éléments seront fabriqués par des sociétés extérieures.

Ainsi, c'est avec la procédure de fabrication et le suivi de réalisation de ces guides que le chapitre 5 débutera. Ensuite, chaque type des guides de lumières seront caractérisés en rendement lumineux et en résolution temporelle. La mesure de la résolution temporelle des guides de lumière est obtenue par comparaison des distributions de la différence des temps des signaux issue du détecteur avec guide de lumière et d'un détecteur de référence et la différence des temps des signaux issue du même détecteur mais sans guide de lumière et du détecteur de référence. Les compteurs peuvent être maintenant assemblés (collage des guides sur les scintillateurs, habillages). Seule la mesure des gains des compteurs sera réalisée en muons cosmiques afin de connaître leur point de fonctionnement. C'est sur cette partie que le chapitre 5 se clôturera.

Le chapitre 6 est consacré aux tests du prototype de détecteurs de protons de recul muREX au CERN organisé en deux phases. La première est la phase d'étalonnage (détecteur perpendiculaire au faisceau) qui permettra de définir les offsets en temps dépendants de l'environnement (câbles, électronique, temps de transit des PMT) ainsi que la vitesse effective de la lumière dans les scintillateurs et les longueurs d'atténuation. Tous ces paramètres doivent être connus avec grande précision afin d'optimiser la résolution sur le temps de vol. La seconde est la phase dite « physique » avec la mise en place de la cible sur l'axe du faisceau de muons. C'est dans cette phase que l'on procède à l'identification des protons de la cible par les mesures de temps de vol et de pertes d'énergie. L'acquisition est réalisée par des cartes Matabacq qui réalisent la numérisation des signaux analogiques provenant des photomultiplicateurs sur une dynamique de 12 bits à une fréquence de 1 GHz.

On peut ainsi déterminer par programme informatique tous les points caractéristiques des signaux bruts comme le temps de passage au seuil, l'amplitude maximale et la charge. Cette acquisition est réalisée sous Labview et le traitement des données sous ROOT.

Le dernier chapitre présentera la caractérisation en résolution temporelle des trois types de photomultiplicateurs utilisés dans l'expérience ainsi que l'influence du type d'habillage (film réfléchissant ou film aluminium) sur la résolution temporelle et la longueur d'atténuation des compteurs de retour du CERN. Les premiers tests seront réalisés à l'aide du banc LED existant au sein de SEDI et modifié en fonction de nos besoins. La méthode employée pour déterminer la résolution temporelle intrinsèque d'un compteur en différents points est celle de Giles *et al.* Enfin une conclusion sera donnée dans le dernier chapitre de ce manuscrit ainsi que les perspectives nouvelles pouvant résulter de ce travail.

2 Connaissances générales en physique des particules:

2.1 Le spin :

Le spin d'une particule est son moment angulaire intrinsèque que l'on peut se représenter comme la quantité de rotation intrinsèque (rotation sur elle-même). Le spin est une propriété quantique, il ne peut prendre que des valeurs entières ou demi-entières. Une particule de spin demi-entier est un fermion, une particule de spin entier est un boson. Celui du nucléon (proton ou neutron), qui vaut $\frac{1}{2}$, résulte des contributions des spins des quarks ΔQ , des spins des gluons ΔG et du moment orbital L (en plus de leur spin les quarks peuvent tourner à l'intérieur du nucléon).

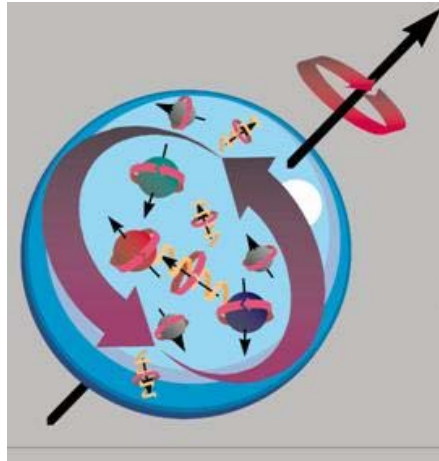


FIG. 2.1 - Une tentative de visualisation des spins du nucléon et des ses composants : Les spins des quarks, des gluons échangés entre les quarks, ainsi que du moment orbital doivent se combiner pour aboutir à la valeur du spin du nucléon : $\frac{1}{2}$.

2.2 L'impulsion :

En mécanique relativiste, c'est à dire proche des vitesses de la lumière, la relation fondamentale de la dynamique demeure. Elle exprime la variation de la quantité de mouvement d'un système égale à la somme des forces extérieures s'exerçant sur le système :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum \vec{F}_{\text{ext}} \quad (2.1)$$

Cette relation est évidemment fondamentale : c'est elle qui permet d'étudier le mouvement d'un solide sans avoir besoin de connaître les forces de liaison interatomique.

Entre autres, la quantité de mouvement p d'une masse ponctuelle exprimé en électronvolt divisé par la vitesse de la lumière, eV/c , qui est appelé aussi impulsion s'écrit (p est une grandeur vectorielle orientée dans le même sens que v) :

$$\vec{p} = \gamma m \vec{v} \quad (2.2)$$

avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et $\beta = \frac{v}{c}$, où γ désigne un facteur relativiste ou facteur de Lorentz, c est la vitesse de la lumière et v la vitesse de la particule .

Lorsque v tend vers c , le terme γ tend vers l'infini (figure 2.2) ainsi que la quantité de mouvement (figure 2.3).

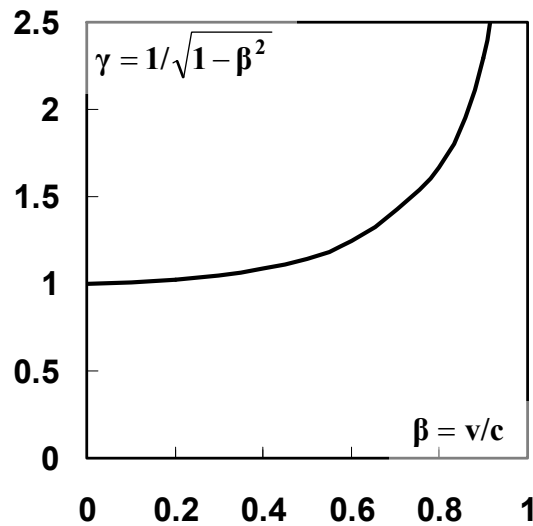


FIG. 2.2 - Représentation de γ en fonction de β .

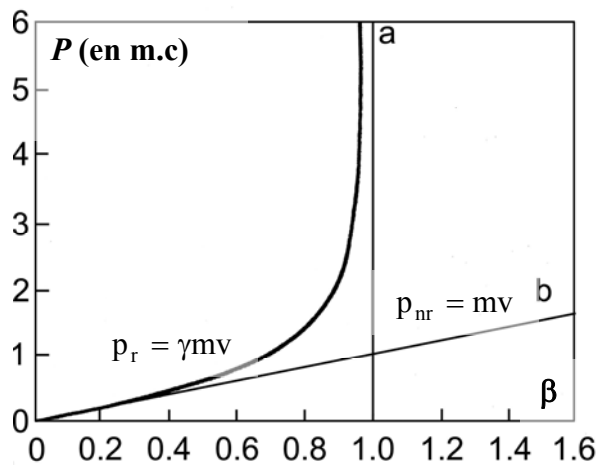


FIG. 2.3 - Variation de p en fonction de β .

a : En mécanique non relativiste (classique)

b : En mécanique relativiste

Rappelons qu'un électronvolt correspond à l'énergie d'un électron accéléré sous une différence de potentielle de un volt, soit $1,6 \cdot 10^{-19}$ J. Les quantités de mouvement que l'on peut communiquer aux particules chargées s'échelonnent pour l'instant d'une façon continue de 0 à 1000 GeV/c.

L'action d'une force accélératrice sur une particule relativiste ne modifie pratiquement plus sa vitesse, mais augmente son impulsion, qui devient ainsi le paramètre physique le plus significatif de l'état du mouvement.

L'impulsion d'un système fait partie, avec l'énergie, des valeurs qui se conservent lors des interactions entre éléments du système. Un cas particulier important : si l'on imagine le choc de deux objets (ou particules) pour lequel les forces extérieures (au système constitué de ces 2 objets) est nulle (ou négligeable) alors la quantité de mouvement totale se conserve : elle est la même après le choc qu'avant le choc, et ce en dépit des interactions qui ont eu lieu pendant le choc.

2.3 L'énergie :

Lorsqu'une particule est soumise à des forces sa quantité de mouvement et son énergie varient. En utilisant la relation fondamentale de la dynamique (2.1) appliqué à la mécanique relativiste (2.2). L'énergie cinétique de la particule s'écrit :

$$E_c = (\gamma - 1)mc^2 \quad (2.3)$$

Par approximation aux faibles vitesses $v \ll c$ cette relation s'écrit :

$$E_c = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - 1\right)mc^2 \approx \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.4)$$

Ainsi, la mécanique relativiste englobe la mécanique newtonienne, qui apparaît comme une approximation mathématique valable.

L'équation 2.3 montre l'équivalence mathématique de dimension entre l'énergie et mc^2 . Ce fut l'idée d'Einstein de dire que cette équivalence recouvrait une propriété physique importante et que la quantité de matière : la masse, pouvait, dans certaines conditions expérimentales, se transformer tout ou partiellement en énergie.

L'énergie totale d'un corps est la somme de son énergie cinétique et de son énergie de masse :

$$E = E_c + mc^2 \quad (2.5)$$

D'après l'expression 2.3, E peut s'écrire :

$$E = \gamma mc^2 \quad (2.6)$$

On utilisera beaucoup dans ce rapport, la relation entre l'énergie, E, et la quantité de mouvement, p par l'expression de l'énergie totale d'un corps obtenu par combinaison des équations 2.2 et 2.6 :

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (2.7)$$

C'est l'expression pratique de l'énergie en mécanique relativiste, car en général dans une expérience, les quantités de mouvement sont plus facilement mesurables que les vitesses. En effet, les trajectoires des particules chargées sont modifiées par les champs électriques et magnétiques.

- L'action d'un champ électrique sur une particule chargée peut être définie par la relation fondamentale de la dynamique.
- L'action d'un champ magnétique engendre sur la particule chargée une force dont le vecteur force est toujours perpendiculaire au vecteur-vitesse, et ceci à tout instant. On démontre alors que la relation : $p = qRB$ établie en mécanique non relativiste conserve la même forme en mécanique relativiste (mais avec $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$).

Si l'on veut calculer la vitesse d'une particule, il est pratique de combiner les équations 2.2 et 2.6 et d'utiliser l'expression :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{pc}{E} \quad (2.8)$$

Les masses peuvent être exprimées en électronvolts divisé par le carré de la vitesse de la lumière, eV/c^2 , soit : $\frac{1 \text{ eV}}{c^2} = 1.783 \times 10^{-36} \text{ kg}$.

Pour donner quelques ordres de grandeurs, le tableau 2.1 donne la masse de particules en MeV/c² :

Type de particule	Masse (MeV/c ²)
Electron, e ⁻	0,511
Pion neutre, π ⁰	134,98
Pion chargé positivement, π ⁺	139,57
Muon, μ ⁺ ou μ ⁻	105,6
Proton, p	938,27
Neutron, n	939,57

Tableau 2.1 - Exemple de masse de différentes particules en MeV/c².

2.4 Le passage d'une particule dans la matière :

2.4.1 Exemple de particules chargées : les muons cosmiques

Le muon fut découvert, en 1936, dans les rayons cosmiques, terme qui désigne toutes les particules venues de l'espace qui bombardent en permanence la terre par Anderson et son étudiant en thèse Neddermeyer. Les rayons cosmiques sont un flux permanent de particules chargées, pour la plupart relativistes, en provenance du milieu interstellaire. Ce flux est de l'ordre de 1 particule.min⁻¹/cm² au niveau du sol. Les particules qui rentrent dans l'atmosphère sont surtout des protons (85%), des noyaux d'hélium (14%) et des électrons (1%).

Leur énergie est typiquement de 1 GeV. Les nucléons du rayonnement cosmique, stables, viennent percuter les noyaux de gaz présent dans l'atmosphère. Lors de ces chocs, les quarks des nucléons projectiles et des noyaux cibles se réarrangent pour former de nouveaux hadrons (particules formés de quarks). Parmi ces hadrons, ceux qui nous intéressent sont les nucléons (puisque'ils peuvent interagir à nouveau avec d'autres noyaux), les pions et les kaons, qui sont des mésons (hadrons formés de deux quarks) dont les variétés chargées donnent des muons et des anti-neutrinos muons en se désintégrant : $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Les pions ont une durée de vie très faible, typiquement de l'ordre de la nanoseconde. Ils ne traversent pas l'atmosphère contrairement aux muons et aux neutrinos. Les muons sont les particules chargées les plus nombreuses à l'altitude de la mer. En effet, comme toutes les particules chargées, les muons perdent de l'énergie par ionisation mais en dehors de cette ionisation, ils interagissent très peu avec la matière. Ils peuvent ainsi voyager sur des très grandes distances et atteindre le sol. Les muons perdent de l'énergie à un taux quasi-constant de 2 MeV/g.cm². Comme la densité atmosphérique est d'environ 1000 g.cm⁻², les muons perdent 2 GeV par ionisation avant d'atteindre le sol. L'énergie moyenne des muons au niveau de la mer est de 4 GeV. Pour les neutrinos, l'interaction est si faible que la plupart traversent la terre et peuvent donc être détecté directement mais seulement par des processus d'interactions secondaires. Les principaux paramètres du muon sont résumés dans le tableau 2.2 :

Charge : +e ou -e
Masse : 105.66 MeV/c ²
Durée de vie : 2.197 μs
Pas sensibles à l'interaction forte
Désintégrations : $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$

Tableau 2.2 - Principaux paramètres du muon cosmique.

La mesure de la durée de vie des muons confirme la théorie de la relativité restreinte. Ainsi, un événement qui est vécu en $2 \mu\text{s}$ par le muon est vécu en $60 \mu\text{s}$ pour un observateur terrestre. Comme le muon va presque à la vitesse de la lumière, ça lui laisse de temps de parcourir 20 km. C'est pourquoi on peut observer des muons cosmiques au niveau du sol même si beaucoup d'entre eux se désintègrent avant. Du point de vue du muon, c'est la distance qu'il parcourt qui se contracte. La détection et l'étude des rayons cosmiques sont un moyen essentiel pour la compréhension des mécanismes astrophysiques qui œuvrent dans l'univers. Plus particulièrement, les muons qui sont des particules chargées, sont très utilisés pour tester et calibrer de nombreux détecteurs de particules.

2.4.2 Section efficace :

Une section efficace est une grandeur physique correspondant à la probabilité d'interaction d'une particule pour une réaction donnée de la physique nucléaire ou de la physique des particules. L'unité de section efficace est une unité de surface, et s'appelle le barn (b) : $1b = 10^{-28} \text{ m}^2$. C'est un paramètre nécessaire pour interpréter les résultats des expériences de diffusion car elle traduit la probabilité d'interaction pour un processus donné. Considérons un flux de particules (F) dirigé sur une particule cible, si $\partial\Omega$ est un petit angle solide et si ∂N est le nombre moyen de particules diffusées dans $\partial\Omega$ par unité de temps alors la section efficace différentielle est définie comme :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \times \frac{\partial N}{\partial\Omega} \quad (2.9)$$

Elle est fonction de l'énergie et de l'angle solide. Si l'on se place du point de vue d'une particule quantique seule, la section efficace différentielle représente le rapport du courant de probabilité diffusé dans l'angle solide $\partial\Omega$ par le courant de probabilité incident par unité de surface. En intégrant cette section efficace différentielle à une énergie donnée pour tous les angles solides on peut définir la section efficace totale :

$$\sigma(E) = \int \partial\Omega \times \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \quad (2.10)$$

La section efficace contient la physique de l'interaction, et peut donc dépendre de l'énergie du faisceau, des types de particules incidentes et de cible, des spins, etc.

2.4.3 Densité surfacique :

Cette grandeur permet de quantifier la concentration des centres d'interaction et permet de normaliser des matériaux de densités massiques différentes.

Densité surfacique = $\rho * l$ où ρ désignent la densité massique et l l'épaisseur de l'échantillon.

2.4.4 Formule de Bethe-Bloch :

Le passage de particules chargées, telles que les muons, au travers d'un échantillon de matière est le plus souvent accompagné d'un dépôt d'énergie par ionisation dans le matériau et d'un changement de trajectoire des particules incidentes. Ces effets sont dus en majorité aux collisions inélastiques avec les électrons entourant les noyaux du matériau et aux diffusions élastiques sur les noyaux. D'autres processus peuvent néanmoins avoir lieu tels que le bremsstrahlung, les réactions nucléaires ou l'émission de rayonnement Cerenkov mais leurs contributions sont faibles par rapport aux collisions atomiques et ne seront donc pas traités ici.

La quantification de la perte d'énergie moyenne par unité de longueur due aux collisions avec les électrons a été résolue d'abord avec un raisonnement classique par Bohr puis grâce à la mécanique quantique par Bethe et Bloch [4] (équation 2.11 et figure 2.4) :

$$-\frac{\partial E}{\partial x} = 2\pi N_a r_e^2 m_e^2 c^2 \rho \frac{Z}{A} \times \frac{z^2}{\beta^2} \times \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.11)$$

avec $2\pi N_a r_e^2 m_e^2 c^2$ est égale à $0,1535 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ et où ρ désigne la densité du matériau absorbant, r_e est le rayon classique de l'électron et est égale à $2,817 \cdot 10^{-13} \text{ m}$, m_e est la masse de l'électron et N_a est le nombre d'Avogadro. I correspond au potentiel moyen d'excitation et est proche de $16Z^{0,9} \text{ eV}$ pour numéro atomique de l'absorbant Z égal à 1, A désigne la masse atomique de l'absorbant, z est la charge des particules incidentes, en multiples de la charge élémentaire e , β est la vitesse relative des particules incidentes (cf. équation 2.2), δ est une correction de la densité et C est une correction de couche électronique. Ces deux paramètres de correction sont importants aux basses et hautes énergies. W_{\max} désigne le transfert d'énergie maximum possible lors d'une collision et la cinématique donne :

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \approx 2m_e c^2 \eta^2 \quad (2.12)$$

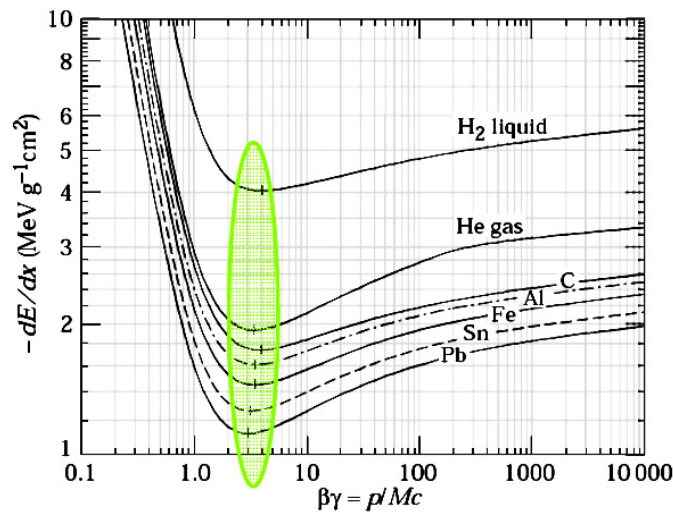


FIG. 2.4 - Variation de la perte d'énergie par unité de longueur dans la matière en fonction de $\beta\gamma$ (formule de Bethe et Bloch) [5].

Le minimum d'ionisation (en vert), qui correspond à la perte d'énergie minimale, est compris entre 1 (éléments lourds) et $4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ (éléments légers). Ainsi, une particule au minimum d'ionisation va déposer en moyenne $2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ de son énergie initiale.

2.4.5 La distribution statistique des pertes d'énergie dans les absorbants minces : théorie de Landau :

Pour les absorbants minces, de l'ordre du centimètre, les calculs théoriques décrivant la distribution statistique des dépôts d'énergie ont été réalisés par Landau, Symon et Vavilov [6-7], sur un domaine de validité différent pour chacun d'entre eux.

Le paramètre qui permet de distinguer les différents domaines est le rapport entre la perte d'énergie moyenne $\bar{\Delta}$ calculée par la formule de Bethe et Bloch (défini dans le paragraphe précédent) en négligeant le terme logarithmique et la valeur maximale d'énergie W_{\max} transférée lors d'une collision.

$$\kappa = \frac{\bar{\Delta}}{W_{\max}} \quad (2.13)$$

où $\bar{\Delta} \approx \xi = 2\pi N_A r^2 e m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} x$

La région des $\kappa < 1$ correspond au cas des absorbeurs minces bien que pour $\kappa > 1$ on ait déjà une approximation limite satisfaisante. La théorie de Landau est valable pour $\kappa \leq 0.01$, il part des postulats suivant pour construire sa distribution. Le transfert maximum d'énergie possible tend vers l'infini, donc $\kappa \rightarrow 0$, les électrons du milieu sont considérés comme étant libre et la particule maintient constante sa vitesse lors de sa traversée du milieu.

L'expression analytique de cette distribution est donnée par :

$$L(x) = e^{-\frac{1}{2}(x+e^{-x})} \quad (2.14)$$

Où x désigne l'épaisseur de l'absorbeur.

Elle est caractérisé par un paramètre typique : la valeur la plus probable (MPV pour Most Probable Value). Comme tous les autres types de distribution, sa largeur à mi-hauteur (FWHM ou Full Width at Half Maximum) est aussi une caractéristique importante.

On trouvera en figure 2.5 le spectre de la perte d'énergie de particules chargées (muons) en provenance d'un scintillateur mince ajusté avec une Landau grâce à ROOT. On observe la dissymétrie de la distribution (queue à haute énergie) qui va donc présenter une valeur moyenne classique différente (Mean) de la valeur la plus probable (MPV).

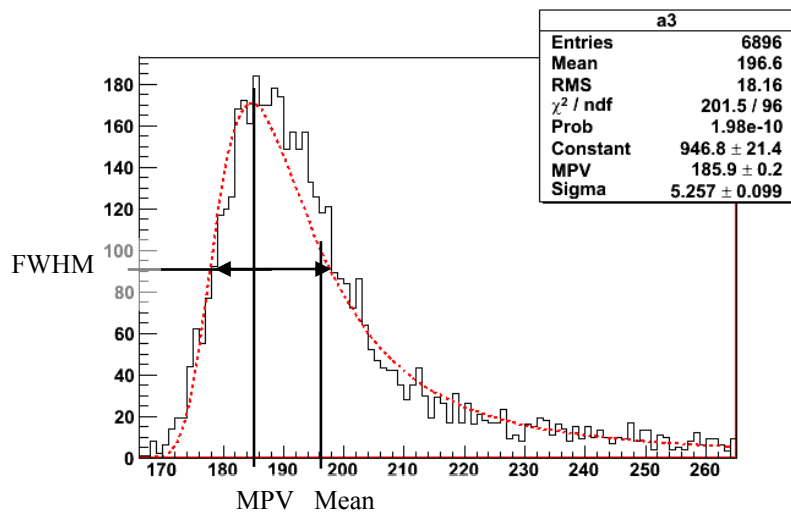


FIG. 2.5 - Histogramme de la perte d'énergie de particules chargées et l'ajustement (Fit en Anglais) par une fonction de Landau.

Dans le cas des absorbeurs épais, le nombre de collisions est suffisamment élevé pour avoir une distribution gaussienne de la perte d'énergie. Un petit rappel de cette distribution sera fait au chapitre 4.1.1.2.

3 Principe de détection :

3.1 Le scintillateur:

Certains milieux transparents se désexcitent par émission de photons (dans l'ultra-violet) après avoir été excité par une particule chargée, ce phénomène est appelé fluorescence. Cette désexcitation est de l'ordre de la nanoseconde. Si ce temps est long, entre quelques microsecondes et plusieurs heures, on parle alors de phosphorescence. L'évolution temporelle du signal lumineux est :

$$N = \frac{N_0}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (3.1)$$

Où N est le nombre de photons émis au temps t , N_0 désigne le nombre total de photons émis et τ_d est la constante de désintégration. Ces photons peuvent être détectés par un dispositif photosensible, si le milieu est transparent dans le domaine de longueur d'onde correspondant au moins à certains de ces photons. Les milieux qui satisfont à cette condition de transparence sont les scintillateurs organiques (plastique, liquide, gaz) ou inorganiques (cristal). Tous les scintillateurs utilisés dans nos tests seront des scintillateurs plastiques de type BICRON-408.

Les scintillateurs plastiques sont formés de polyvinyltoluène (PVT) comme solvant plastique dans laquelle on introduit deux solutés de molécules scintillantes [8]. Le premier soluté sert à faire la scintillation, comme par exemple le p-therphényl avec une concentration d'environ 10 g/l, et le second est ajouté en très faible quantité (quelques pourcents du premier soluté) pour ses propriétés de décalage de la bande d'émission vers les plus grandes longueurs d'onde. C'est ce dernier soluté qui va être excité par les rayons ultra-violet du p-therphényl (le phénomène de fluorescence) et se désexcitent en émettant de la lumière bleue, d'où l'aspect bleuté du scintillateur. Il augmente le décalage entre la bande d'émission et la bande d'absorption du solvant plastique. Il faut que ces deux bandes soient décalées afin que les photons émis ne soient pas réabsorbés dans le matériau. Ceci permet un accroissement de l'efficacité de luminescence et un accord des longueurs d'onde d'émission avec la fenêtre de sensibilité spectrale de la photocathode du photomultiplicateur [9].

Les paramètres d'intérêt du scintillateur sont les suivants :

- L'efficacité de scintillation : c'est la quantité d'énergie nécessaire pour créer un photon de scintillation. Pour les scintillateurs plastiques, elle est de l'ordre de 100 eV. Il faut optimiser la collection de la lumière afin de diminuer les pertes pour améliorer la résolution en temps.
- Le spectre d'émission : il doit être centré sur la fenêtre spectrale de transmission du guide de lumière, et surtout sur la sensibilité spectrale du photomultiplicateur. La longueur d'onde pour l'émission maximale de ce scintillateur est de 420 nm, comme le montre la figure 3.1.
- Le temps de décroissance de la scintillation ou constante de désintégration τ_d : c'est le temps après lequel l'intensité lumineuse de l'impulsion est réduite par un facteur 1/e. Pour avoir une bonne résolution en temps, il faut que ce temps de décroissance soit le plus petit possible. Il est de 1,4 ns pour le BC-408.
- La longueur d'atténuation : elle correspond à la distance au bout de laquelle le signal est réduit d'un facteur 1/e. On cherche à maximiser cette longueur afin d'avoir le moins d'atténuation possible. Elle est de 380 cm pour un scintillateur de grandes longueurs d'après le fabricant BICRON [8].

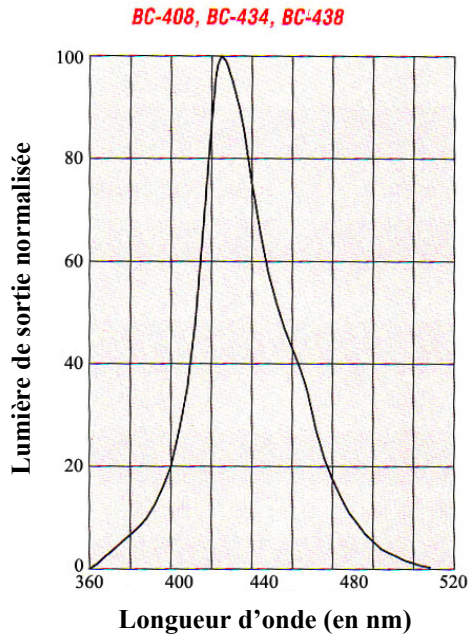


FIG. 3.1 - Spectre d'émission d'un scintillateur plastique BC-408 [8].

Remarque : tous les photons émis ne parviennent pas aux extrémités des scintillateurs. Les photons émis à grande incidence par rapport aux parois parviennent aux extrémités quasiment sans réflexion tandis que les photons émis à petite incidence subissent de nombreuses réflexions sur les parois. Or chaque réflexion augmente la perte de photons si la réflexion n'est pas totale. D'après la loi de Snell-Descartes, l'angle critique, θ_c , est donné par :

$$\theta_c = \arcsin (n_2 / n_1) \quad (3.2)$$

où $n_1 = 1,8$ est l'indice de réfraction du scintillateur, et $n_2 = 1$ est celui de l'air. L'angle critique est égal à $39,3^\circ$ dans le cas qui nous concerne. Seuls les photons émis avec une incidence supérieure à cet angle subissent une réflexion totale et sont ainsi « canalisés » vers les extrémités. La figure 3.2 résume les différents cas d'émission des photons au passage d'une particule chargée.

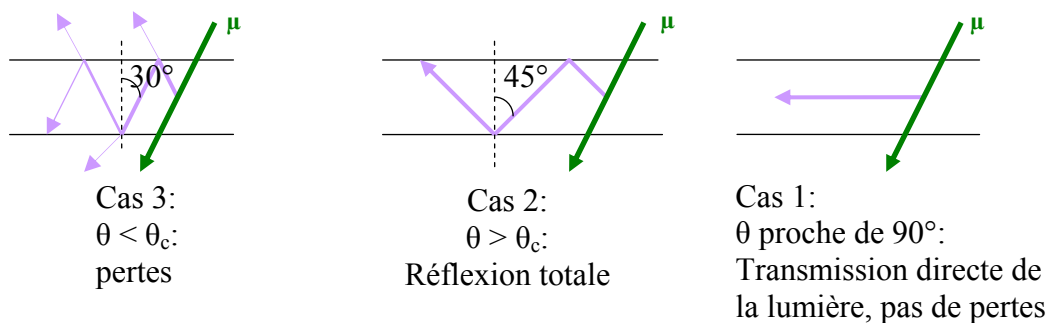


FIG. 3.2 - Cas possibles pour la transmission du signal dans un scintillateur plan.

Le premier cas correspond à une transmission directe de la lumière dans le scintillateur. La lumière reste dans le même milieu, celui du scintillateur, pendant tout son parcours. Il n'y a aucune réflexion. Dans le cas numéro deux, l'angle d'incidence de la lumière est supérieur à l'angle critique déterminé par l'équation 3.2. Il y a réflexion totale, la lumière est totalement réfléchi contrairement au cas numéro trois où l'angle d'incidence de la lumière est inférieur à l'angle critique, des photons sortent du scintillateur. Le nombre de photons dans le scintillateur décroît proportionnellement au nombre de réflexion jusqu'à ce que tous les photons créés au passage de la particule sortent du scintillateur.

Une caractéristique essentielle d'efficacité d'un scintillateur en termes de résolution temporelle est le nombre de photons (cf. chapitre 3.3.4). Il faut ainsi mettre en œuvre des techniques pour perdre le moins possible de photons. Une des techniques employée pour diminuer les pertes par réflexion est d'envelopper le scintillateur de film réfléchissant. Ce film permet de récupérer les photons qui sortent du scintillateur lorsque la réflexion n'est pas totale. On utilisera dans la suite le terme d'« habillage » du scintillateur. Le choix de l'habillage des scintillateurs de muREX sera explicité dans le chapitre 4.2. Une feuille de papier noir opaque enveloppe le tout pour isoler le scintillateur de la lumière extérieure. Un scintillateur sera donc « habillé » d'un film réfléchissant et de papier noir opaque comme le montre les figures 3.1, 3.2 et 3.3. Cet habillage demande une attention particulière puisque le scintillateur craint la lumière naturelle, les échauffements les contraintes mécaniques et certains produits chimiques (acétone par exemple) [10]. L'apparition de cristallisation en surface est un phénomène très courant et montre une mauvaise manipulation. Le même phénomène existe aussi pour les guides de lumière en plexiglas.

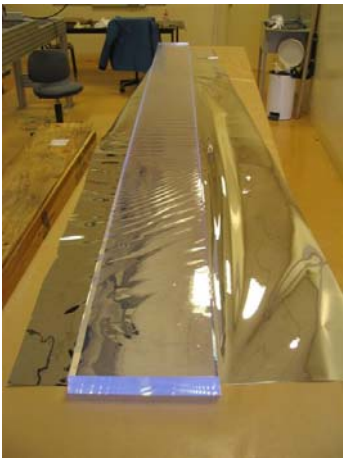


FIG. 3.3 - Préparation d'un scintillateur de muREX avant son habillage par un film réfléchissant



FIG. 3.4 - Le scintillateur est recouvert complètement par le film réfléchissant



FIG. 3.5 - Puis il est emballé par un papier opaque noir.

Les scintillateurs sont couplés à des photodétecteurs qui transforment la lumière émise par le scintillateur en électrons qui forment le signal utile (courant). Ces transformateurs de lumière sont appelés photomultiplicateurs (PMT), ils produisent et amplifient des électrons à partir de la lumière incidente.

3.2 Le guide de lumière :

Lorsque le scintillateur à une surface de sortie au plus égale à celle de la fenêtre du PMT ($n_{\text{verre}}=1,5$), il peut être couplé directement sur celui-ci. Dans de nombreux cas, le scintillateur ne peut être appliqué directement sur la fenêtre du PMT car sa surface est supérieure à celle de la fenêtre du tube ou que les conditions expérimentales imposent de tenir le PMT éloigné du scintillateur. Le couplage est alors réalisé par l'intermédiaire d'un conduit de lumière ou guide de lumière.

Réalisés en plexiglas (bonne transparence, facilement usinable et modelable à chaud [11], $n_{\text{plexiglas}}=1,5$) les guides de lumière sont soit usinés dans la masse de forme conique, soit formés de manière à optimiser le rapport de la surface côté scintillateur sur la surface sensible du PMT. Ils sont appelés respectivement guides tronconiques ou guides torsadés (plus communément appelés : « twistés ») comme le montrent les figures 3.6 et 3.7. L'inconvénient du premier type est que, lors de la propagation de la lumière depuis la grande base du cône jusqu'à la plus petite, l'angle d'incidence sur la surface latérale du conduit décroît progressivement au fur et à mesure que le nombre de réflexions sur cette surface augmente.

Par conséquent, après un certain nombre de réflexions, la lumière sort du conduit de lumière. Mais il est évident que ces pertes de lumière diminuent lorsque l'angle du cône décroît.

En revanche, pour conserver le même rapport des surfaces de base avec un angle de cône faible, la longueur du guide de lumière doit être plus grande et les pertes de lumière par absorption dans le matériau conducteur augmentent. Expérimentalement, on montre que la fraction de quantité de lumière transmise par un conduit de lumière de forme tronconique est au plus égale au rapport des surfaces des bases de sortie et d'entrée : $S2/S1$. Le conduit de lumière de forme tronconique n'est donc utile que si le PMT est éloigné du scintillateur, avec un angle de cône faible. Pour les guides torsadés, il existe une longueur optimale pour le formage des torsades, c'est à dire des rayons de courbure optimaux correspondant à une transmission de la lumière maximale. Si elle est trop courte, les rayons de courbure sont trop petits et les pertes de lumière sont dominées par les réflexions multiples. Trop longue, les guides torsadés perdent par absorption plus de lumière que pour un guide tronconique du fait de la plus grande quantité de matière traversée. Pour chaque cas de figure, il existe donc un compromis à trouver, entre les pertes par réflexion et par absorption. L'efficacité de collection de lumière de ces deux types de guides est étudiée en détail au chapitre 5.2.

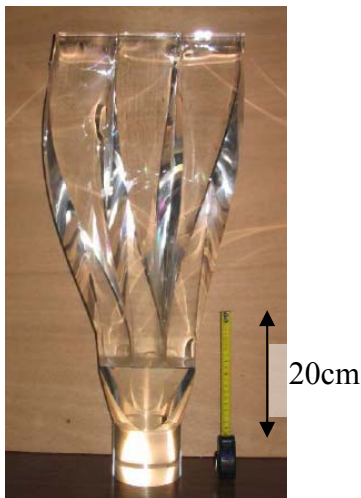


FIG. 3.6 - Guide de lumière torsadé.



FIG. 3.7 - Guide de lumière tronconique avec son habillage.

De plus, pour diminuer les pertes de lumière par réflexion totale, il faut supprimer toute interface d'air. Ainsi, le guide de lumière est collé sur le scintillateur par une colle optique spécifique ($n_{\text{colle}}=1,5$ [12]). L'épaisseur de la colle est de quelques micromètres. La figure 3.8 montre le dispositif de collage d'un guide de lumière sur un scintillateur (de type B).

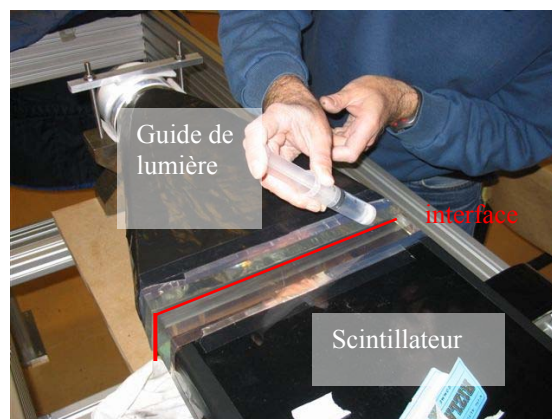


FIG. 3.8 - Collage d'un guide de lumière sur son scintillateur

Du côté du PMT, l'interface est réalisée généralement par un fin cylindre de silicone ou de graisse optique ($n_{\text{graisse optique}}=1,4$). L'optimum serait d'avoir des indices de réfraction de ces interfaces croissantes favorisant ainsi l'acheminement de la lumière jusqu'à la photocathode ($n=4$) avec un minimum de pertes par réflexion comme la montre la figure 3.9.

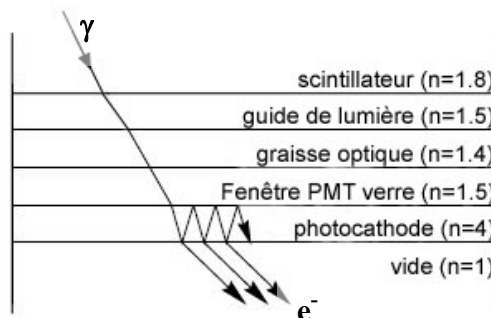


FIG. 3.9 - Influence des indices des différentes interfaces sur l'acheminement de la lumière.

Mais, entre le verre de la fenêtre et le vide de l'enceinte du photomultiplicateur, il peut se produire pour des valeurs d'angle d'incidence élevées des réflexions multiples augmentant la probabilité d'émission photoélectrique. L'influence sur le rendement lumineux de différentes interfaces entre le PMT et le guide sera développée au chapitre 4.5.

C'est un assemblage mécanique constitué d'un cylindre extérieur et de bagues qui permet d'aligner le PMT au guide de lumière et de les solidariser (figure 3.10). Le contact entre le PMT et le guide est garanti par une bague montée sur ressorts qui poussent en permanence le PMT en direction du guide. Le PMT est obligatoirement testé dans cette mécanique.

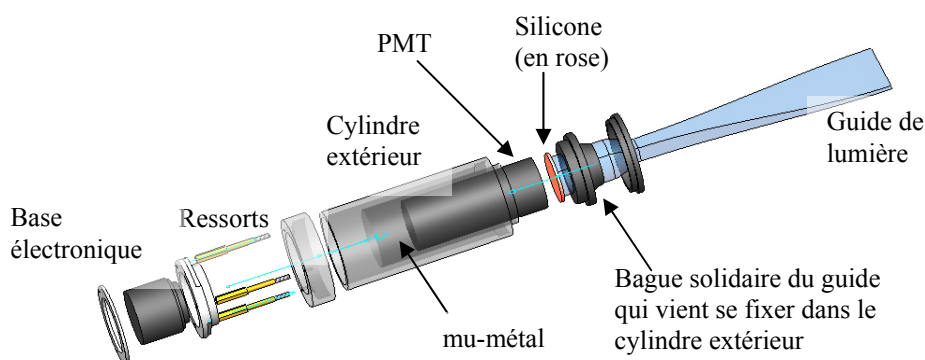


FIG. 3.10 - Vue éclatée des accessoires d'un PMT avec son guide de lumière

Cet assemblage sert aussi de blindage électromagnétique car les PMT est basé sont très sensible aux champs magnétiques extérieurs. Pour se protéger des effets du champ magnétique terrestre, on insère le PMT dans un tube de "mu-métal" qui à une forte perméabilité magnétique. Pour des champs plus élevés, on utilise également des cylindres extérieurs en fer doux pour renforcer le blindage. Ce dernier est dimensionné en épaisseur (de l'ordre de 6 mm) pour atténuer le champ magnétique extérieur afin d'obtenir un champ magnétique au niveau du PMT inférieur à 0.05 mT selon les PMTs [13].

Comme le scintillateur, le guide lumière est habillé d'un papier réfléchissant pour diminuer les pertes de lumière par transmission (cf. chapitre 5.2) et de papier noir pour les fuites de lumière parasite ambiante.

3.3 Le photomultiplicateur :

Le rôle d'un photomultiplicateur est de convertir un signal lumineux en un signal électrique, qui peut être ensuite traité par une électronique adéquate. Une caractéristique fondamentale de cet appareil est de fournir un signal électrique proportionnel au nombre de photons frappant la photocathode. Le principe physique de la photocathode est l'effet photoélectrique. La photocathode est en général une mince couche d'un alliage métallique bi-alcalin déposé sur la fenêtre en verre, typiquement du SbRbCs (Césure d'antimoine Rubidium).

On définit l'efficacité quantique ρ comme le rapport du nombre moyen d'électrons émis par la photocathode (photo-électrons) au nombre moyen de photons reçu, soit :

$$\rho(\lambda) = \frac{\text{nombre de photoélectrons émis}}{\text{nombre de photons incidents}} \quad (3.2)$$

3.3.1 Sensibilité spectrale :

L'efficacité quantique est habituellement définie pour un rayonnement incident monochromatique et peut être reliée à la sensibilité spectrale $S_{k,\lambda}$ par l'expression [9]:

$$\rho = S_{k,\lambda} \frac{h\nu}{e} = S_{k,\lambda} \frac{hc}{\lambda e} \quad (3.3)$$

où e est la charge électrique élémentaire, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide. Cette expression s'exprime plus simplement par :

$$\rho(\%) = S_{k,\lambda} (\text{mA.W}^{-1}) \frac{124}{\lambda(\text{nm})} \quad (3.4)$$

où $hc/e = 1,2399 \cdot 10^{-6} \text{ W.A}^{-1}$.

Le tableau 3.1 résume les caractéristiques typiques des photocathodes [9]:

Type de photocathode	Composition	Nature de la fenêtre	Longueur d'onde au seuil photoélectrique (nm)	Longueur d'onde au maximum de sensibilité λ_{max} (nm)	Sensibilité énergétique à λ_{max} (mA.W^{-1})	Efficacité quantique à λ_{max} (%)
S1 (C)	Ag 0 Cs	(1)	1100	800	2,3	0,36
S4	SbCs	(1)-(3)	680	400	50	16
S11 (A)	SbCs	(1)	680	440	60	17
(Super A)	SbCs	(1)	700	440	80	22
S13 (U)	SbCs	(2)	680	440	60	17
S20 (T)	SbNa KCs	(1)	850	420	70	20
S20R	SbNa KCs	(1)	900	550	35	8
TU	SbNa KCs	(2)	850	420	70	20
bialcaline	SbRb Cs	(1)	700	420	85	26
bialcaline D	SbK Cs	(1)	630	400	85	26
bialcaline DU	SbK Cs	(2)	630	400	85	26
SB	Cs Te	(2)	340	235	20	10

(1) : verre borosilicate ou sodocalcique, (2) : silice fondue, (3) cathode opaque.

Tableau 3.1 - Caractéristiques typiques des photocathodes [9].

L'efficacité quantique ρ , comme la sensibilité spectrale $S_{k,\lambda}$, dépend de la longueur d'onde du photon λ comme le montre les figures 3.11.

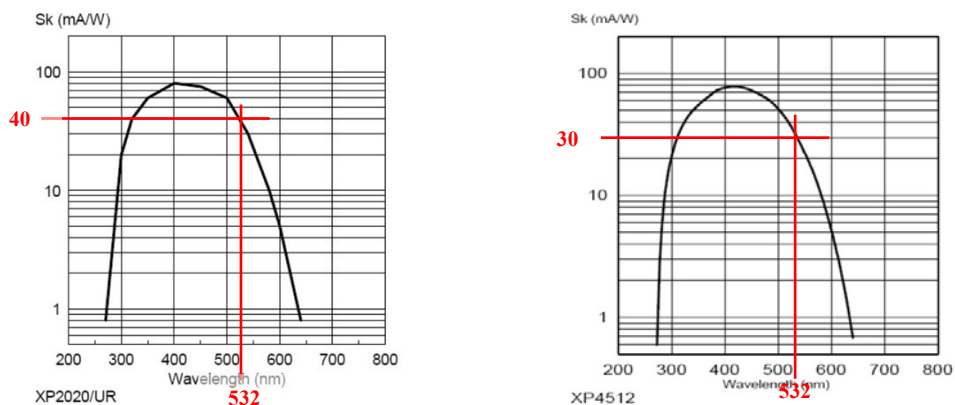


FIG. 3.11 - Exemple de sensibilités spectrales de la photocathode de deux types de PMT (XP2020 et XP4512) en fonction de la longueur d'onde des photons incidents [14]. La valeur à 532 nm correspond à la longueur d'onde du laser qui sera utilisé pour l'étalonnage de muREX ainsi que pour son dimensionnement en puissance.

3.3.2 Principe de fonctionnement :

Derrière la photocathode (figure 3.12) se trouve une série d'électrodes appelées dynodes (pouvant aller de huit à quatorze), formées d'un alliage particulier, souvent du CuBe, portées à des potentiels électriques croissants. Elles sont construites à partir d'isolants ou de semi-conducteurs doués d'une bonne efficacité d'émission secondaire. Les photo-électrons émis par la photocathode sont focalisés et accélérés sur la première dynode sous une forte différence de potentiel (ddp) d'environ 200 V. Ils arrivent alors dans le multiplicateur. Le processus de multiplication tire parti de l'émission d'électrons secondaires: le photo-électron arrive sur la première dynode avec l'énergie acquise grâce à la ddp. Il transfère alors son énergie à plusieurs électrons (de 2 à 5) qui s'échappent de la première dynode. Ces électrons, appelés secondaires, sont alors accélérés par une nouvelle ddp, d'environ 100 V, jusqu'à la deuxième dynode et ainsi de suite, pour être finalement recueillis sur l'anode. Le nombre d'électrons secondaires émis dépend de l'énergie de l'électron incident et est appelé facteur d'émission secondaire, δ et est de l'ordre de 4 pour les PMT que nous utilisons.

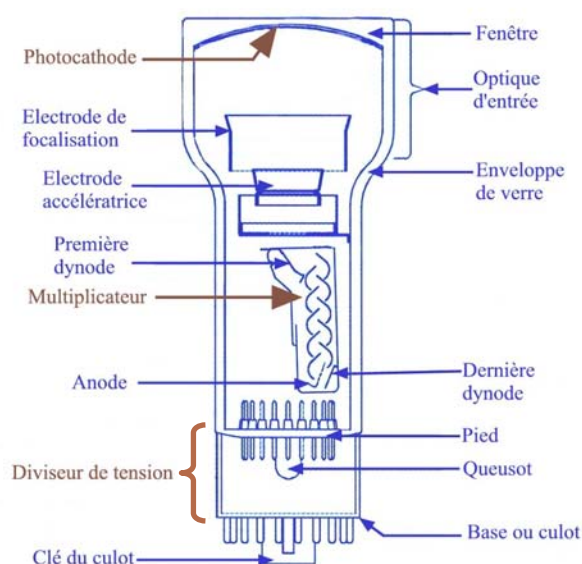


FIG. 3.12 - Constitution générale d'un photomultiplicateur.

3.3.3 Le gain :

A chaque étage du multiplicateur, le nombre d'électrons est multiplié par δ . Le gain total du PMT peut s'exprimer par la formule :

$$G = \delta^n \quad (3.5)$$

où n représente le nombre d'étage d'amplification ou de dynodes. Le gain typique d'un XP2020 est de $3 \cdot 10^7$ à 2000 V. Les courbes montrées en figure 3.13 montrent le gain des photomultiplicateurs XP2020, XP4512 et XP20H0 en fonction de la haute tension donné par le fabricant Photonis. On observe la "linéarité" de la relation gain/HT pour les trois PMT.

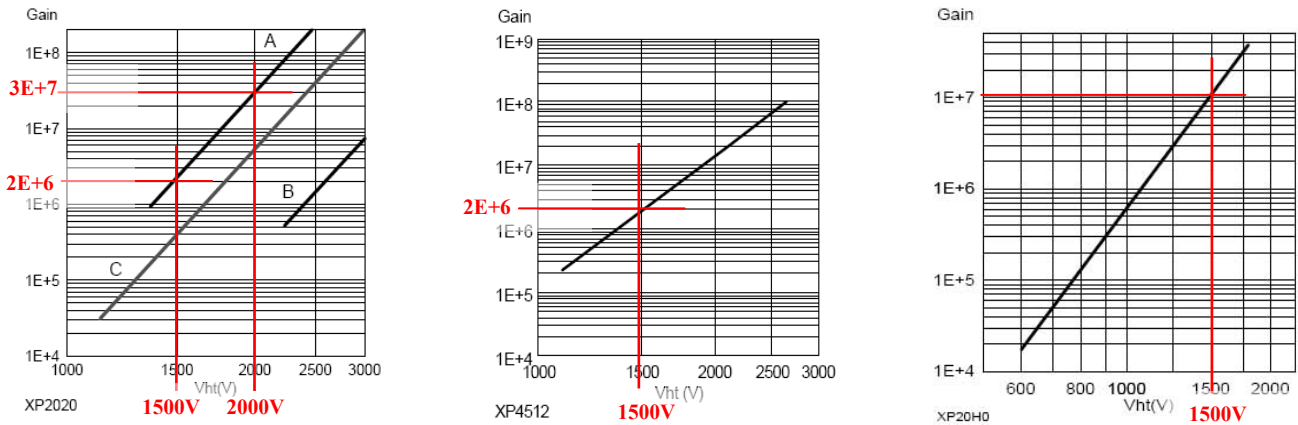


FIG. 3.13 - Courbes de gain de trois PMT (XP2020, XP4512 et XP20H0) en fonction de la valeur absolue de la haute tension en échelle log. Les courbes A, B et C dépendent du diviseur de tension utilisés. Nous avons travaillé avec le type A [14].

Enfin, la dernière partie du PMT est le diviseur de tension. Son rôle est de répartir la tension appliquée au PMT, qui est de l'ordre de 1700 V, entre les différentes dynodes. De cette répartition va dépendre les ddp entre les dynodes, c'est-à-dire les énergies transmises aux électrons secondaires, et, de ce fait, le gain du PMT.

La figure 3.14 représente un schéma électrique de l'alimentation en haute tension des dynodes d'un PMT par le diviseur de tension.

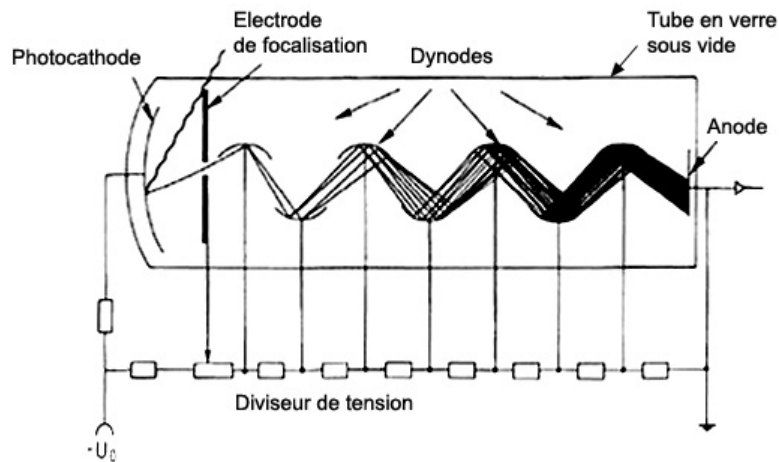


FIG. 3.14 - Schéma électrique d'un PMT.

3.3.4 Jitter :

Une caractéristique importante du PMT est sa résolution temporelle. La variation du temps de réponse d'un PMT, aussi appelé *jitter*, est principalement affectée par la variation du temps de transit des électrons à travers le PMT et par les fluctuations statistiques provenant du bruit. La dispersion du temps de transit est pratiquement proportionnelle à :

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{n_{pe}}} \quad (3.6)$$

Les variations du temps de transit sont causées par les différences de temps de parcours des électrons : les électrons émis sur les côtés de la photocathode ont une plus grande distance à parcourir que ceux émis au centre, voir Figure 3.15. Cet effet est donc associé à la géométrie du système.

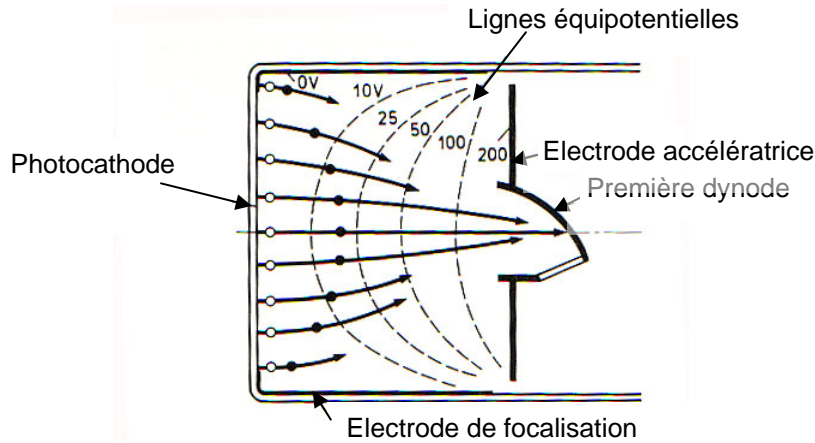


FIG. 3.15 - Schéma montrant les différences de temps de transit entre la photocathode et la première dynode.

Le temps de transit de l'impulsion de courant dans le photomultiplicateur, consécutive à une excitation lumineuse brève, est une grandeur aléatoire qui fluctue d'une impulsion à l'autre. Cette grandeur est caractérisée par une fonction de densité de probabilité de valeur moyenne \bar{t}_t et d'écart-type σ_{t_t} . Or, le temps de transit étant évalué par rapport à une origine des temps liés à l'instant d'apparition de l'excitation lumineuse, cette fonction n'est pas indépendante de la statistique d'émission de photons éclairant le photomultiplicateur. Nous considérons deux formes d'excitation lumineuse : une excitation excessivement brève assimilable à une fonction de Dirac $\delta(t)$ et une excitation lumineuse de forme quelconque.

➤ Une excitation excessivement brève assimilable à une fonction de Dirac $\delta(t)$:
Il faut aussi considérer deux conditions d'éclairement du photomultiplicateur :

- au plus un photo-électron émis par impulsion lumineuse :

La fonction $R(t)$ représente (figure 3.16) la densité de probabilité du temps de transit t_t dans le tube lorsque celui-ci fonctionne dans des conditions de photo-électron unique (réponse à un électron-unique : REU) caractérisée par sa valeur moyenne \bar{t}_t et un écart-type $\sigma_{t_t(t)}$.

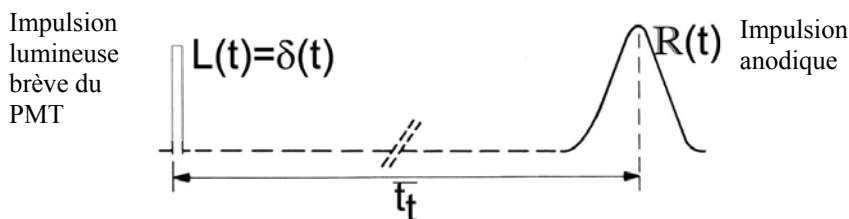


FIG. 3.16 - Densité de probabilité du temps de transit d'une impulsion anodique consécutive à l'émission d'un photo-électron.

- un grand nombre de photo-électrons émis par impulsion lumineuse :

On suppose que ces n photo-électrons émis simultanément à chaque excitation lumineuse engendrent individuellement, à l'anode du photomultiplicateur, une impulsion de courant (REU) absolument indépendante les unes des autres, d'autre part, que les réponses élémentaires sont absolument identiques entre elles (on néglige les fluctuations de gain). **La somme des n réponses à un photo-électron unique constitue la réponse globale du photomultiplicateur à l'excitation lumineuse.** En fait, les impulsions de courant élémentaires n'apparaissent pas simultanément à l'anode : les temps de transit de ces impulsions dans le tube sont régis individuellement par la loi de densité de probabilité $R(t)$ définie plus haut : la valeur moyenne des instants d'apparitions des n réponses élémentaires à l'anode du photomultiplicateur constitue, compte tenu de nos hypothèses précédentes, le temps de transit de l'impulsion totale de courant dans le tube. Mais la distribution des instants d'apparition des impulsions de courant élémentaires à l'anode du tube varie statistiquement d'une impulsion à l'autre : elle n'est représentée exactement par $R(t)$ que si le nombre de réponses élémentaire devient infiniment grand. Le temps de transit global dans le photomultiplicateur, représenté par la valeur moyenne de la distribution, est une quantité qui fluctue elle-même entre chaque impulsion d'excitation à l'autre autour de la valeur moyenne \bar{t}_t , évaluée sur un grand nombre d'excitations lumineuses. Le nombre n de photo-électron est une quantité qui fluctue aussi d'une impulsion lumineuse à l'autre mais cette fluctuation est négligeable, on peut donc remplacer la quantité fluctuante n par sa valeur moyenne \bar{n} [9].

Ainsi, lorsque \bar{n} photo-électrons sont émis en moyenne par impulsion lumineuse, la variance des fluctuations du temps de transit de la réponse du photomultiplicateur est divisée par \bar{n} :

$$\sigma_{t_{t(\bar{n})}}^2 = \frac{\sigma_{t_{t(1)}}^2}{\bar{n}} \quad (3.7)$$

La résolution sur le temps de transit est donc:

$$\sigma_{t_{t(\bar{n})}} = \sqrt{\frac{\sigma_{t_{t(1)}}^2}{\bar{n}}} \quad (3.8)$$

- Une excitation lumineuse de forme quelconque.

Lorsque l'excitation lumineuse a une forme élargie, il est nécessaire, pour évaluer expérimentalement le temps de transit, de fixer une origine des temps par un point caractéristique de l'impulsion lumineuse (moyenne par exemple). L'impulsion lumineuse ayant une certaine durée non nulle, l'instant d'émission du photo-électron, mesuré par rapport à l'origine des temps, fluctue d'un événement à l'autre et est donc caractérisé par une densité de probabilité représentée par la fonction d'éclairement $L(t)$, en figure 3.17.

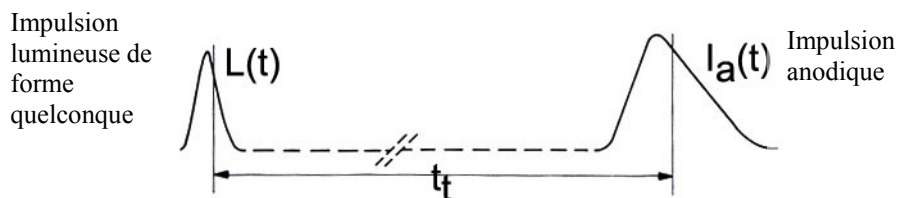


FIG. 3.17 - Évaluation expérimentale du temps de transit.

La densité de probabilité des instants d'apparition à l'anode des impulsions de courant consécutives à l'émission des photo-électrons uniques est donnée par le produit de la fonction d'éclairement et de la densité de probabilité de l'impulsion anodique consécutive à l'émission d'un photo-électron unique. Ainsi la résolution sur le temps de transit avec au plus un photo-électron émis par impulsion lumineuse est la somme quadratique des résolutions des deux fonctions de probabilité soit :

$$\sigma_{t_{(n)}} = \sqrt{\sigma_L^2 + \sigma_{t_{(1)}}^2} \quad (3.9)$$

Lorsque n photo-électrons sont émis en moyenne par excitation lumineuse, nous pouvons admettre comme dans le paragraphe précédent que chacun d'eux engendre une impulsion de courant élémentaire absolument indépendamment les uns des autres.

Ainsi, la résolution des fluctuations du temps de transit de l'impulsion de courant du photomultiplicateur, en réponse à une excitation lumineuse libérant n photo-électrons, en moyenne devient:

$$\sigma_{t_{(n)}} = \sqrt{\frac{\sigma_L^2 + \sigma_{t_{(1)}}^2}{n}} \quad (3.10)$$

C'est pour cette raison que les fabricants de photomultiplicateurs les caractérisent dans des conditions d'éclairage faible (photo-électron unique) et sur toute la photocathode, les conditions de fluctuations sont alors maximales.

Dans le tableau 3.2 sont résumées quelques valeurs caractéristiques de temps de transit et de résolution [13]:

Type de PMT	FWHM (ns) : largeur impulsion à mi hauteur	Temps de transit (ns)	σ sur temps de transit (ns)	Type embase/HT	σ en temps du PMT (ns)
XP2020	2.40	30	0.25	C/2500V	n.c
XP2020/UR	2.30	28	0.15	C/3000V	n.c
XP20H0	2.35	n.c	n.c	n.c	0.22
XP2282	3.00	19	0.4	C/2500V	n.c
XP4512	3.00	40	0.6	B/1700V	n.c

Tableau 3.2 - Valeurs caractéristiques de temps de transit et de résolution temporelle pour six types de photomultiplicateurs.

Les quatre premières lignes du tableau correspondent à quatre photomultiplicateurs de même diamètre de photocathode (44 mm). Les XP2020/UR et XP20H0 ont été optimisés (rapide et fort gain, double anode) pour améliorer la résolution en temps. La résolution en temps des PMT (XP2020, XP20H0 et XP4512) dans les conditions de fonctionnement de muREX seront mesurés dans le chapitre 7.1. La contribution totale de l'optique d'entrée donne des valeurs de résolution temporelle comprise entre 150 et 250 ps pour des photomultiplicateurs à réponses rapides [9].

Les variations du temps de transit peuvent provenir également de la différence d'énergie et de direction des électrons émis par la photocathode. En effet, les électrons émis avec une grande énergie vont atteindre plus rapidement la première dynode que ceux émis à plus basse énergie.

3.3.5 Les impulsions électriques :

La figure 3.18 représente le signal prélevé directement en sortie d'un PMT avec un oscilloscope numérique.

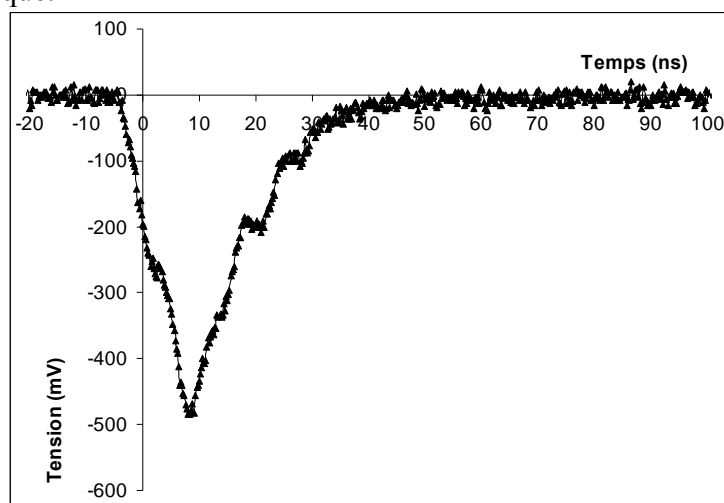


FIG. 3.18 - Impulsion de tension prélevée directement sur le circuit de charge d'anode d'un XP2020 avec un oscilloscope.

L'intégrale de ce signal est proportionnelle au nombre de photo-électrons émis par la photocathode. Le signal peut être caractérisé par le temps de montée (temps mis par le signal pour passer de 10 à 90 % de son amplitude maximale et est de l'ordre de 5 ns), par la largeur à mi-hauteur (largeur du signal quand celui-ci atteint la moitié de son amplitude maximale, comprise entre 10 et 20 ns) et par l'amplitude maximale. Nous avons travaillé avec des signaux entre 20 mV et 2,5 V d'amplitude maximale.

Remarque : le choix du type de PMT (XP2020, XP4512) présenté dans les exemples de sensibilités spectrales et courbes de gain correspond aux types de PMT utilisés dans muREX.

3.4 Les détecteurs à scintillation ou compteurs :

Les performances en termes de sensibilité, rapidité des photomultiplicateurs ont conduit tout naturellement une association scintillateur-photomultiplicateur. Dans les mesures de temps essentiellement, il est nécessaire que la lumière créée soit collectée et dirigée avec un minimum d'atténuation vers la photocathode du photomultiplicateur. La forme du scintillateur, son revêtement, le mode de couplage de celui-ci à la fenêtre du PMT ou le mode de couplage avec un guide de lumière quand la géométrie nous oblige son utilisation, sont autant de paramètres physiques qui influent sur la collection et la transmission de la lumière vers le PMT. L'ensemble scintillateur-guide de lumière-photomultiplicateur est appelé détecteur à scintillation ou compteur. Ils sont utilisés en calorimétrie, pour des mesures de temps de vol, comme détecteurs de traces, en tant que déclencheurs ainsi que pour des compteurs véto.

L'efficacité d'un détecteur à scintillation ou compteur dépend donc de plusieurs facteurs. Il dépend de sa longueur d'atténuation, de sa perte de photons (efficacité de collecte), de son efficacité quantique (PMT) et de son rendement lumineux. L'énergie déposée est de 2 MeV/c et par cm d'épaisseur de scintillateur traversé pour un muon cosmique et de 150 eV/photon.

Le principe de fonctionnement des détecteurs à scintillations est connu, il nous faut expliquer comment les mesures du temps de vol et de l'énergie déposée sont effectuées.

Outre ces explications, dans le chapitre 3.5 nous démontrerons l'importance de l'optimisation des tous les éléments d'un compteur afin d'améliorer sa résolution en temps ainsi que les contraintes sur la résolution en temps que nous imposent les besoins de la physique (identifications des particules produites). Pour rappel : le principe de détection des protons est basé sur la corrélation entre le temps de vol entre deux compteurs et leur énergie déposée.

3.5 Principe de la mesure du temps de vol :

La différence de temps entre un signal de référence et le signal issu de photomultiplicateur PMT est proportionnelle à la position où la particule traverse le scintillateur. Pour muREX, on reconstruit l'impulsion de la particule grâce au temps de vol en faisant une hypothèse sur la masse au repos de la particule, soit pour un proton égale à 938,27 MeV/c² (tableau 2.1). Pour déterminer le temps de passage de la particule, nous n'avons pas besoin de signal de référence puisque nos scintillateurs sont lus aux deux extrémités.

La figure 3.19 représente deux scintillateurs (0 et 1) lus à leurs extrémités par des PMT et traversés par une particule chargée. Les photons créés par interaction de la particule chargée avec les scintillateurs vont se propager vers les PMT du coté amont et aval du faisceau (up et down). L est la longueur des scintillateurs, x est l'abscisse de la particule à l'impacte dans 0 et x' dans 1, ADC_0 , ADC_1 sont les charges déposées par la particule dans le scintillateur et A_{0up} , A_{0down} , A_{1up} , A_{1down} les charges collectées par les PMT. t_0 , t_1 sont les temps réels de passage de la particule dans le scintillateur et t_{0up} , t_{0down} , t_{1up} , t_{1down} les temps mesurés par les PMT.

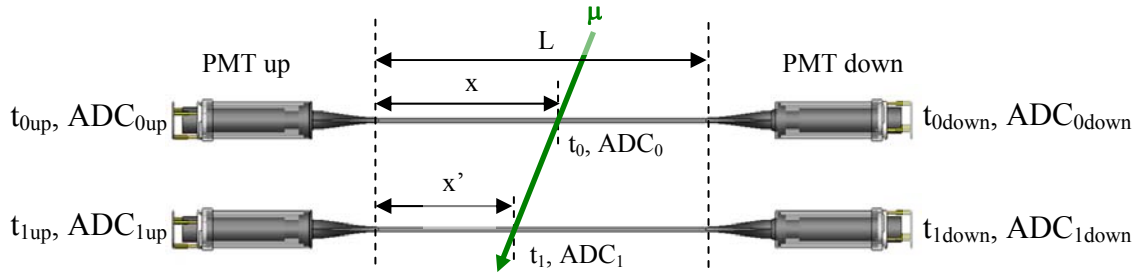


FIG. 3.19 - Principe de la mesure de temps de vol lorsqu'une particule chargée traverse deux compteurs lus à leurs extrémités par des PMT: cas de muREX.

Si $v (=c/n)$ est la vitesse effective de propagation du signal dans le scintillateur, θ_{0up} , θ_{0down} , θ_{1up} et θ_{1down} les offsets en temps dus aux câbles et à l'électronique, les temps mesurés en sortie de la chaîne pour les deux compteurs 0 et 1 s'écrivent :

$$t_{0up} = t_0 + \frac{x}{v} + \theta_{0up} \quad (3.11)$$

$$t_{0down} = t_0 + \frac{L-x}{v} + \theta_{0down} \quad (3.12)$$

$$t_{1up} = t_1 + \frac{x'}{v} + \theta_{1up} \quad (3.13)$$

$$t_{1down} = t_1 + \frac{L-x'}{v} + \theta_{1down} \quad (3.14)$$

Ainsi, en soustrayant pour chaque scintillateur les temps mesurés, on détermine l'abscisse du passage de la particule dans le scintillateur :

$$x = \frac{v}{2}(t_{0up} - t_{0down}) + cte_0 \quad (3.15)$$

$$x' = \frac{v}{2}(t_{1up} - t_{1down}) + cte_1 \quad (3.16)$$

En sommant pour chaque scintillateur les temps mesurés, on remonte aux temps réels du passage de la particule (à une constante près):

$$t_0 = \frac{1}{2}(t_{0up} + t_{0down}) + cte_2 \quad (3.17)$$

$$t_1 = \frac{1}{2}(t_{1up} + t_{1down}) + cte_3 \quad (3.18)$$

Ainsi, le temps de vol *ToF* (Time of Flight), c'est à dire le temps que va mettre une particule pour parcourir la distance qui sépare les deux scintillateurs est défini comme la différence des temps réels de passage de la particule dans chaque scintillateur soit :

$$ToF = t_1 - t_0 = \frac{1}{2}(t_{1up} + t_{1down}) - \frac{1}{2}(t_{0up} + t_{0down}) + cte \quad (3.19)$$

C'est sur cette mesure du *ToF* que l'on souhaite obtenir une résolution temporelle de 200 ps. La constante peut être déterminée en utilisant des particules ultra-relativiste et pour une distance de vol connue.

De plus, pour une position définie, x_{meas} , on peut déterminer une résolution temporelle intrinsèque pour chaque scintillateur en mesurant la largeur de la distribution de la différence des temps mesurés de chaque coté :

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{v} = \frac{x_{rec} - x_{meas}}{v} = \frac{1}{2}(t_{0up} - t_{0down}) + cte_0 - \frac{x_{meas}}{v} \quad (3.20)$$

$$\Delta t' = \frac{1}{2}(t_{1up} - t_{1down}) + cte_1 - \frac{x_{meas}}{v} \quad (3.21)$$

Identification des particules :

La charge mesurée par les PMT côté amont du faisceau (up) et aval du faisceau (down) du scintillateur θ s'exprime, en tenant compte de la longueur d'atténuation, λ , par :

$$ADC_{0up} = ADC_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.22)$$

$$ADC_{0down} = ADC_0 \cdot e^{-\frac{L-x}{\lambda}} \quad (3.23)$$

La charge ADC_0 peut se déduire de ces deux expressions :

$$ADC_0 = \sqrt{ADC_{0up} ADC_{0down}} \cdot e^{\frac{L}{2\lambda}} \approx \Delta E_0 \quad (3.24)$$

On obtient ainsi la charge du signal initial indépendamment de x . Cette charge obtenue est proportionnelle à l'énergie déposée ΔE_0 par la particule dans le scintillateur.

La corrélation entre les deux informations, temps réel de passage de la particule et l'énergie déposée, nous renseigne sur la nature de la particule.

3.6 Rappel sur la résolution et relation entre la résolution totale d'un compteur et la résolution de ces éléments constitutifs :

On appelle résolution σ une grandeur caractérisant la dispersion autour de la moyenne, appelée également en statistique : écart-type. La courbe de répartition des temps, c'est à dire si on porte en abscisse les valeurs de temps mesurées, et en ordonnée, le nombre de fois que ces valeurs sont trouvées, est très souvent une courbe (pour une grande population) décrite

par la loi Gaussienne. La loi est dite normale ou « loi du hasard » et la fonction représente une densité de probabilité de la forme :

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} \quad (3.25)$$

où \bar{x} désigne la moyenne et σ l'écart-type.

L'écart type est définie par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i (x_i - \bar{x})^2} \quad (3.26)$$

Ainsi, la probabilité de trouver une valeur appartenant à l'intervalle $(\bar{x} - \sigma, \bar{x} + \sigma)$ lors d'une nouvelle mesure, est de 0,683 ; ce qui signifie que, sur un assez grand nombre de mesure, deux sur trois seront dans cette intervalle. Pour 2σ les probabilités augmentent et sont de l'ordre de 95 %.

L'expression de la résolution temporelle totale d'un compteur nous permet de déterminer quels sont les paramètres du compteur à optimiser afin d'améliorer sa résolution. Elle s'exprime ainsi :

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\text{sci}}^2 + \sigma_{\text{PMT}}^2 + (\sigma_p \cdot L)^2}{N_{pe}}} + \sigma_0^2 \quad (3.27)$$

où σ_{sci} désigne la réponse du scintillateur (propriétés du BC408) en photo-électron unique, ce paramètre est fixé, σ_{PMT} représente le temps de montée et les fluctuations du temps de transit dans le PMT mesuré en photo-électron unique, ce paramètre est optimisé avec l'utilisation d'un écran grille situé au dessus de l'anode pour les PMT de type XP20H0 (cf. chapitre 4.4), σ_p est la variation du parcours des photons dans le scintillateur, proportionnel à distance L et mesuré en photo-électron unique, se paramètre dépend de l'état de surface du scintillateur, N_{pe} est le nombre de photo-électrons, on peut maximiser la collecte et la transmission de la lumière produite avec l'utilisation d'un habillage spécifique (film réfléchissant), d'une colle d'indice adéquate et transparente, du type de guide de lumière (tronconique ou torsadé) et σ_0 désigne la résolution de l'électronique. Ce paramètre est optimisé par un traitement du signal.

3.7 Démonstration des conséquences de la résolution en impulsion de 2 à 10 % sur la résolution du temps de vol :

L'impulsion p des protons est reconstruite grâce à la mesure du temps de vol *ToF* et cette impulsion est définie au chapitre 2.2 et est de la forme :

$$p_{(\text{MeV}/c)} = m_0 \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.28)$$

dans laquelle on a la vitesse relativiste β qui peut être calculée par :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{AB}{c \times \text{ToF}} \quad (3.29)$$

où AB désigne la distance de vol parcourue par la particule et *ToF* le temps de vol.

Comme nous l'avons énoncé dans l'introduction, on veut mesurer des protons d'impulsion entre 250 MeV/c et 750 MeV/c avec une résolution de 2 à 10 %.

Cette résolution sur l'impulsion est nécessaire pour la discrimination des protons des autres particules émises (pions, deutons). Quelle est alors la résolution sur la mesure du temps de vol ?

D'après les équations (2.7) et (2.8), on a :

$$\beta = \frac{pc}{\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}} \quad (3.30)$$

Ainsi pour un proton d'impulsion 750MeV/c, $\beta = \frac{750}{\sqrt{750^2 + 938.3^2}} = 0,62$

La vitesse du proton est donc égale à : $v = \beta c = 18,7 \text{ cm.ns}^{-1}$

Si on considère un proton émis à 30° dans deux scintillateurs distant de 85 cm (AB), le temps de vol est égale à : $\text{Tof} = \frac{AB}{\beta c} = \frac{1}{v \sin 30^\circ} \frac{85}{\sin 30^\circ} = 9,1 \text{ ns}$

Quelle est la résolution sur l'impulsion si la résolution sur le *ToF* est de 200 ps?

Pour cela, on détermine la résolution relative sur l'impulsion p par le calcul de la différentielle totale de la relation (3.28) qui est la somme des dérivées partielles soit:

$$dp = \frac{\partial p}{\partial m_0} dm_0 + \frac{\partial p}{\partial \beta} d\beta \quad (3.31)$$

On obtient :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \beta}{\beta} \times \frac{1}{1-\beta^2} \quad (3.32)$$

Reste à définir la résolution relative sur β d'après la relation (3.29) :

$$d\beta = \frac{\partial \beta}{\partial AB} dAB + \frac{\partial \beta}{\partial c} dc + \frac{\partial \beta}{\partial \text{ToF}} d\text{ToF} \quad (3.33)$$

On obtient :

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = -\frac{\Delta \text{ToF}}{\text{ToF}} \quad (3.34)$$

Le résultat obtenu est donc : $\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta \text{ToF}}{\text{ToF}} \times \frac{1}{1-\beta^2} = \frac{200 \times 10^{-3}}{9,1} \times \frac{1}{1-0,257^2} = 3,6\%$

Ainsi, une résolution de 200 ps sur le *ToF* donne une résolution sur l'impulsion de 3.6 % pour un proton émis à 30° avec une impulsion de 750 MeV/c. Dans le tableau suivant, des résolutions relatives, $\Delta p/p$ sur l'impulsion sont calculées pour des résolutions sur le temps de vol de 200 et 300 ps avec des protons émis à 30 et 90 degré.

Distance AB = 0.85 m			$\Delta \text{ToF} = 200 \text{ ps}$				$\Delta \text{ToF} = 300 \text{ ps}$			
			$\theta = 30^\circ$		$\theta = 90^\circ$		$\theta = 30^\circ$		$\theta = 90^\circ$	
P (MeV/c)	E (MeV)	β	ToF (ns)	$\Delta P/P$ (%)	ToF (ns)	$\Delta P/P$ (%)	ToF (ns)	$\Delta P/P$ (%)	ToF (ns)	$\Delta P/P$ (%)
250	971.0	0.257	22.0	1.0	11.0	1.9	22.0	1.5	11.0	2.9
750	1201.2	0.624	9.1	3.6	4.5	7.2	9.1	5.4	4.5	10.8

Tableau 3.3 - Résultats des résolutions relatives sur l'impulsion pour des résolutions sur le temps de vol de 200 et 300 ps avec des protons émis à 30 et 90 degrés.

Comme on peut le constater, une résolution sur le *ToF* inférieure à 300 ps est requise si l'on veut une résolution relative sur l'impulsion inférieure à 10 %.

4 Dimensionnement des éléments constitutifs des compteurs de muREX :

4.1 Évaluation de la géométrie des scintillateurs :

Il est essentiel d'identifier les protons des pions dans un domaine de vitesse relativiste β allant jusqu'à environ 0,6. Cette vitesse correspondant à l'impulsion maximale d'un proton que l'on cherche à identifier, soit 750 MeV/c. Afin de définir les épaisseurs des scintillateurs de muREX, on représente les courbes obtenues par simulation des pertes d'énergie des particules (protons et pions) en fonction de β pour un scintillateur de type B avec une épaisseur fixe de 5 cm et ce pour des particules émises à 25, 35, 45, 55, 65 et 75° (figure 4.1). Ce sont ces angles d'émission des particules qui définissent les différentes épaisseurs de scintillateur traversé : de 5 cm (points en mauve) à 12 cm (points en noir).

On observe deux régimes : la partie croissante pendant laquelle la particule est arrêtée, et la partie décroissante lorsque la particule traverse le scintillateur. Il apparaît clairement que moins la particule traverse de matière et plus le domaine d'identification protons/pions diminue. Ainsi, une épaisseur traversée égale à 5 cm garanti un domaine de vitesse relativiste d'identification protons/pions jusqu'à 0,6.

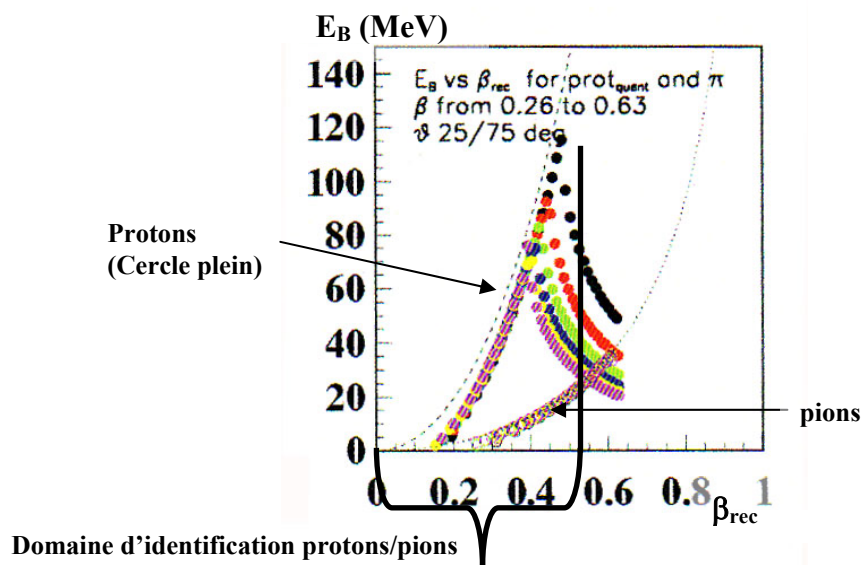


FIG. 4.1 - Graphique montrant l'énergie déposée dans le scintillateur B en fonction de la vitesse relative de la particule. Les cercles vides représentent les pions et les cercles pleins les protons. La variation de couleur représente les différents angles d'émission compris entre 25° et 75° par pas de 10°.

Seuls les protons d'impulsion supérieure à p_{seuil} traversent le scintillateur A (le plus proche de la cible). Le choix de l'épaisseur du A est fait en minimisant la valeur de p_{seuil} et en conservant une détection avec une résolution sur le temps de vol de 200 ps. Le choix de 4 mm permet d'avoir un seuil à 250 MeV/c et l'optimisation de la résolution temporelle pour cette épaisseur est l'objet de nos études.

On représente en figure 4.2 les pertes d'énergie dans un scintillateur A en fonction des pertes d'énergie dans un B toujours pour différents angles d'émission des particules. On observe deux régimes : la partie décroissante pendant laquelle les dépôts d'énergie dans les scintillateurs A sont maximum pour les petites quantités de mouvement (ou β) puisque les particules traversent et la partie décroissante lorsque la quantité de mouvement augmente. Le point de rebroussement correspond à la limite de la traversée du scintillateur B par une particule.

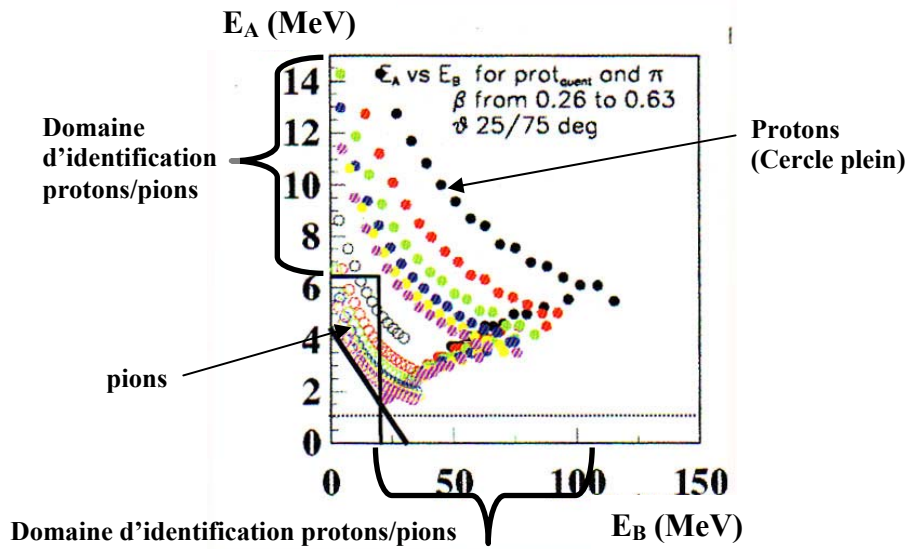


FIG. 4.2 - Graphe montrant l'énergie déposée dans le scintillateur A en fonction de l'énergie déposée dans le B avec les mêmes conventions angulaires que précédemment.

On veut mesurer des observables qui dépendent de l'angle azimutal. La précision sur l'angle est donnée par l'angle couvert par un compteur. Une sectorisation en 24 compteurs par couronne a été choisie. On obtient une précision de $360^\circ/24=15^\circ$ sur l'angle azimutal qui est la valeur requise par l'expérience.

La section transverse des scintillateurs a été définie afin d'éviter les fuites aux interfaces entre les scintillateurs. Les plans de côté ne doivent pas intercepter la cible comme le montre la figure 4.3. Les angles des sections transverses des scintillateurs sont définis suivant la figure 4.4. Avec un ϕ de 15° , l'angle α des scintillateurs de type A est de 4° et est de 1° pour les B.

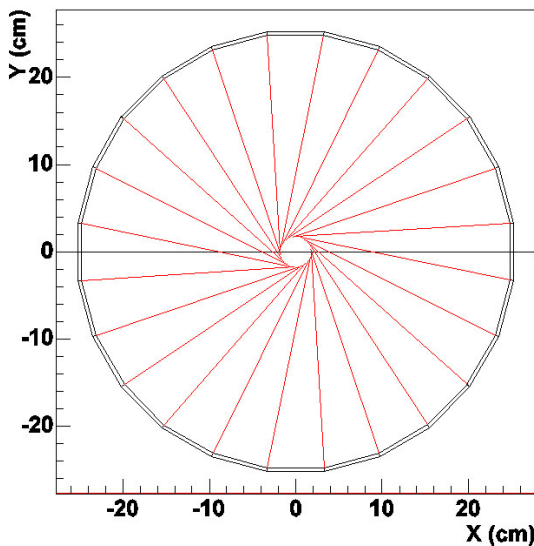


FIG. 4.3 - Géométrie transverse des scintillateurs afin que les plans de côté ne soient pas au centre de la cible.

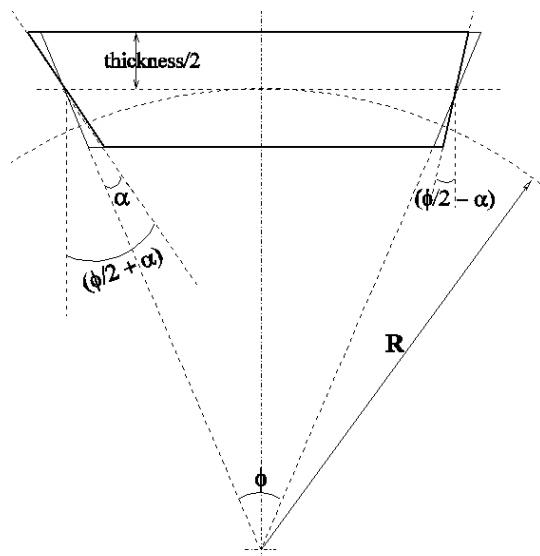


FIG. 4.4 - Détails de la section transverse des scintillateurs de muREX.

4.2 Choix de l'habillage des scintillateurs :

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 3 le type de revêtement utilisé pour l'habillage des scintillateurs est important pour la collecte de la lumière et donc pour les performances d'un compteur à scintillation. La figure 4.5 montre le parcours des photons après émission avec ou sans film réfléchissant.

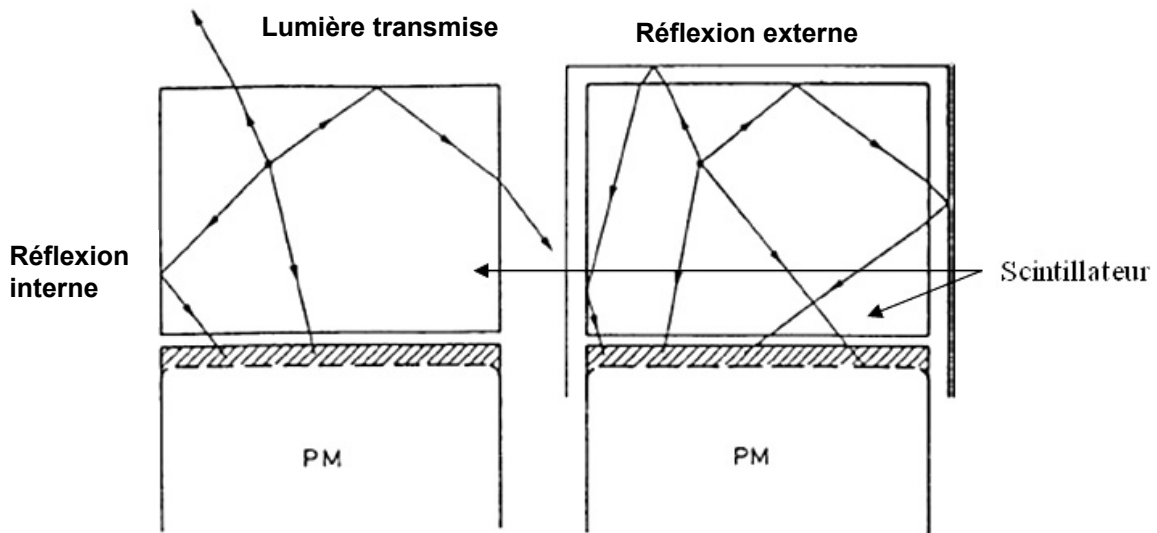


FIG. 4.5 - Schéma de parcours des photons après émission avec ou sans film réfléchissant.

Dans l'expérience GLAST un papier réfléchissant appelé Vikuiti Enhanced Specular Reflector (ESR) de la marque 3M a été utilisé pour les mêmes propriétés que celles que nous recherchons : diminuer les pertes de lumière par réflexion.

Ainsi, en juin 2001 des mesures de réflectivité de ce film réfléchissant multicouches ont été réalisées à l'aide d'un spectromètre PERKIN-ELMER sur deux échantillons et en différents points [15]. Des mesures de réflectivité sur un film standard en mylar aluminisé ont été aussi effectuées, par comparaison. Un faisceau lumineux de longueur d'onde variable est envoyé sur les films avec un angle proche de la normale (7°). Les courbes de la figure 4.6 nous montre la réflectivité en fonction de la longueur d'onde, elle semble homogène et presque 20% plus grande avec du Vikuiti qu'avec un mylar aluminisé standard.

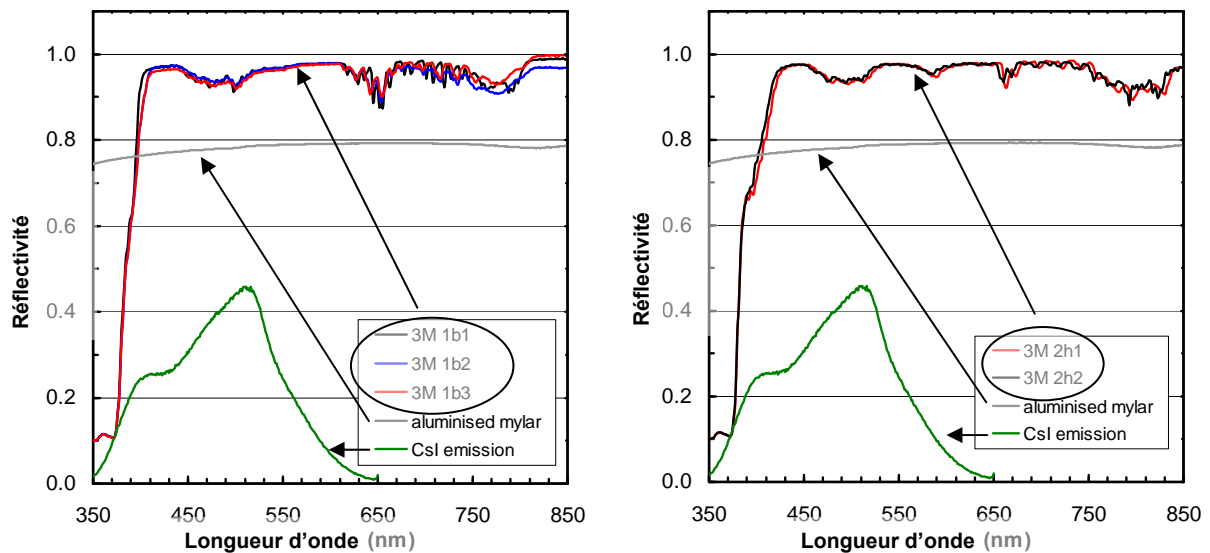


FIG. 4.6 - Spectre de réflectivité des deux échantillons de films Vikuiti pour différents emplacements ainsi que pour un film en mylar aluminisé.

Afin de mieux comparer les échantillons, nous avons reporté dans le tableau 4.1 la proportion de lumière de scintillation provenant d'un cristal CsI(Tl) (iodure de césium) qui sera réfléchi par le film, c'est à dire la convolution du spectre d'émission par la réflectivité. La valeur moyenne obtenue est de 90 % (avec une incertitude de 0.44 % ce qui indique une bonne homogénéité), laquelle peut être comparée au 78 % pour le film en mylar aluminisé.

Echantillon	3M 1b1	3M 1b2	3M 1b3	3M 2h1	3M 2h2	moyenne	incertitude	mylar aluminisé
Spectre réfléchi	90.8%	90.6%	90.0%	89.7%	90.3%	90.25%	0.44%	77.9%

Tableau 4.1 - Récapitulatif de la proportion de lumière de scintillation provenant d'un cristal de CsI(Tl) qui sera réfléchi par les deux échantillons de films 3M et du mylar aluminisé.

La réflectivité annoncée est plus faible que celle donnée par le fabricant, de l'ordre de 98 % dans le spectre visible. Cependant il faut remarquer que la méthode de mesure ne considère que la partie spéculaire de la réflexion, la partie diffusée n'est pas prise en compte.

Le cout de ce film Vikuiti est très élevé de l'ordre de 40 Euros la feuille de 40 cm par 40 cm. Il a donc été décidé d'habiller un des deux scintillateurs de type B (celui avec les guides tronconiques: B0) et les trois scintillateurs A. En effet, la faible épaisseur (4 mm) des scintillateurs de type A et leur faible largeur (6.6 cm) produit moins de lumière et augmente considérablement le nombre de réflexions par rapport aux scintillateurs de type B dont la lumière produite est beaucoup plus importante et les réflexions moins nombreuses. Il faut donc collecter le maximum de lumière principalement pour les scintillateurs de type A. C'est au chapitre 7.2 que nous comparerons l'efficacité des films réfléchissants sur les mesures des longueurs d'atténuation ainsi que sur les mesures de résolutions en temps et ce pour les deux types de compteurs. Cela justifiera ou non l'utilisation du Vikuiti par rapport à un film aluminium standard.

4.3 Evaluation des longueurs et formes des différents guides de lumière :

4.3.1 La simulation avec LITRANI:

LITRANI (Light TRansmission in ANIsotropic media) est un simulateur qui permet de suivre la transmission de la lumière au sein d'un matériau afin d'étudier les influences de certaines caractéristiques du matériau ou de sa forme. Cela a été le travail de Michael Seimetz au sein du SPhN. Il a donc simulé l'injection de lumière dans différentes longueurs et différentes formes de guides de lumière en Plexiglas adaptés aux scintillateurs choisies.

4.3.2 Les guides de lumière adaptés aux trois scintillateurs A :

Seul des guides de lumière torsadés adaptés aux scintillateurs de types A ont fait l'objet de simulation. La figure 4.7 représente l'évolution du nombre de photons transmis en fonction de la distance parcourue dans un guide de lumière. En vert (courbe du bas) la transmission pour les photons émis dans les deux premières nanosecondes.

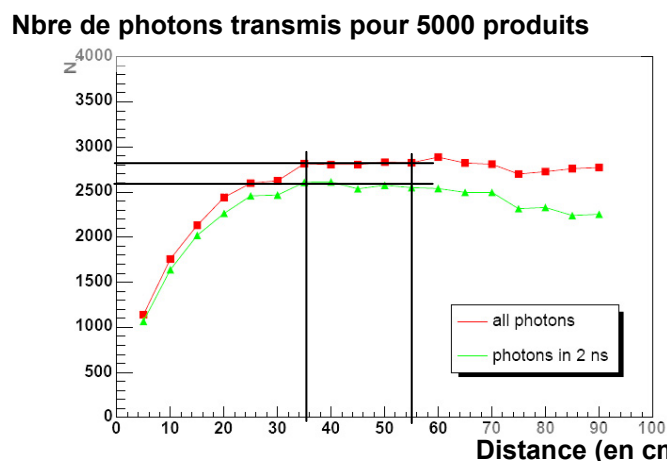


FIG. 4.7 - Transmission des photons en fonction de la distance parcourue dans un guide de lumière torsadé de type A.

La transmission de lumière devient optimale à partir d'une longueur égale à environ 350 mm et reste quasiment constante pendant 200 mm et ce quelque soit la fenêtre en temps. Pour des raisons d'encombrement de la mécanique des PMT (diamètre supérieur à la largeur d'un scintillateur) un guide de lumière sur deux doit être courbé et allongé. Les longueurs retenues sont donc égales à 335 mm pour les guides droits et égales à 435 mm pour les guides courbés à 11 degrés.

4.3.3 Les guides de lumière adaptés aux deux scintillateurs B :

Dans le cas des scintillateurs de type B la simulation a été réalisée sur les deux types de formes de guides de lumière. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 4.8. Pour les guides tronconiques la transmission de la lumière décroît très rapidement avec la distance parcourue : à partir de 10 cm pour tous les photons et après 20 cm pour une fenêtre de 2 ns. Cela est en contradiction avec les affirmations énoncées au chapitre 3.2 qui stipulaient qu'un conduit de lumière tronconique n'était utile que si le PMT est éloigné du scintillateur. On peut expliquer cela par le fait que la forme du guide de lumière n'est peut-être pas optimale ou du fait que ces études prennent en compte un coefficient de perte sur les surfaces.

Comme nous l'avons observé précédemment avec les guides adaptés aux scintillateurs A, les guides de lumière torsadés atteignent une transmission maximale après une plus grande distance de parcourt de la lumière : 70 cm quelque soit la fenêtre en temps. Cette longueur correspond donc à la longueur optimale de formage des torsades. A partir de 50 cm (pour tous les photons), distance correspondante au point d'intersection des courbes des deux types de conduit de lumière, un guide de lumière torsadé présente une meilleure transmission qu'un guide tronconique.

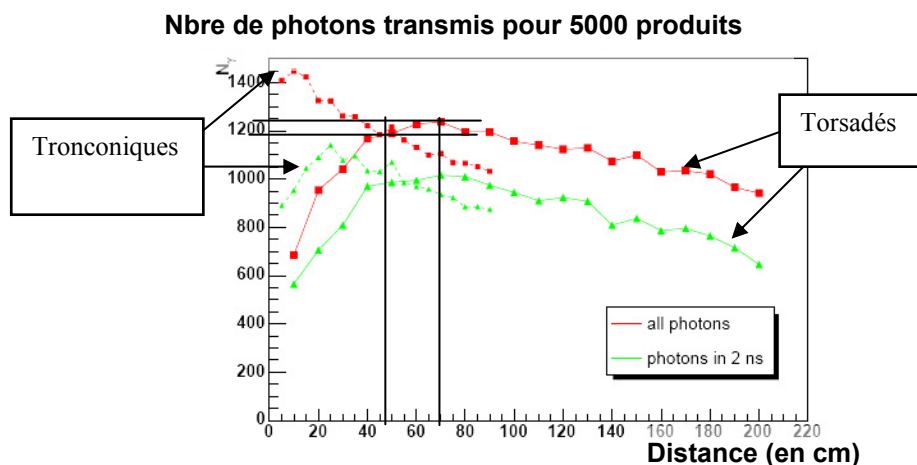


FIG. 4.8 - Transmission de photons en fonction de la distance parcourue dans les deux guides de lumière de type B : torsadés et tronconiques.

Nous avons fait le choix de réaliser les deux types de guide de lumière afin de les comparer et de valider la simulation, soit: 460 mm de longueur pour les tronconiques et 690 mm pour les torsadés.

Tous ces guides seront testés : seuls afin de déterminer leurs rendements lumineux propres et dans un compteur complet afin de comparer leurs influences sur la longueur d'atténuation et sur la résolution en temps. Les plans de détails des guides sont disponibles en annexe A.

4.4 Les photomultiplicateurs :

4.4.1 XP20H0 :

Notre choix pour les photomultiplicateurs destinés aux scintillateurs de type A s'est porté sur de nouveaux photomultiplicateurs rapides : les XP20H0. Ils ont été développés en collaboration avec l'institut Soltan d'études Nucléaire à Varsovie et la société Photonis. Le but de cette collaboration a été d'améliorer la résolution temporelle d'un modèle classique de photomultiplicateurs, le XP2020. La principale modification effectuée sur ces modèles classiques a été l'ajout d'un écran-grille (screening grid), proche de l'anode, au niveau de la dernière dynode (figure 4.9).

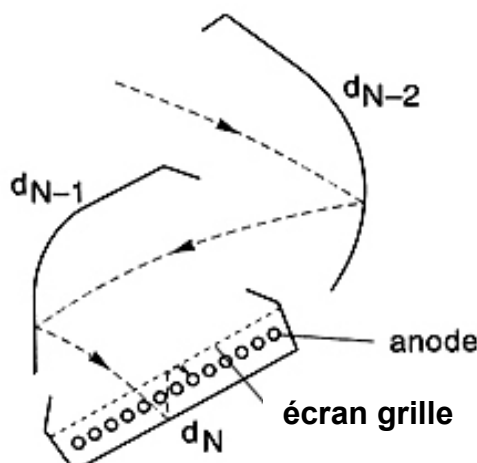


FIG. 4.9 - Géométrie des dernières dynodes, position de l'anode et de l'écran grille.

Les avantages d'utiliser une grille comme anode sont de diminuer le temps de vol des électrons de la dernière dynode N à l'anode et d'améliorer la collection de charge. Mais cette construction a des désavantages: des électrons peuvent arriver directement de la dynode $N-1$ à l'anode sans être amplifiés par la dernière dynode N contrairement à d'autres électrons qui sont amplifiés par cette dernière dynode pour ensuite être collectés par l'anode. Il y a donc une différence de gain pour ces électrons qui suivent deux trajets différents et aussi une différence de temps. L'écran grille a un rôle électrostatique qui permet de canaliser une grande majorité des électrons vers la dernière dynode N sans qu'ils touchent l'anode pour ensuite être collectés par l'anode. Privilégier un trajet permet de réduire le jitter en temps [16].

Le principe des tests qui permettront de valider ces PMT XP20H0 avec l'écran grille en résolution temporelle est de mesurer la différence en temps des signaux issus de deux PMT lorsqu'ils sont exposés à une source de ^{22}Na . Cette source a été choisie car elle émet au même moment deux photons gamma de direction opposés. Les émetteurs de positons (antimatière ou e^+) sont caractérisés par un excès de charge positive dans leur noyau. Ils se désintègrent vers un état stable par une transformation d'un proton en neutron, qui conduit à l'émission d'un neutrino et d'un positon. Le positon e^+ est de masse égale à l'électron e^- , mais de charge opposé.

Une fois le positon émis, il parcourt quelques millimètres durant lesquelles il perd toute son énergie cinétique. Lorsque le positon est au repos, il interagit avec un électron libre du milieu par une réaction d'annihilation au cours de laquelle la masse des deux particules se transforme en deux photons γ d'énergie : $E = 511 \text{ keV}$ chacun. On réalise ainsi la distribution de la différence des temps des signaux issues d'un PMT de test couplé à un cristal LSO (Lutétium OxyorthoSilicate) et des temps des signaux issues d'un PMT de référence couplé à un scintillateur en BaF_2 de résolution temporelle connue. Cette même méthode sera détaillée au chapitre 5.2.2 puisqu'elle sera utilisée afin de déterminer l'influence d'un guide de lumière sur la résolution temporelle. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

PMT	Résolution temporelle, δt [ps]		Nombre de photoelectron ^(b) [phe]	$\delta t \sqrt{N}$ [ps $\sqrt{\text{phe}}$] x 10 ³
	Mesuré	Détecteur testé ^(a)		
XP2020				
No. 25377	257±5	222±6	3200±100	12.6±0.4
XP20D0				
No 021	225±4	185±5	3500±100	10.9±0.4
2025	214±4	172±5	3930±100	10.8±0.4
2026	210±4	166±5	4140±100	10.6±0.4
R5320	215±5	173±5	2760±100	9.1±0.4

a) corrigé par la contribution du détecteur de référence de BaF₂ de 128 ps.

b) Nombre de photo-électron pour 511 keV

Tableau 4.2 - Résultats obtenus en résolution temporelle pour des PMT disposant d'un écran grille.

Ainsi la mise en place d'un écran placé à proximité de la grille d'anode a amélioré la résolution d'un facteur 1,2 comparé à un PMT classique. C'est pourquoi ce type de PMT sera utilisé dans muREX. On trouvera l'ensemble des tests dans la référence [17].

Les mesures de gain de ces PMT seront effectuées avant les tests en faisceau mais par manque de temps, nous les caractériserons en résolution en temps de retour du CERN. Ils seront caractérisés seul avec une source laser (chapitre 7.1) et dans un compteur en cosmiques (chapitre 7.2).

4.4.2 XP4512 :

Dans un premier temps c'est l'épaisseur du scintillateur qui définit approximativement le diamètre du cylindre du guide de lumière qui recevra le PMT et ce de manière à collecter le maximum de lumière. Mais c'est la disponibilité des PMT dans le commerce qui en finalise le choix. Pour un diamètre de 130 mm, le choix du XP4512 pour muREX a été fait sans hésitation. En effet, c'est celui dont le temps de transit était le plus faible et dont la sensibilité spectrale était maximum pour la longueur d'onde des photons du scintillateur. Les caractéristiques sont énoncées dans le tableau 3.2. Comme les PMT de type XP20H0, les modèles de photomultiplicateurs XP4512 seront caractérisés en gain avant les tests en faisceau puis en résolution temporelle de retour du CERN (chapitre 7.2).

4.5 Banc de tests CAMAC (Saclay): choix de l'interface entre le PMT et le guide de lumière et dimensionnement du laser nécessaire à l'étalonnage en temps de muREX :

4.5.1 Principe et système d'acquisition des données :

Ce banc de tests a pour objectif de déterminer le rendement lumineux de l'interface entre un PMT et un guide de lumière avec deux sources différentes (muons cosmiques et laser vert) et aussi de quantifier la puissance lumineuse d'un laser nécessaire à l'étalonnage en temps du prototype muREX. Le système d'acquisition de données est défini par un système de déclenchement qui crée une porte logique au moment où une particule chargée traverse les scintillateurs de mesure. Des tests avec une source radioactive de Strontium ont été réalisés mais les mesures n'ont pas été concluantes. Un module électronique ADC (Analog to Digital Converter) convertit les signaux de charge d'anode analogique en numérique. Pour cela, il intègre la charge des signaux de sortie des PMT après que ces signaux aient été retardés du temps correspondant à la vitesse du déclenchement. Enfin un programme CAMDA récupère les données numériques de sortie du module ADC via une interface CAMAC et les écrit dans un fichier binaire. Il ne reste plus qu'à le convertir en fichier ASCII et à traiter les données avec ROOT. Le dispositif est complété par un module TDC (Time to Digital Converter) qui va contrôler la dispersion en temps des impulsions laser. Il permet de mesurer les écarts de temps entre le signal provenant du PMT de référence ($PMT_{réf}$) et le signal provenant du PMT où l'on change les interfaces ($PMT_{interface}$). Ces mesures ne seront pas présentées ici. La figure 4.10 représente le châssis d'électronique utilisés pour nos tests.

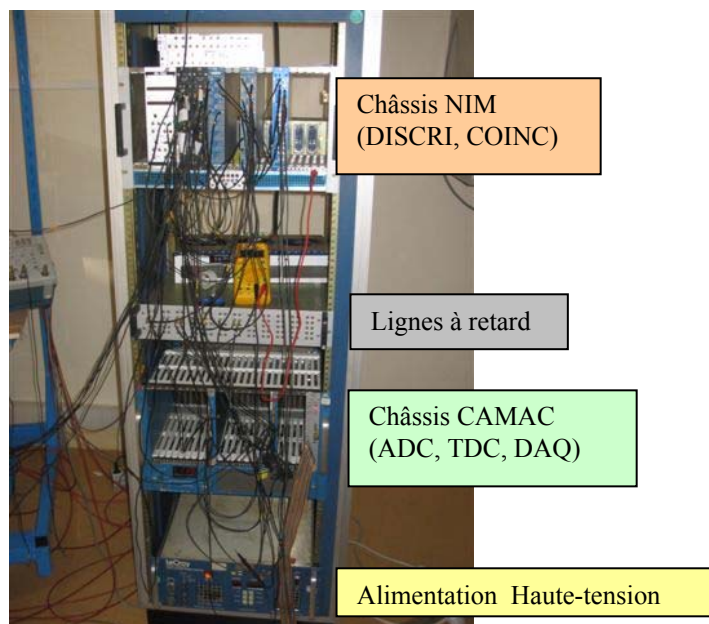


FIG. 4.10 - Châssis d'électronique utilisé pour les tests d'interfaces et le choix du laser.

4.5.1.1 Système de déclenchement :

Le signal de déclenchement est créé par la particule qui traverse les scintillateurs du $PMT_{interface}$ et du $PMT_{coincidence}$. Dans ce cas, le signal d'anode (impulsion de tension) délivré par les PMT est proportionnel à la quantité de lumière produite par l'interaction. Il est envoyé vers des modules afin d'en mesurer la charge. Pour cela, les signaux de l'anode des PMT sont dédoublés (module « splitter ») afin d'être envoyés simultanément dans des discriminateurs pour réaliser le déclenchement (via un module de coïncidence) et vers le module ADC après avoir été retardés du temps correspondant aux temps nécessaire pour fabriquer le signal de déclenchement.

Le déclenchement a lieu uniquement si les signaux des PMT dépassent le seuil des discriminateurs réglé à 50 mV et s'il existe une coïncidence entre les signaux de sortie des $PMT_{interface}$ et $PMT_{coïncidence}$.

Les modules électroniques utilisés sont des modules de standard NIM (Nuclear Instrumentation Module) : discriminateur, module de coïncidence, dédoubleur. La figure 4.11 représente un schéma électrique de principe du banc de test complet (test interface et test choix d'un laser) avec le système d'acquisition des données et le système de déclenchement. Les modules en vert sont des cartes au format CAMAC connectées au PC d'acquisition via une carte HYTEC Electronics 1330 et les modules en orange sont des cartes au format NIM.

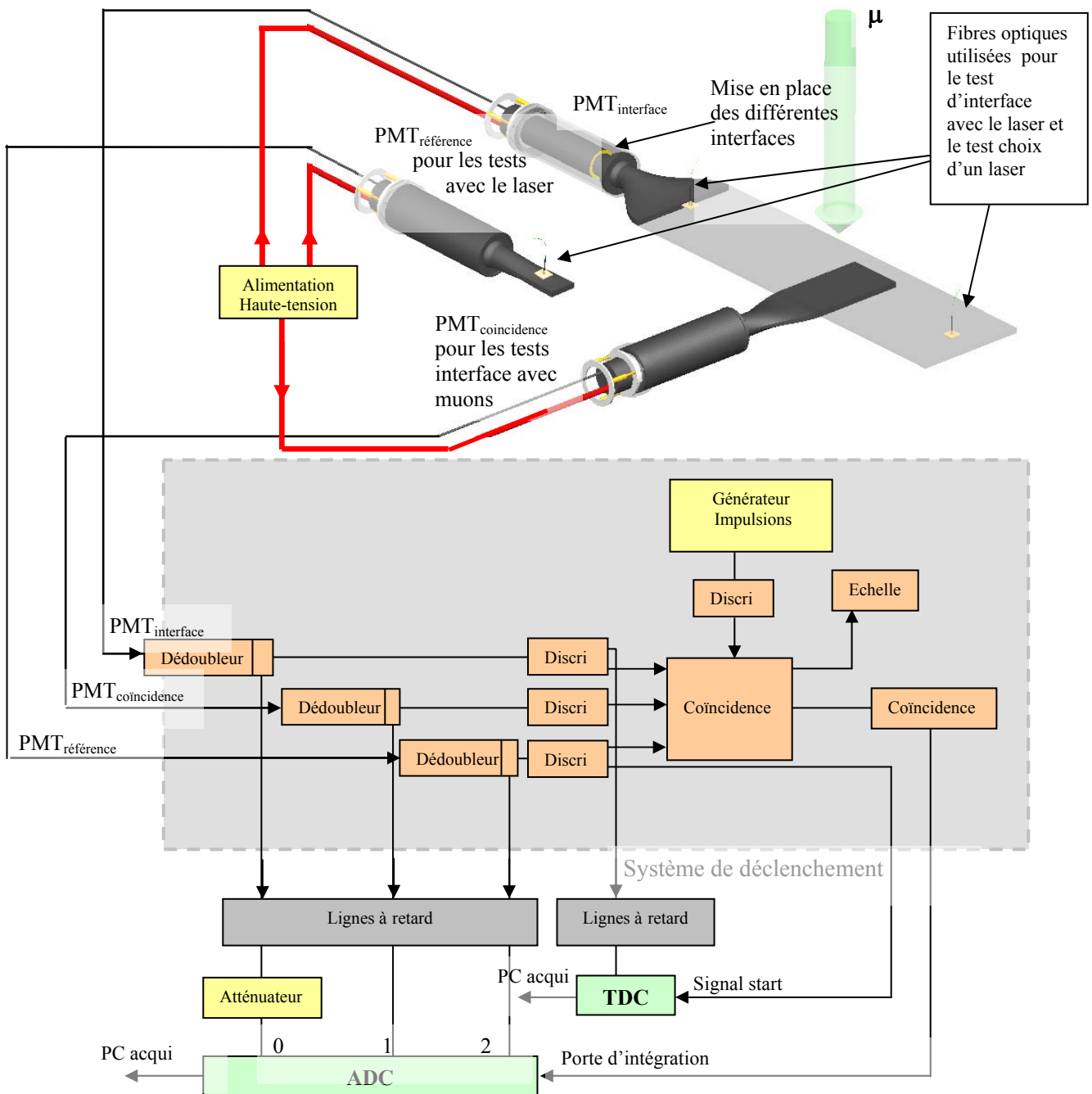


FIG. 4.11 - Schéma de principe des tests d'interfaces et de choix d'un laser.

4.5.1.2 Les modules électroniques:

Les impulsions de tension fournies par les PMT vont être traitées avec divers modules électroniques.

Le module discriminateur génère sur ses trois sorties une impulsion normalisée de type NIM lorsque la valeur de la tension du PMT envoyée sur son entrée dépasse un certain seuil. Ce seuil dit de déclenchement est réglable par l'intermédiaire d'une micro-vis repérée par la désignation « threshold » pour seuil, sa plage était de -30 mV à 1 V. On peut également régler la largeur des impulsions entre 6 ns et 150 ns. Le discriminateur utilisé est le 623B de chez Lecroy avec huit entrées.

Le module dédoubleur ou « splitter » permet de distribuer sur ses sorties la tension qui est appliquée à son entrée, il possède des sorties retardées et non retardées. La valeur du retard appliqué est inscrite sur le module ainsi que les fractions des tensions sur chaque sortie (ici 0,15 et 0,75). Les splitter que nous avons utilisés sont des ponts résistifs adaptés ne requérant pas d'alimentation extérieure. Il existe aussi des diviseurs actifs qui sont capable de fournir des sorties identiques au signal entrant : modules « Linear Fan-in Fan-out ».

Le module de coïncidence est le 465 de chez Lecroy, il possède trois compartiments de quatre entrées et délivre pour chaque compartiment deux signaux de sortie réglables lorsque les signaux logiques d'entrée présentent un recouvrement temporel supérieur à 5ns. Ces modules possèdent également un mode VETO : quand un signal logique est transmis au veto, aucune sortie n'est délivrée tant que ce signal est présent. On utilisera ce mode lors des tests au CERN afin de ne prendre en compte que les événements provenant de la cible.

Le module ADC utilisé est le 2249W de chez Lecroy. Il utilise la norme CAMAC. Il intègre les signaux envoyés sur ses entrées (au nombre de douze) durant un intervalle de temps défini par un signal NIM appliqué sur l'entrée « Gate » ou porte de déclenchement du module. Ce module fournit une réponse numérique de la charge du signal codée en nombre de canaux. Pour chaque canal il fournit une valeur entre 0 et 1980. Chaque point correspond à une charge de -0,25 pC avec une résolution pleine échelle de 0.05% [18]. Ce module ADC intègre aussi bien les impulsions de tensions utiles que le bruit du système. Pour mesurer le bruit de fond de la chaine électronique, on fabrique un trigger externe par un générateur d'impulsions. Ainsi, la porte logique étant décalée des signaux physiques, le spectre ADC obtenu correspond au bruit appelé piédestal tandis que les signaux physiques correspondant aux dépôts d'énergie qui suivent une distribution de Landau (cf. figure 4.12).

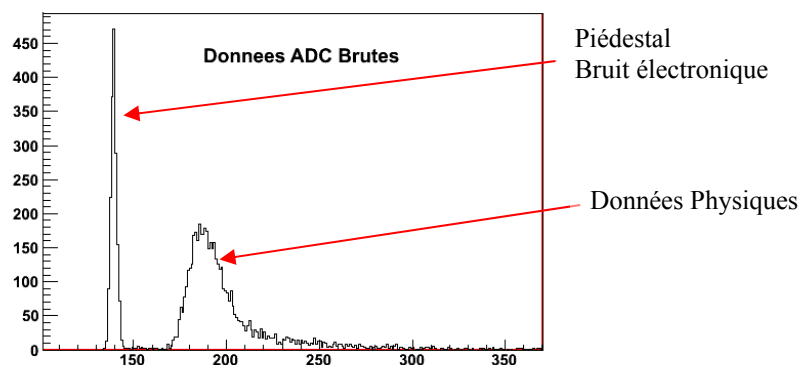


FIG. 4.12 - Visualisation d'un spectre ADC sous ROOT.

4.5.1.3 Programme d'acquisition des données (CAMDA) :

Le programme CAMDA va nous permettre de dialoguer avec le châssis CAMAC pour configurer les modules (ADC et TDC), de visualiser les spectres en direct et de sauvegarder les données dans un fichier en vue de leur analyse avec ROOT. Ce logiciel peut enregistrer les données de deux manières différentes. Soit à partir des spectres (histogrammes à une ou deux dimensions, en fichiers texte) ou soit à partir des événements (fichiers de données binaires avec une organisation particulière). On réalisera l'enregistrement avec le deuxième type de fichier. Ce type de fichier est produit si l'utilisateur le désire. Lors du lancement d'une acquisition (commande `New` dans le menu de CAMDA), une boîte de dialogue demande à l'utilisateur s'il veut sauvegarder les données. S'il répond oui à ce moment, c'est le fichier en question qui va être rempli par les événements de l'acquisition. Ce fichier a obligatoirement une extension `.dat`. Ce fichier est composé d'un en-tête comportant des informations relatives à la mesure (date, nombre de voies de mesure, etc.). Ensuite, les données sont sauvegardées selon des blocs de taille fixe.

Toutes les données sont sauvegardées par voie d'acquisition par mots de deux octets. La configuration de l'acquisition, et en particulier le nombre de voies à sauvegarder, est faite à partir de la commande `Edit CNAF` du menu de CAMDA, et sauvegardée dans un fichier texte ayant l'extension `.wrk`.

Ce logiciel a été développé par Herbert Stelzer au centre de recherche de Darmstadt GSI : un accélérateur d'ions lourds. La carte contrôleur a été développée par Hytec Electronics pour la lecture via un PC. Une copie d'écran est présentée en figure 4.13.

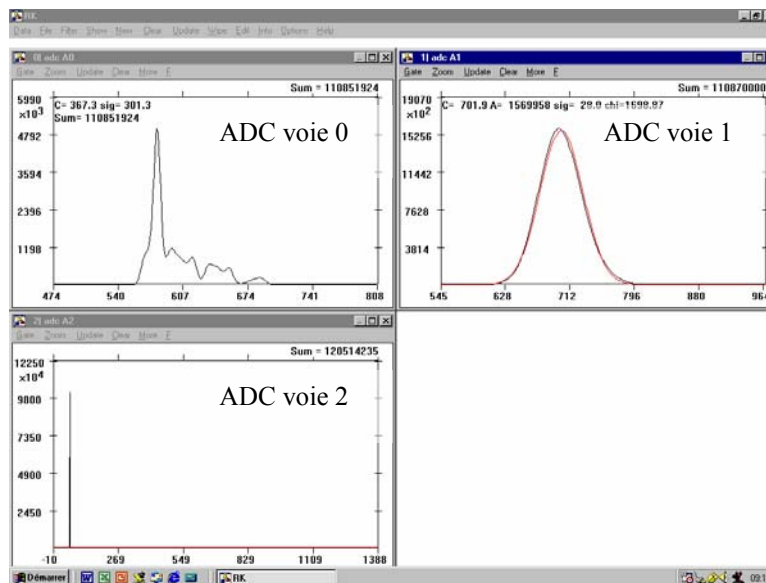


FIG. 4.13 - Copie d'écran du software CAMDA avec 3 spectres ADC (nombre de coups en fonction du canal ADC).

4.5.1.4 Programme de traitement (ROOT) :

Doté d'un interpréteur C++ (CINT), ROOT permet de remplir des histogrammes, ajuster des densités de probabilités sur des données et afficher les graphiques correspondant.

Une documentation complète ainsi que les procédures d'installation sont disponibles sur le site [19] et la référence [20].

Les données que va lire ROOT doivent être mises au format ASCII [21], il est donc utile de prévoir un programme de conversion du format binaire (le moins volumineux) au format ASCII.

Les données des fichiers ascii sont présentées sous la forme suivante : 52 60 61 **1** 164 60 72 2 262 61 94 **3** 269 60 92 **4** 167 61 82 **5** 137 60 78 **6** 164 61 71 **7** 132 60 65 **8** 194 61 97 **9** 145 60 66 **10**. Dans ce cas, pour chaque événement, en gras, on enregistre trois données correspondant à trois spectres. Un exemple de programme en C++ utilisé pour l'analyse des mesures de rendement lumineux avec des muons cosmiques est disponible en annexe B.

4.5.2 Mesures de l'influence de différentes interfaces entre le PMT et un guide de lumière sur le rendement lumineux pour deux sources :

Après avoir expliqué le principe du système d'acquisition, l'analyse des données et l'utilité faible mais non négligeable d'un emballage spécifique (film aluminium) des guides de lumière, il nous reste à choisir la meilleure interface entre le guide de lumière et le photomultiplicateur afin d'optimiser le rendement lumineux. Nous étudierons donc cinq interfaces différentes (lame d'air, simple contact, silicone, graisse optique et graisse optique + silicone) pour deux sources de production de lumière dans le scintillateur (muons cosmiques et laser vert). Dans nos tests avec le laser, la lumière mesurée par le photomultiplicateur provient essentiellement de la transmission de la lumière du laser dans le scintillateur (on néglige la lumière émise par l'interaction des muons cosmiques avec le scintillateur). Les molécules scintillantes ne sont pas excitées par la lumière du laser. Le scintillateur est un milieu transparent pour le laser contrairement aux particules chargées. Les photons vus par le photomultiplicateur n'auront donc pas les mêmes longueurs d'onde, les photons de fluorescence du scintillateur sont émis à une longueur d'onde égale à 420 nm et les photons du laser sont émis à une longueur d'onde égale à 532 nm. Cette différence va intervenir uniquement dans l'efficacité quantique du PMT qui diminuera d'un facteur 10 avec le laser.

Remarque : La géométrie parallélépipédique des scintillateurs et l'encombrement pour les scintillateurs nous obligent en toute logique à utiliser des guides de lumière. Mais une étude comparative avec et sans guide de lumière (c'est à dire photomultiplicateur collé directement sur le scintillateur) pourrait être très intéressante afin d'estimer le rapport performance/coût optimum.

4.5.2.1 Avec des muons cosmiques :

Deux spectres du nombre d'événements en fonction du canal ADC sont représentés en figure 4.14 obtenus avec une interface d'air et par simple contact. Ce sont les valeurs les plus probables définies par les distributions de Landau qui seront utilisées pour comparer l'influence sur le rendement lumineux des différentes interfaces.

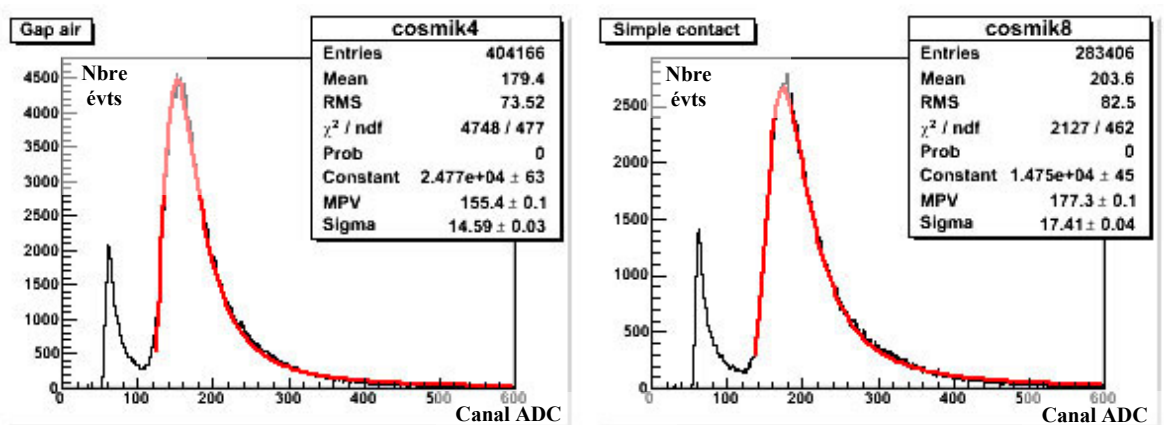


FIG. 4.14 - Deux spectres ADC obtenus avec des muons cosmiques pour une interface PMT/guide en lame d'air et simple contact.

Le tableau 4.3 récapitule les résultats obtenus avec des muons cosmiques.

Types d'interfaces	Fichier	\diamond MPV ADC	Rendement
Lame d'air	cosmik4	155.7	70%
Simple contact	cosmik2/8/16	171.8	77%
Silicone	cosmik9/13/14/15	194.5	87%
Graisse optique + silicone	cosmik6/10/18/20/23	208.1	93%
Graisse optique	cosmik17/19/21/22	223.4	100%

Tableau 4.3 - Résultats du rendement lumineux obtenus pour différentes interfaces en muons cosmiques.

Les incertitudes aléatoires sont déterminées par des mesures de répétabilité et sont de 20 canaux. Le rendement est normalisé par rapport au résultat obtenu pour la graisse optique. Tous les spectres sont disponibles en annexe C.

4.5.2.2 Avec un laser de longueur d'onde d'émission égale à 532 nm :

Dans le cas du laser les spectres obtenus en ADC (figure 4.15) sont des distributions de forme gaussienne puisque nous ne sommes pas dans le cas d'une perte d'énergie des muons dans la matière mais uniquement dans la transmission de la lumière laser dans le scintillateur et que le nombre de photons est stable.

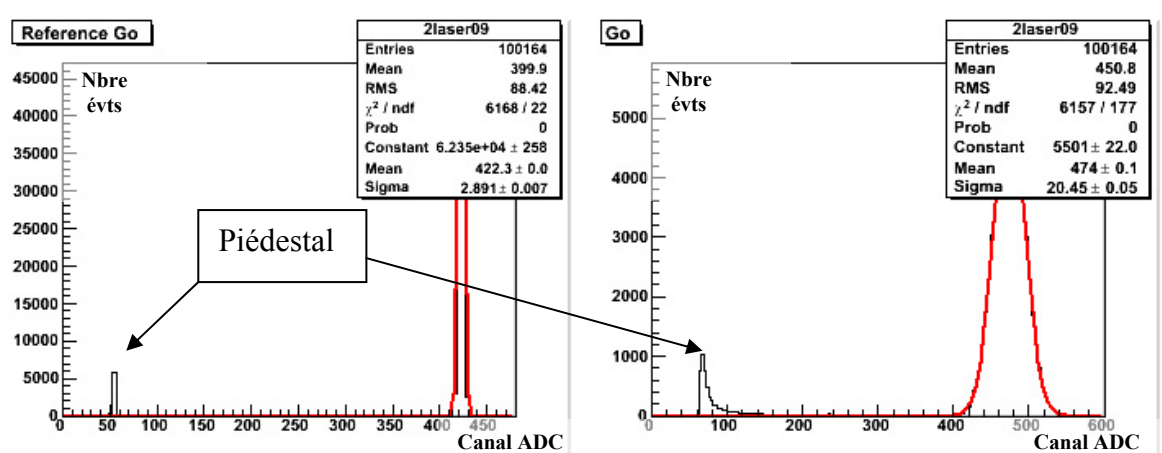


FIG. 4.15 - Exemple de spectres ADC du $PMT_{réf}$ et du $PMT_{interface}$ avec le laser vert pour une interface entre le PMT et le guide de lumière en graisse optique.

Le tableau 4.4 récapitule les résultats obtenus avec un laser de longueur d'onde d'émission égale à 532 nm pour cinq types d'interfaces.

Types d'interfaces	Fichier	MPV ADC réf	MPV ADC réf - pied	MPV ADC test	MPV ADC test - pied	norm réf	MPV ADC test norm	ρ
Lame d'air	2laser22	398.0	344.0	291.2	226.2	1.00	226.2	63%
Simple contact	2laser40/42	424.1	370.1	328.6	263.6	0.93	245.0	68%
Silicone	2laser34/35	443.2	389.3	406.8	341.8	0.88	302.0	84%
Graisse optique + silicone	2laser03/05	425.4	371.4	414.6	349.6	0.93	323.8	90%
Graisse optique	2laser09/10/11/12/13/14/15/16	415.5	361.5	450.8	385.8	0.95	366.9	100%
Graisse optique	2laser44/45/46/47/48/49	413.7	359.7	431.5	366.5	0.96	350.3	

Tableau 4.4 - Résultats du rendement lumineux obtenus pour différentes interfaces en muons cosmiques.

Les incertitudes aléatoires en laser sont définies par la répétabilité des mesures effectuées en graisse optique. Ainsi les incertitudes aléatoires sont de l'ordre de 17 canaux. Tous les spectres sont disponibles en annexe D. Le rendement est normalisé par rapport au résultat obtenu pour la graisse optique et est représenté en figure 4.16 pour les cinq interfaces.

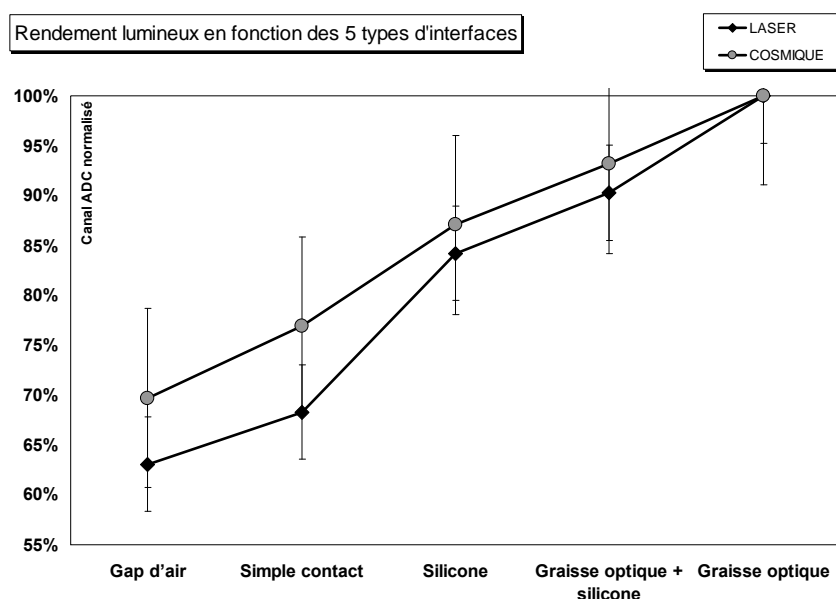


FIG. 4.16 - Rendement lumineux normalisé pour 5 interfaces PMT/guide de lumière et pour 2 sources.

Il apparaît clairement que la meilleure interface entre le PMT et le guide de lumière en terme de rendement lumineux est obtenue par de la graisse optique seule. C'est donc cette interface qui sera utilisée dans l'expérience et dans chacun des bancs de tests. Un inconvénient connu de la graisse optique est la tendance à couler lorsque la température augmente.

4.5.3 Mesures de l'atténuation de la lumière dans un scintillateur afin de définir la puissance du laser nécessaire à l'étalonnage de muREX:

Ce sont les mesures d'atténuation d'une lumière laser injectée à 90 degrés dans un scintillateur par des fibres optiques qui sera présentée dans la suite. Ces mesures d'atténuation dans un scintillateur de test ont pour but d'estimer l'atténuation du nombre de photons qui parcourent 200 cm dans un scintillateur de type B. Ainsi on pourra estimer la puissance du laser nécessaire pour réaliser un étalonnage. Ce système d'étalonnage va servir à contrôler les fluctuations de la mesure du temps dans les détecteurs au cours de la durée des prises de données de l'expérience et à déterminer la résolution optimale sur le temps de vol.

Nous avons besoin pour l'étalonnage en temps de muREX d'un laser émettant des impulsions brèves de l'ordre du temps de décroissance de la scintillation. L'étalonnage sera donc réalisé avec les mêmes conditions d'éclairage que lors du fonctionnement de l'expérience. De plus, les fluctuations en temps du laser seront au plus égales à la largeur des impulsions. Nous avons besoin aussi d'un laser avec une intensité lumineuse suffisante pour que des photons arrivent aux PMT après avoir parcouru une distance de 2 m (milieu d'un scintillateur B) et soient ainsi converti en signal électrique. Sans oublier que cette lumière laser devra être injectée dans 48 scintillateurs pour le détecteur final. Il nous faut donc un système permettant de d'alimenter en lumière ces 48 scintillateurs avec une même source. Ce système est représenté schématiquement en figure 4.17.

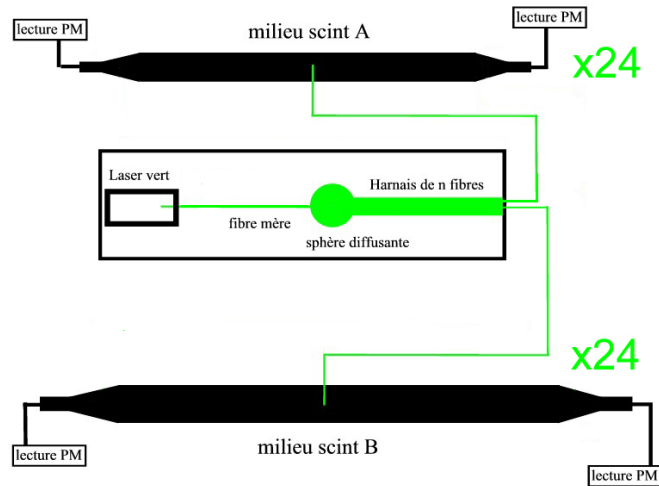


FIG. 4.17 - Principe de l'étalonnage en temps de muREX par un laser.

En tenant compte de tous les phénomènes qui interviennent dans l'atténuation de la lumière laser, nous allons estimer la puissance du laser nécessaire à l'étalonnage en temps de muREX.

4.5.3.1 Principe du test:

La source de lumière utilisée est un laser qui émet dans le vert, λ est égale à 532 nm, avec pour caractéristiques catalogue d'énergie par impulsion comprise entre 0.5 et 2 μ J et de largeur d'impulsion inférieure à 20 ns. Cette lumière est envoyée directement (après focalisation) dans un harnais de 240 fibres d'un mètre de longueur par l'intermédiaire d'une fibre optique dite « mère ». La répartition de la lumière incidente vers les fibres du harnais est réalisée au moyen d'une sphère diffusante (réduit le phénomène de Speckle et permet de réaliser mécaniquement des couplages d'une fibre vers plusieurs). Trois fibres du harnais seront utilisées : $fo_{réf}$, fo_1 et fo_2 .

La fibre d'un harnais est collée dans sa fêrulle et le porte-fêrulle est collé sur le scintillateur. La fêrulle vient se clipper dans le porte-fêrulle. Ce système complet est utilisé dans l'expérience CMS [22] et est représenté en figure 4.18. Il est très pratique car il permet les montages et démontages des fibres au cours de nos différentes mesures et de façon reproductibles.

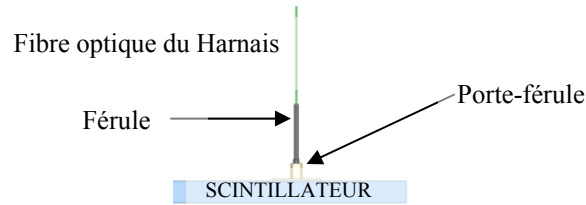


FIG. 4.18 - Dispositif d'injection de la lumière dans le scintillateur.

On mesure le signal délivré par un photomultiplicateur $PMT_{interface}$ issue de la lumière du laser en deux positions sur un scintillateur (position 2 : la plus éloigné du PMT, position 1 : la plus proche) puis directement sur la photocathode pour les deux fibres fo_0 et fo_1 . Le signal du photomultiplicateur est envoyé sur un module ADC qui fournit une réponse numérique de la charge du signal codée en nombre de canaux, chaque canal correspondant à une charge. La visualisation des spectres ADC est réalisée en direct par le logiciel d'acquisition CAMDA. En comparant le signal ADC des deux positions avec le signal ADC mesuré en contact direct avec le PMT, on peut en déduire la transmission du scintillateur et donc sa longueur d'atténuation. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.19. Du fait des impulsions laser très instables (variations de température), on mesure simultanément pour chaque position le signal ADC issue de la fibre $fo_{réf}$ par un autre PMT qui nous servira de référence appelé $PMT_{réf}$. On pourra ainsi faire une normalisation des signaux.

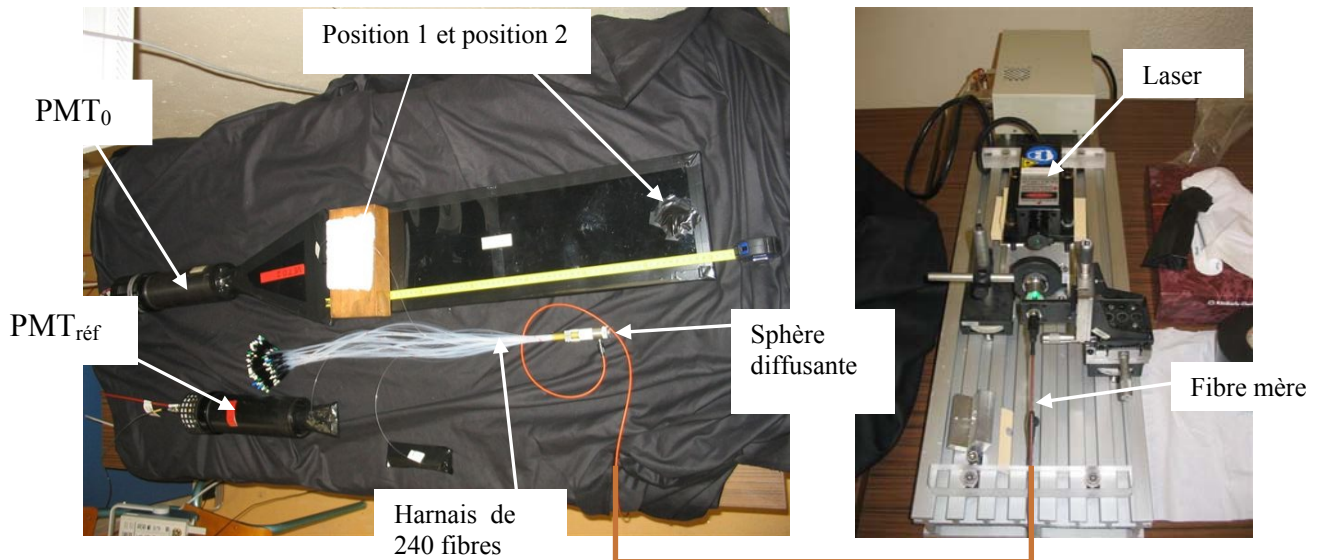


FIG. 4.19 - Dispositif expérimental de la mesure de la longueur d'atténuation d'un scintillateur.

Remarque : La dispersion maximum mesurée sur la transmission des fibres du harnais est de l'ordre de 4% [23].

4.5.3.2 Matériel utilisé:

Le matériel utilisé pour la mise place de ces tests est constitué d'un objectif, d'un diaphragme disposant d'une connectique de type ST pour la fibre mère. Cette fibre optique dit mère est de type HCG MO 365 de longueur égale à 100 m et d'un diamètre de cœur égal à 365 μm . Le harnais utilisé est celui de l'expérience CMS constitué de 240 fibres de type HCG MO 200 de longueur égale à 1000 mm et d'un diamètre de cœur égal à 200 μm . L'alimentation en lumière de ces 240 fibres est réalisée par l'intermédiaire d'une sphère diffusante dont les caractéristiques optiques ont été définies par l'équipe de CMS.

On utilise trois portes férules de CMS en Polycarbonate et oxyde de titane. Le scintillateur est de type BC408 de BICRON avec pour caractéristiques : $L=700\text{mm}$, $l=200\text{mm}$, $e=10\text{mm}$. Les deux photomultiplicateurs utilisés sont de marque Photonis et sont des modèles XP2020.

4.5.3.3 Spectres ADC obtenues dans les deux positions :

Nous commencerons les mesures en position 2 sur le scintillateur afin que l'amplitude du signal le plus atténué ne soit pas inférieure au seuil minimum du discriminateur qui est de 30 mV. On choisira un signal de 400 mV en ajustant la quantité de lumière laser injectée dans le scintillateur par un diaphragme.

Pour une alimentation en haute tension du PMT_{réf} dans sa plage de fonctionnement (1400-2300 V) et sans saturation, la lumière issue de la fibre $f_{0\text{réf}}$ est atténuée par un filtre optique. La tension du PMT_{réf} est de 1600 V. La tension du PMT_{interface} est de 2000 V.

Les résultats des mesures correspondent à la moyenne du numéro de canal ADC pondérée par le nombre de coups sur l'ensemble du spectre ADC. La mesure des piédestaux sur PMT_{réf} et PMT_{interface} est réalisée en injectant sur la voie 0 de l'ADC un signal hors de la porte d'intégration provenant du générateur d'impulsions. Les valeurs de bruit électronique obtenues sont égales à 52,3 canaux pour le PMT_{interface} et de 62 canaux pour le PMT_{réf}. Il suffit de retrancher cette valeur moyenne du bruit à la valeur moyenne du signal pour chaque PMT pour obtenir la valeur du signal non bruité.

Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau 4.5.

	PMT _{inter}	PMT _{inter} - PMT _{interpiéd}	PMT _{réf}	PMT _{réf} - PMT _{réfpiéd}
Mesure1: position2, fo₀	182,3	130	780,6	718,6
Mesure2: position1, fo₀	465,6	413,3	836,7	774,7
Mesure3: position1, fo₁	369,6	317,3	635,9	573,9
Mesure4: position2, fo₁	162,4	110,1	680,9	618,9
Mesure5: photocathode, fo₁, filtre 10% + 20dB	340,3	288	765,8	703,8
Mesure6: photocathode, fo₀, , filtre 10% + 20dB	316,5	264,2	648,7	586,7

Tableau 4.5 - Résultats des mesures de rendement lumineux obtenus pour deux fibres optiques et pour trois positions.

On observe un effet d'atténuation entre les deux positions et pour les deux fibres. Il apparait aussi clairement l'intérêt d'utiliser une référence au vu des instabilités du laser. Les données relatives à la photocathode ont été prises avec un filtre optique de transmission 10 % placé sur la photocathode et une atténuation égale à 20 dB sur la voie ADC pour éviter la saturation du PMT_{interface}. Pour extraire la longueur d'atténuation nous devons corriger ces mesures par la transmission du système. Les valeurs d'atténuation introduites par la transmission du filtre optique (coefficient τ) et par l'atténuateur à 20 dB (coefficient ε) seront mesurées par la suite.

Les vraies valeurs de la charge reçue par le PMT_{interface} lorsque la lumière est injectée directement sur la photocathode sont donc déterminé en multipliant la valeur ADC obtenue avec le filtre optique et l'atténuateur par les coefficients τ et ε soit :

$$ADC_{\text{vrai photocathode}} = ADC \cdot \tau \cdot \varepsilon \quad (4.1)$$

La figure 4.20 représente les spectres ADC du PMT_{interface} (spectre du dessus) et du PMT_{réf} pour la fibre optique 0 en position 2. Les autres spectres sont disponibles en annexe E.

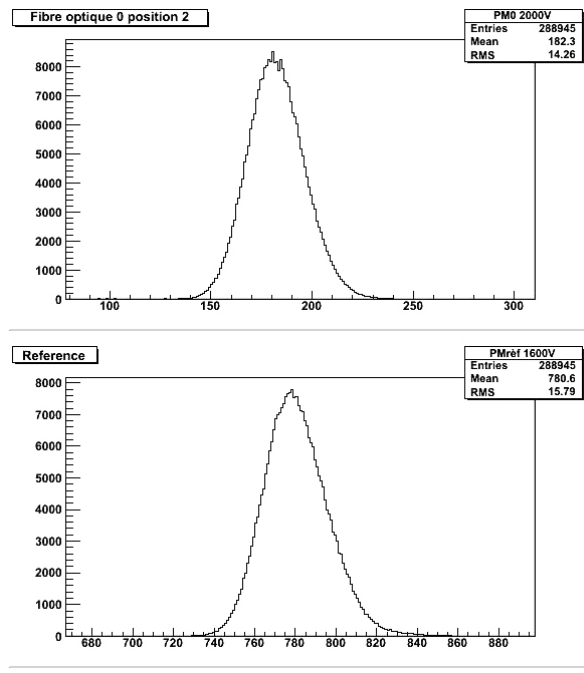


FIG. 4.20 - Spectres ADC du $PMT_{interface}$ et du $PMT_{réf}$ en position 2 pour la fibre 0.

4.5.3.4 Etalonnage du filtre optique et détermination du coefficient τ :

On injecte la lumière du laser par la fibre optique 0 en contact direct avec la photocathode du $PMT_{interface}$ puis on relève avec ou sans filtre optique les moyennes des spectres ADC données par CAMDA. On relève aussi les moyennes des spectres ADC sur le $PMT_{réf}$ pour effectuer une normalisation du fait de l'importante instabilité du laser. La haute tension du $PMT_{interface}$ est descendue à 1600 V pour ne pas le saturer et on ajoute 10 dB d'atténuation sur la voie ADC. La mesure 2 (fibre optique $f_{.00}$ en position directe sur la photocathode du $PMT_{interface}$ et la fibre optique $f_{o_{réf}}$ sur $PMT_{réf}$ avec l'utilisation d'un atténuateur de 10 dB) est effectuée dans les mêmes conditions que la mesure 1 mais sans filtre optique

Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau 4.6.

	PMT_{inter}	$PMT_{inter} - PMT_{interpiéd}$	$PM_{réf}$	$PM_{réf} - PM_{réfpiéd}$
Mesure1	106,3	54,0	601,5	539,5
Mesure2	590,5	538,2	616,5	554,5

Tableau 4.6 - Résultats des valeurs ADC avec et sans filtre optique afin de déterminer le coefficient τ d'atténuation de la lumière.

On en déduit donc la transmission optique du filtre en normalisant par la référence, on a :

$$\text{Transmission optique} = \frac{554,5}{539,5} \times 54 / 538,2 = 1,031E-2 = 10,31 \%$$

Cette valeur de transmission optique définit le coefficient τ d'atténuation de la lumière égal à 100/10,31 soit 9,70.

4.5.3.5 Etalonnage de l'atténuateur et détermination du coefficient ε :

Le principe est d'injecter la lumière du laser par une des deux fibres optiques en position 1 (lumière ni trop atténuée ni trop intense) et on relève pour différentes valeurs d'atténuation la moyenne du spectre ADC donnée par CAMDA. Le positionnement de l'atténuateur dans la chaîne électronique est montré sur la figure 4.11. On en déduit le coefficient d'atténuation ε introduit sur le signal pour une atténuation de 20 dB.

Le bruit électronique du $PMT_{interface}$ est égal à 61,1 canaux. On appelle ADC_0 la valeur moyenne de l'ADC relevé pour différentes atténuations et ADC_{corr} la valeur ADC corrigée de l'atténuation.

L'atténuation en décibel s'écrit :

$$Att(dB)=20\log\left(\frac{ADC_{corr}}{ADC_0}\right) \quad (4.2)$$

Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau 4.7.

Att(dB)= 20log(ADC/ADC₀)	ADC₀= PMT_{inter} - PMT_{interpiéd}	ADC_{corr}	coeff
0	500.0	500.00	1.00
1	442.5	496.49	1.12
2	384.4	483.93	1.26
3	351.0	495.80	1.41
4	308.7	489.26	1.58
5	269.4	479.07	1.78
6	244.3	487.44	2.00
10	150.5	475.92	3.16
15	76.6	430.75	5.62
20	39.2	392.00	10.00
25	17.6	312.98	17.78
30	4.3	135.98	31.62

Tableau 4.7 - Résultats des valeurs ADC avec correction de l'atténuation afin de déterminer le coefficient ε d'atténuation du signal ADC.

On en déduit l'atténuation ε introduite sur le signal ADC par 20 dB qui est de l'ordre de 10. A priori seule la mesure à 20dB était utile mais nous avons choisi de faire un étalonnage sur une plus grande gamme afin d'en vérifier le comportement exponentiel.

Le tableau 4.8 récapitule les résultats obtenus en canal ADC pour les trois positions d'injection de la lumière, avec correction dans le cas d'injection directe de la lumière sur la photocathode et pour les trois fibres optiques.

		Photocathode avec correction	position 1	position 2
Mesure 1	f₀	25627	413	130
	f_{réf}	56910	775	719
		Photocathode avec correction	position 1	position 2
Mesure 2	f₀₁	27936	317	110
	f_{réf}	68269	636	681

Tableau 4.8 - Récapitulatif des résultats obtenus en canal ADC pour les trois positions et les trois fibres optiques.

4.5.3.6 Calcul de l'atténuation de la lumière dans les deux positions :

On définit T_1 et T'_1 comme étant respectivement la transmission de la lumière en position 1 pour la fibre optique 0 (f_{01}) et la transmission de la lumière en position 1 pour la fibre optique 1 (f_{01}). T_2 , T'_2 sont défini de la même façon mais en position 2. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.9.

Position 1				
Transmission				
f_{o0}	f_{o1}	Moyenne	Ecart type σ	Atténuation
T_1	T'_1	\bar{T}		
$\frac{586,7}{774,7} \times \frac{413,3}{25627,4}$	$\frac{703,8}{635,9} \times \frac{317,3}{27936,0}$	$\frac{T_1 + T'_1}{2}$	$\sqrt{\frac{\sum (T_n - \bar{T})^2}{(n-1)}}$	$1 - \bar{T}$
1.22%	1.26%	1.24%	0.03%	98.76%

Position 2				
Transmission				
f_{o0}	f_{o1}	Moyenne	Ecart type σ	Atténuation
T_2	T'_2	\bar{T}		
$\frac{586,7}{718,6} \times \frac{130}{56909,9}$	$\frac{703,8}{680,9} \times \frac{110,1}{68268,6}$	$\frac{T_2 + T'_2}{2}$	$\sqrt{\frac{\sum (T_n - \bar{T})^2}{(n-1)}}$	$1 - \bar{T}$
0.41%	0.41%	0.41%	0.005%	99.589%

Tableau 4.9 - Transmission et atténuation de la lumière pour les deux positions et les deux fibres optiques.

L'atténuation de la lumière est très importante avec près de 99 % quelle que soit la position de l'injection de la lumière laser sur le scintillateur. Cette atténuation est principalement due à l'angle d'injection de la lumière (90°) sur le scintillateur et aux réflexions introduites sur les faces du scintillateur pendant le trajet de la lumière. Ne pouvant pas varier l'angle d'incidence de la lumière à cause des contraintes mécaniques, seule la longueur d'atténuation va intervenir dans la variation de la quantité de lumière transmise.

4.5.3.7 Calcul de la longueur d'atténuation du scintillateur de test:

La longueur d'atténuation λ entre deux points d'injection de la lumière distants d'une longueur x est définie par la relation suivante :

$$S = S_0 e^{-x/\lambda} \quad (4.3)$$

où S désigne le signal atténué et S_0 le signal initial. La distance qui sépare la position 1 de la position 2 est de 63,4 cm et est représentée sur la figure 4.21.

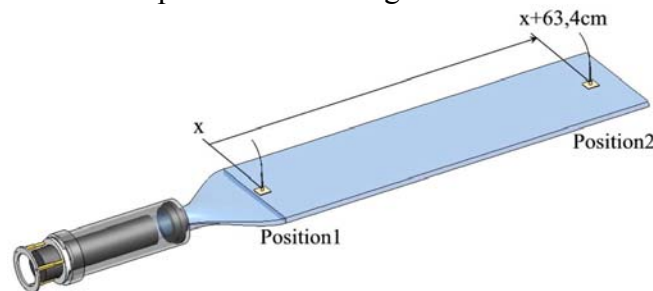


FIG. 4.21 - Distance entre les deux positions d'injection de la lumière dans le scintillateur.

Ainsi, on peut écrire : $S_1 = S_0 e^{-x/\lambda}$ et $S_2 = S_0 e^{-(x+63,4)/\lambda}$

où S_1 et S_2 sont respectivement l'atténuation de la lumière en position 1 et l'atténuation de la lumière en position 2. On détermine ainsi la longueur d'atténuation par la relation suivante :

$$\lambda(\text{cm}) = \frac{63,4}{\ln S_1/S_2} \quad (4.4)$$

Les résultats de la longueur d'atténuation du scintillateur obtenus pour les deux fibres optiques sont présentés dans le tableau 4.10.

	f_{00}		f_{01}
A_1	0,96%	A'_1	0,99%
A_2	0,32%	A'_2	0,32%
λ (en cm)	58,62	λ (en cm)	56,26
Moyenne de λ sur les 2 fibres (cm)		57,44	
Ecart type (cm)		1,67	

Tableau 4.10 - Résultats de la longueur d'atténuation du scintillateur de test obtenus pour les deux fibres optiques.

La longueur d'atténuation du scintillateur de test est donc de 57 ± 2 cm pour une lumière injectée à 90° .

4.5.3.8 Estimation de la quantité de lumière transmise dans le scintillateur de test après un parcours de 200 cm :

Pour déterminer la puissance du laser nécessaire à l'étalonnage en temps de muREX, nous devons évaluer l'atténuation maximale de la lumière pour un parcours correspondante au centre des scintillateurs de type B, soit 200 cm. On détermine donc la quantité de lumière transmise dans le scintillateur de test après avoir parcourue 63,4 cm et 200 cm. Ces résultats sont présentés dans le tableau 4.11.

Position de l'injection	Transmission de la lumière (en %)	
x (en cm)		
Position 1	63,4	33,2
Position 2	200,0	3,1

Tableau 4.11 - Résultats de la quantité de lumière transmise dans le scintillateur de test injectée en position 2 et à 200 cm (cette longueur correspondant au centre d'un scintillateur de type B de muREX).

Ainsi, il ne reste plus que 33,2 % de la lumière après avoir parcouru 63,4 cm dans le scintillateur et 3,1 % pour 200 cm. La figure 4.22 représente la courbe de transmission de la lumière dans le scintillateur de test de longueur d'atténuation égale à 57 cm en fonction de la distance que parcourt la lumière pour une injection à 90° .

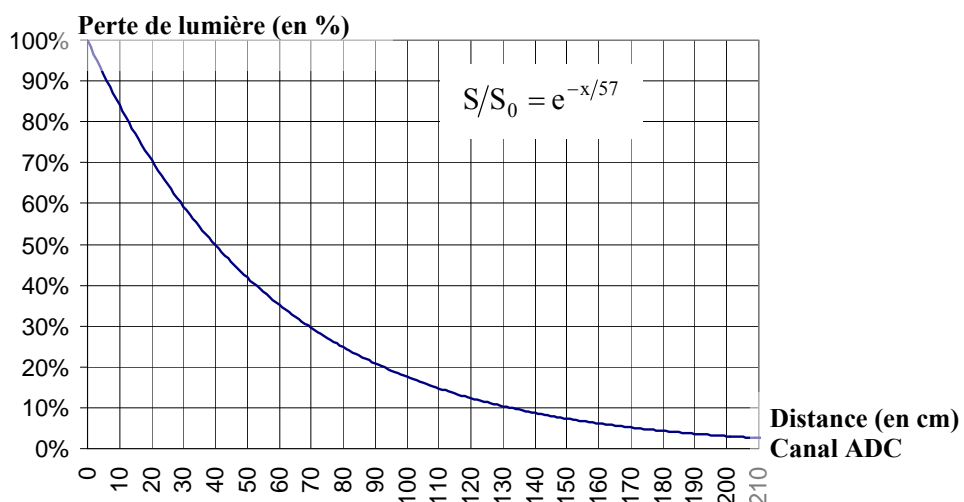


FIG. 4.22 - Courbe de transmission de la lumière dans le scintillateur de test (longueur d'atténuation=57 cm) en fonction de la distance parcourue.

Il y aura donc environ 11 fois moins de lumière après avoir parcouru dans le scintillateur de test une distance de $200 - 63,4 = 136,6$ cm.

Pour en déduire la puissance du laser nécessaire pour l'étalonnage en temps du prototype, il faut déterminer le nombre de photons injecté dans le scintillateur et le nombre de photons que l'on récupère après un parcours de la lumière de 200 cm.

Remarque :

Plus l'épaisseur d'un scintillateur est petite plus le nombre de réflexion augmente et plus l'atténuation devient grande. Un scintillateur de type B à une épaisseur de 5 cm au lieu de 1 cm pour le scintillateur de test. On s'attend à avoir une longueur d'atténuation de l'ordre de 3 m pour les scintillateurs B. Ainsi, l'atténuation pour une distance de parcours de la lumière de 136,6 cm dans ce type de scintillateur est uniquement de 1,6 %. Cette atténuation est donc largement majorée, de l'ordre de 7 fois.

4.5.3.9 Détermination du nombre de photons γ et de l'énergie par impulsion du laser utilisé dans les tests:

Le nombre de photons est déterminé en premier lieu en sortie d'une fibre puis en sortie de la fibre mère.

En sortie d'une fibre du harnais pour les différentes positions :

Le nombre de photons γ est défini par la relation suivante :

$$N_{(\gamma/\text{impulsion})} = \frac{\text{moyenneADC} \times C}{e \times (\rho \times G)_{\text{XP2020}}} \quad (4.5)$$

où C désigne la charge par canal égale en valeur absolue à 0.25 pC [18], ρ_{XP2020} est l'efficacité quantique du PMT de test (modèle XP2020) égal à 9.3 % pour une sensibilité spectrale, $S_{k,\lambda}$ égale à 40 mA.W⁻¹ et pour une longueur d'onde de la lumière incidente, λ égale 532 nm d'après la référence [14], le gain G de ce PMT est égale à 3E+07 pour une haute tension de 2000 V.

Remarque :

Pour les PMT qui seront utilisés dans muREX: $\rho_{\text{XP4512}} = 7$ % car $S_{k,\lambda} = 30$ mA.W⁻¹ et $G = 1.5E7$, c'est dire que $\frac{(\rho \times G)_{\text{XP2020}}}{(\rho \times G)_{\text{XP4512}}} \approx 3$. Il faudra donc trois fois plus de photons à l'entrée d'un XP4512 que d'un XP2020 pour avoir le même nombre de charge collectée.

Les résultats du nombre de photons en sortie d'une fibre du harnais sont énoncés dans le tableau 4.12.

	f.o 0	f.o 1	◇
$N_{(\gamma/\text{impulsion})}$ photocathode	241628	162659	202144
$N_{(\gamma/\text{impulsion})}$ position 1 (1.6cm de scint)	2315	1777	2046
$N_{(\gamma/\text{impulsion})}$ position 2 (65 cm de scint)	785	572	678
Rapport position1/position2	2,95	3,11	3,03

Tableau 4.12 - Résultats du nombre de photons reçu par les PMT dans les trois positions d'injection de la lumière et pour les deux fibres optiques.

En sortie de la fibre mère :

Connaissant l'efficacité lumineuse de la sphère diffusante ϵ égale à $1.5E-04$ [24], le nombre de fibre dans le harnais N_{fibre} et le nombre de photons par impulsion sur la photocathode $N_{\gamma/\text{impulsion photo}}$, on détermine le nombre de photons par impulsion en sortie de la fibre mère, $N_{(\gamma/\text{impulsion})\text{sortie fibre mère}}$ par :

$$N_{(\gamma/\text{impulsion})\text{sortie fibre mère}} = \frac{N_{\gamma/\text{impulsion photo}} \times N_{\text{fibre}}}{\epsilon} \quad (4.6)$$

On a donc $32E10$ photons par impulsion laser en sortie de la fibre mère.

L'énergie d'un photon se détermine par la relation suivante :

$$E_{\gamma}(\text{eV}) = \frac{hc}{\lambda} \approx \frac{1234}{\lambda(\text{nm})} \quad (4.7)$$

L'énergie d'un photon, E_{γ} de longueur d'onde égale à 532 nm est de l'ordre de $2,32$ eV soit $3,7E-19$ J.

On néglige l'atténuation dans la fibre mère c'est à dire que la puissance en sortie de la fibre mère est égale à la puissance en entrée de la fibre mère qui est égale à la puissance en sortie du diaphragme.

L'énergie par impulsion du laser de test est donc :

$$E_{\gamma/\text{impulsion}} \approx N_{\gamma/\text{impulsion}} \times E_{\gamma} \approx \mathbf{0.12 \mu J}$$

Connaissant l'énergie par impulsion du laser utilisé pour les tests, il faut se demander si la puissance de ce laser est suffisante pour qu'il soit utilisé pour l'étalonnage de muREX ?

Si on considère que les scintillateurs B de muREX ont la même longueur d'atténuation que le scintillateur de test, on a 11 fois moins de lumière après un parcours de 200 cm. On en déduit alors le nombre de photons par impulsion pour un scintillateur B par :

$$N_{(\gamma/\text{impulsion})\text{après } 2\text{m}} = N_{(\gamma/\text{impulsion})\text{position } 2} / 11$$

Il y aura donc environ 60 photons après injection de la lumière à 200 cm dans un scintillateur de longueur d'atténuation d'environ de 57 cm en prenant la moyenne du nombre de photon obtenue avec les deux fibres optiques et 20 photons en tenant compte des caractéristiques différentes en efficacité de collecte des charges entre un XP2020 et un XP4512 (facteur 3). Il y a donc un facteur d'atténuation du nombre de photons d'environ 35 entre une lumière laser qui parcourt environ 65 cm dans un scintillateur de longueur d'atténuation égale à environ 57 cm lu par un XP2020 et une lumière laser qui parcourt 200 cm mais lu par un XP4512.

Si on tient compte de la vraie valeur de la longueur d'atténuation du scintillateur de type B (i.e. 380 cm [8]), le facteur d'atténuation devient égal à environ cinq. Le nombre de photons est donc de 160 après injection de la lumière à 200 cm dans un scintillateur de type B lu avec des XP4512. Si on considère le nombre de photons envoyés au PMT en position 2 comme suffisant il faut une quantité de lumière au moins cinq fois supérieure pour l'étalonnage en temps de muREX.

Ainsi, l'énergie par impulsion nécessaire à l'étalonnage en temps de muREX est égale à :

$$E_{\gamma/\text{impulsion muREX}} \approx E_{\gamma/\text{impulsion}} \times 5 \approx 0.6 \mu\text{J}$$

En choisissant un laser d'énergie par impulsion de 1 μJ nous sommes assurés d'envoyer suffisamment de lumière vers les 48 PMT du détecteur final pour réaliser un étalonnage en temps. La largeur des impulsions est aussi un facteur très important. Les fluctuations en temps des impulsions ne peuvent pas être supérieures à leurs largeurs.

4.5.3.10 Choix du laser :

Nous choisissons de ne pas utiliser le laser à notre disposition à cause de la forte instabilité des impulsions certainement due à un mauvais fonctionnement de la régulation de température de la cavité. Le tableau 4.13 présente les caractéristiques de différentes sources lumineuses disponibles dans le commerce ainsi que celles du laser utilisé pour les tests :

Type	Marque/modèle	Caractéristiques			
		Longueur d'onde (nm)	Energie par impulsion	Largeur des impulsions	Fréquence
Laser de test	CNI/MGL-P	532	0,5-2 μJ	<20 ns	10-40 kHz
Laser	CNI/MPL	532	1-2 μJ	15 ns	1-20 kHz
Diode	Hamamatsu/PLP-10 Teem	470	15 pJ	180 ps	2 Hz-100 MHz
Laser	Photonics/NG-11010-110 Teem	532	10 pJ	< 1 ns	8-13 kHz
Laser	Photonics/NG-10120-110	532	1 μJ	< 900 ps	8-13 kHz

Tableau 4.13 - Caractéristiques de différentes sources lumineuses disponibles dans le commerce.

Le laser choisi est le NG-10120-110 de Teem Photonics. Tous les autres ont au moins une caractéristique inadaptée à nos besoins. Elles sont représentées en gras dans le tableau 4.13.

4.5.3.11 Mise en œuvre du système d'étalonnage:

La réalisation du système d'étalonnage nécessite en plus du choix du laser la fabrication du harnais constitué d'une cinquantaine de fibres optiques de grandes longueurs et d'une boîte de commande pour le laser (Laser enable control). De plus nous avons fait le choix de deux options lors de la commande du laser qui sont :

- Déclencheur sur signal de sortie ou « Trigger output Signal » : elle permet de récupérer l'image du front de montée (leading edge) des impulsions laser par l'intermédiaire d'un photodétecteur monté à l'intérieur de la tête laser. Il délivre cette image par un connecteur coaxial isolé de type SMB situé sur l'arrière de la tête laser. Le temps de montée (rise time) de ce photodétecteur (diode de type PIN fonctionnant en mode photovoltaïque) est approximativement de 3,5 ns. Le front de montée de l'impulsion laser est rendu avec une bonne précision (3,5 ns de retard et un jitter de 100 ps). Ce signal peut donc être utilisé comme signal de déclenchement de l'acquisition.

- Allumage/arrêt par ordinateur ou « Computer ON/OFF » : elle permet d'allumer ou d'éteindre le laser en envoyant un signal TTL de 0-5 V sur la pinoche n°3 (P3) du connecteur MiniDIN du boîtier fournisseur de puissance (power supply) au laser. Le laser est donc pilotable à distance. La durée de vie d'un laser est de l'ordre de 5000 heures, il est important d'économiser au maximum sa durée de fonctionnement. Comme lors des tests en faisceau au CERN l'accès à la zone des détecteurs n'est possible en moyenne qu'une fois par semaine sur une durée deux mois. Il est donc indispensable de pouvoir l'éteindre depuis la salle de commande.

Cette option nous oblige à créer un boîtier de commande, celle ci est réalisée suivant le schéma électrique donné dans la documentation tout en intégrant diverses coupures ou « switch » (figure 4.23).

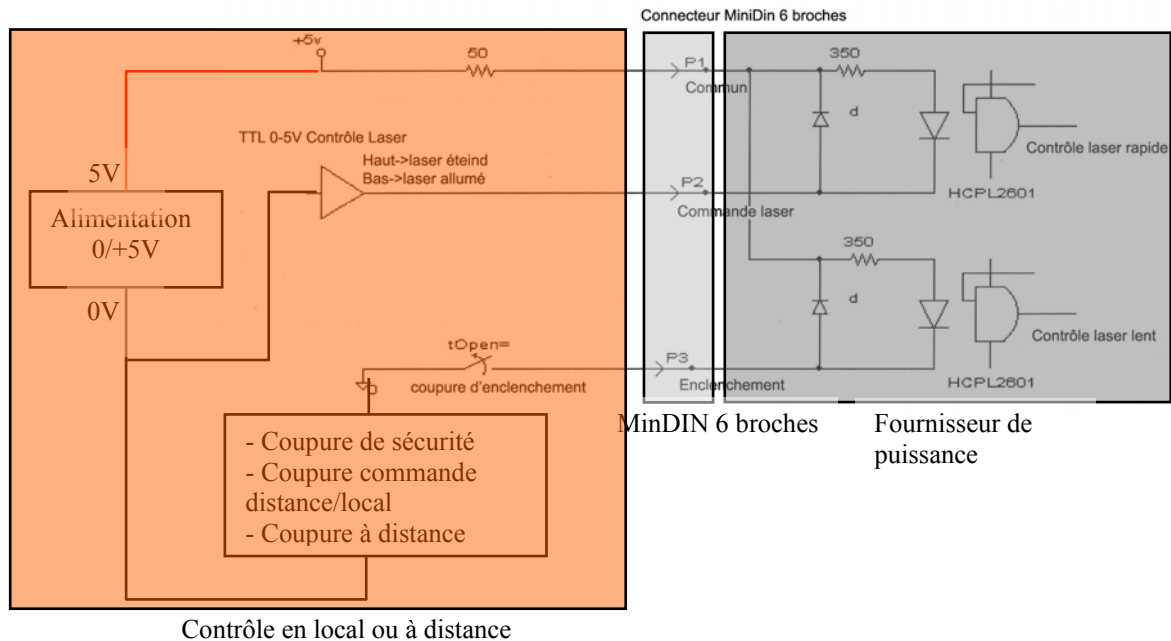


FIG. 4.23 - Schéma électrique de la boîte de commande du laser.

Le certificat de conformité livré avec le laser nous donne ses caractéristiques propres. Elles sont énoncées dans le tableau 4.14 ainsi que les caractéristiques catalogue.

Caractéristiques		λ (nm)	Energie/ impulsion	Largeur des impulsions	ν (en kHz)	
Laser	Teem Photonics/NG -10120-110	catalogue	532	1 μ J	< 900 ps	8-13
		mesurées	532	2,2 μ J	530 ps	8,7

Tableau 4.14 - Comparaison des caractéristiques catalogue et des caractéristiques propres du laser reçu.

En ce qui concerne le corps du harnais de CMS, il a été modifié du côté des fibres afin qu'elles soient gainées. Les cotes de la partie du corps du harnais s'insérant dans la sphère diffusante (cf. figure 4.24) ont été conservées. Les figures 4.25 représentent l'ensemble du système d'étalonnage avec dans l'ordre de propagation de la lumière : (1) le laser, (2) la fibre optique « mère », (3) la sphère diffusante, (4) le harnais de 19 fibres optiques et les connecteurs SMA collés sur les (5) scintillateurs.

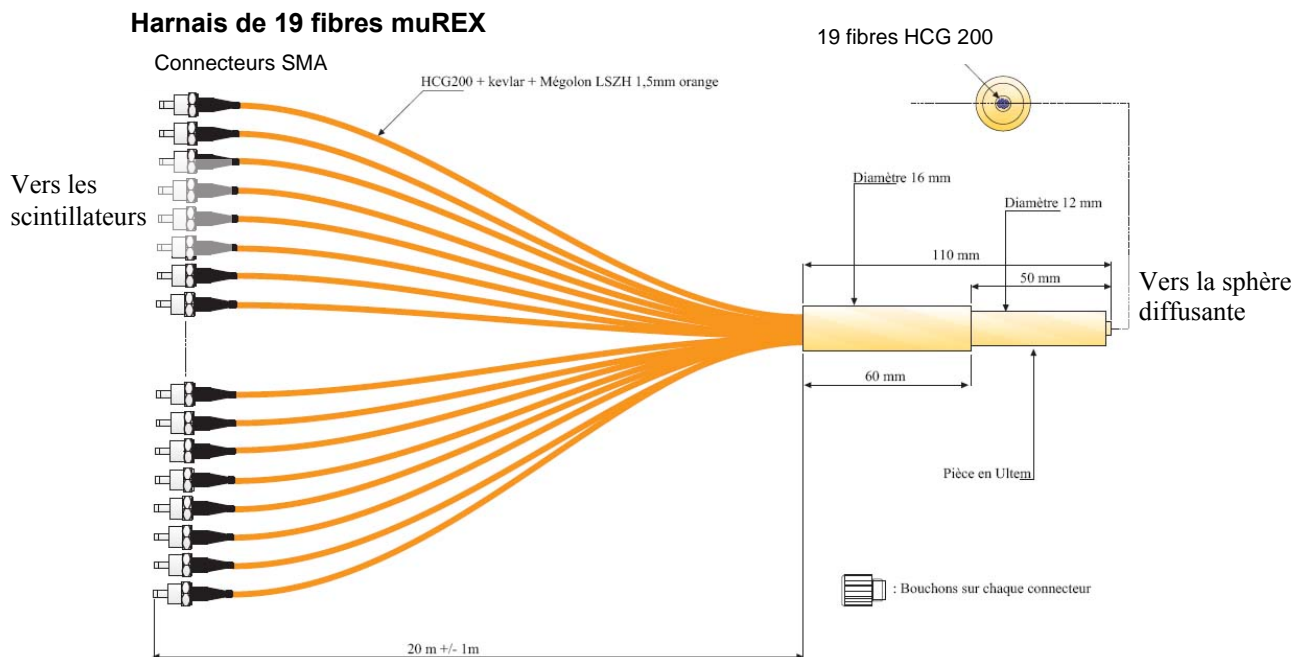


FIG. 4.24 - Schéma de principe du harnais composé de 19 fibres HCG200 de 20m de longueur gainées et du corps qui permet de leur injecter simultanément la lumière laser par l'intermédiaire d'une sphère diffusante.

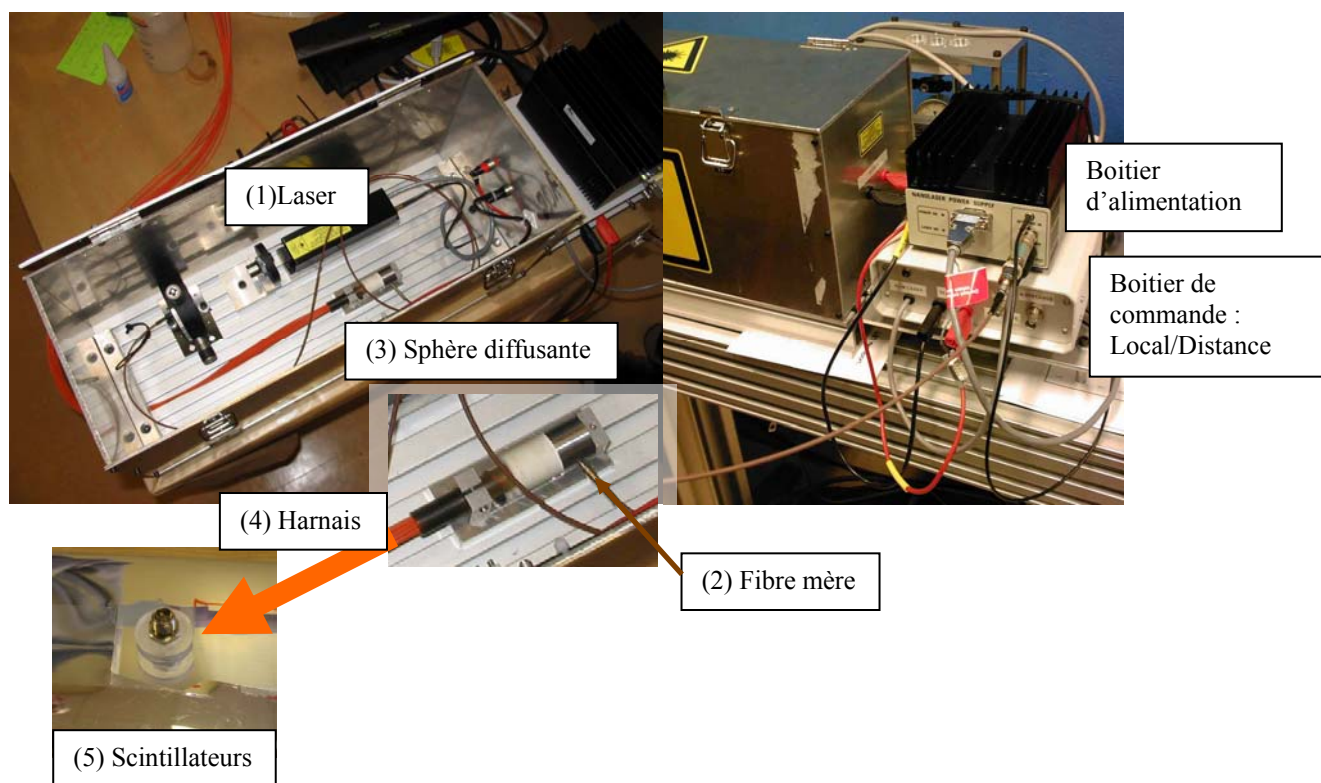


FIG. 4.25 - Dispositif complet pour l'étalonnage laser de muREX

4.6 Récapitulatif des éléments qui constitueront le prototype muREX et leurs appellations:

Le prototype de détecteur de proton de recul muREX sera donc constitué de deux scintillateurs B d'épaisseur égale à 5 cm, de largeur égale à 29 cm et de longueur égale à 4 m. Un sera habillé par un film d'aluminium standard et des guides de lumière de forme torsadés seront collés à ses extrémités, ce compteur sera appelé B1. L'habillage du second sera réalisé en film Vikuiti et le guidage de la lumière jusqu'au PMT sera réalisé par des conduits de lumière de forme tronconiques, il sera appelé B0.

Les photomultiplicateurs utilisés pour ces scintillateurs de type B seront des modèles XP4515 de chez Photonis et seront mis contact avec les guides de lumière par de la graisse optique. Nous appellerons B0up, B1up les PMT placés par la suite du côté amont du faisceau pour « upstream » et B0down, B1down les PMT côté aval du faisceau pour « downstream ». Les scintillateurs proche de la cible seront des scintillateurs de type A et seront habillé de films Vikuiti, ils seront au nombre de trois. Ils ont une épaisseur égale à 4 mm, une largeur de 6,6 cm et une longueur égale à 2,85 m. Les six guides de lumière adaptés aux scintillateurs A seront de forme torsadés mais deux d'entre eux seront inclinés à 11° avec une longueur supérieure de 100 mm. Le scintillateur sur lequel sera collé ces deux guides de lumière est appelé A1. Les plans de détails des guides de lumière sont disponibles en annexe A. Les deux autres scintillateurs, constitués de guides de lumière droits, sont appelé A2 et A0. Les éléments de muREX étant définis, le chapitre suivant sera consacré à leurs caractérisations avec en premier lieu les guides de lumières.

5 Caractérisation des guides de lumière et des compteurs de muREX avant les tests au CERN:

5.1 Suivi de réalisation des guides de lumière adaptés aux scintillateurs A :

Après le dimensionnement de tous les éléments constitutifs des compteurs il reste à réaliser certains d'entre eux. Les scintillateurs comme les guides de lumière de type B ont été fabriqués par la société BICRON. C'est M. Serge HERVE technicien du SEDI qui a formé les guides de lumière de type A. Comme nous l'avons démontré dans le chapitre 4.3.2, il existe deux types de guides A : quatre droits de 335 mm de longueur et deux courbés à 11 degrés de 435 mm. La réalisation d'un guide de lumière torsadé demande un grand savoir-faire. Les étapes de fabrication sont les suivantes :

- Réalisation d'un gabarit de montage (figure 5.1),
- Découpe laser des lamelles qui seront torsadés,
- Formage une à une des lamelles au générateur d'air chaud (figure 5.2),
- Recuit de l'ensemble à 80°C pour retirer les contraintes mécaniques,
- Collage des quatre lamelles torsadées puis usinage à la cote,
- Usinage et polissage des cylindres qui seront collés sur la surface formée par les 4 lamelles torsadées (figures 5.3 et 5.4).



FIG. 5.1 - Gabarit de montage pour le formage des guides courbés à 11 degrés.

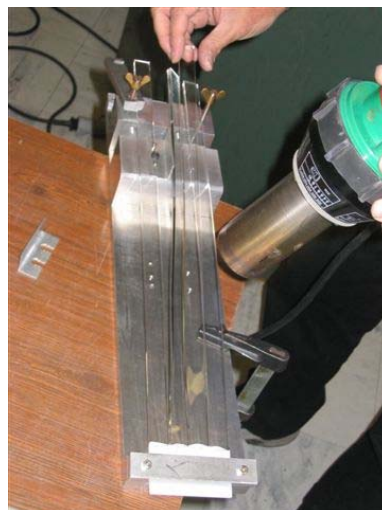


FIG. 5.2 - Formage des torsades avec un générateur d'air chaud.



FIG. 5.3 - Polissage des cylindres qui serviront d'interface avec le PMT

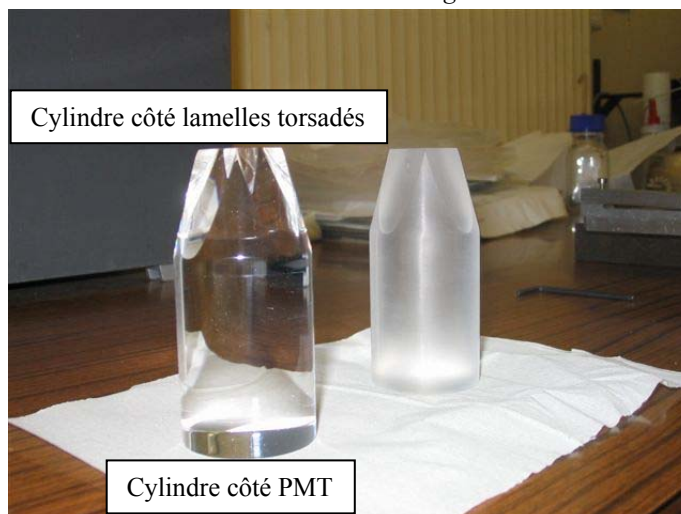


FIG. 5.4 - Efficacité du polissage.

C'est en suivant cette procédure que les six guides de lumière de type A ont été réalisés. Le chapitre suivant est consacré à leurs caractérisations en rendement lumineux et en résolution temporelle.

5.2 Banc de tests (Varsovie) : mesures de l'influence des guides de lumière sur le rendement lumineux et sur la résolution temporelle

Ce sont nos collègues Polonais de l'Institut Soltan d'études Nucléaire à Varsovie (Messieurs Tomasz Szczesniak et Marek Moszynski) qui ont caractérisé les guides de lumière de muREX. Le but de ces tests est de déterminer dans quelle mesure les guides de lumière influent sur la propagation de la lumière en termes de rendement de lumière et de résolution temporelle. C'est par une comparaison des résultats obtenus avec (on utilisera trois types d'habillages différents) et sans guide de lumière que leur influence sera évaluée. Un de chaque type des guides de lumière adaptés aux scintillateurs A et aux scintillateurs B seront testés. Un incliné à 11° et un droit correspondant respectivement dans la suite à un long et un court pour les scintillateurs A ainsi qu'un torsadé et un tronconique correspondant respectivement à un long et un court pour les scintillateurs B.

5.2.1 Mesures de l'influence des guides de lumière sur le rendement lumineux :

5.2.1.1 Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type A :

Les tests ont été réalisés avec un photomultiplicateur Photonis XP20Y0/DA N°021. Les paramètres importants sont classés dans le tableau 5.1 :

Diamètre	photocathode	fenêtre	Sensibilité à $\lambda=420\text{nm}$ ($\mu\text{A/lm}$)	Fluctuation en temps (ps)	Ecran- grille	Nombre de dynodes
51 mm	bi-alcalin	verre borosilicate	12,2	660 +/- 30	oui	8

Tableau 5.1 - Paramètres du photomultiplicateur choisi pour les tests de rendement lumineux et de résolution temporelle des guides de lumière de muREX.

Pour des raisons géométriques, ce ne sont pas des scintillateurs plastiques BC408 comme ceux utilisés dans muREX qui ont été utilisés pour faire les tests mais des cristaux LSO (Lutetium Oxyorthosilicate). Ils ont été choisis pour leur longueur d'onde d'émission qui est de 420 nm, très proche de celle du BC408 avec 425 nm et puisque leur taille du cristal ($4 \times 4.5 \times 14.5 \text{ mm}^3$) permettra un couplage aisé sur le guide.

Le cristal est placé au centre de la face d'entrée de la lumière issue des scintillateurs. Ces tests sont réalisés en boîte noire. Comme l'impulsion de tension délivrée par un PMT monté sur un scintillateur est proportionnelle à l'énergie déposée dans le scintillateur par la particule qu'il l'a traversé. Il est donc possible avec un module ADC d'effectuer une mesure de l'énergie relative de la particule, voire de son énergie absolue en comparant le spectre obtenu avec celui d'une source radioactive dont on connaît les caractéristiques. Ainsi, le rendement lumineux est déterminé par la mesure du nombre de photo-électrons par unité d'énergie (N_{phe}). Cette mesure est réalisée par comparaison de la position du pic du spectre (PP_{phe}) obtenu en photo-électron unique et la position du pic (PP_{E}) (Méthode de Bertolaccini *et al.* [24]) obtenu avec une source de gamma de ^{137}Cs , source β^- d'énergie connue de 662 keV. Cette source est mise en contact avec le cristal. Les grandes différences d'amplitude des signaux pour le photo-électron unique et pour le ^{137}Cs ont contraint l'utilisation d'un amplificateur avec deux gains différents respectivement ($K_{\text{phe}}=1500$ et $K_{\text{E}}=5$).

Le nombre de photo-électron par unité d'énergie est donné par :

$$N_{\text{phe}} = (PP_E / K_E) / (PP_{\text{Iphe}} / K_{\text{Iphe}}) / 0.662 [\text{phe} / \text{MeV}] \quad (5.1)$$

Mesures sans guide de lumière :

Le premier travail est l'enregistrement des spectres sans guide de lumière. La figure 5.5 représente l'enregistrement du spectre du photo-électron unique obtenu sans source et la figure 5.6 est l'enregistrement du spectre en énergie d'une source gamma de ^{137}Cs mesuré par l'intermédiaire d'un cristal LSO placé directement sur la fenêtre d'un XP20Y0. Ces spectres nous permettront de comparer les nombres de photo-électrons par unité d'énergie le rendement lumineux des guides de lumières. De plus, l'utilisation d'emballages différents complètera cette comparaison.

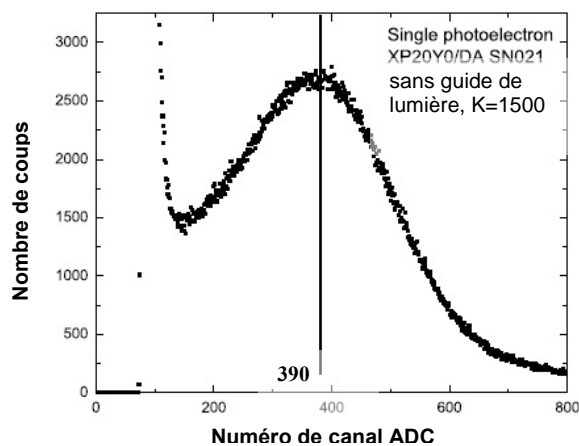


FIG. 5.5 - Spectre du photo-électron unique.

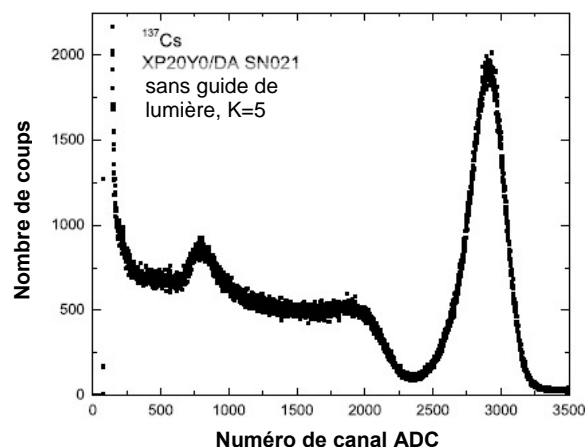


FIG. 5.6 - Spectre en énergie d'une source gamma de ^{137}Cs mesuré par l'intermédiaire d'un cristal LSO placé directement sur la fenêtre d'un XP20Y0.

Mesures avec guides de lumière et source :

Les deux guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type A (un long et un court) seront testés avec trois types d'emballages. Les premiers tests seront réalisés sur les guides de lumière sans emballage, puis emballés d'un film aluminium et enfin emballés de scotch téflon (blanc). Ces différents types d'emballages sont présentés sur la figure 5.7.

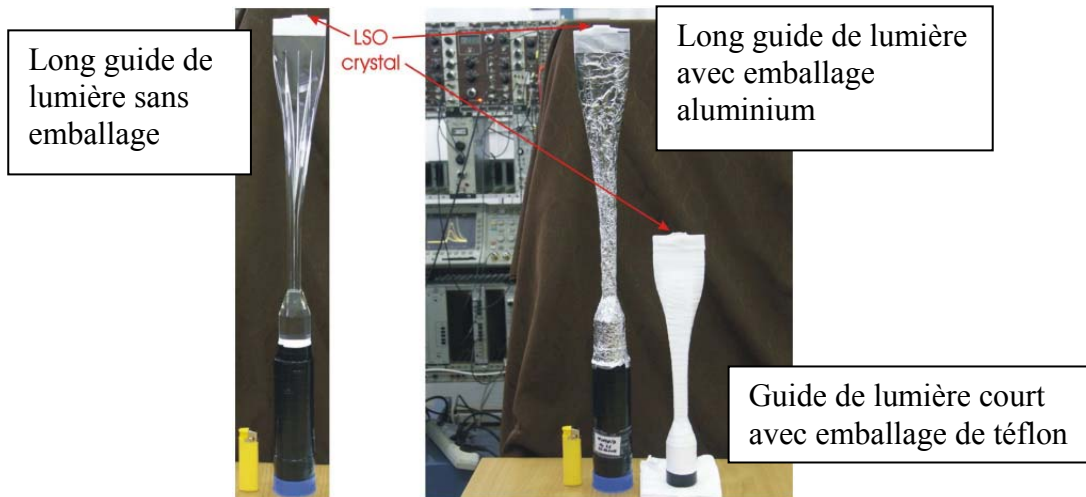


FIG. 5.7 - Photos des deux types de guides de lumière : un long avec son PMT sans emballage de film aluminium et un guide court emballé avec du téflon.

La figure 5.8 et 5.9 représentent les enregistrements des spectres en énergie de la lumière émise par le cristal LSO sous une source gamma de ^{137}Cs pour le guide de lumière long (de forme torsadé) et pour le guide de lumière court (tronconique). Le nombre de photo-électron N_{phe} est calculé d'après la relation 5.1.

D'après la figure 5.8 correspondant au long guide de lumière, le pic à 662 keV est centré sur le canal ADC égalé à 1170 pour un facteur d'amplification K égal à 5 et le pic du photo-électron unique est centré sur le canal 390 pour K égal à 1500 d'après la figure 5.5.

Ainsi, le nombre de photo-électron par unité d'énergie est égal à 1360 phe/MeV.

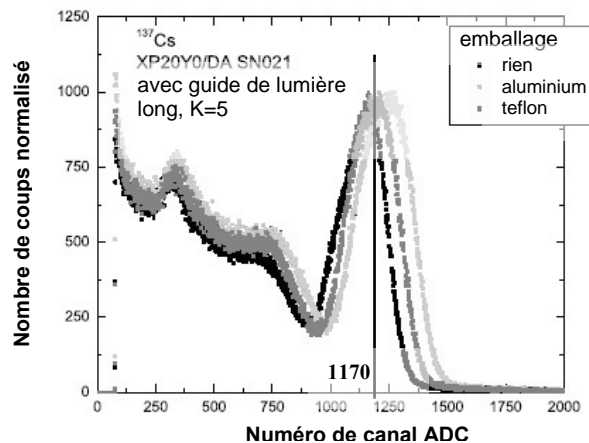


FIG. 5.8 - Spectres en énergie d'une source gamma de ^{137}Cs mesurés par l'émission de lumière d'un cristal LSO couplé sur le guide de lumière **long** et pour trois habillages différents.

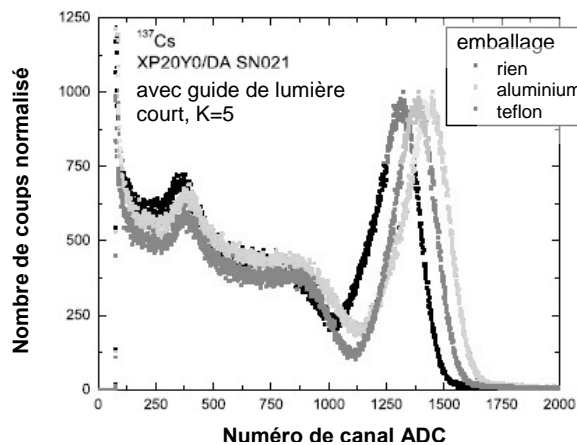


FIG. 5.9 - Spectres en énergie d'une source gamma de ^{137}Cs mesurés par l'émission de lumière d'un cristal LSO couplé sur le guide de lumière **court** et pour trois habillages différents.

Tous les résultats de rendement lumineux sont présentés dans le tableau 5.2 :

Nombre de photo-électron par unité d'énergie (phe/MeV) ou rendement lumineux				
Sans guide de lumière				
6810 ± 340				
Avec guide de lumière		Rapport avec et sans guide de lumière		
Emballage	court	long	court	long
aucun	1550 ± 80	1360 ± 70	23 %	20 %
aluminium	1690 ± 80	1450 ± 70	25 %	21 %
téflon	1610 ± 80	1400 ± 70	24 %	21 %

Tableau 5.2 - Résultats du rendement lumineux des deux guides de lumière adaptés aux scintillateurs A et pour trois emballages différents.

Comme nous l'avions supposé, l'utilisation de guides de lumière réduit considérablement la collection de la lumière (de l'ordre de 76 %) et cette atténuation est fonction de sa longueur. Plus le guide de lumière est long, plus la collection de lumière est faible. La longueur contribue à hauteur de 3 % dans les pertes de la collection de la lumière et ce quel que soit l'emballage (au mieux un gain de 8 %). On peut estimer que la différence de rendement lumineux est dominée par l'absorption de la lumière dans le matériau. La différence de longueur des guides est de 100 mm et correspond à environ 23 % de matière. Cette faible différence de rendement due aux longueurs correspond aux résultats obtenus par simulation. C'est le papier aluminium qui donne dans les deux cas le meilleur rendement lumineux.

5.2.1.2 Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type B :

Les cinq centimètres d'épaisseur de ces guides de lumière du côté de la face de collage sur les scintillateurs permettent de trouver plus aisément que pour les tests précédents (avec les guides de lumière destinés aux scintillateurs de type A) une géométrie de scintillateur adapté pour les tests et de même type que ceux de muREX, en BC-408. Le scintillateur utilisé est un cylindre de 4 cm de diamètre et 5 cm de hauteur. La procédure est exactement la même que pour les tests réalisés avec les conduits de lumière de types A. Le PMT utilisé est un XP4512B N° SN9644 de Photonis et la source est du ¹³⁷Cs.

Les mesures ont été réalisées sans emballage spécifique (simple enveloppe noire). La différence de longueur entre les deux guides est de 230 mm, ce qui correspond environ à 30% de matière. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.3.

Nombre de photo-électron par unité d'énergie (phe/MeV) ou rendement lumineux				
Sans guide de lumière				
2190 ± 110				
Avec guide de lumière		Rapport avec et sans guide de lumière		
court	long	court	long	
280 ± 20	290 ± 20	12,8 %	13,2 %	

Tableau 5.3 - Résultats du rendement lumineux des deux guides de lumière adaptés aux scintillateurs B.

Les guides de lumière de type B ne conduisent que 13 % de la lumière produite par l'excitation du cristal sous les gammas de la source de ¹³⁷Cs. Presque deux fois moins que les guides de lumière de types A. Il semble que la contribution de la différence de longueur entre le short et le long soit négligeable sur la collection de lumière malgré leur différence plus grande (30 %) que pour les types A (23 %). En termes de pertes de lumière : 690 mm de guide de lumière torsadé équivaut à 460 mm de guide de lumière tronconique.

Les pertes de lumière par absorption dus à la plus grande longueur du torsadé sont équivalentes aux pertes par réflexion du tronconique. La simulation est donc validée. Le meilleur rendement lumineux d'un torsadé est donc démontré ici. Un tableau récapitulatif des résultats de rendement lumineux et de l'influence des différentes longueurs des deux types de guides est représenté dans le tableau 5.4.

Type de guide de lumière	Collection de la lumière (%)	≠ longueur entre long et short (%)	Contribution de la longueur sur la collection de lumière (%)
A	24	23	3
B	13	30	-0,4

Tableau 5.4 - Récapitulatif des résultats des rendements lumineux des guides de lumière adaptés aux scintillateurs A et B et de la contribution de leur longueur.

Connaître la fraction de lumière collectée est d'une grande importance pour les propriétés de temps. En effet, la résolution temporelle des détecteurs à scintillations dépend du rendement lumineux car elle est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photo-électrons soit :

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{N_{\text{phe}}}} \quad (5.2)$$

Les résultats obtenus nous donnent une atténuation de la lumière de l'ordre de cinq fois pour les guides de lumière adapté aux scintillateurs de type A et l'ordre de huit fois pour les guides de lumière adaptés aux scintillateurs types B. Nous attendons donc à ce que la résolution en temps soit le double et le triple de celle obtenue sans guide de lumière.

Remarque : Le temps de décroissance des scintillateurs joue un rôle important sur le jitter en temps et donc sur la résolution.

5.2.2 Mesures de l'influence des guides de lumière sur la résolution temporelle :

5.2.2.1 Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type A :

Le principe est de mesurer la différence en temps des signaux issus de deux détecteurs lorsqu'ils sont exposés à une source de ^{22}Na . On réalise ainsi la distribution de la différence des temps des signaux (T_2) issues d'un détecteur de test constitué d'un PMT_{test} et d'un crystal LSO couplé avec ou sans guides de lumière et des temps des signaux (T_1) issues d'un détecteur de référence constitué d'un PMT de référence ($\text{PMT}_{\text{réf}}$) couplé à un scintillateur en BaF_2 (Barium Fluoride) et résolution temporelle connue. Le scintillateur en BaF_2 a un temps de décroissance de 0,7 ns et il est couplé directement sur le $\text{PMT}_{\text{réf}}$. Les impulsions provenant de ce scintillateur arriveront donc en avance par rapport aux impulsions du PMT_{test} (temps de décroissance du LSO de l'ordre de 2 ns). En comparant la résolution de la distribution en temps ($T_2 - T_1$) obtenue lorsque le PMT_{test} est couplé au crystal directement sur le PMT et la résolution de la distribution en temps obtenue lorsque le PMT_{test} est couplé avec différents guides de lumière on observe l'influence des guides de lumière sur la résolution temporelle. Après avoir été discriminés (par un discriminateur à fraction constante), les signaux des anodes arrivent dans un TAC (Time to Amplitude Converter) qui mesure l'intervalle de temps des impulsions entre ses entrées Start ($\text{PMT}_{\text{réf}}$) et Stop (PMT_{test}) puis génère en sortie une impulsion analogique proportionnelle aux temps mesurés. Cette sortie est numérisée par un PC via un analyseur multivoies. Cependant, la source de ^{22}Na émet aussi un gamma de 1275 keV ainsi que des β^+ à 546 keV. L'acquisition de la différence des temps pour toutes ces radiations n'a aucun sens puisqu'elles ne sont pas corrélées en temps. Il faut donc forcer le déclenchement uniquement sur les radiations gammas à 511 keV produites au même instant.

Pour chaque photomultiplicateur les signaux des dernières dynodes sont amplifiés puis à l'aide d'un spectromètre en amplitude via un analyseur de spectres, on sélectionne seulement les amplitudes correspondantes aux radiations de 511 keV. Enfin, le signal de sortie de la coïncidence en temps (module de coïncidence) entre les signaux des PMT triés précédemment sera mise en forme (porte logique) puis envoyé au PC pour servir de déclenchement à la mesure de la différence des temps. En d'autres termes, seule la différence des temps $T_2 - T_1$ entre les signaux provenant des radiations gamma de la source de ^{22}Na à 511 keV sera mesurée. Nous obtenons ainsi une distribution en temps de type gaussien dont on peut facilement calculer sa largeur à mi-hauteur. Le schéma de principe de ces tests de résolution temporelle est présenté en figure 5.10. Un exemple d'un spectre correspondant à la différence des temps issue du PMT_{test} sans guide de lumière et du $\text{PMT}_{\text{réf}}$ est présenté en figure 5.11.

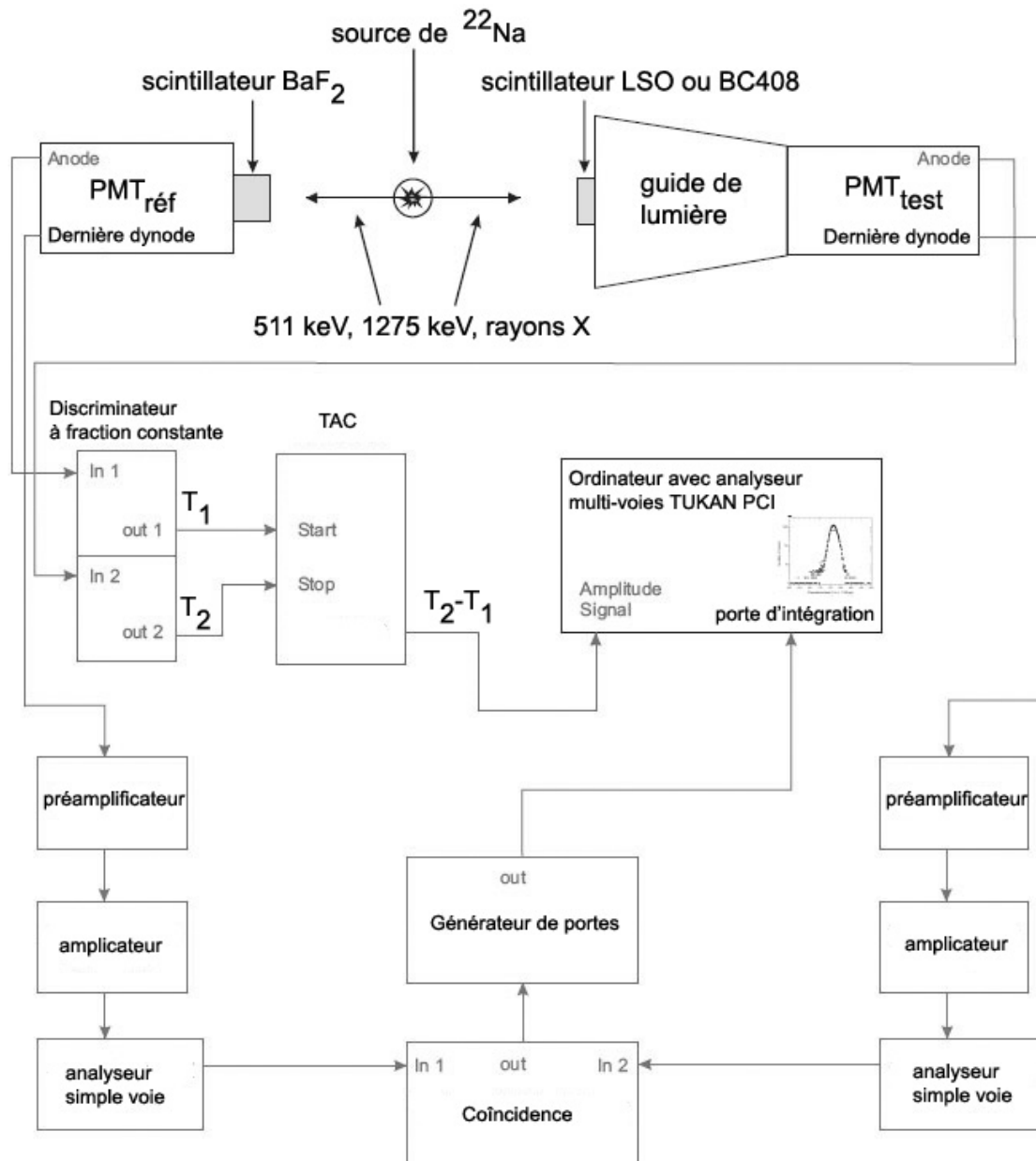


FIG. 5.10 - Schéma de principe des tests de l'influence des guides de lumière sur la résolution temporelle et du système d'acquisition des données.

Connaissant la résolution du détecteur de référence, on peut effectuer une correction sur la résolution du détecteur de test. Comme les variables sont indépendantes nous avons :

$$\delta T_{\text{mesuré}}^2 = \delta T_1^2 + \delta T_2^2 \quad (5.3)$$

où $\delta T_{\text{mesuré}}$ désigne la résolution temporelle du spectre obtenu avec les deux détecteurs, δT_1 la résolution temporelle du détecteur de référence (128 ± 4 ps) et δT_2 la résolution temporelle du détecteur de test.

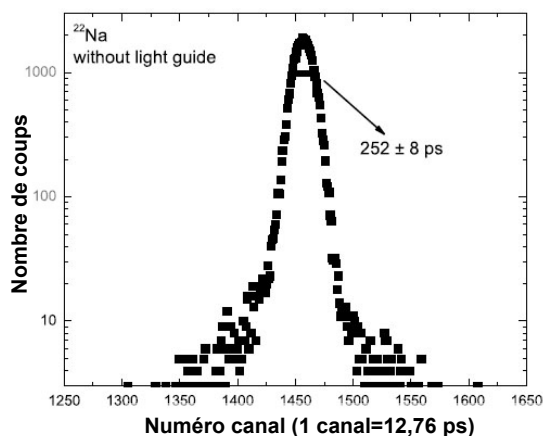


FIG. 5.11 - Spectre de la différence des temps des deux détecteurs pour une source de ^{22}Na sans guide de lumière.

Les résultats de la résolution temporelle sont présentés dans le tableau 5.5 avec en colonne trois la résolution temporelle du détecteur de test δT_2 corrigé par :

$$\delta T_2 = \sqrt{\delta T_{\text{mesuré}}^2 - \delta T_1^2} \quad (5.4)$$

Guide de lumière	Résolution temporelle (ps)			Nombre de photo-électron
	Largeur à mi hauteur mesurée	Largeur à mi hauteur corrigée	σ ^(a)	
sans	252 ± 8	217 ± 9	92 ± 4	3480 ± 170
court	496 ± 15	479 ± 15	204 ± 7	820 ± 40
long	536 ± 16	521 ± 17	222 ± 7	710 ± 40

(a) : corrigée de la contribution du détecteur de référence BaF_2 .

Tableau 5.5 - Influence sur la résolution temporelle des types de guides de lumière adaptés aux scintillateurs A.

La résolution en temps est détériorée d'un facteur 2,2 pour le guide de lumière court et d'un facteur 2,4 pour le long ce qui est un petit peu au dessus de nos prédictions lors des tests de rendement lumineux. La différence de longueur entre les deux guides est de l'ordre de 10 % sur la résolution temporelle et de l'ordre de 3 % sur le rendement lumineux. On peut négliger cette différence de longueur pour en conclure que les guides de lumière de type A, tous les deux torsadés, atténuent la lumière de 76 % et doublent la résolution en temps.

5.2.2.2 Guides de lumière adaptés aux scintillateurs de type B :

Les conditions expérimentales sont identiques que pour les guides de lumière de type A. Seul le milieu scintillant du détecteur de test est différent avec l'utilisation du BC408. Les mesures de résolution en temps des guides de lumières de types B sont présentées dans le tableau 5.6.

Guide de lumière	Résolution temporelle (ps)			Nombre de photo-électron
	Largeur à mi hauteur mesurée	Largeur à mi hauteur corrigée	$\sigma^{(a)}$	
sans	362 ± 11	339 ± 12	144 ± 5	660 ± 30
court	898 ± 27	889 ± 27	378 ± 12	80 ± 10
long	858 ± 26	849 ± 26	361 ± 11	90 ± 10

Tableau 5.6 - Influence sur la résolution temporelle des types de guides de lumière adaptés aux scintillateurs B.

La résolution en temps est détériorée d'un facteur 2,6 pour le guide lumière dit short et d'un facteur 2,5 pour le long ce qui est un petit peu au dessous de nos prédictions lors des tests de rendement lumineux. Comme pour les A la différence de longueur est négligeable dans la résolution en temps comme dans le rendement lumineux, ce qui démontre l'efficacité du torsadé puisque 30 % plus long.

5.2.2.3 Conclusion :

Les guides torsadés de type B, plus chers, n'améliorent que très peu la résolution temporelle, et ne sont donc pas nécessaires. Une étude de l'influence de l'emballage par un revêtement réfléchissant sur des guides tronconiques, plus contraints aux pertes par réflexion aurait été nécessaire afin de confirmer cette affirmation. Pour les guides de lumière de type A, la différence de longueur des deux types de guides imposées par l'encombrement des PMT et la géométrie de muREX n'est pas trop pénalisante (de l'ordre de 10 %) en termes de résolution temporelle. Dans muREX, tous les guides seront emballés avec du papier aluminium.

5.3 Suivi de réalisation des compteurs :

Après avoir effectué la caractérisation de certains des éléments constitutifs des compteurs comme l'interface PMT/guide de lumière et les guides de lumière ainsi que le laser d'étalonnage en temps de muREX, il faut caractériser les compteurs. Mais avant cela, un important travail de réalisation de ces compteurs a été nécessaire. Le collage est montré en figure 3.8. La faible épaisseur des scintillateurs A (4mm) et la fragilité du collage ont nécessité la réalisation d'un cadre de maintien. Les compteurs de type A seront toujours manipulés dans leur cadre comme le montre la figure 5.12. Sur cette même photo on voit le banc dédié aux tests qui a été réalisé spécialement pour accueillir les cinq compteurs. D'une longueur de six mètres sans pied central et pour un poids des cinq compteurs de l'ordre de 220 kg son dimensionnement a été nécessaire afin de garantir une flèche au centre de moins d'un centimètre.



FIG. 5.12 - Cadre de maintien des compteurs de type A.



FIG. 5.13 - Manipulation des compteurs B.

Aussi, les compteurs de type B d'environ 100 kg pièce seront manipulés à l'aide d'un palonnier et du pont roulant (figure 5.13). La mécanique des PMT pour ces compteurs (XP4512) a été entièrement étudiée par le Sis (Service d'ingénierie des systèmes) du DAPNIA. Pour les PMT de modèle XP20H0 plus courts que les XP2020 et d'embase électronique différentes, nous avons procédé à de simples adaptations de la mécanique des modèles XP2020 disponible dans les stocks du SEDI. Le plan d'ensemble de la mécanique des PMT XP4512 est disponible en annexe F.

Maintenant que les compteurs sont réalisés on peut les caractériser avec pour commencer la détermination du gain des PMT.

5.4 Le gain des PMT:

La détermination du gain des photomultiplicateurs est l'un des points essentiels de la caractérisation des éléments de muREX. Il nous faut connaître la valeur de la haute-tension à appliquer sur chaque PMT dans les conditions de faisceau. On cherche donc le point de fonctionnement de chaque compteur. Pour cela, nous utilisons les muons cosmiques dont le flux est connu ainsi que leur énergie déposée : environ $1 \mu\text{.min}^{-1}/\text{cm}^2$ et $2 \text{ MeV.g}^{-1}/\text{cm}^2$. On augmente la tension progressivement en mesurant, à l'aide d'un oscilloscope, l'amplitude moyenne des signaux. Lorsque le photomultiplicateur commence à saturer, on observe un net élargissement du signal.

Remarque : Ces tests ne donnent qu'une estimation de la haute tension de fonctionnement, c'est par manque de temps qu'ils n'ont pas pu être réalisés de manière plus précise. Elle sera ajustée dans les conditions réelles au CERN.

Sur la figure 5.14, les logarithmes des amplitudes maximales sont portés en fonction des logarithmes des HT, pour le PMT A_{2down}. On observe un comportement linéaire du PMT pour les premiers points, tandis que la saturation du PMT apparaît pour les trois derniers points. En lissant ces courbes par une régression linéaire, on obtient la pente, a, et l'ordonnée à l'origine, b. L'amplitude du signal, S, en fonction de la haute tension, V, est donnée par la relation :

$$S = e^b \cdot V^a \quad (5.5)$$

Et réciproquement :

$$V = e^{-b/a} \cdot S^{1/a} \quad (5.6)$$

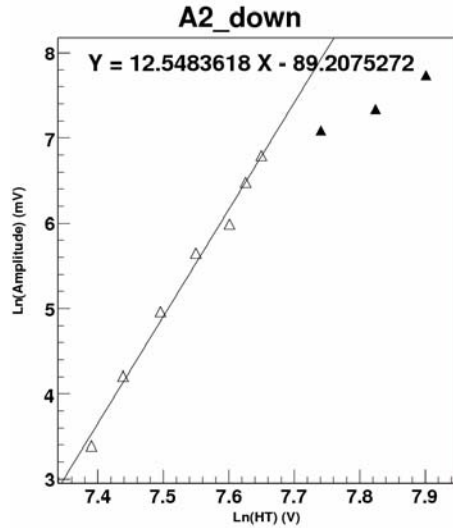


FIG. 5.14 - Graphe montrant la linéarité du PMT du compteur A2down. Les triangles blancs sont pris pour la droite de régression, les triangles noirs sont ignorés.

Sachant que les muons cosmiques déposent en moyenne une énergie d'environ 0.8 MeV dans le scintillateur A et d'environ 10 MeV dans le B. Avec le faisceau de muons de 160 GeV, les dépôts d'énergie maximum calculés pour les protons dans le scintillateur A et B sont, respectivement, de 20 MeV et de 120 MeV. Nous avons calculé nos points de fonctionnement en partant de l'hypothèse que ces maxima correspondent à -5 V pour un signal déposé au centre du scintillateur, soit $-5 \times 0,8/20 = -200$ mV pour les A et -500 mV pour les B.

Les résultats sont résumés dans le tableau 5.7 où a et b sont les coefficients des fonctions de linéarité des PMT, D est la distance entre le point de mesure et le PM, S_{centre} est la mesure de l'amplitude du signal évaluée au centre de chaque scintillateur. Pour cette mesure, on a pris une longueur d'atténuation de 160 cm pour les A et de 300 cm pour les B. Ces longueurs d'atténuation ont été évaluées approximativement avec des muons cosmiques. La colonne HV est donc la haute tension qu'il faut appliquer aux PMT, telle qu'elle est calculée avec la formule (1) et correspond à la haute-tension HV6 qui sera utilisé en phase physique.

PMT	a	b	D (cm)	S_{centre} (mV)	HV (V)
A0 _{UP}	6.3843	-40.7274	140	200	-1352
A0 _{DOWN}	6.9486	-45.3368	140	200	-1461
A1 _{UP}	6.0175	-37.7667	45	110	-1161
A1 _{DOWN}	5.2111	-31.6537	45	110	-1071
A2 _{UP}	6.6849	-42.5425	45	110	-1173
A2 _{DOWN}	12.5484	-89.2075	140	200	-1866
B0 _{UP}	7.5423	-46.0905	105	364	-985
B0 _{DOWN}	7.3344	-46.6123	200	500	-1343
B1 _{UP}	6.8400	-42.0532	105	364	-1108
B1 _{DOWN}	3.3853	-17.1704	200	500	-1000

Tableau 5.7 - Résultats des hautes-tensions de fonctionnement des compteurs de muREX en condition de faisceau obtenus avec des muons cosmiques.

6 L'expérience muREX (muons Réactions EXclusives) :

6.1 *Suivi de réalisation de la mécanique du prototype de muREX :*

Dès lors que nous avons choisi puis caractérisé les principaux éléments et les compteurs qui vont constituer le détecteur de protons de recul muREX, il nous faut définir un châssis mécanique de support. Les compteurs A et B doivent former deux plans espacés d'approximativement 85 cm et placés en géométrie de tonneaux concentriques d'un secteur angulaire de trente degrés. Pour rappel, c'est entre ces plans qu'est faite la mesure du temps de vol. Le châssis a été entièrement étudié par le SIS (Service d'Ingénierie des Systèmes) du DAPNIA.

La mécanique du châssis, support des scintillateurs en configuration d'expérience, a été définie en répondant à des critères essentiels. La flèche maximum admise doit être égale à un cm, l'ensemble complet doit être déplaçable à l'aide d'un pont roulant et réglable suivant trois axes avec une course de plus ou moins deux centimètres afin de s'aligner sur le faisceau. Le châssis doit permettre la fixation aisée d'éléments sur sa structure ainsi que la mise en position de la cible à distance. Au vue de ces critères, la solution du profilé aluminium associé à des supports spécifiques fixés sur la mécanique des PMT nous a paru évidente. Les compteurs seront donc maintenus uniquement au niveau des PMT. Du fait de la grande flexibilité des compteurs A : un support en plexiglas est rajouté au centre pour les maintenir en place et compenser la flèche due à leur propre poids. Afin d'optimiser la position de la cible par rapport au faisceau, son support dispose d'encoches disposées horizontalement et verticalement de plus ou moins 4 cm. La mise en position de la cible s'effectuera par un système de fils avec poulies et contrepoids, déplacés à distance. Ces supports de cible et les supports du système de déplacement de la cible sont en plexiglas d'épaisseur 5 mm afin de minimiser la matière. Les rainures du profilé nous permettront d'ajuster aisément les scintillateurs et d'ajouter des pièces rapportées comme les doigts, les scintillateurs C, les véto, les télescopes de faisceau ou « beam telescope », les supports de cible et les mires de visées. Un plan de détail de l'ensemble en vue de gauche est disponible en annexe G.

6.2 *Description du prototype et montage à blanc à Saclay:*

Le prototype est donc constitué entre autres des compteurs A et B, de petits scintillateurs d'une section de 2×2 cm² appelés doigts. Ils permettent d'étalonner le détecteur et de préciser la direction des particules détectées. Cinq seront placés devant les A (D0 à D4) et les cinq autres devant les B (D4 à D9) : figure 6.1.

Les scintillateurs véto, au nombre de quatre (V0 à V3), sont placés en amont du détecteur de manière à couvrir les scintillateurs et la mécanique du prototype. Ils sont utilisés en anti-coïncidence afin d'éliminer les muons provenant du halo, se propageant parallèlement au faisceau et pouvant intercepter les structures. Ils ne sont donc utilisés qu'en position faisceau comme les scintillateurs C qui sont placés derrière une partie des B permettant de savoir si une particule est arrêtée ou non dans ces derniers. Le rôle de ce dispositif est d'aider à l'identification des particules : figure 6.2. Un télescope de faisceau est composé d'un petit scintillateur carré de 8 mm de côté collé à l'extrémité d'un long guide de lumière d'une quarantaine de centimètres. Il fonctionne par couple avec les scintillateurs placés face à face incliné l'un par rapport à l'autre d'un angle de 30° (figure 6.3).

La résolution temporelle de ces quatre types de compteurs (D, C et V et telescope de faisceau) ne nécessite pas d'optimisation particulière puisqu'ils ne fonctionnent qu'en coïncidence afin de déclencher l'acquisition. Les PMT de type XP2020 classique dont nous disposons en grande quantité seront donc utilisés.



FIG. 6.1, 6.2 et 6.3 - Exemple de deux doigts D0 et D5, les scintillateurs véto et les télescopes de faisceau.

Le prototype complet sera assemblé une première fois à Saclay afin de valider les procédures de montage. En effet la période qui nous est alloué au CERN pour le montage est très limitée dans le temps. Les coupures du faisceau sont rares et planifiées. Il nous faut donc optimiser le temps de montage et ceci par un montage à blanc. On peut voir sur la figure 6.4 à l'aide de zoom les supports de cible qui garantissent sa position par rapport aux compteurs A et B ainsi que le support de maintien des scintillateurs A.

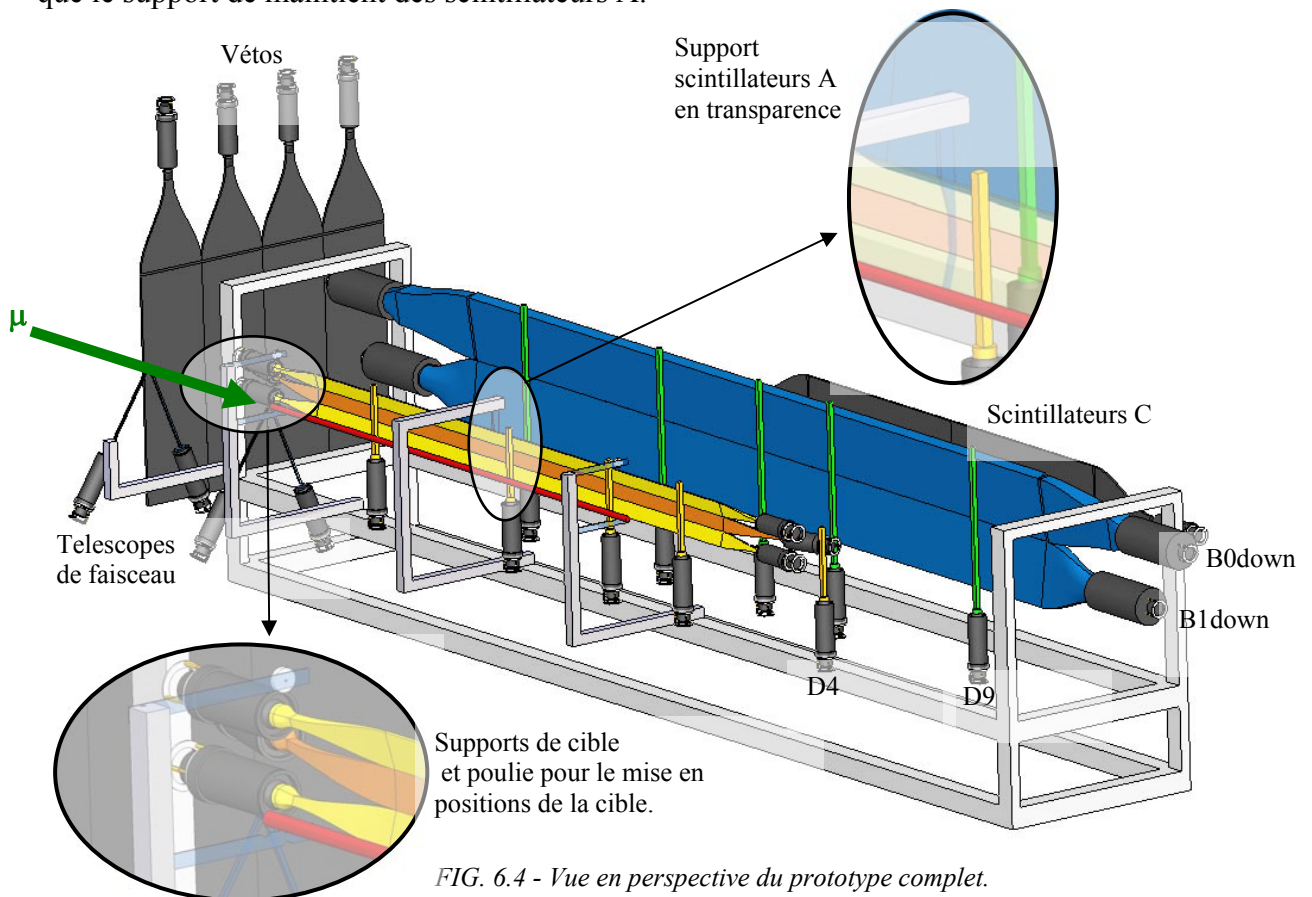


FIG. 6.4 - Vue en perspective du prototype complet.

Sur la vue de dessus en figure 6.5 est placée la numérotation de tous les éléments de l'expérience.

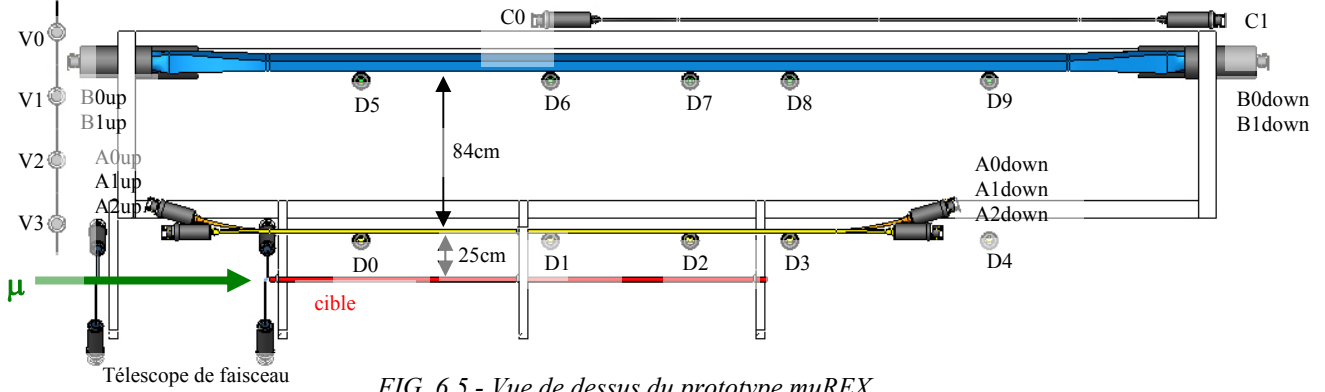


FIG. 6.5 - Vue de dessus du prototype muREX.

6.3 Principe et système d'acquisition des données :

Après le démontage à Saclay, le transport, le remontage et le câblage au CERN le prototype muREX est opérationnel pour être testé. Il y aura deux phases de test. La première sera une phase d'étalonnage du détecteur avec les muons, sans cible. Il sera placé transversalement au faisceau et dans le halo. La seconde est la phase physique. Le détecteur est en position longitudinale, le centre de la cible étant aligné avec le centre du faisceau. Avant de décrire une à une ces phases, nous rappellerons le principe de l'identification des particules ainsi que le système de déclenchement.

Nous savons que le but de l'expérience est de mesurer le temps vol entre deux compteurs avec une résolution inférieure à 300 ps afin d'identifier les protons. Pour cela, on reconstruit grâce à la mesure du temps de vol l'impulsion des particules et grâce à la mesure de la charge les énergies déposées par les particules dans les scintillateurs.

6.3.1 Reconstruction de l'impulsion:

Par convention, ce n'est pas l'impulsion des particules qui sera représentée en fonction de l'énergie déposée mais la vitesse relativiste β qui est directement proportionnelle à l'impulsion p par les relations 3.28 et 3.29. La figure 4.1 représente la perte d'énergie en fonction de β obtenue par simulation.

On rappelle que le ToF est la différence des temps réels de passage de la particule dans chaque scintillateur et est définie par les relations 3.11, 3.12, 3.13, 3.14 et 3.19 soit :

$$ToF = t_1 - t_0 = \frac{1}{2}(t_{1up} + t_{1down}) - \frac{1}{2}(t_{0up} + t_{0down}) + cte \quad (3.19)$$

$$\text{Avec } t_{0up} = t_0 + \frac{x}{v} + \theta_{0up} \quad (3.11)$$

Ainsi pour reconstruire l'impulsion avec précision il nous faut déterminer à chaque prise de données les constantes correspondantes aux offsets en temps (θ_{0up} , θ_{0down} , θ_{1up} et θ_{1down}) dus à la longueur des câbles, à l'électronique et aux PMT. Par exemple, une modification de la haute-tension d'un PMT fait varier son temps de transit et donc les offsets en temps. Il nous faut aussi déterminer la vitesse de la lumière dans les scintillateurs, la longueur d'atténuation et constante de walk.

6.3.2 Reconstruction de l'énergie déposée:

La charge mesurée par les PMT en amont du faisceau (up) et en aval (down) d'un scintillateur S s'exprime en tenant compte de la longueur d'atténuation, λ , et du coefficient d'étalonnage en énergie α par les relations 6.1 et 6.2 :

$$ADC_{\text{Sup}} = \alpha_{\text{up}} \cdot \Delta E_S \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (6.1)$$

$$ADC_{\text{Sdown}} = \alpha_{\text{down}} \cdot \Delta E_S \cdot e^{-\frac{L-x}{\lambda}} \quad (6.2)$$

On définit alors la charge totale déposée dans le scintillateur S par le produit des deux charges mesurées par les deux PMT, cette charge est proportionnelle à l'énergie totale déposée soit :

$$\Delta E_S = \text{cste} \cdot \sqrt{ADC_{\text{Sup}} ADC_{\text{Sdown}}} \cdot e^{-\frac{L}{2\lambda}} \quad (6.3)$$

L'énergie déposée est donc indépendante du point d'impact de la particule. Ainsi on représentera l'énergie déposée en fonction de la vitesse relativiste β pour chaque scintillateur.

Toutes ces constantes (offsets en temps, vitesse de la lumière, longueur, coefficient d'étalonnage en énergie) seront déterminées dans la phase d'étalonnage au chapitre 6.4. De leur précision dépendra la qualité de la reconstruction des trajectoires des particules, et donc des temps de vol et de leur impulsion.

6.3.3 Système d'acquisition:

Comme nous l'avons souligné précédemment, le processus DVCS est extrêmement rare. Pour augmenter ses chances d'occurrence, on peut augmenter la taille de la cible et/ou l'intensité du faisceau, mais cela accroît considérablement le nombre de réactions parasites. Le taux de comptage instantané dans les scintillateurs est très élevé, de l'ordre de quelques mégahertz. Ceci peut provoquer des recouvrements temporels et donc des empilements de signaux. Les méthodes classiques (TDC et ADC) de traitement qui consistaient à intégrer le signal dans un intervalle de temps ne fonctionnent donc plus ici. Nous utilisons alors de nouveaux modules électroniques, les Matacqs, qui échantillonnent le signal toutes les nanosecondes.

En effet, chaque sortie des signaux des PMTs de tous les compteurs est envoyée directement dans des cartes Matacq au format VME qui réalisent l'échantillonnage des signaux à une fréquence de 1 GHz numérisés sur 12 bits (4 voies). Le transfert des données des Matacq est réalisé par une carte CAEN V2728 qui relie le châssis VME et l'ordinateur via une carte PCI par une fibre optique. C'est un programme développé sous Labview par Eric DELAGNES qui nous permet de dialoguer avec les cartes Matacq. Les données brutes sauvegardées par Labview sont non exploitables par ROOT. Elles doivent être organisées puis converties avant d'être analysées. C'est un programme développé en langage C++ par Etienne BURTIN et Guillaume JEGOU du DAPNIA/SPhN qui traite les données afin de sortir des signaux échantillonnés de chaque PMT : le temps en nanoseconde, la charge en coulomb et l'amplitude maximale en millivolt. Les histogrammes sont affichés sous ROOT. Un traitement de signal est effectué par le programme d'analyse sur chaque événement afin de corriger des incertitudes dues à l'électronique de déclenchement (correction temps/amplitude ou temps corrigé de walk). De plus différentes méthode de détermination du temps sont réalisés afin d'en déterminer la plus efficace. Ces traitements et méthodes seront explicités par la suite ainsi que l'organigramme du programme d'analyse.

Ainsi, lorsqu'une particule traverse un des compteurs, le signal créé est envoyé directement vers un dédoubleur actif qui le duplique afin de le répartir simultanément aux Matacq et au système de déclenchement (discriminateurs, module de coïncidence, etc..) comme le montre la figure 6.6. Ceci est vrai pour les cinq compteurs, soit trois cartes Matacq.

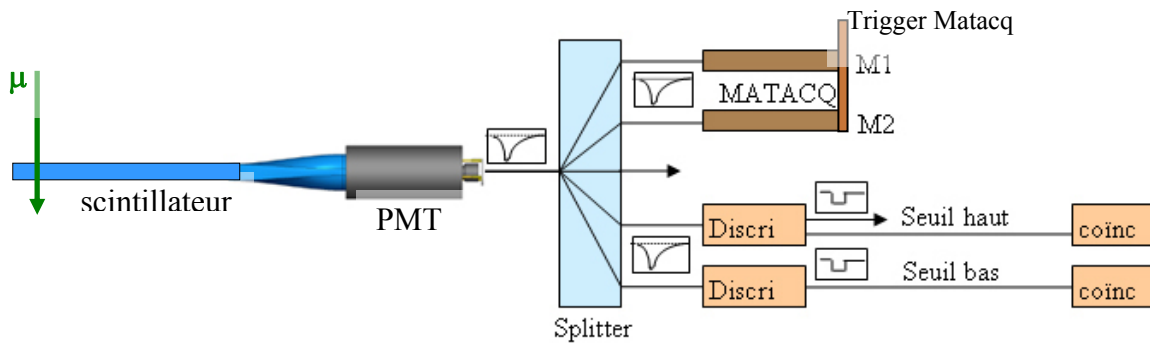


FIG. 6.6 - Exemple de répartition d'un signal de PMT dans les différents modules électroniques.

6.3.4 Les coïncidences:

Quelque soit la phase dans laquelle nous sommes « étalonnage » ou « physique », on réalise une coïncidence entre le PMT_{up} et le PMT_{down} de chaque compteur. Ainsi on acquière uniquement les signaux provenant de la même interaction dans le scintillateur et ce pour chaque compteur. Mais cette coïncidence ne permet pas d'établir que c'est la même particule qui a traversé un compteur A puis un compteur B ni que cette particule provient de la cible. Ainsi, on met en coïncidence les scintillateurs A et B selon quatre combinaisons possibles : A0B0, A1B0, A1B1 et A2B1, comme le montre la figure 6.7.

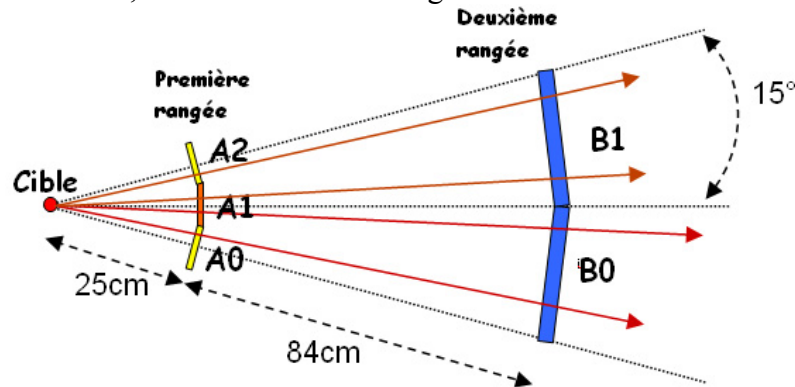


FIG. 6.7 - Les quatre combinaisons possibles de coïncidence entre les A et les B.

Ainsi, ce n'est plus trois cartes Matacq dont nous avons besoin mais de quatre. Chaque carte Matacq recueille les informations des quatre signaux provenant des PMT_{up} et des PMT_{down} avec les combinaisons représentées dans le tableau 6.1:

Combinaisons A B				Matacqs
A0 up	A0 down	B0 up	B0 down	M0
A1 up	A1 down	B0 up	B0 down	M1
A1 up	A1 down	B1 up	B1 down	M2
A2 up	A2 down	B1 up	B1 down	M3

Tableau 6.1 - Combinaisons des quatre couples de scintillateurs sur les cartes Matacq.

Cette coïncidence est réalisée par traitement informatique en phase d'étalonnage et par des modules électroniques en phase physique avec la mise en place d'un système plus complexe à deux seuils qui permettra d'éliminer le bruit de fond. Nous détaillerons ce système dans le paragraphe dédié à la phase physique.

Ces coïncidences ne sont pas les conditions de déclenchement de l'acquisition. Le trigger dépend de la phase dans laquelle on travaille. Un schéma détaillé de l'électronique de l'acquisition est disponible en annexe H.

6.3.5 Les modules électroniques et acquisition:

Les cartes Matacqs : Ces modules innovants ont été développés par les services électroniques du DAPNIA et du LAL d'Orsay (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire) et ont fait l'objet d'un brevet [25]. Dans notre cas, une carte Matacq nous permet l'échantillonnage de quatre voies (avec une fréquence de 1 GHz). La variation en amplitude ne doit pas excéder le volt et est numérisée sur 12 bits. Par ailleurs, le jitter en temps entre les voies d'une même Matacq est très faibles, environ 20 ps. La largeur de la fenêtre en temps est de 400 ns. Le trigger externe est en standard ECL.

V2718 Caen : C'est un module de norme VME contrôlé par une PC standard équipé avec une carte contrôleur PCI A2818 via une liaison optique. Ce type de liaison garantit un taux de transfert de l'ordre de 70 MByte/s. Ce module permet de dialoguer (transfert des données, initialisation, configuration) aux cartes au format VME via un PC.

ECL-NIM-ECL Lecroy 4616: convertit un signal de standard NIM¹ à un standard ECL².

La figure 6.8 montre l'interface du programme d'acquisition des données des Matacq développé sous Labview. Cette interface permet de configurer les paramètres d'acquisition (fréquence d'échantillonnage, nombre d'évènement, nombre de voies, étalonnage des offsets, sauvegarde des données) et de visualiser en temps réel les signaux après échantillonnage.



FIG. 6.8 - Capture d'écran de l'interface du programme Matacq. On peut voir la forme des signaux avec leurs points toutes les nanosecondes, marquant l'échantillonnage du signal.

¹ NIM : logique 0=0 V et logique 1>-0.8 V pour 50 Ω d'impédance.

² ECL : portes logiques très rapides, typiquement au-delà de 100 MHz, entrée adaptée en 50 Ω, et niveau compris entre -0.8 et -1.7 V.

6.3.6 Traitement du signal :

La numérisation des signaux permet d'effectuer sur chaque impulsion diverses corrections et cela par traitement informatique, le but étant de déterminer le temps de passage au seuil. Deux méthodes seront utilisées pour déterminer ce temps de passage au seuil mais aussi deux méthodes de détermination du seuil (fixe ou variable). Nous comparerons donc par la suite les résultats obtenus par ces différentes méthodes de correction afin d'en déterminer la plus efficace en termes de résolution temporelle. Ces corrections sont à sélectionner dans le fichier conf.txt avant le lancement de l'analyse (*AnalysisCouple-n°run-nbre d'évts*). L'organigramme du programme d'analyse est représenté au paragraphe suivant.

- Seuil fixe (leading Edge) : le seuil est fixe et égal à 10 mV.
- Discriminateur à fraction constante (CFD : Constant Fraction Discrimination): le principe du discriminateur à fraction constante est d'adapter le seuil en fonction de l'amplitude du signal. Le seuil est donc variable. Les meilleurs résultats ont été obtenus pour un seuil égal à 20 % de l'amplitude maximale. Quel que soit la méthode de détermination du seuil choisie, il faut déterminer le temps de passage au seuil.
- Détermination du temps de passage au seuil : il est déterminé par deux méthodes. La première consiste à déterminer l'équation de la régression linéaire passant par deux points après la valeur du seuil et un point avant, nous l'appellerons correction linéaire. La seconde est la méthode de correction parabolique. Le principe est de déterminer l'équation d'une parabole passant par deux points avant le seuil et trois points après, nous l'appellerons correction parabolique.
- La correction de walk ou temps/amplitude : des signaux d'amplitudes différentes vont franchir le seuil avec un écart temporel alors que le début de l'impulsion a lieu au même moment. Et ce si on considère que le temps de montée d'une amplitude de tension délivrée par un photomultiplicateur est constant. Cet effet est communément appelé « Walk » et n'est applicable que lorsque le seuil est fixe. La correction est de l'ordre de 6 ns.

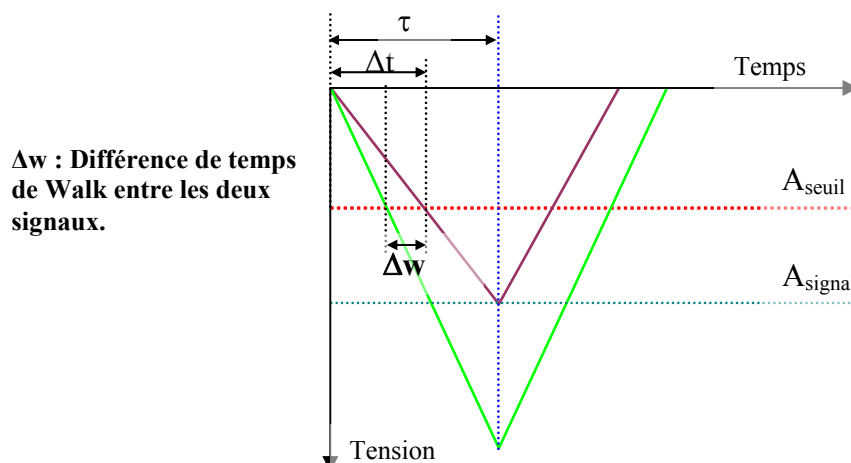


FIG. 6.9 - Schématisation de l'effet de walk par l'approximation des triangles.

La figure 6.9 représente une schématisation de l'effet de Walk dite de l'approximation des triangles, les signaux vert et pourpre atteignent leur tension maximale au même moment, mais franchissent le seuil à des instants différents.

On peut donner une estimation de Δt par :

$$\Delta t = \tau \frac{A_{\text{seuil}}}{A_{\text{signal}}} \quad (6.4)$$

Ainsi, lors de l'analyse, il suffit de soustraire Δt au temps de passage au seuil pour obtenir le temps vrai ou temps corrigé du walk et ce pour chaque événement. Il paraît évident que, pour un seuil fixé, la correction sera d'autant plus faible que les signaux sont grands.

Ainsi le temps mesuré en sortie de la chaîne électronique devient pour le compteur 0 en amont du faisceau (côté up) devient :

$$t_{0\text{up}} = t_0 + \frac{x}{v} + \theta_{0\text{up}} - \Delta t_{0\text{wup}} \quad (6.5)$$

6.3.7 Organigramme du programme d'analyse des données :

Les données brutes du programme d'acquisition sont sauvegardées en format binaire. Elles doivent être organisées, converties et prétraitées pour être ensuite analysées. C'est le rôle du programme *MakeRun*.

Le prétraitement consiste à ne sauvegarder que les points utiles à l'analyse : trois points autour du maximum, cinq points autour du seuil ainsi que la charge. C'est pourquoi changer la valeur du seuil dans le fichier conf.txt nécessite de relancer le *MakeRun* comme de changer le couple de doigts.

On exécute ensuite l'analyse avec *AnalysisCouple* qui détermine par exemple le temps réel de passage de la particule $fTime[0]$, l'énergie déposée $fEnergyloss[0]$ et l'abscisse de passage de la particule $fPosition[0]$. Ces résultats sont dépendants des paramètres propres à chaque compteur comme la vitesse de la lumière dans le scintillateur, les offsets en temps, la longueur d'atténuation et la correction de walk à appliquer sur chaque signal.

Ces paramètres doivent être auparavant déterminés pour être pris en compte dans l'analyse (fichier *calibConstant.txt*). Les histogrammes des résultats sont ensuite affichés avec ROOT. Un organigramme de l'analyse des données est présenté en figure 6.10.

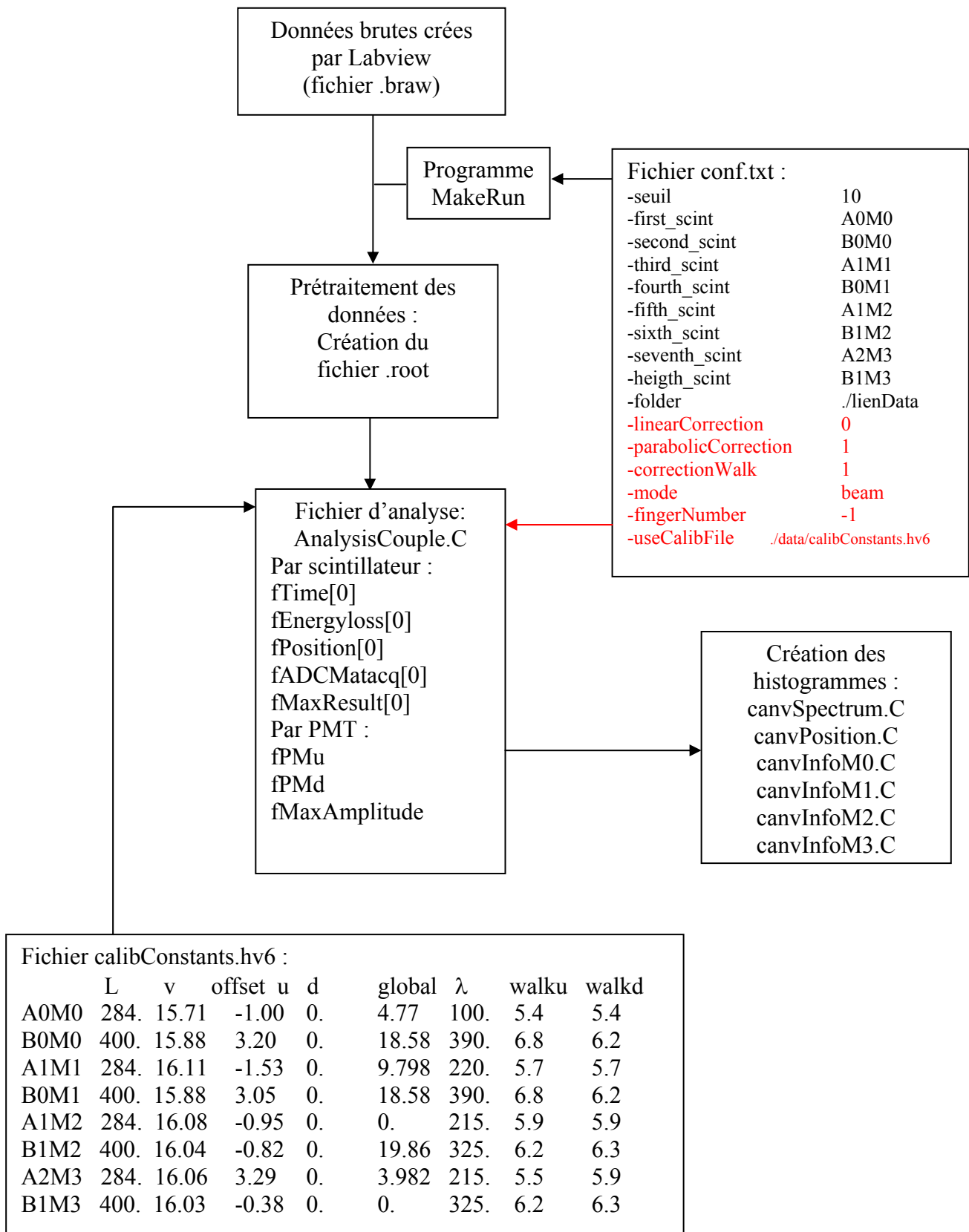


FIG. 6.10 - Organigramme du programme d'analyse des données.

6.4 La phase d'étalonnage : méthode des doigts

Durant cette phase d'étalonnage, le détecteur est en position transversale, c'est-à-dire qu'il est positionné perpendiculairement au faisceau de muon, et est posé à même le sol alors que le faisceau se trouve à environ trois mètres de hauteur (figure 6.11). Le détecteur se trouve ainsi dans le halo du faisceau ce qui offre deux avantages importants. On travaille avec des muons de même énergie que ceux du faisceau et sont parallèles à ce dernier et on diminue grandement le taux d'acquisition ce qui permet d'éviter principalement les recouvrements temporels des signaux.

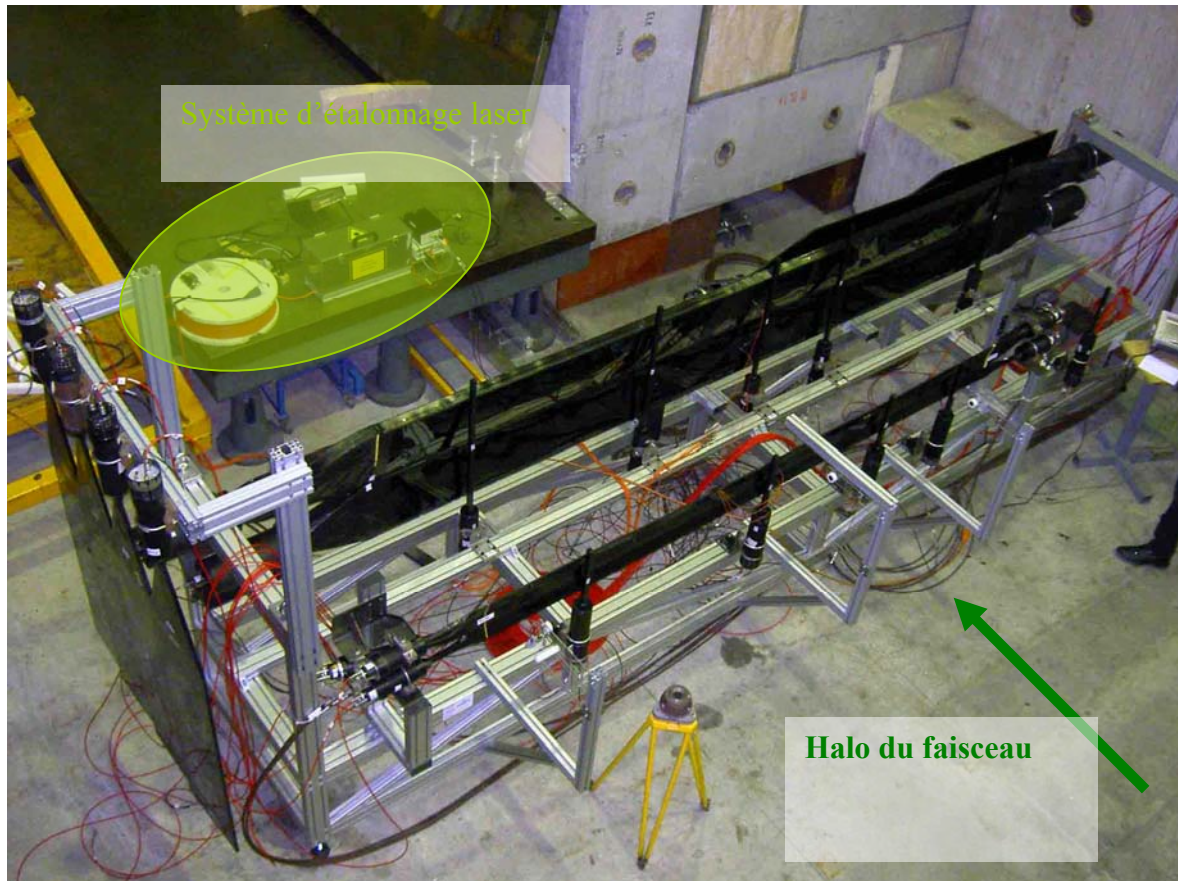


FIG. 6.11 - muRex au CERN dans sa configuration d'étalonnage.

L'étalonnage est réalisé pour deux hautes tensions d'alimentation des photomultiplicateurs ainsi que deux positions des doigts. Nous analyserons les données obtenues en haute tension numéro un dite HV1 qui est définie afin d'obtenir sur tous les PMT des signaux de 200 mV d'amplitude en cosmiques et la haute tension numéro 6 dite « HV6 » correspondante au fonctionnement en détection des protons déterminé au chapitre 5.4. En haute tension numéro un, les doigts sont en position une. Cette position correspond aux couples de doigts D0-D5, D1-D6, D2-D7, D3-D8 et D4-D9 respectivement à 44,6 cm, 139,5 cm, 209,6 cm, 258,6 cm et 376,2 cm de l'extrémité des scintillateurs en amont du faisceau. En haute tension numéro six, les cinq couples de doigts sont à une distance de l'extrémité des scintillateurs en amont du faisceau égale à 24,9 cm, 75 cm, 124,8 cm, 175,2 cm et 235,2 cm. Cette position des doigts est appelée position deux.

6.4.1 Trigger :

On veut sélectionner très précisément une trace définie par une particule qui traverse un compteur A puis un compteur B. On utilise un trigger électronique qui déclenche le système d'acquisition uniquement lorsqu'il y a une coïncidence en temps entre deux doigts alignés parallèlement au faisceau de muons. Ce mode est appelé déclenchement en phase d'étalonnage ou "trigger calibration" et est représenté sur la figure 6.12. On ne sélectionne ainsi que les muons qui traversent sous incidence normale les scintillateurs et les cinq paires de doigts.

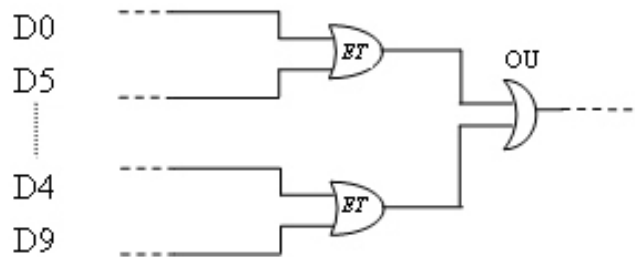


FIG. 6.12 - Système de déclenchement en phase d'étalonnage.

6.4.2 L'étalonnage en temps :

La méthode de détermination des offsets en temps consiste à déterminer la différence entre la position reconstruite, x_{rec} et la position réelle des doigts, x_{geom} . Cette différence doit être le plus proche de zéro, ce qui justifie que le temps en sortie de la chaîne électronique pour chaque PMT est correctement mesuré. On détermine en premier lieu la vitesse effective de la lumière dans les scintillateurs.

6.4.2.1 Détermination de la vitesse effective de la lumière dans les scintillateurs:

Pour chaque paire de doigts on trace la différence des temps obtenus pour chaque PMT en fonction du nombre d'événements et ce pour les cinq compteurs. Par exemple, pour le compteur A0 cette relation s'exprime par :

$$t_{0up} - t_{0down} = \frac{2x}{v} \quad (6.6)$$

On reporte ensuite la position réelle des doigts, x_{geom} , en fonction de cette différence de temps (on prend la valeur moyenne donnée par une distribution gaussienne sur chaque paire de doigts). La vitesse est donc égale à deux fois la pente de la droite. Un exemple pour le compteur A1 et A2 est donné en figure 6.13.

La vitesse effective de la lumière des scintillateurs obtenue est de l'ordre de 16 cm.ns^{-1} . Elle est actualisée pour chaque compteur dans le fichier `calibConstants.txt`. On relance l'analyse afin d'ajuster maintenant les offsets en temps avec les vraies vitesses.

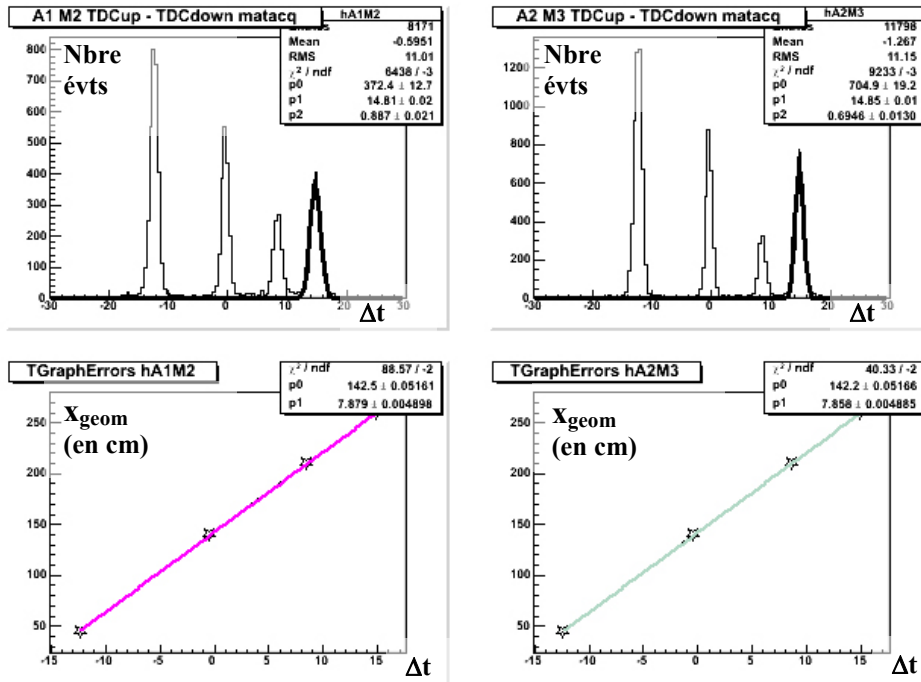


FIG. 6.13 - Histogrammes pour la détermination de la vitesse effective de la lumière dans les scintillateurs.

6.4.2.2 Ajustement des offsets en temps :

On représente la position réelle des doigts en fonction de la différence de la position reconstruite et de la position réelle ($x_{rec} - x_{geom}$) pour chaque compteur de chaque Matacq. La figure 6.14 montre les offsets en temps après optimisation pour chaque compteur. On observe que l'offset à appliquer n'est pas constant sur la longueur du scintillateur. Ceci provient certainement du fait que la vitesse de la lumière dans les scintillateurs n'est pas constante. Les différences observées n'ont pas été prises en compte dans l'analyse des données. En rouge est représenté B0 et en rose A1. Des mesures tous les dix centimètres auraient certainement permis d'affiner ces résultats [26].

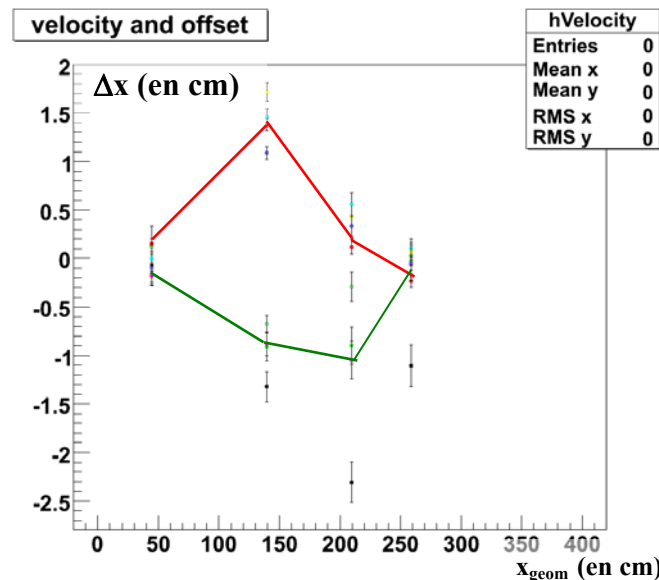


FIG. 6.14 - Graphe de Δx en fonction de x géométrique.

Un exemple en figure 6.15 de spectres pour A1 et B1 représentant la position reconstruite des doigts après optimisation des offsets en temps et de la vitesse de la lumière. Les pics représentant les couples de doigts touchés sont maintenant proches de la position réelle des doigts. L'étalonnage en temps est alors réalisé, on détermine la longueur d'atténuation.

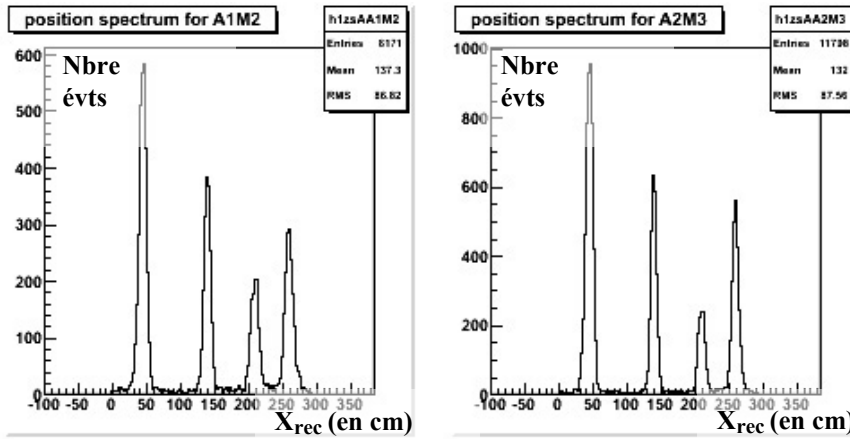


FIG. 6.15 - Spectres de la position reconstruite après ajustement des offsets en temps.

6.4.3 Détermination de la longueur d'atténuation :

Pour chacun des PMT, on représente la charge mesurée lorsqu'une paire de doigts a été touchée en fonction de la position reconstruite. La figure 6.16 représente ces distributions pour le compteur A2 en amont et aval du faisceau (up et down) ainsi que B1 en amont et aval pour les cinq paires de doigts en position deux et en haute-tension HV6.

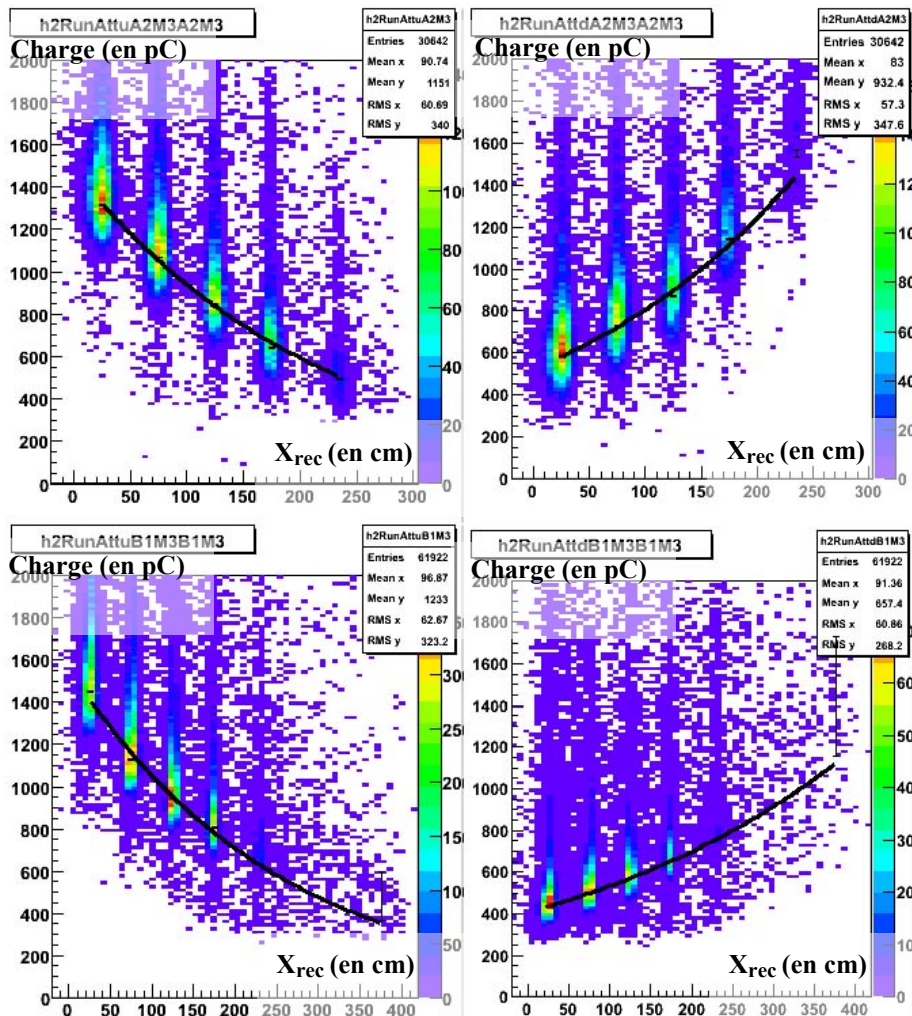


FIG. 6.16 - Charge déposée pour les compteurs A2 et B1 de la Matacq M3 en HV6 (position 2 des doigts).

Pour chaque paire de doigts touchés, le spectre de la charge est lissé par une fonction Landau. On observe que plus la paire de doigts qui est touchée est éloignée du PMT, plus l'ADC est petit. C'est une mise en évidence de l'effet d'atténuation. En lissant par une fonction exponentielle décroissante les valeurs les plus probables obtenues par les distributions de

landau associées à chaque paire de doigts, on détermine une longueur d'atténuation pour les deux cotés de chaque scintillateur.

Le Tableau 6.2 résume les résultats obtenus pour les différents scintillateurs pour l'acquisition de données numéro 180 ou « run180 » en haute tension numéro une. Les doigts sont en position une, les incertitudes représentées sont les incertitudes statistiques :

Compteurs A	$\lambda(\text{cm})$	incertitudes	Compteurs B	$\lambda(\text{cm})$	incertitudes
A0M0up	110	0.7	B0M0up	386	0.8
A0M0down	86	0.8	B0M0down	394	0.9
A1M1up	215	0.9	B0M1up	367	1.1
A1M1down	236	1.0	B0M1down	413	1.4
A1M2up	214	0.9	B1M2up	207	0.6
A1M2down	236	1.0	B1M2down	339	1.2
A2M3up	202	1.3	B1M3up	283	0.6
A2M3down	209	0.9	B1M3down	339	1.2

Tableau 6.2 - Longueurs d'atténuation des cinq compteurs pour une haute tension numéro une et pour l'acquisition de données numéro 180.

On remarque que les longueurs d'atténuation des scintillateurs A sont inférieures à celles des B. En effet, les scintillateurs A sont plus fins et le nombre de réflexions sur les parois est plus grand entraînant une moins bonne collection de la lumière. On remarque également que les valeurs pour le scintillateur A0 sont beaucoup plus faibles que pour les autres scintillateurs. Suite à une erreur de fabrication (conversions des millimètres en inches par le constructeur St-Gobain Crystals), ce scintillateur a dû être redécoupé. Après l'expérience nous avons démonté ce scintillateur et constaté, comme nous le supposions, que son état de surface présentait une cristallisation provenant de mauvaises manipulations lors de la découpe. Enfin, on observe que les longueurs d'atténuation pour les scintillateurs B0 et B1 sont différentes. On peut expliquer cette variation par une différence dans le revêtement : le scintillateur B0 est recouvert d'un film Vikuiti alors que le B1 est enveloppé dans un papier aluminium standard.

	run380.hv6		run396.hv6		run398.hv6		run402.hv6		$\langle \rangle$	σ
	$\lambda(\text{cm})$	incertitude	$\lambda(\text{cm})$	incertitude	$\lambda(\text{cm})$	incertitude	$\lambda(\text{cm})$	incertitude		
A1M0up	201	1.4	206	1.0	209	1.1	208	1.0	206	3.3
A1M0down	254	2.0	254	1.6	255	1.7	254	1.5	254	0.4
A1M1up	191	1.3	207	1.0	205	1.1	208	1.0	202	7.8
A1M1down	263	2.3	269	1.8	288	2.0	271	1.8	273	10.7
A1M2up	194	1.3	207	1.0	208	1.1	210	1.0	205	7.4
A1M2down	268	2.3	262	1.7	284	1.8	266	1.7	270	9.3
A2M3up	202	1.4	212	0.9	221	1.2	218	1.0	213	8.7
A2M3down	240	1.9	227	1.4	211	1.3	231	1.4	227	12.0
B0M0up	323	1.9	329	1.3	330	1.4	329	1.2	328	3.4
B0M0down	430	3.8	406	1.7	409	1.9	411	1.8	414	10.9
B0M1up	322	1.7	336	1.5	326	1.3	334	1.5	329	6.6
B0M1down	390	2.3	420	2.5	388	4.7	419	1.9	404	17.8
B1M2up	242	1.2	247	0.8	229	1.0	253	0.9	243	10.4
B1M2down	338	2.3	346	1.7	348	4.8	339	1.7	343	5.0
B1M3up	243	1.1	245	0.8	241	1.0	253	0.9	245	5.2
B1M3down	327	2.2	350	1.8	353	3.2	370	1.9	350	17.8

Tableau 6.3 - Longueurs d'atténuation des cinq compteurs pour une haute tension numéro six et pour quatre acquisitions de données numéro 380, 396, 398 et 402.

D'autre part, leurs guides de lumière ont des formes différentes : tronconiques pour B0 et torsadés pour B1. L'influence des revêtements est étudiée dans le chapitre 7.2. Afin de déterminer les incertitudes aléatoires, les résultats en longueur d'atténuation des quatre scintillateurs sont énoncés dans le tableau 6.3 ainsi que les incertitudes statistiques pour 4 acquisitions de données (runs 380, 396, 398 et 402) et pour une haute tension numéro 6. Les doigts sont en position deux.

Il apparaît clairement que la mesure de la longueur d'atténuation est délicate et les 30 cm d'incertitudes aléatoires en témoigne. Les écarts de mesure de la longueur d'atténuation obtenus en HV1 et en HV6 peuvent s'expliquer par le nombre points utilisé pour réaliser la fonction exponentielle décroissante : quatre en position une et cinq en position deux. Le cinquième couple de doigts D4-D9 en position une n'est pas pris en compte du fait du nombre très faible d'évènements.

6.4.4 Résultats obtenus sur le ToF :

L'étalonnage en temps et la longueur d'atténuation étant réalisé on détermine les résolutions sur le temps de vol des quatre couples de compteurs A0B0, A1B0, A1B1 et A2B1 pour les deux hautes tensions (HV1 et HV6) et avec trois méthodes de corrections informatiques.

- HV1 (acquisition de données numéro 180, doigts en position une) avec seuil fixe, correction linéaire et correction de walk :

La figure 6.17 représente les histogrammes du temps de vol obtenue avec le couple D0-D5 pour les quatre couples de compteurs. Le lissage des histogrammes par une distribution gaussienne nous donne les résolutions sur le temps de vol.

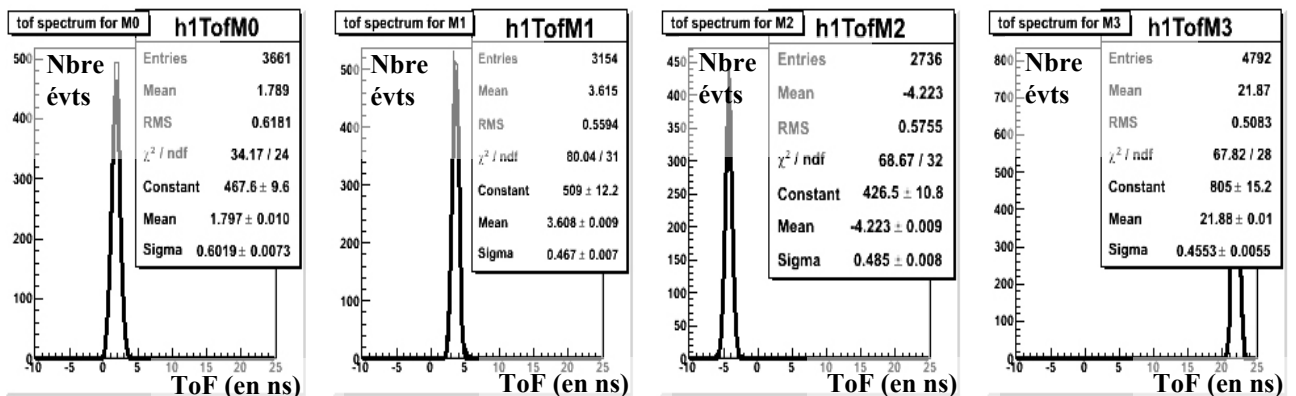


FIG. 6.17 - Histogrammes du temps de vol des quatre couples de compteurs ou Maticaq pour le couple de doigts D0-D5.

On représente en figure 6.18 les résultats de la résolution sur le temps de vol pour les quatre couples de doigts des quatre couples de compteurs avec seuil fixe, correction linéaire et correction de walk.

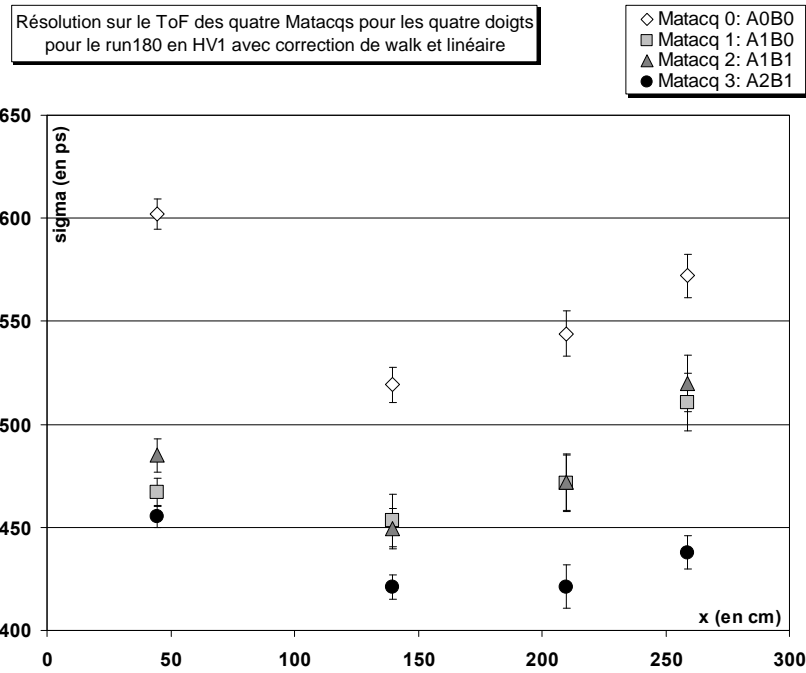


FIG. 6.18 - Résolution sur le ToF en HV1 avec seuil fixe, correction linéaire et correction de walk pour chaque couple de doigts.

Les résolutions obtenues du couple A0B0 sont supérieures d'environ 20 % aux résolutions obtenues pour les autres couples de compteurs. Ces résultats sont en accord avec la faible longueur d'atténuation du compteur A0. La meilleure résolution est obtenue pour le couple A2B1 avec 421 ps de résolution pour deux couples de doigts. Les barres d'incertitudes correspondent aux incertitudes statistiques et sont de l'ordre de 10 ps.

- HV1 (acquisition de données numéro 180, doigts en position une) avec seuil fixe, correction parabolique et correction de walk :

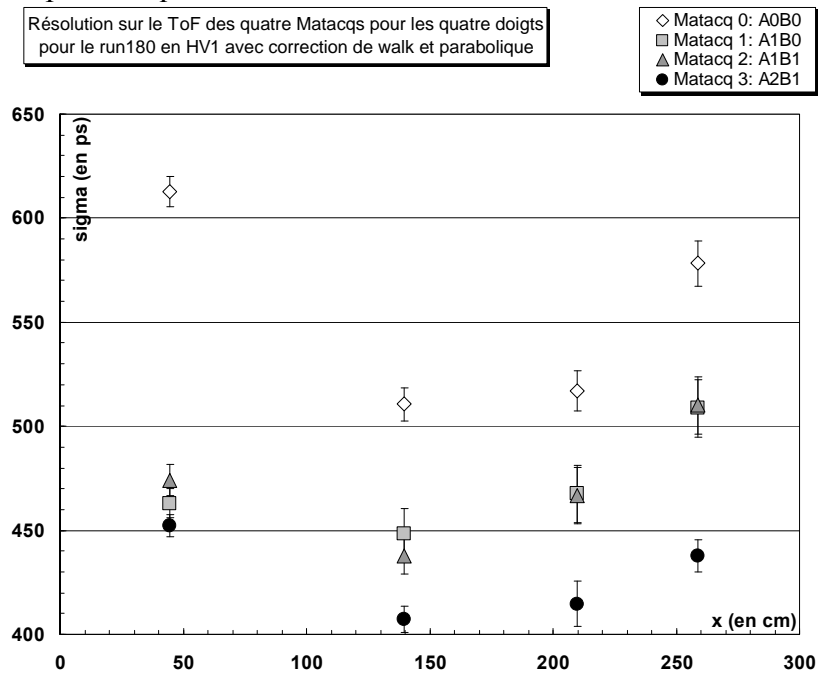


FIG. 6.19 - Résolution sur le ToF en HV1 avec seuil fixe, correction parabolique et correction de walk pour chaque couple de doigts.

Les résultats obtenus et représentés en figure 6.18 pour une correction parabolique et une correction de walk montrent un gain en résolution temporelle au mieux de 14 ps pour le couple A2B1 du couple de doigts D0-D5 avec 407 ps.

L'effet de la détermination du temps de passage au seuil par une correction parabolique est faible mais non négligeable. Cette méthode est donc choisie pour la suite de l'étude. Par ailleurs, on peut remarquer que la meilleure résolution est obtenue pour le couple de doigts proche du centre des compteurs A. Ceci est dû au fait que la résolution pour un seul photomultiplicateur se dégrade lorsque la longueur de parcours de la lumière augmente. Des simulations (cf. E.BURTIN) montrent que la résolution sur le temps de vol présente un minimum au centre du compteur.

- HV1 (acquisition de données numéro 180, doigts en position une) avec CFD, correction parabolique :

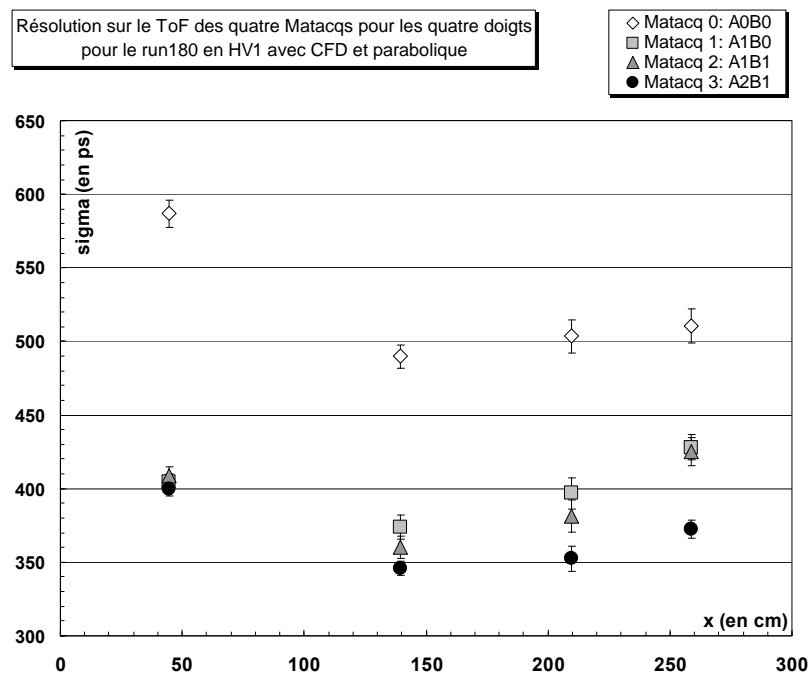


FIG. 6.20 - Résolution sur le ToF en HV1 avec CFD et correction parabolique chaque couple de doigts.

D'après la figure 6.20, le gain en résolution temporelle apporté avec un seuil variable est important et de l'ordre de 50 ps. On obtient une résolution optimum pour la paire de doigts deux avec le couple A2B1 de 346 ps en HV1. Ce résultat prouve l'efficacité de cette correction. Sa mise en œuvre est simple (traitement du signal réalisé par informatique) contrairement aux discriminateurs à fractions constantes électroniques disponibles dans le commerce qui demandent de très délicats réglages [27]. Déterminons désormais la résolution sur le temps de vol pour la haute-tension numéro six définie pour la détection de protons.

- HV6 (acquisition de données numéro 380, doigts en position deux) avec seuil fixe, correction parabolique et correction de walk :

Le compteur A0 est remplacé par le compteur A1 sur la Matacq 0. Les atténuateurs de 16dB placés en sortie des PMT pour éviter la saturation des Matacq sont retirés pour ce compteur A1 de la Matacq 0. On retrouve des valeurs de résolution sur le ToF pour la couple A1B0 de la Matacq 0 proche des résolutions des autres couples de compteurs, figure 6.21.

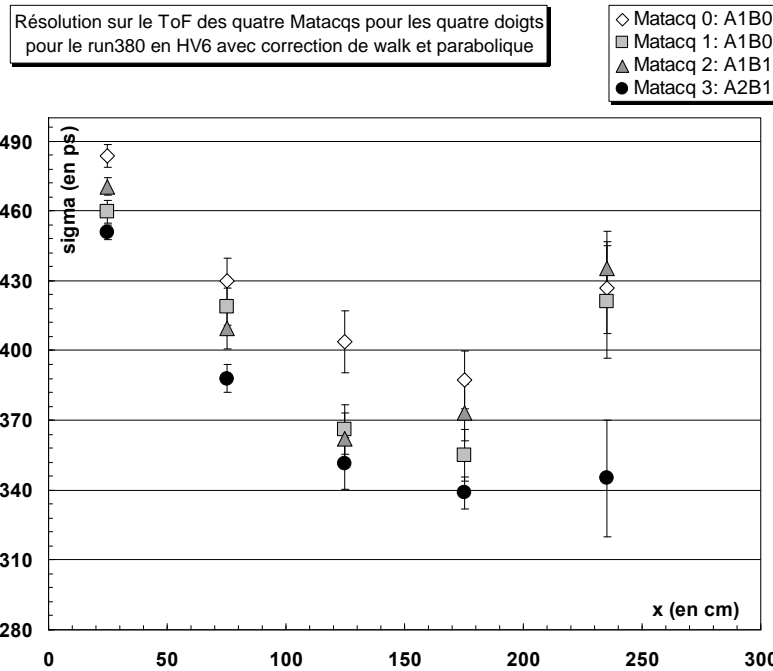


FIG. 6.21 - Résolution sur le ToF en HV6 avec seuil fixe, correction parabolique et correction de walk pour chaque couple de doigts.

La tendance qui est d'avoir une meilleure résolution au centre se confirme pour les doigts en position 2. La meilleure résolution est obtenue pour le couple A2B1 et est égale à 339ps. Déterminons maintenant la résolution sur le temps de vol pour un seuil variable.

- HV6 (acquisition de données numéro 380, doigts en position 2) avec CFD et correction parabolique (figure 6.22) :

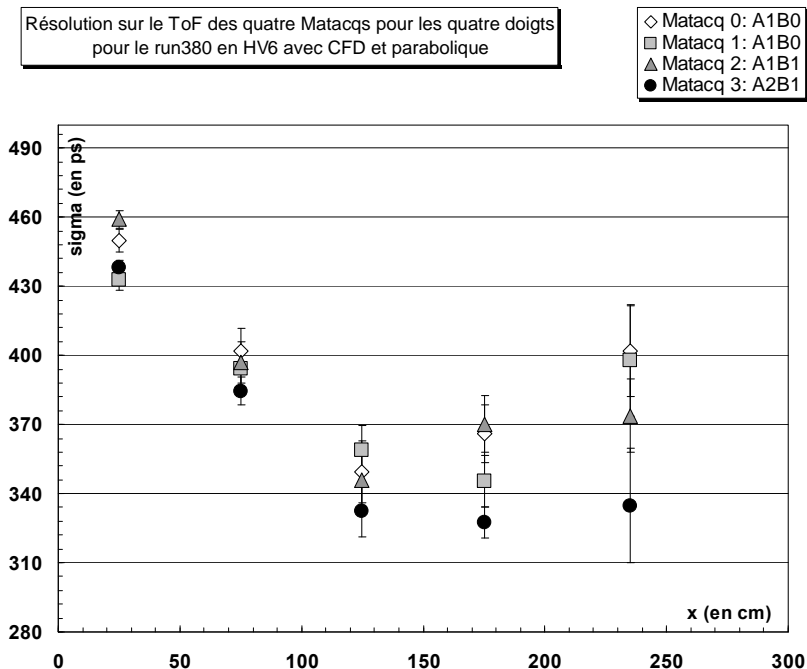


FIG. 6.22 - Résolution sur le ToF en HV6 avec CFD et correction parabolique pour chaque couple de doigts.

Le gain du seuil variable est de 11 ps pour le couple de doigts donnant la meilleure résolution. Cette méthode est très robuste car elle ne repose pas sur l'optimisation de constantes de walk. La résolution sur le temps de vol optimum est égale à 328 ps pour le couple A2B1. Une analyse plus fine pourrait peut-être permettre 300 ps de résolution mais les 200 ps espérés sont hors de portée.

6.5 La phase d'étalonnage : méthode du laser

La méthode d'étalonnage par le laser consiste à injecter au centre des compteurs de la lumière laser et de vérifier cette position reconstruite. On peut ainsi vérifier les valeurs des offsets en temps déterminés par l'étalonnage doigts connaissant la position exacte de l'injection et inversement. Si on détermine les offsets en temps avec le laser pour avoir une position reconstruite de l'injection laser de l'ordre de 3 cm on sait que les temps réels de passage de la particule sont correctement mesurés. Un réglage fin peut alors être réalisé avec les doigts. La phase d'étalonnage laser est complémentaire de la phase d'étalonnage doigts mais peut dans certains cas comme en phase physique la remplacer. Sa mise en œuvre très simple en est un critère essentiel. De plus le laser est indispensable lors des coupures faisceau, il permet de poursuivre divers réglages et plus particulièrement lors de la période de mise en œuvre des détecteurs. Le laser permet également une estimation de la résolution en *ToF*.

6.5.1 L'étalonnage en temps :

L'acquisition en laser est réalisée dans les mêmes conditions expérimentales que celles qui nous ont permis de calculer les offsets en temps. La figure 6.23 représente les écarts entre la position réelle de l'injection laser (le centre des compteurs A soit 142 cm et le centre des compteurs B soit 200 cm) et la position reconstruite calculée avec les offsets en temps déterminés en étalonnage doigts pour l'acquisition de données numéro 380 en haute tension numéro six pour chaque compteur. Les corrections appliquées sont une correction parabolique et un seuil variable.

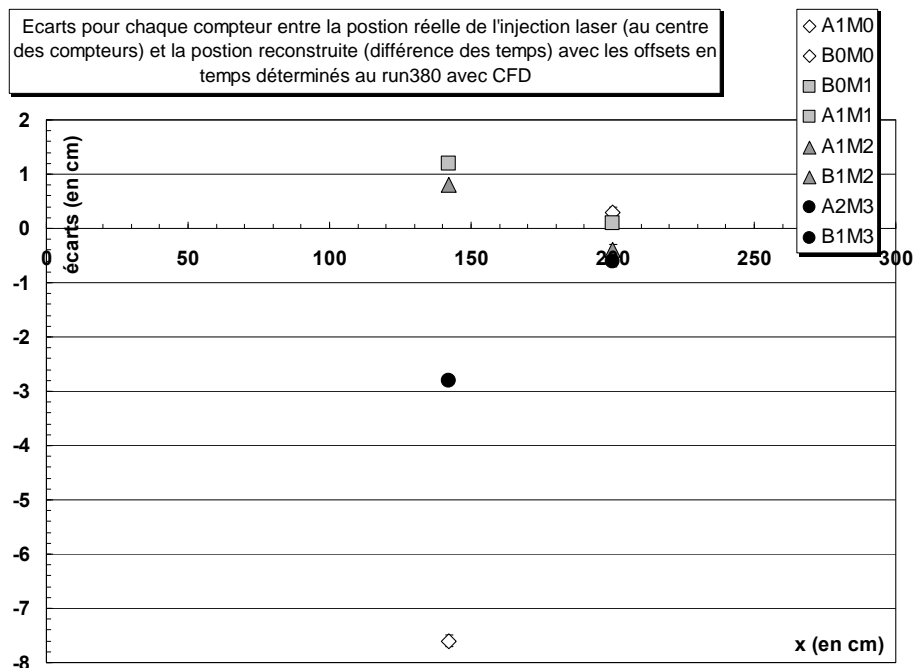


FIG. 6.23 - Ecart entre la position réelle et la position reconstruite en run laser et pour chaque compteur avec un seuil variable et une correction parabolique. L'abscisse correspond à la position géométrique de l'injection laser.

Les résultats obtenus sont très satisfaisants : la position reconstruite est inférieure au centimètre pour les B et au dessous de trois centimètres pour les A sauf pour le compteur A1 de la Matacq 0 avec une position reconstruite de 7,6 cm. Ceci s'explique par l'histogramme en amplitude du compteur A1 de la Matacq 0 représenté en figure 6.24. Pour ce compteur, les signaux des PMT sont directement envoyés à la Matacq 0, sans atténuateur. Les amplitudes sont supérieures à 900 mV. La détermination du seuil variable est donc incohérente.

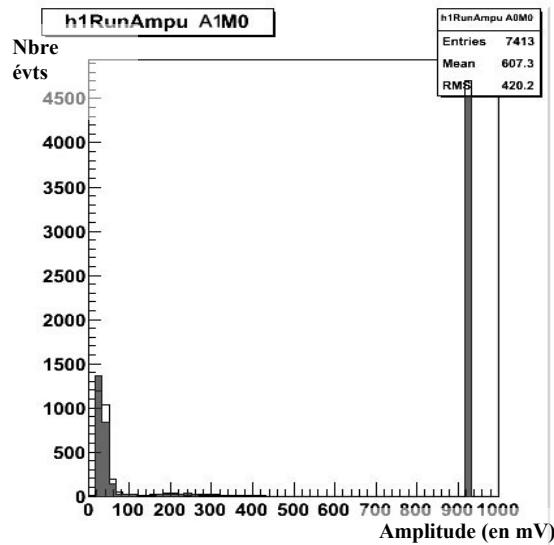


FIG. 6.24 - Histogrammes des amplitudes du compteur A1 de la Maticq 0 en acquisition laser.

La méthode mise en place pour déterminer les offsets donne un résultat proche de celui obtenu avec le halo du faisceau de muons. La dispersion des mesures est plus élevée pour les scintillateurs A car la résolution temporelle intrinsèque des scintillateurs A est plus élevée (environ 300 ps au lieu de 200 ps).

6.5.2 Résultats obtenus sur le ToF :

Après avoir démontré que la méthode de détermination des offsets en temps par les doigts est efficace et que le laser peut se substituer à cette méthode d'étalonnage. Nous avons déterminé la résolution sur le temps de vol pour le même run laser. Les résultats obtenus sont organisés dans la figure 6.25 pour trois types de correction : sans correction de walk, avec correction de walk et correction avec seuil variable et pour les quatre couples de compteurs.

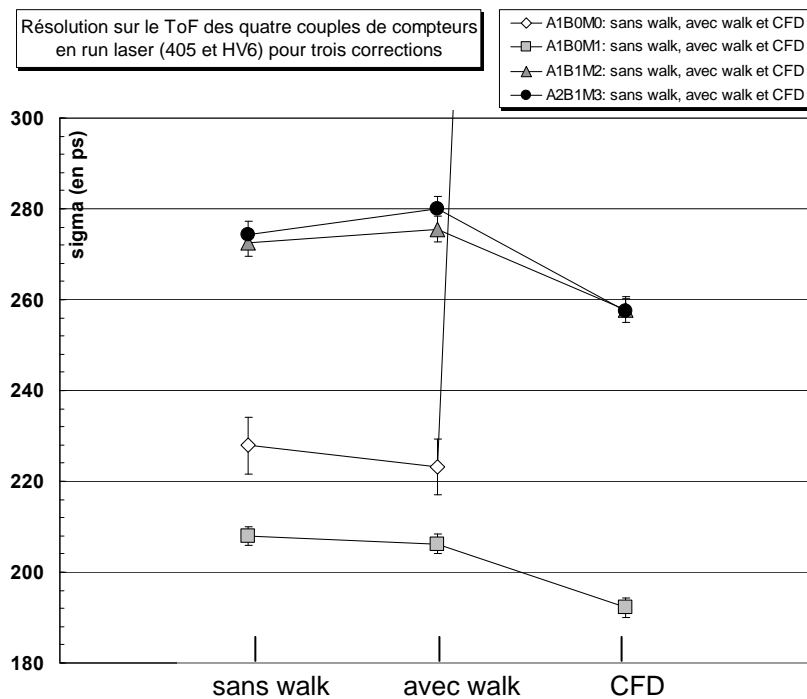


FIG. 6.25 - Résolution sur le ToF en HV6 en run laser sans correction de walk, avec correction de walk et avec un seuil variable pour une correction parabolique.

Nous observons que les résolutions temporelles obtenues avec le laser sont inférieures à celles obtenues avec les muons du halo du faisceau. Et pour le couple A1B0 on obtient même une résolution inférieure à 200 ps. Ces valeurs sont meilleures car d'une part le nombre de photo-électrons avec le laser est beaucoup plus grand et car, d'autre part, l'amplitude et la forme des signaux varient peu pour le laser. Cette affirmation est démontrée par comparaison des histogrammes des amplitudes obtenues en acquisition de données avec les muons du faisceau, figure 6.26, et en acquisition de données avec le laser, figure 6.27, et ce pour deux compteurs, B1 et A2.

Cette résolution sur le temps de vol correspond à la résolution optimale de notre dispositif expérimental. L'effet de la correction de walk est négligeable et toujours la même du fait des amplitudes constantes des impulsions lumineuse du laser. Ceci s'explique par les amplitudes relativement élevées des compteurs A. L'effet du seuil variable est significatif. Le gain est de l'ordre de 15 ps pour le couple A1B0 et près de 30 ps pour les couples A1B1 et A2B1. En ce qui concerne le dernier couple, le couple A1B0 de la Matacq 0 le point en seuil variable n'apparaît pas sur le graphe pour des raisons d'échelle mais est supérieur à la nanoseconde. La mauvaise position reconstruite du compteur A1 sans atténuateur en est la cause.

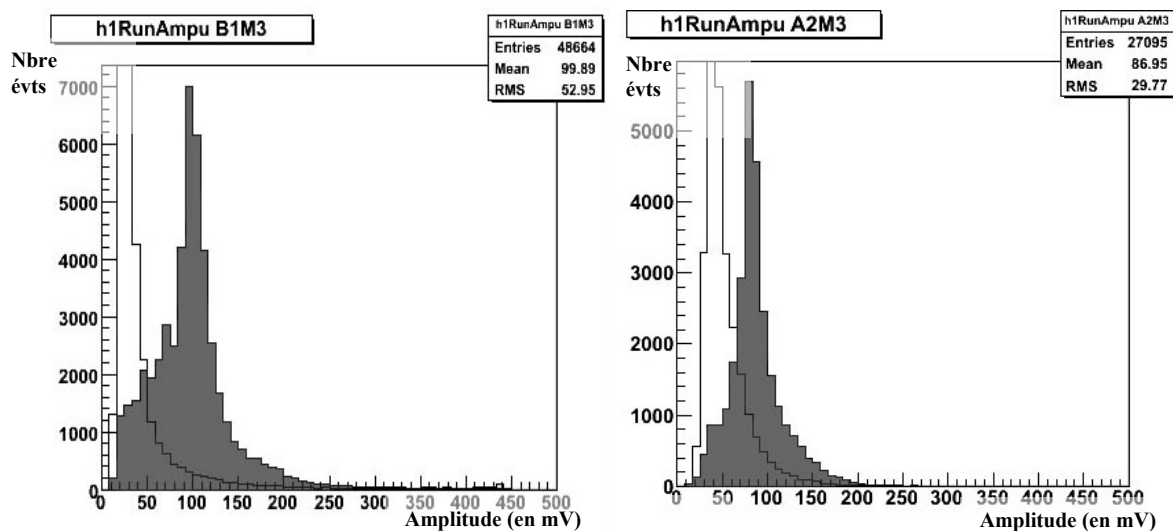


FIG. 6.26 - Histogrammes des amplitudes pour les compteurs B1 et A2 en acquisition de données avec les muons du faisceau pour la Matacq 3 (histogrammes en gris : PMT up et en blanc : PMT down).

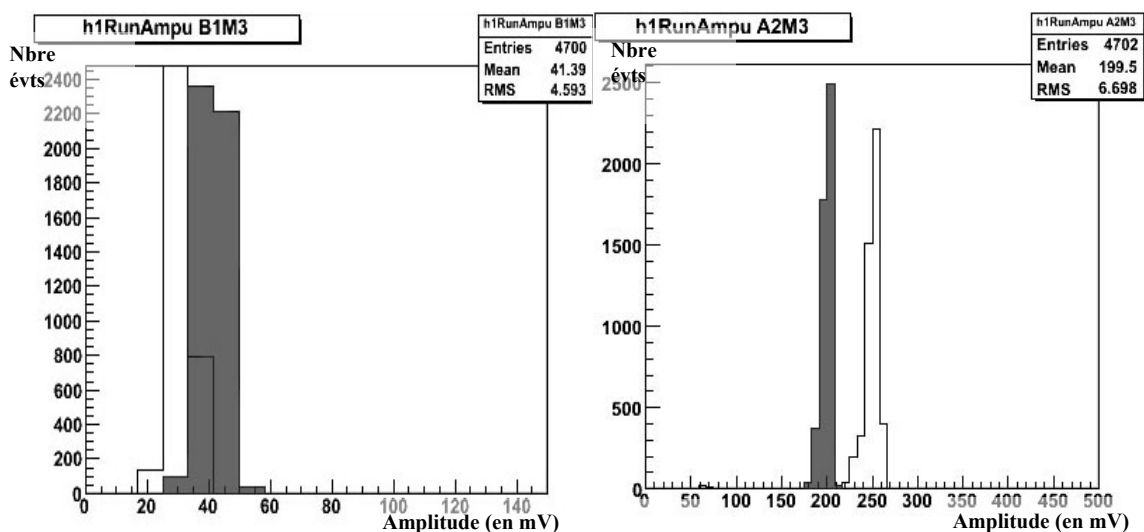


FIG. 6.27 - Histogrammes des amplitudes pour les compteurs B1 et A2 en acquisition de données avec le laser pour la Matacq 3 (histogrammes en gris : PMT up et en blanc : PMT down).

6.6 L'étalonnage en énergie :

La figure 6.28 représente le dépôt d'énergie dans le scintillateur B₀, vu par le PM B_{0 down}, pour un muon de 160 GeV ayant traversé le couple de doigts D0-D5.

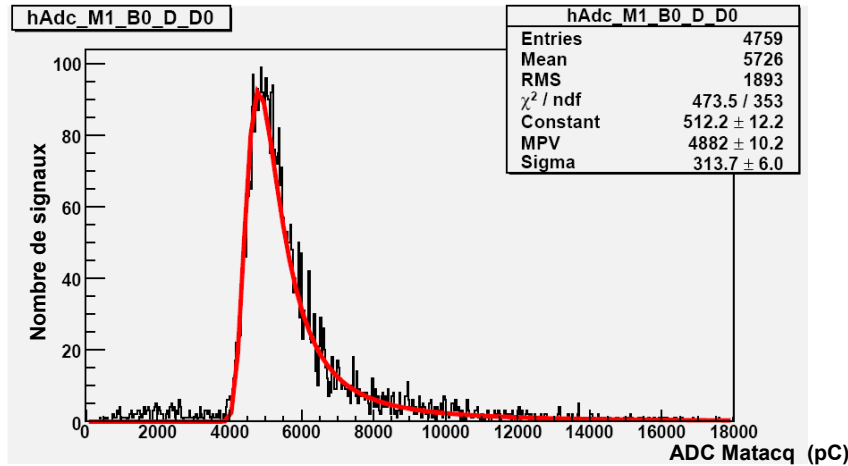


FIG. 6.28 - Dépôt d'énergie dans le scintillateur B₀, vu côté down, pour un muon ayant traversé les doigts 0 et 5.

La valeur la plus probable ou MPV est de 4882 pC avec une largeur de 314 pC. L'énergie déposée dans un scintillateur plastique d'épaisseur variable par des muons de 160 GeV ne s'obtient pas par simple intégration de la formule de Bethe et Bloch qui donne l'énergie déposée par unité de longueur traversée. Pour de faibles épaisseurs, une partie de l'énergie déposée s'échappe du scintillateur. Une simulation permet d'estimer le dE/dx en fonction de l'épaisseur du scintillateur, pour un muon de 160 GeV, figure 6.29 [27].

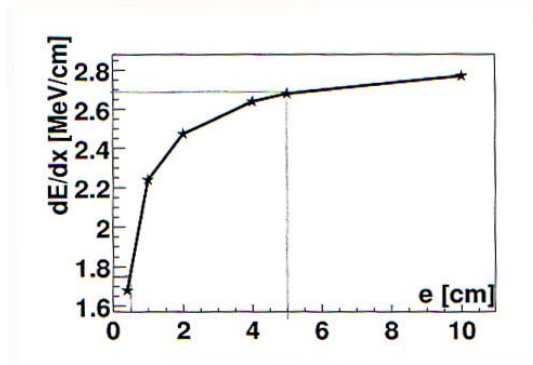


FIG. 6.29 - Loi montrant la variation des pertes dE/dx dans un scintillateur plastique en fonction de l'épaisseur traversée par un muon de 160 GeV sous incidence normale.

D'après la figure 6.29, on a des énergies déposées de 0,67 MeV (1,68×0,4) dans le scintillateur A et de 13,4 MeV (2,68×5) dans le scintillateur B.

On peut alors estimer le coefficient d'étalonnage en énergie, α , grâce aux relations 6.1, 6.2 et 6.3.

En prenant comme exemple le B_{0 down} et la longueur d'atténuation obtenue dans l'expérience (390 cm) et sachant que la paire de doigts D0-D5 est à une distance de 43,1 cm, on a un coefficient d'étalonnage de définie par :

$$\alpha_{\text{down}} = \frac{\text{ADC}_{\text{down}}}{\Delta E_{B_0}} \cdot e^{\frac{L-x}{\lambda}} \quad (6.7)$$

L'application numérique nous donne $\alpha_{\text{down}} = \frac{4882}{13,4} \cdot e^{\frac{400-43,1}{390}} = 910 \text{ pC/MeV}$

Le tableau 6.4 montre les différentes valeurs de α pour le scintillateur B0 de la Matacq M1, vue du côté down [28].

α pour M1B0 down		
Doigts	MPV (pC)	α (pC/MeV)
D0-D5	4882	910
D1-D6	6141	897
D2-D7	7262	886
D3-D8	8366	901
Moyenne	6663	899 ± 13

Tableau 6.4 - Différentes valeurs du coefficient d'étalonnage en énergie α pour le scintillateur B0 de la Matacq 1.

6.7 La phase physique :

Durant cette phase, le prototype muREX est en position longitudinale, c'est-à-dire qu'il est positionné parallèlement au faisceau de muon. Une cible de polyéthylène est placée sur son support. L'identification des particules est réalisée avec une cible de 2,5 cm de diamètre et de 10 cm de long. Le flux de muons, utilisés dans toutes les analyses suivantes, est de $2,5 \cdot 10^8$ muons par déversement. La durée du déversement était de 4,8 s pour une durée de cycle de 17 s. Notre prototype a été placé à l'arrière de l'expérience COMPASS, au-delà des 50 m occupés par les détecteurs de l'expérience, afin de ne pas perturber son déroulement. De ce fait, le faisceau subit des déviations magnétiques et des diffusions dues aux diverses structures. Ceci se traduit, au niveau de notre emplacement, par un élargissement du faisceau et une déviation. C'est pourquoi, afin d'optimiser la position de notre cible, un système de manipulation de la cible à distance a été mis en place. Pour déterminer le taux de « δ rays », on utilise les télescopes de faisceau ou « beam telescopes » avec une cible de 10 cm de diamètre.

6.7.1 Trigger :

Afin d'éliminer le bruit de fond de particules il faut créer une coïncidence entre le PMT_{up} et le PMT_{down} de chaque compteur et ce pour deux seuils de discriminateurs: un seuil haut (High) et un seuil bas (Low). Ce bruit de fond est constitué essentiellement de pions et d'électrons atomiques expulsés par les muons du faisceau lors de la traversée de la cible. Les électrons qui constituent la majeure partie du bruit de fond ne déposent que peu d'énergie dans les scintillateurs A et B. Afin de diminuer le bruit de fond résiduel, on utilise un jeu de seuils hauts (de l'ordre de 100 mV) et de seuils bas (de l'ordre de 40 mV) sur les scintillateurs A et B, afin de diminuer leur contribution. Par exemple si une particule traverse le compteur A0 et le compteur B0 et crée un signal de 50 mV dans le A0_{up} comme dans le A0_{down} , seul le discriminateur du compteur A0 dont les seuils seront Low (inférieur à 40 mV) va créer un signal logique à destination du système de déclenchement. Et si l'énergie déposée dans le compteur B est supérieure au seuil High, il y a coïncidence du couple $\text{A}_0^{\text{L}}\text{B}_0^{\text{H}}$. Il y a de fortes chances que nous soyons en présence d'un proton, l'acquisition est alors lancée. Les seuils Low et High permettent donc de déclencher l'acquisition uniquement sur des particules qui déposent une assez grande énergie. Ceci se justifie à l'aide de la figure 6.30, les contributions du bruit de fond sont représentées par les trois rectangles.

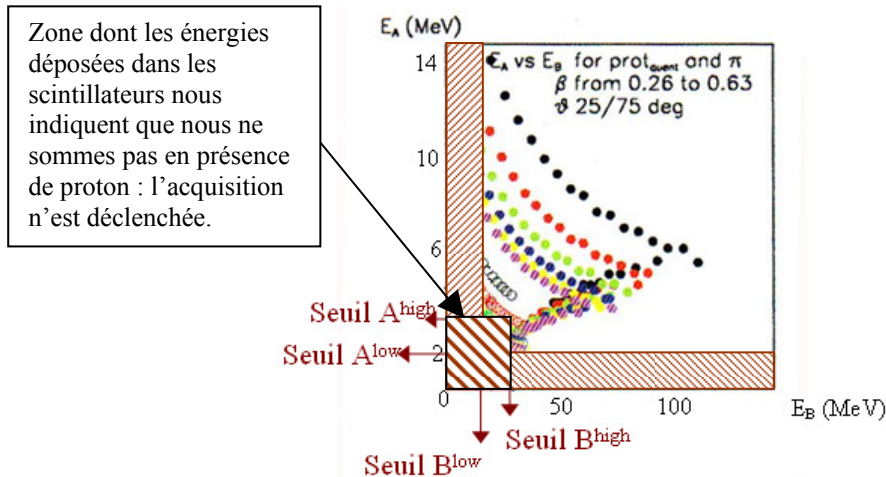


FIG. 6.30 - Graphe de la perte d'énergie dans un compteur A (E_A) en fonction de celle dans un compteur B (E_B) montrant l'effet des seuils sur le bruit de fond.

Sur l'ensemble des cinq compteurs, l'acquisition est déclenchée par le ET logique du $PMT_{Low\ up}$ et du $PMT_{Low\ down}$ d'un compteur A avec le ET logique du $PMT_{High\ up}$ et du $PMT_{High\ down}$ d'un compteur B (et inversement) et d'un OU logique par couple et d'un OU logique des quatre couples possible :

$$A_0^H B_0^L \text{ OU } A_0^L B_0^H \text{ OU } A_1^H B_0^L \text{ OU } A_1^L B_0^H \text{ OU } A_1^H B_1^L \text{ OU } A_1^L B_1^H \text{ OU } A_2^H B_1^L \text{ OU } A_2^L B_1^H .$$

La figure 6.31 représente le système de déclenchement en phase physique avec les portes ET logiques réalisés par les coïncidences ainsi que les portes OU logiques réalisés par un module Logic Fan in Fan out classique. Les scintillateurs véto sont mis en anti-coïncidence afin de ne pas prendre en compte les événements venant du halo du faisceau.

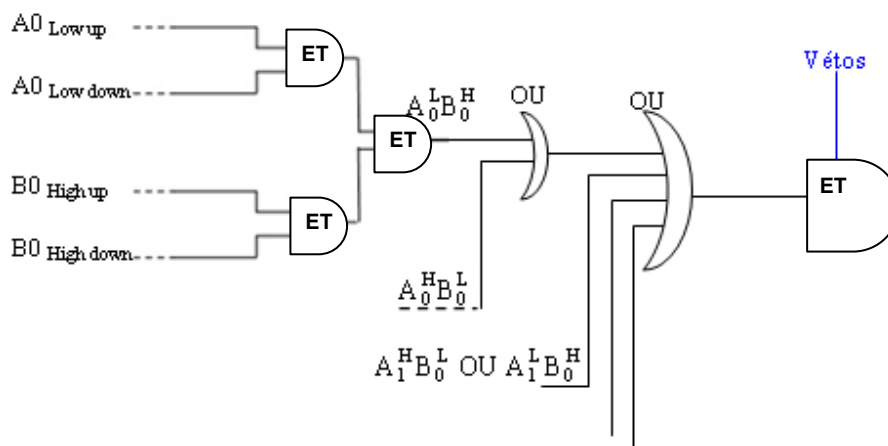


FIG. 6.31 - Système de déclenchement en phase physique.

6.7.2 Positionnement de la cible :

Pour s'assurer du bon alignement du détecteur ainsi que de la position du faisceau, on relève les taux de comptage des compteurs A et B pour différentes positions de la cible. L'accès au détecteur étant impossible avec le faisceau, un système de fils et de contreponds a été imaginé afin d'obtenir à distance cinq positions prédéfinies. Celle-ci est déplacée verticalement et horizontalement de plus ou moins quatre centimètres, figure 6.32. Les résultats nous indiquent que la position centrale correspondante à notre alignement est celle dont le taux de comptage est le plus grand. Le détecteur est donc correctement placé par rapport au faisceau.

\varnothing cible = 2.5 cm
 RMS faisceau-x= 2.8cm
 RMS faisceau-y= 3.7cm
 $I=2.5 \cdot 10^8$ muons par
 déversement de 4.8 s

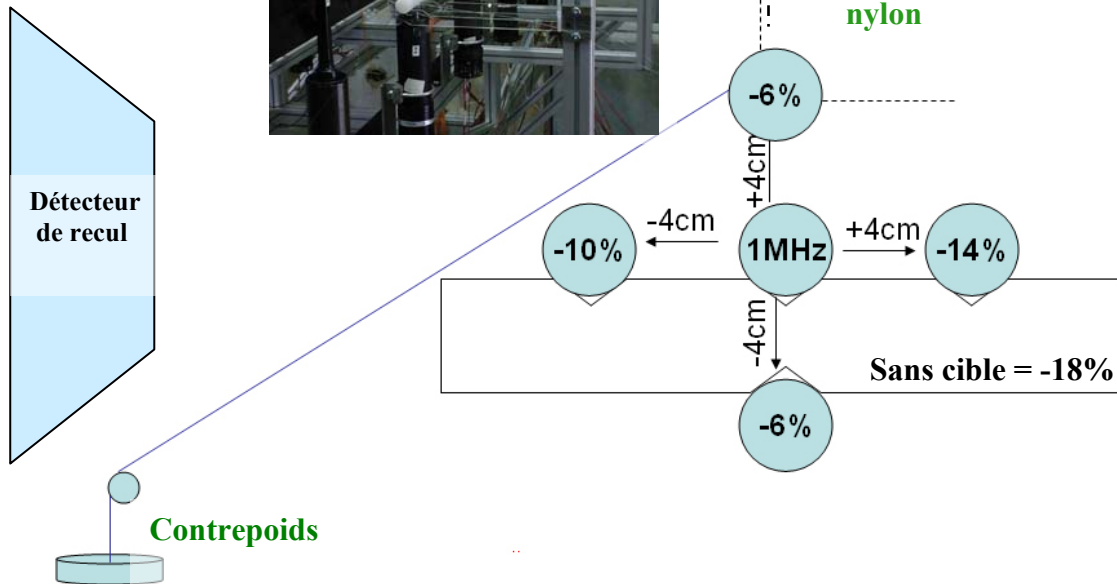


FIG. 6.32 - Principe de déplacement à distance de la cible.

6.7.3 Taux de « δ rays » :

A l'aide des télescopes de faisceau nous prenons des données pour trois positions du point d'impact des muons sur la cible de grand diamètre. Ces positions sont le centre de la cible et deux points distants de 4 cm de celui-ci. Elles sont représentées schématiquement en figure 6.33. Les résultats en termes de taux de comptage sont présentés dans la figure 6.34 et montre l'atténuation des δ rays lorsqu'ils traversent la cible.

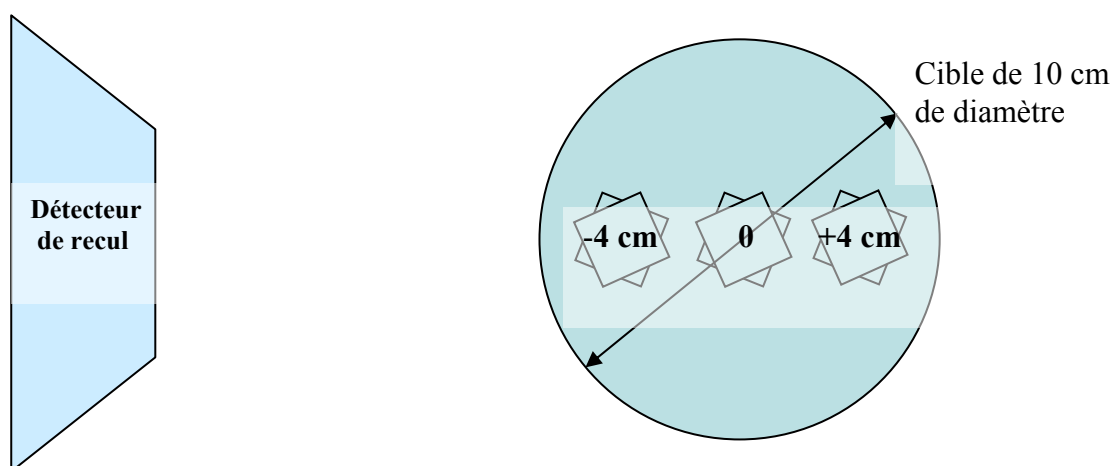


FIG. 6.33 - Schéma de principe des trois positions des télescopes de faisceau par rapport à la cible.

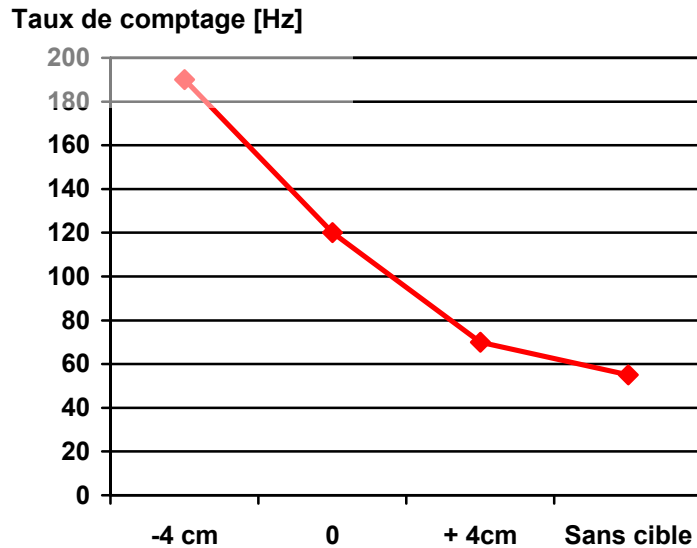


FIG. 6.34 - Taux de comptage en fonction de la position des télescopes de faisceau sur la cible.

6.7.4 Identification des particules :

L'expérience muREX avait pour but de montrer la faisabilité de la détection des protons avec un prototype constitué de scintillateurs de grandes dimensions égales à celles qui seront utilisées dans le futur. L'identification des protons est réalisée en comparant la perte d'énergie des particules dans le scintillateur B avec leur vitesse relativiste β estimée à partir de la mesure du temps de vol entre les scintillateurs A et B (relation 3.29). La figure 6.35 montre cette corrélation pour une prise de données de 8 heures. On observe une ligne qui correspond aux protons qui se sont arrêtés dans le scintillateur B et qui montre que l'objectif de muREX est atteint. On observe aussi une tâche à β égale à 1 qui correspond aux électrons du bruit de fond.

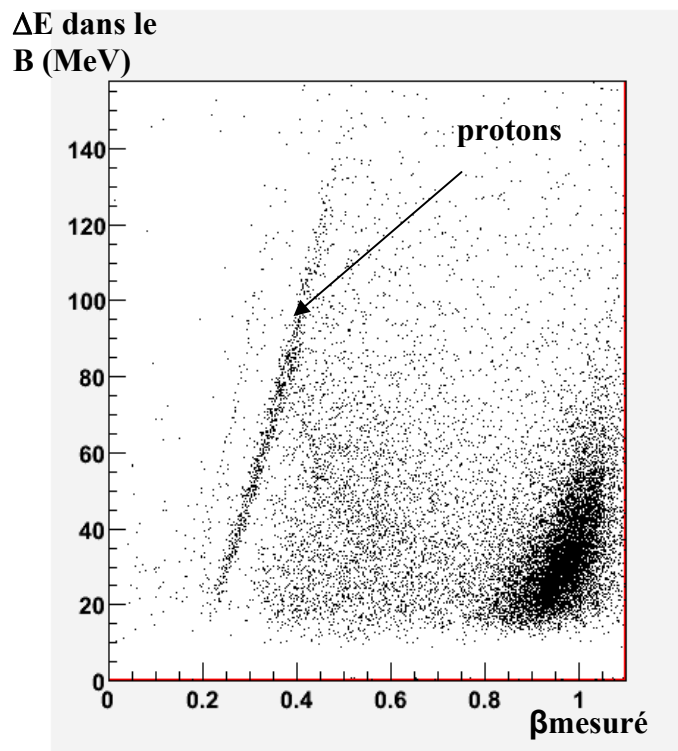


FIG. 6.35 - Perte d'énergie dans un B en fonction du β pour 8 heures de données.

7 Caractérisation des trois types de photomultiplicateurs utilisés dans l'expérience et du film Vikuiti au retour du CERN:

7.1 Banc de tests LED (Saclay): mesures de la résolution temporelle des photomultiplicateurs de muREX:

7.1.1 Principe et système d'acquisition des données :

Ce banc de tests a pour objectif de déterminer la résolution temporelle des différents types de photomultiplicateurs qui vont être utilisés dans muREX. Pour cela, on utilisera un banc de test présent au sein du SEDI qui permet d'injecter la même impulsion de lumière provenant d'une LED (Light Emitting Diode) émettant dans le bleu sur deux PMT : un PMT de référence ($PMT_{\text{réf}}$) proche de la LED et un PMT de test (PMT_{test}) plus éloigné (5 m de fibre optique). Les signaux en temps et en charge des deux PMT sont enregistrés et ce pour chaque impulsion. L'utilisation d'une référence nous permettra de nous affranchir des fluctuations en temps liée à la LED. Ainsi, on confirmera ou non l'efficacité des PMT de modèle XP20H0 en termes de résolution temporelle par rapport à des PMT de modèle XP2020 classique, et on caractérisera les PMT de modèle XP4512 adaptés aux compteurs B.

L'acquisition de données est définie par un système de déclenchement. Une porte logique est créée au moment où la LED éclaire simultanément les deux PMT. C'est un module Status A piloté par l'ordinateur d'acquisition qui commande le déclenchement du système. Des filtres optiques de différentes densités optiques (D.O.) seront placés à l'entrée de la fibre mère afin de maîtriser la quantité de lumière injectée aux PMT. La transmission de ces filtres sera déterminée par un spectromètre disponible au SEDI et correspondront à des D.O. comprises entre 0,95 et 0,26. La puissance du laser nécessite l'ajout de filtres fixes de D.O. égale à quatre placés en sorties des fibres optiques avant l'injection de la lumière sur la photocathode des PMT. Les données seront sauvegardées événement par événement pour le temps comme pour la charge des signaux des deux PMT. Une correction temps/amplitude et du temps corrigé du walk pour chaque événement pourra donc être réalisée afin d'annuler les effets de seuil. Ces données seront traitées avec ROOT. Les mesures de résolution en temps seront réalisées pour différentes haute-tension du PMT_{test} . La haute tension du $PMT_{\text{réf}}$ sera constante à 2000 V.

Pour rappel, la densité optique D.O. s'exprime par la relation suivante :

$$D.O. = -\log_{10} T \quad (7.1)$$

où T désigne la transmission de la lumière.

Plus la densité optique est grande plus la transmission de la lumière est faible.

Les figures 7.1 représentent le banc de test « LED » avec le châssis d'électronique, la boîte noire du PMT_{test} , la roue à filtre et le Mac d'acquisition.

7.1.1.1 Résultats préliminaires :

Les premiers résultats obtenus avec la LED sont très décevants puisque nous obtenons des résolutions en temps (avec correction temps/amplitude) au mieux de l'ordre de 450 ps. Le problème vient des impulsions de lumière qui ont des fluctuations en amplitude non corrélées entre les deux PMT. Ces fluctuations ne pourront donc être soustraites. De plus, le temps de passage au seuil qui définit le signal du TDC dépend fortement de la forme des signaux. Les figures 7.2 et 7.3 représentent les variations d'amplitude et de forme entre le signal du PMT de référence et le signal du PMT de test provenant respectivement de la LED et du laser.

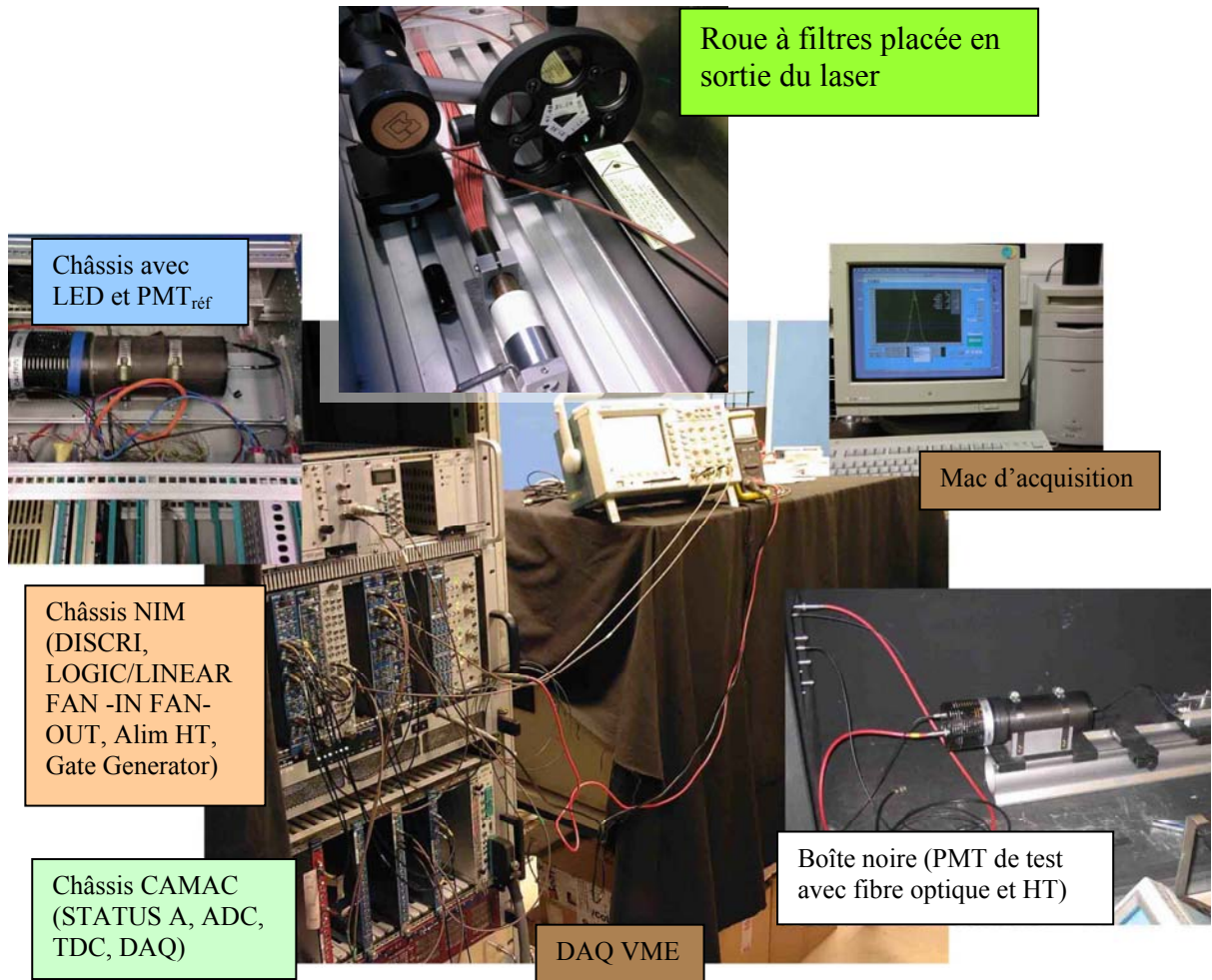


FIG. 7.1 - Banc de tests « LED »

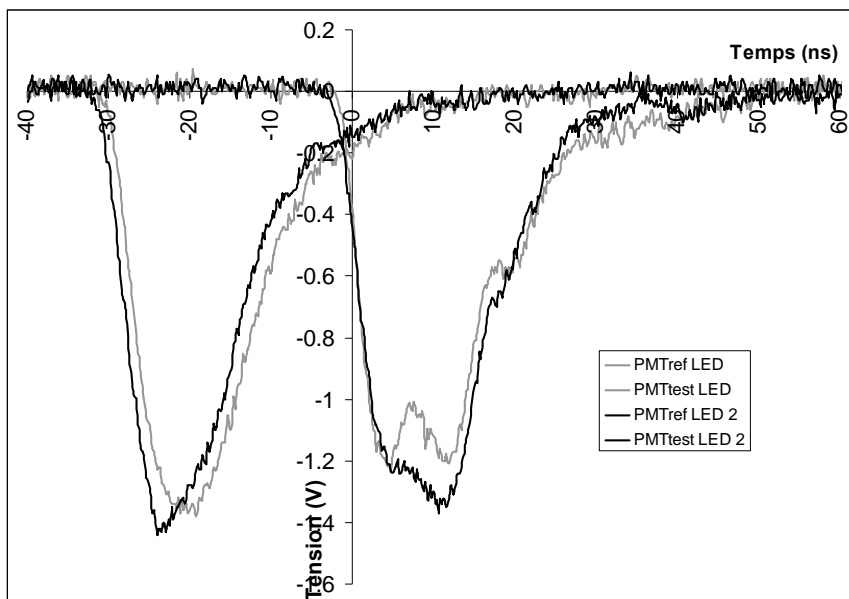


FIG. 7.2 - Impulsions de tension prélevées directement sur le circuit de charge d'anode du PMT de référence et du PMT de test pour la LED comme source de lumière.

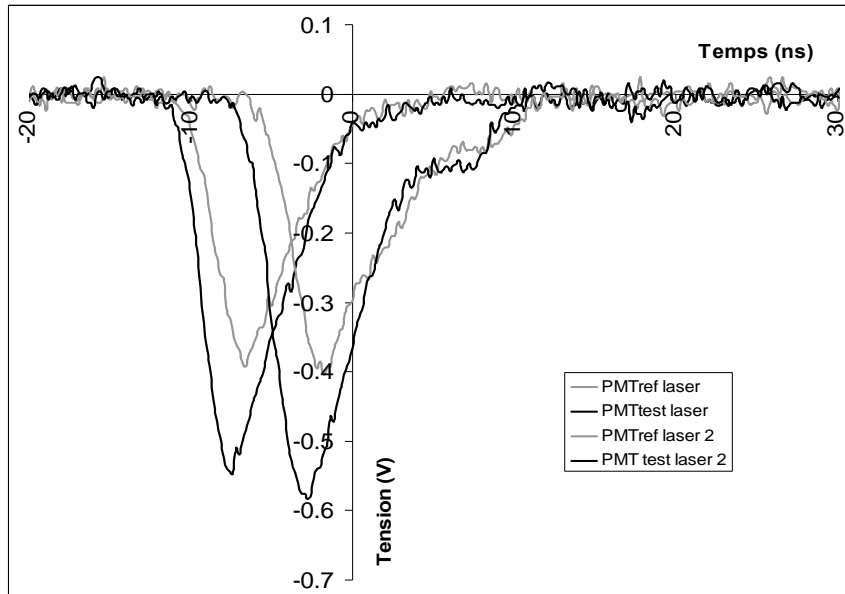


FIG. 7.3 - Impulsions de tension prélevées directement sur le circuit de charge d'anode du PMT de référence et du PMT de test pour laser comme source de lumière.

Nous nous attendions à des résolutions en temps des PMT inférieures aux résolutions données par les constructeurs (entre 150 et 250 ps). En effet, leurs résultats sont obtenus en photo-électron unique (relation 5.2). Mais les résolutions temporelles obtenues sont de l'ordre de 400 ps ce qui ne nous permet pas de valider ce banc de test avec cette source de lumière. C'est donc le système d'étalonnage en temps de muREX qui sera mise en place pour remplacer la LED en utilisant comme système de déclenchement le signal provenant de la diode placée à l'intérieur de la tête du laser (Trigger output signal). Ce sera donc la lumière du laser de longueur d'onde égale à 532 nm qui sera injectée dans les deux photomultiplicateurs par l'intermédiaire du harnais et de la sphère diffusante.

7.1.1.2 Système de déclenchement :

Au lancement de l'acquisition, l'opérateur a le choix entre deux types de déclenchement : entrée «IN» ou sortie «OUT» définis pour chacun des cinq étages du module « status A ». Seuls trois sont utilisés et sont appelés : pied, LED et source. En mode « OUT » c'est le Status A qui envoie son propre signal de type NIM vers les modules de traitement (discriminateurs) afin de déclencher l'acquisition. En mode entrée c'est un signal externe de type NIM envoyé sur une des entrées du module qui devient le signal de déclenchement.

Les deux premiers étages sont utilisés en mode sortie :

- Etage « pied » : Une porte logique est créée par le module « status A », puis discriminé et remis en forme (retard et largeur) par un générateur de porte et envoyée à l'ADC sans que la diode ne soit déclenchée, les PMT ne reçoivent donc pas de lumière de la diode. On mesure ainsi le bruit électronique.
- Etage « LED » : la même porte logique est créée et elle est envoyée à l'ADC (possible par l'utilisation d'un module Logic Fan-in Fan-out) et crée une porte logique de déclenchement qui est envoyée au TDC (Time to digital Converter) après avoir été retardé du temps de propagation des signaux des PMT et remise en forme par le générateur de portes. Les signaux des PMT sont discriminés avec un seuil à 30 mV avant d'être envoyés au module TDC.

Le dernier étage est utilisé en mode entrée :

- Etage « source » : C'est le signal provenant de la diode du laser « trigger output signal » qui est envoyé après avoir été discriminé sur l'entrée « IN » du module. Le module envoie alors ce même signal vers l'ADC et le TDC. Le déclenchement de l'acquisition est donc défini par les impulsions lumineuses du laser. Les signaux des PMT sont discriminés avec un seuil à 30 mV avant d'être envoyés au module TDC.

La figure 7.4 représente un schéma de principe du banc de test complet avec le système d'acquisition des données et le système de déclenchement. Les modules en vert sont des cartes au format CAMAC connectées au Mac d'acquisition via un châssis VME et une carte JRC60, les modules en orange sont des cartes au format NIM. Les éléments en bleu sont des éléments du châssis du PMT de référence. Les éléments en jaune sont des modules électroniques indépendants.

7.1.1.3 Les modules électroniques et acquisition :

Le module TDC (Time to Digital Converter), Lecroy n°2228A, permet de mesurer des écarts temporels entre un signal de référence et l'arrivée des signaux sur les différentes voies du module. Ce module utilise schématiquement une rampe interne dont le départ est initié par l'impulsion de déclenchement (common start). L'impulsion du signal arrête cette rampe dont la hauteur est alors proportionnelle à la différence de temps.

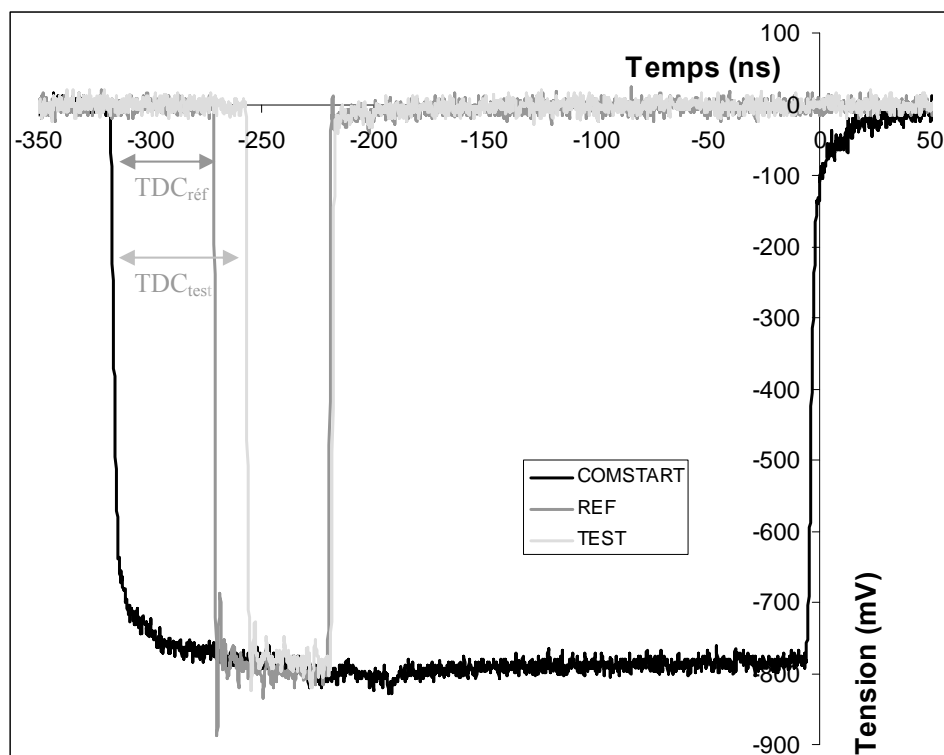


FIG. 7.4 - Copie d'écran des trois signaux envoyés au module TDC en mode LED: le COMSTART, le signal discriminé du PMT de référence et le signal discriminé du PMT de test.

Ce module délivre une réponse numérique codée en nombre de canaux, chaque canal correspondant à un intervalle de temps. Cet intervalle de temps sera mesuré en ajoutant pour différentes acquisitions un retard connu sur la ligne de transmission du signal d'un PMT vers le TDC. Les résultats sont présentés dans le tableau 7.1. et sont représentés en figure 7.6.

Retard (ns)	Moyenne TDC (canal)	FWHM
0	904.9	10.20
1	917.9	10.67
2	943.6	10.27
3	968.0	10.57
4	988.6	10.38
5	1010.4	10.28
8	1062.4	10.53
10	1105.0	10.65
13	1157.3	12.11
16	1223.4	13.30
20	1317.0	11.68
24	1406.0	11.13
30	1533.9	10.89
32	1578.2	11.03
40	1752.5	10.49
50	1990.1	10.31

Tableau 7.1 - Etalonnage en temps du module TDC utilisé pour les tests.

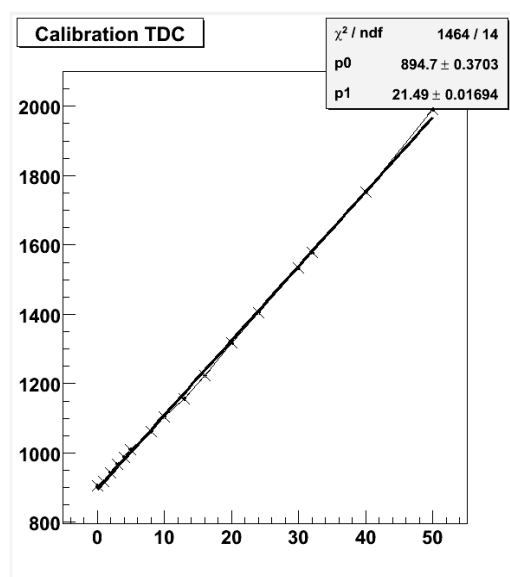


FIG. 7.6 - Courbe d'étalonnage du module TDC.

La régression linéaire nous indique que 1 ns correspond à 21,49 canaux avec une incertitude de 0,02 canaux. Cela nous donne une résolution par canal de $46,5 \pm 1,0$ ps.

Le module ADC (Lecroy n°2249A) fonctionne de la même manière que le n°2249W utilisé pour les tests d'interfaces et utilise la norme CAMAC. Il intègre les signaux envoyés sur ses entrées, ici $ADC_{réf}$ et ADC_{test} correspondant aux signaux de charge du PMT de référence et du PMT de test déterminés par le module ADC, durant un intervalle de temps défini par un signal NIM appliqué sur la porte d'intégration du module: signal « Gate » (figure 7.7). Pour chaque canal il fournit une valeur entre 0 et 1024 qu'on appelle le nombre de canaux. Chaque canal (ou « bin ») correspondant à une charge de -0,25 pC avec une résolution pleine échelle (256 pC) de 0,1 %.

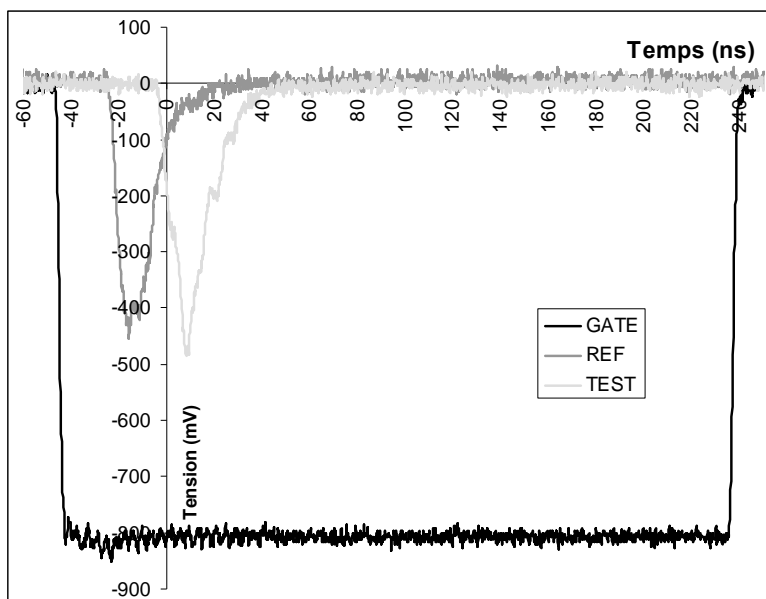


FIG. 7.7 - Copie d'écran des trois signaux envoyés au module ADC en mode LED : la GATE, le signal du PMT de référence et le signal du PMT de test.

On peut évaluer le nombre de canaux typique pour un signal délivré par un PMT de 500 mV. On sait que :

$$I = \frac{U}{R} = \frac{dQ}{dt} \quad (7.2)$$

Ainsi, l'aire sous la courbe du signal nous donne $Q \times R$. L'impédance est de 50Ω et la largeur Δt est de 15 ns en moyenne. On s'attend donc à obtenir des charges de l'ordre de 150 pC, soit 500 canaux pour un signal d'amplitude de 500 mV.

Le modèle « status A » de chez Caen n°C236 est un module de standard CAMAC. Il lance l'acquisition en envoyant en face avant un signal NIM sur une de ces cinq sorties (choisie par l'opérateur au préalable) lorsqu'il reçoit un signal NIM en face arrière via le châssis VME via l'opérateur. Un retard de 50 ms est introduit dans le programme d'acquisition au moment du lancement de l'acquisition qui correspond au temps après lequel les modules ADC et TDC envoient leurs données au Mac. Cela remplace le test LAM (« Look At Me ») des modules.

Le module LOGIC Fan-in Fan-out utilisé est le 429A de chez Lecroy et est de norme NIM. Il envoie un signal logique (zéro ou un) sur ses quatre sorties après avoir fait un OU logique de ses quatre entrées.

Le module LINEAR Fan-in Fan-out utilisé est le 428F de chez Lecroy et est de standard NIM. C'est un diviseur actif qui fournit quatre signaux de sortie identiques au signal d'entrée. Quatre étages sont disponibles par module. Un réglage du zéro (offset) des signaux par étage est à faire.

7.1.1.4 Démonstration de l'utilité d'une référence:

Si l'on décompose nos signaux TDC en des sommes de variables modélisant les sources de fluctuations et de constantes on obtient les expressions ci-dessous :

$$TDC_{réf} = t_{PMT\ réf} - t_{laser} = \delta_{laser} - W_{réf} + \eta_{réf} + C \quad (7.3)$$

$$TDC_{test} = t_{PMT\ test} - t_{laser} = \delta_{laser} - W_{test} + \eta_{test} + C' \quad (7.4)$$

où t_{PMTref} , t_{PMTtest} et t_{laser} désignent les temps d'arrivé des signaux NIM au module TDC, δ_{laser} désigne une variable représentant la fluctuation en temps de la réponse du laser par rapport à son excitation, W_{test} et W_{ref} sont les constantes de walk, η_{ref} et η_{test} sont les variables représentant les temps de transit dans les différents photomultiplicateurs et C , C' et C'' modélisent les temps de propagation dans les fils, nous les considérerons constants.

La soustraction des signaux TDC du PMT de référence et du PMT de test permet donc de s'affranchir de la fluctuation en temps liée au laser. On obtient :

$$\text{Calcul} = \text{TDC}_{\text{ref}} - \text{TDC}_{\text{test}} = \eta_{\text{ref}} - \eta_{\text{test}} - W_{\text{ref}} + W_{\text{test}} + C'' \quad (7.5)$$

La variance de la distribution des temps mesurés par un PMT est la somme de celle associée à la fluctuation du temps d'émission du laser et de la résolution du PMT soit:

$$\sigma_{\text{TDCref}}^2 = \sigma_{\text{PMTref}}^2 + \sigma_{\text{laser}}^2 \quad (7.6)$$

$$\sigma_{\text{TDCtest}}^2 = \sigma_{\text{PMTtest}}^2 + \sigma_{\text{laser}}^2 \quad (7.7)$$

Nos variables étant indépendantes, on a :

$$\sigma_{\text{calc}}^2 = \sigma_{\text{PMTref}}^2 + \sigma_{\text{PMTtest}}^2 \quad (7.8)$$

Ainsi, il est aussi possible de déterminer les fluctuations en temps du laser:

$$2\sigma_{\text{laser}}^2 = \sigma_{\text{TDCref}}^2 + \sigma_{\text{TDCtest}}^2 - \sigma_{\text{calc}}^2 \quad (7.9)$$

La résolution du PMT de test corrigée des fluctuations temporelles du laser est donc:

$$\sigma_{\text{TDCtestcorrigé}} = \sqrt{\sigma_{\text{TDCtest}}^2 - \sigma_{\text{laser}}^2} \quad (7.10)$$

7.1.2 Mesures et résultats:

Chaque point de mesure est déterminé pour 4000 événements. Avant chaque nouvelle série de prise de données, on relève la valeur du piédestal sur l'ADC correspondant au bruit électronique. Cette valeur sera retranchée de la valeur donnée par l'ADC afin de connaître la charge vraie déposée sur le PMT. On relève à l'oscilloscope l'amplitude moyenne ainsi que la largeur des signaux du PMT_{ref} et du PMT_{test} pour chaque point de mesure. Les valeurs moyennes et la largeur à mi-hauteur de l'ADC et du TDC des deux photomultiplicateurs ainsi que du calcul nous sont données par le logiciel d'acquisition et de traitement écrit sous Labview.

7.1.2.1 Fluctuation du laser :

La fluctuation du laser est déterminée par la relation suivante :

$$\sigma_{\text{laser}} = \sqrt{\sigma_{\text{TDCref}}^2 + \sigma_{\text{TDCtest}}^2 - \sigma_{\text{calc}}^2} \quad (7.11)$$

On s'attendait à obtenir une fluctuation en temps constante du laser mais la figure 7.8 qui représente la fluctuation du laser calculée pour tous les PMT testés ainsi que la référence nous montre le contraire. Il y a une très grande dispersion des résultats. Il existe donc une autre fluctuation en temps inconnue qui perturbe les mesures.

Malgré différents tests, notamment celui de faire varier la quantité de lumière uniquement sur le PMT de test nous n'avons pas trouvé la source de cette fluctuation parasite. Il sera donc impossible dans la suite de corriger des fluctuations du laser les résolutions en temps des PMT de test. Toutes les résolutions en temps données dans la suite seront donc majorées de la fluctuation en temps du laser.

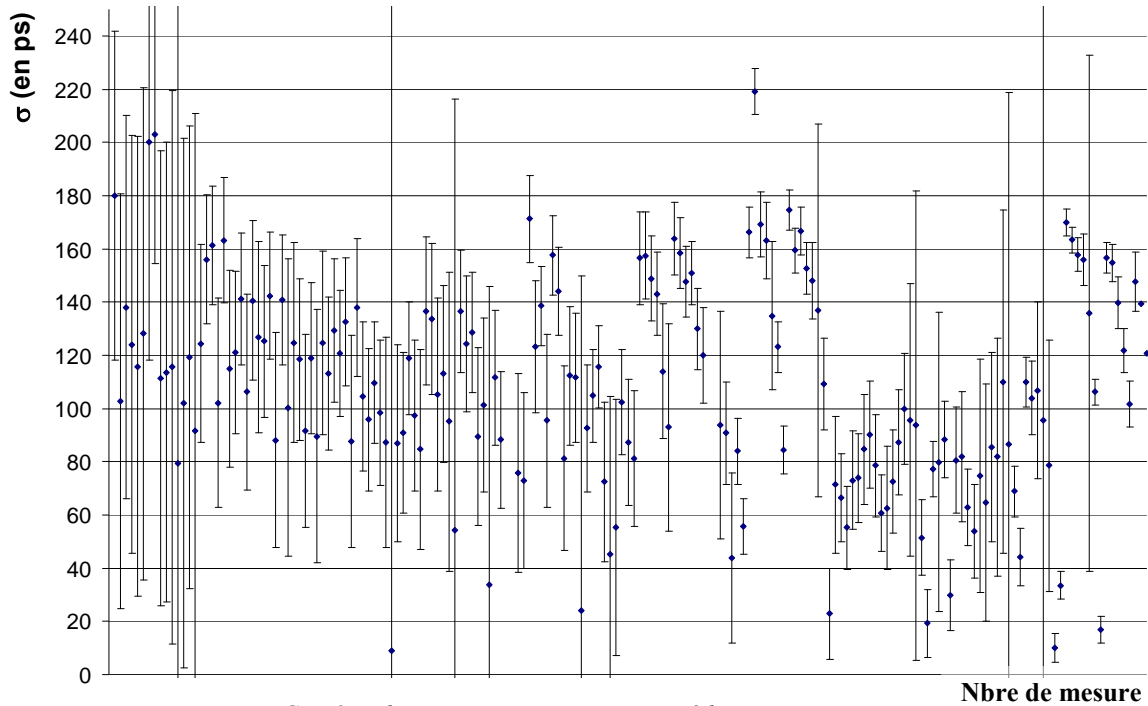


FIG. 7.8 - σ laser en ps pour une intensité lumineuse croissante.

7.1.2.2 Les incertitudes aléatoires sur la résolution:

Pour déterminer les incertitudes aléatoires sur les mesures de résolution en temps on utilise les mesures effectuées sur le PMT de référence. Nous disposons avec la référence d'une grande répétabilité des mesures à quantité de lumière et haute tension constante. Ainsi, on a tracé en figure 7.9 la résolution du PMT_{réf} en fonction de l'ADC et de l'amplitude moyenne relevée à l'oscilloscope et ce pour cinq intensités lumineuses différentes et croissantes.

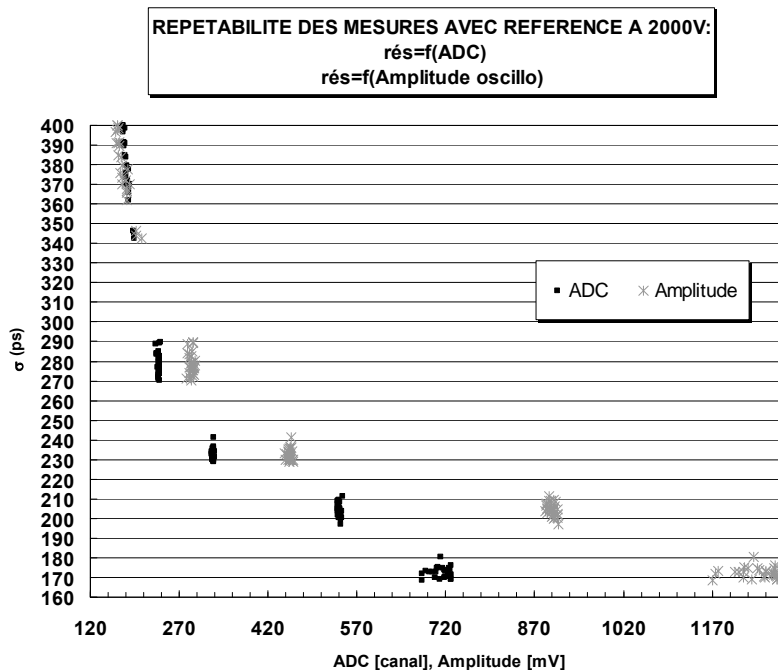


FIG. 7.9 - Graphe des mesures de résolution temporelle réalisées sur le PMT de référence en fonction de l'ADC et de l'amplitude.

Les incertitudes aléatoires sur la résolution temporelle sont donc de l'ordre de 10 ps pour l'ADC comme pour l'amplitude et sont largement prédominante sur les incertitudes statistiques.

7.1.2.3 Les incertitudes aléatoires sur l'ADC :

Pour déterminer les incertitudes aléatoires sur les mesures de l'ADC, on représente en figure 7.10 les mesures de l'ADC obtenues pour quatre intensités lumineuses différentes corrigées de la fluctuation du laser par l'amplitude mesurée à l'oscilloscope. L'ADC a donc des fluctuations aléatoires de l'ordre de 20 canaux soit 5 pC.

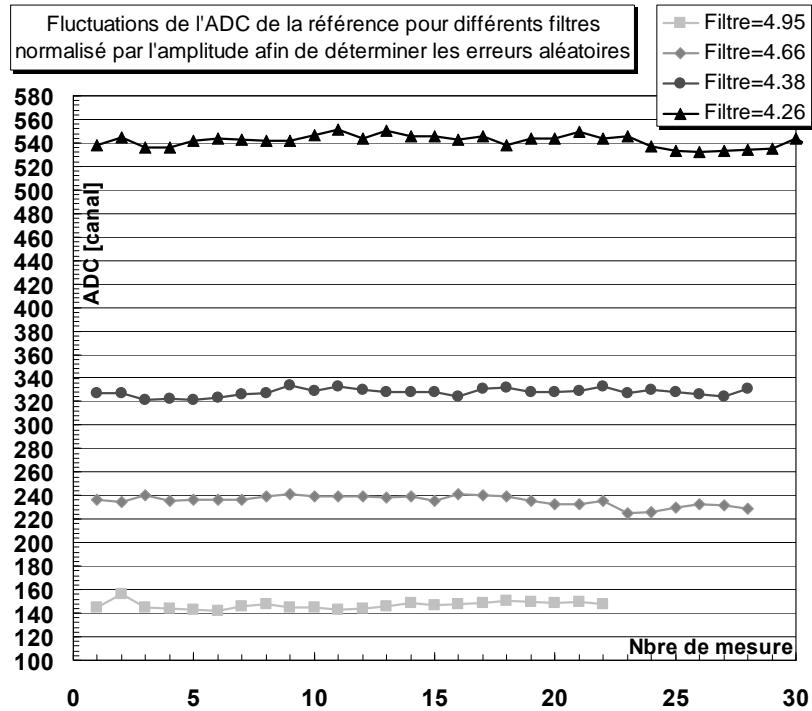


FIG. 7.10 - Graphe des mesures de l'ADC réalisées sur la référence pour différents filtres normalisé par l'amplitude donnée par l'oscilloscope.

7.1.2.4 La résolution temporelle des PMT de muREX :

La résolution temporelle des trois types de PMT testés correspond à la résolution propre des PMT majorée des fluctuations du laser, les variables étant indépendantes, la résolution temporelle est définie par la relation suivante :

$$\sigma_{TDCréf} = \sqrt{(\sigma_{PMTréf}^2 + \sigma_{laser}^2)} \quad (7.12)$$

Les résultats obtenus pour les deux PMT du compteur A0 de muREX (deux XP20H0) sont représentés dans la figure 7.11. La résolution en temps est représentée en fonction de haute tension appliquée au PMT et ce pour cinq quantités de lumière injectée. Cette variation de la quantité de lumière injectée sur les PMT est définie par des courbes de couleurs vertes claires à vertes foncées correspondantes à une intensité lumineuse croissante. La différence d'amplitude des signaux délivrés par les PMT que va engendrer la plus grande variation d'intensité lumineuse est supérieure à 2,5 V, en charge cette différence est de l'ordre de 460 pC. Toute la plage de fonctionnement des PMT est donc explorée. La haute tension du PMT de référence est laissée inchangée et égale à 2000 V pour toutes ces mesures.

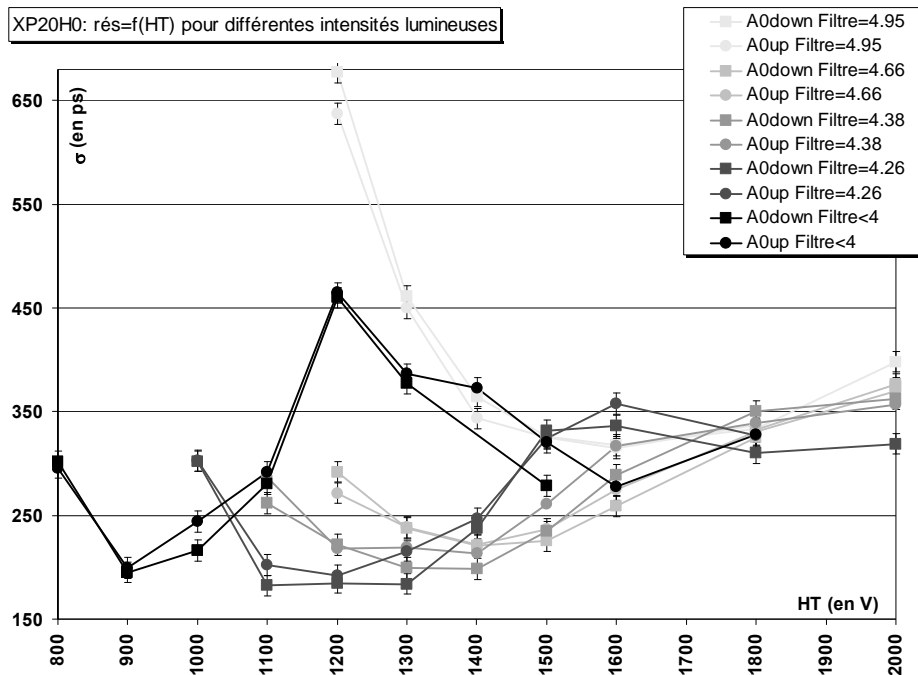


FIG. 7.11 - Graphe des résolutions en temps des PMT du compteur A0 (XP20H0) obtenues pour différentes quantité de lumière.

Les deux PMT que nous avons testés ont le même comportement pour toutes les intensités lumineuses. Jusqu'à un filtre de 4,26, la résolution à un minimum qui décroît suivant les intensités lumineuses croissantes. Ce minimum se déplace vers des hautes tensions de plus en plus faibles : de 1500 V à 1100 V pour respectivement des filtres de 4,95 à 4,26. Ce résultat n'est pas forcément surprenant mais la littérature ne le relate pas. Il aura un impact notable sur les expériences futures. En effet, comme la haute tension sera choisie pour répondre à des objectifs physiques précis il faudra alors intégrer cette dépendance de la résolution temporelle lors du choix des PMT.

La résolution temporelle est optimale et égale à 182 ps pour le filtre de D.O. égale à 4,26 et pour une haute tension égale à 1100 V. Pour le filtre inférieur à quatre de D.O., la décroissance après 1200 V s'explique par le fait que le PMT sature. Nous avons testé les comportements en résolution en temps en fonction de la haute tension des XP20H0 et de deux XP2020 en respectant le même protocole expérimental.

Les résultats obtenus pour ces deux PMT XP2020 sont représentés dans la figure 7.12. Leur comportement est identique mais le XP2020 numéro deux donne de meilleurs résultats surtout à faible intensité lumineuse avec une différence de 150 ps pour une haute tension égale à 2500 V.

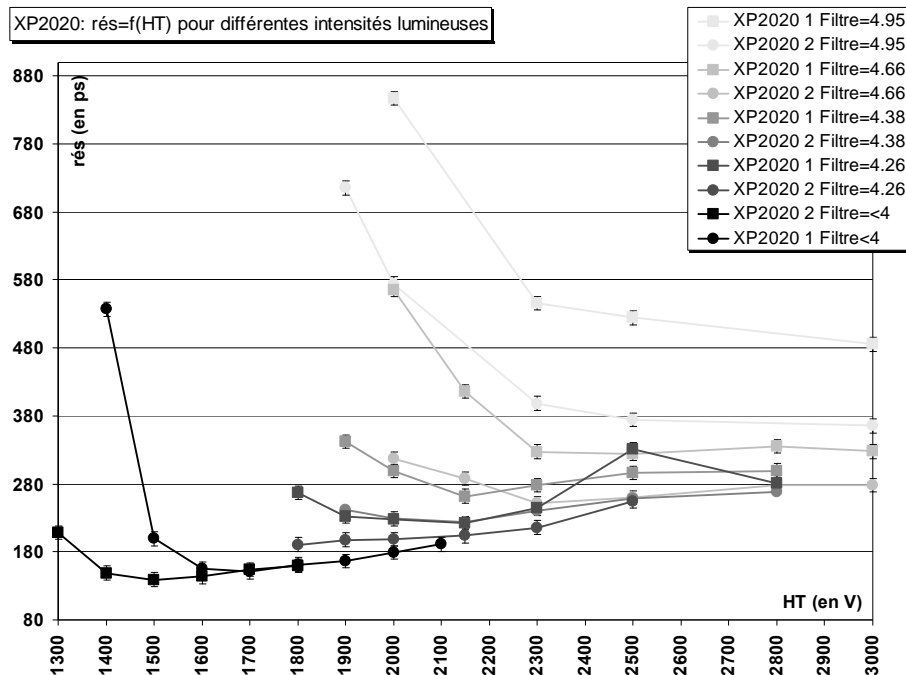


FIG. 7.12 - Graphe des résolutions en temps de deux XP2020 obtenues pour différentes quantité de lumière.

On peut remarquer que la gamme de fonctionnement des XP2020 en termes de haute tension est différente de celle des XP20H0. Par exemple, pour le filtre de densité optique égale à quatre, la résolution minimum est obtenue pour une haute tension égale à 1500 V pour le XP2020 1 et 1100V pour le A0_{down}. La meilleure résolution est obtenue avec le maximum de lumière et est égale à 139 ps à 1500 V, elle est inférieur de 43 ps avec celle d'un XP20H0 pour environ deux fois moins de lumière. Les domaines optimums en termes de résolution sont différents pour ces deux types de PMT. Il est donc important de déterminer dans la plage de fonctionnement des Matacq, c'est à dire pour des signaux d'amplitude maximale égale à 900 mV, quel est le PMT qui a la meilleure résolution ?

Pour répondre à cette question, une comparaison de la résolution temporelle pour les deux types de PMT en fonction du nombre de photons incidents est indispensable. Malheureusement, la détermination du nombre de photo-électron pour ces PMT est délicate. Les diverses techniques employées pour cette détermination n'ont pas été concluantes. Certains PMT du commerce permettent de déterminer le nombre de photo-électrons mais nous n'en disposons malheureusement pas.

Nous avons testé avec le même protocole expérimental un XP4512, PMT utilisé pour les compteurs de type B. Les résultats sont représentés dans la figure 7.13. Il semble que sa résolution temporelle soit relativement constante pour une large gamme de haute-tension et de l'ordre de 190 ps.

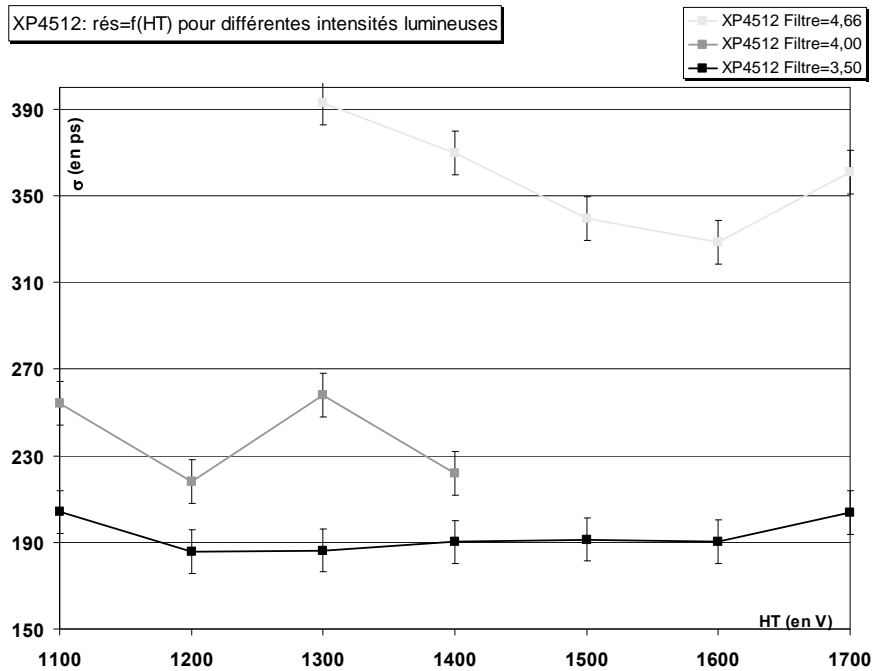


FIG. 7.13 - Graphe des résolutions en temps d'un XP4512 obtenues pour différentes quantité de lumière.

7.1.2.5 La correction de « walk » (cf. chapitre 6.3.5) :

Toutes les mesures de résolutions précédentes ont été obtenues directement par le programme d'acquisition, sans aucun traitement préalable. Afin d'estimer plus précisément la résolution des PMT, nous avons représenté dans la figure 7.14 la différence entre la résolution en temps obtenues sans correction de walk et avec une correction de walk. Un programme réalisé en langage C a été écrit afin de soustraire pour chaque événement le temps calculé de walk du temps donné par le TDC (cf. paragraphe). Les résultats obtenues confirment bien le fait que plus la charge déposée est grande moins la correction de walk améliore la résolution. Un exemple d'histogrammes montrant l'amélioration sur la résolution par la correction de walk est disponible en annexe I.

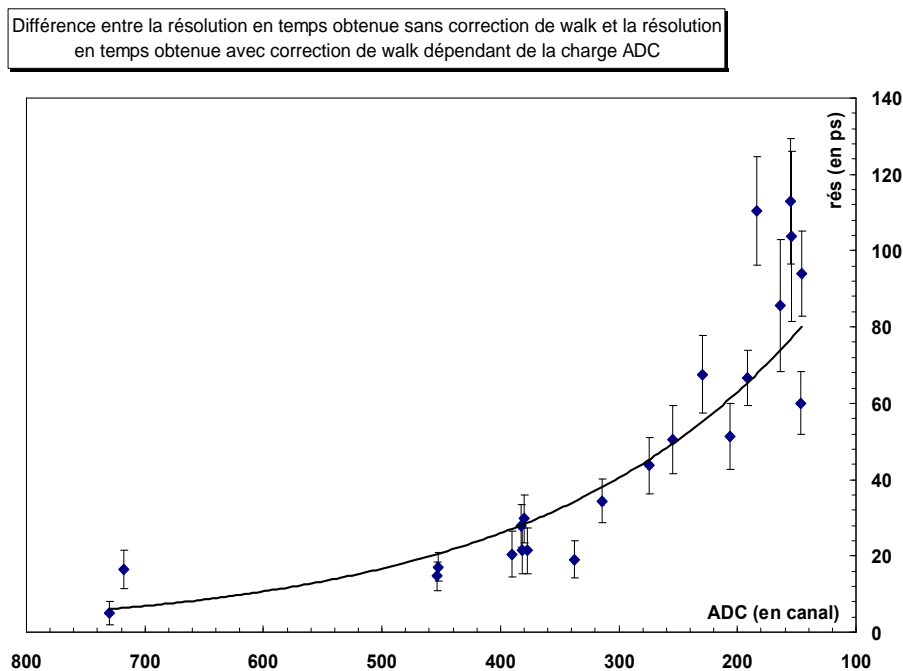


FIG. 7.14 - Graphe de la différence des résolutions en temps obtenues avec et sans correction de walk en fonction de la charge ADC.

7.2 Banc de tests compteurs (Saclay): mesures de la résolution temporelle de trois compteurs de muREX et de leurs longueurs d'atténuation afin de démontrer l'efficacité du film Vikuiti :

7.2.1 Principe et système d'acquisition des données :

Ce banc de tests a pour objectif de caractériser le film Vikuiti utilisé comme revêtement réfléchissant sur trois des cinq scintillateurs de l'expérience. On comparera donc la résolution temporelle et la longueur d'atténuation obtenues sur les deux compteurs B ainsi que sur le compteur A2 pour deux types d'habillage : en film Vikuiti et en film aluminium. Pour cela nous utiliserons les rayonnements cosmiques. L'évaluation des résolutions temporelle est réalisée par la méthode de Giles *et al.* [29] qui utilise des combinaisons des données de temps obtenues par le compteur à tester et par deux compteurs de référence A et B. Ces compteurs de référence sont constitués d'un scintillateur de 70 cm de longueur dont chacune de ses extrémités est lue par des PMT de type XP2020. Le compteur de référence A avec RefA1 et RefA2 correspondant aux signaux provenant des PMT est placé sur un plateau au dessus des compteurs à tester. Le compteur de référence B avec RefB3 et RefB4 est placé sur un plateau au dessous des compteurs à tester. Le système de déclenchement de notre système est défini par la coïncidence de deux compteurs de petite taille (surface du scintillateur est égale à 7×7 cm²) placé au centre de chaque référence appelés Trig1 et Trig2. La figure 7.15 représente le banc de test compteurs avec quatre des compteurs de muREX, le chariot mobile et son plateau supérieur sur lequel se trouve le compteur de référence A et le trigger 1 ainsi que le châssis d'électronique.

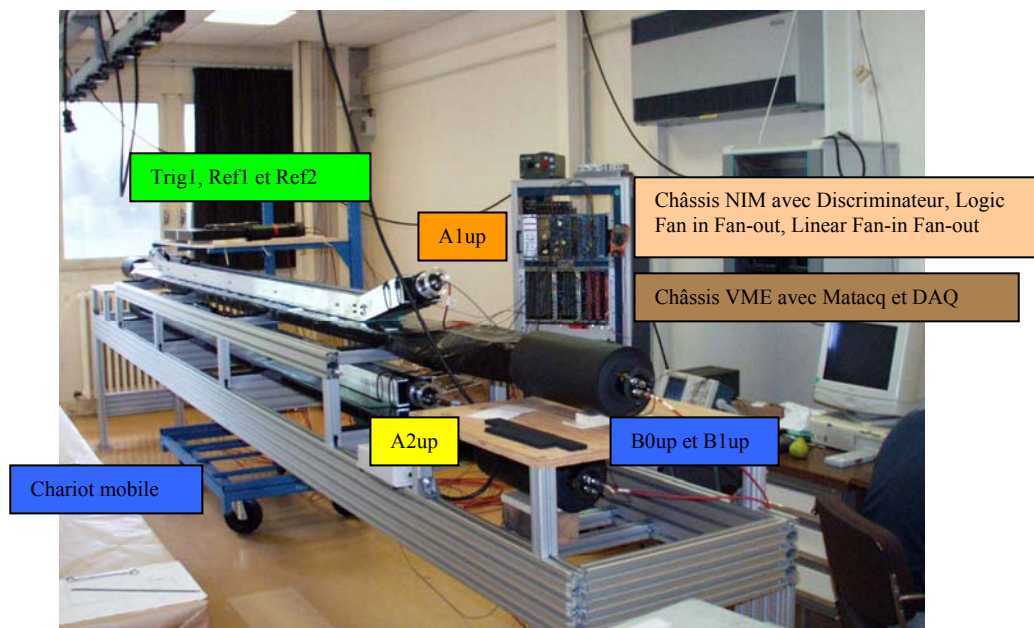


FIG. 7.15 - Banc de tests compteurs.

Ces deux compteurs définissent un petit angle solide pour lequel la différence des temps pour des trajectoires de particules qui les traversent soit la plus faible possible comme le montre la figure 7.16.

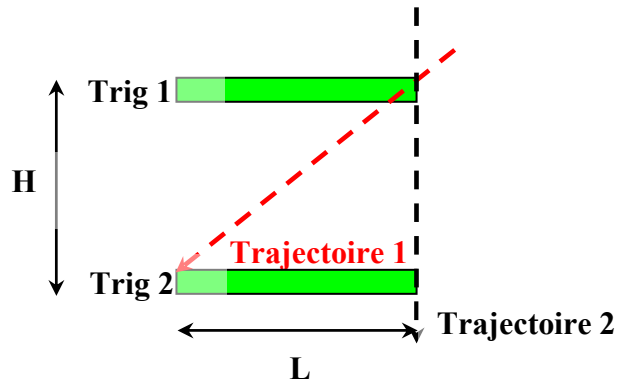


FIG. 7.16 - Trajectoires possibles des particules.

La différence de temps entre les deux compteurs de déclenchement est définie par la relation suivante :

$$\Delta t = \frac{H - \sqrt{H^2 + L^2}}{v} \quad (7.12)$$

où H désigne la hauteur qui sépare les deux compteurs de déclenchement et L leur largeur. Ce qui donne comme écart type :

$$\sigma = \frac{2\Delta t}{\sqrt{12}} \quad (7.13)$$

La démonstration est disponible en annexe J.

Dans notre cas nous avons H=60 cm, L=7 cm ce qui donne comme valeur d'écart type entre les deux compteurs A et B : $\sigma_{\epsilon_A - \epsilon_B} = 7.8$ ps. Ce résultat est négligeable par rapport à la résolution temporelle mesurée et de plus, il intervient en quadrature.

Le déplacement longitudinal des références par rapport aux compteurs à tester nous permettra de relever les résolutions en temps des compteurs en différents points et de déterminer leurs longueurs d'atténuation. Le système d'acquisition utilisé pour ces tests est celui de l'expérience.

7.2.1.1 Système de déclenchement :

Lorsqu'un muon cosmique traverse les deux compteurs de déclenchement (Trig1 et Trig2), il a alors traversé les compteurs de référence et les compteurs de tests, un signal logique est créé via un module de coïncidence et est envoyée sur le l'entrée de déclenchement des cartes Matacq. Le retard ajouté habituellement sur les signaux des PMT correspondant à la vitesse du déclenchement est ici réalisé par le temps de parcours de la lumière dans les longs scintillateurs de test. La vitesse de la lumière dans un scintillateur est de l'ordre de 15 cm.ns⁻¹. Au milieu, le retard engendré par grandes longueurs des scintillateurs sera donc pour les B de 13 ns et de 9 ns pour les A. La figure 7.17 représente le schéma électrique de principe du banc de test complet avec le système d'acquisition des données et le système de déclenchement. Les modules en marron sont des cartes au format VME et les modules en orange sont des cartes au format NIM. L'élément en jaune est un module électronique indépendant.

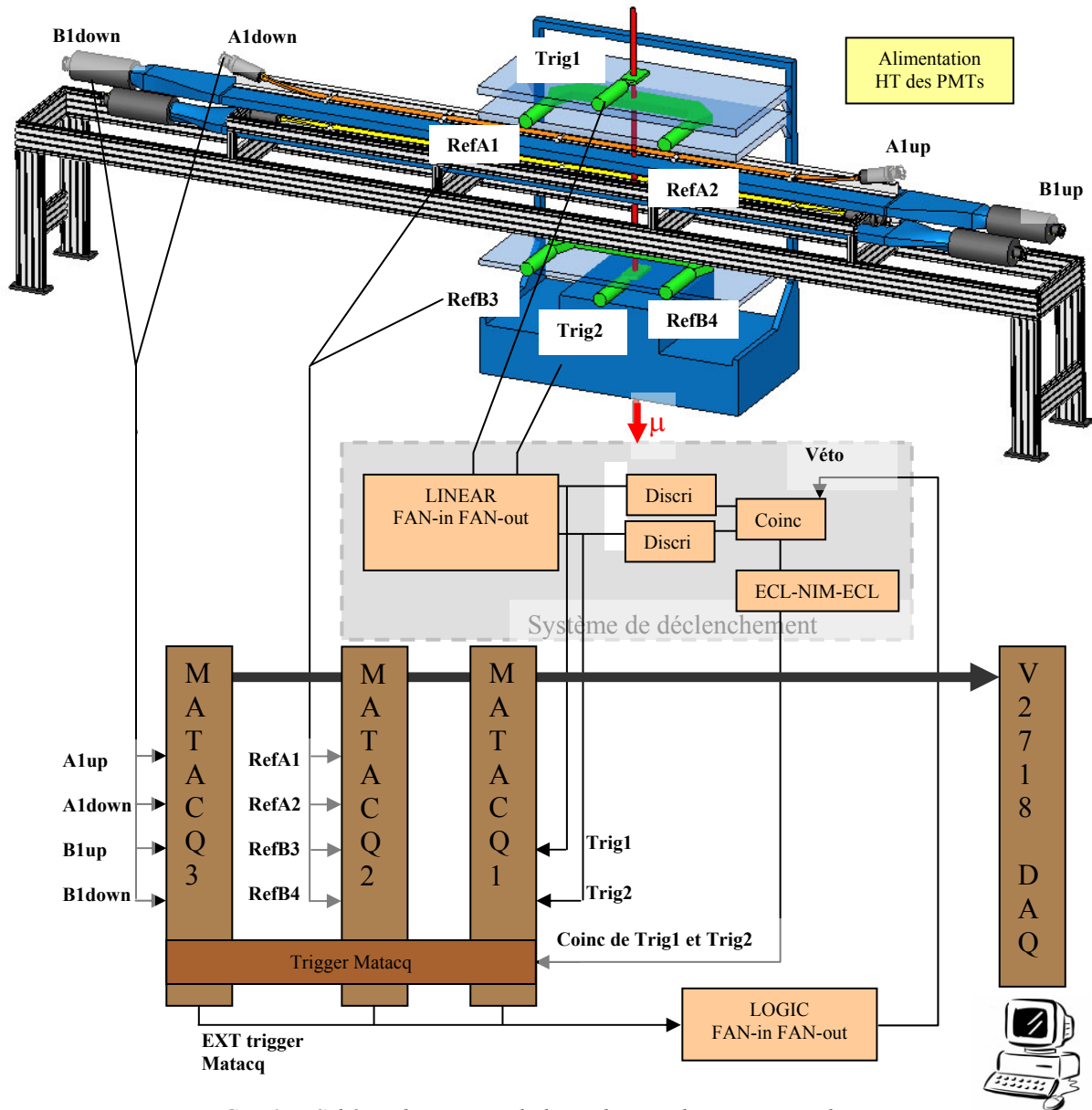


FIG. 7.17 - Schéma de principe du banc de tests des compteurs de muREX.

7.2.1.2 Méthode Giles *et al.* :

La méthode Giles *et al.* [29] permet de déterminer la résolution intrinsèque de différents compteurs placés entre deux compteurs de référence et de deux déclencheurs comme le montre la figure 7.18.

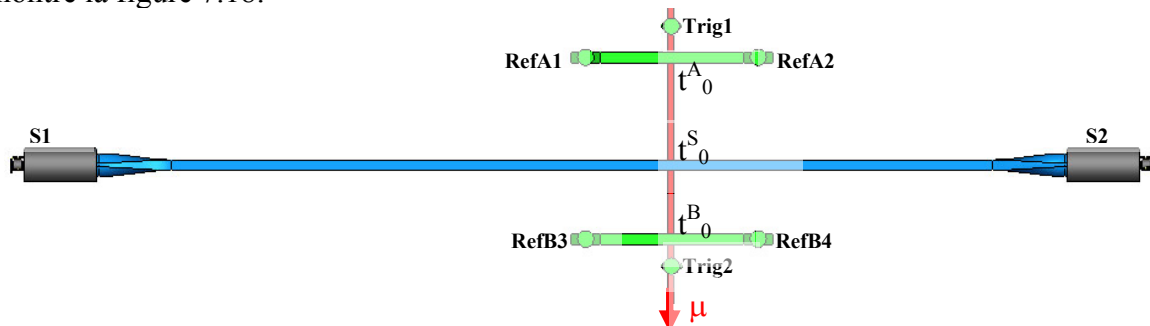


FIG. 7.18 - Principe de la méthode Giles *et al.*

Les cartes Matacq numérisent les signaux et la mesure du temps est déterminée par le programme de traitement. Ce temps correspond, comme un module TDC, à la différence de temps entre l'impulsion du PMT (t_{A1} pour la référence A1) et l'impulsion de déclenchement (Trig1).

Les temps mesurés sont exprimés comme suit :

$$T_{\text{RefA1}} = t_{\text{A1}} - t_{\text{Trig1}} = t_{\text{A}}^0 + x_{\text{A}}/v + \eta_{\text{A1}} - \delta \quad (7.14)$$

$$T_{\text{RefA2}} = t_{\text{A2}} - t_{\text{Trig1}} = t_{\text{A}}^0 + (L_{\text{A}} - x_{\text{A}})/v + \eta_{\text{A2}} - \delta \quad (7.15)$$

$$T_{\text{RefB1}} = t_{\text{B1}} - t_{\text{Trig1}} = t_{\text{B}}^0 + x_{\text{B}}/v + \eta_{\text{B1}} - \delta \quad (7.16)$$

$$T_{\text{RefB2}} = t_{\text{B2}} - t_{\text{Trig1}} = t_{\text{B}}^0 + (L_{\text{B}} - x_{\text{B}})/v + \eta_{\text{B2}} - \delta \quad (7.17)$$

$$T_{\text{S1}} = t_{\text{S1}} - t_{\text{Trig1}} = t_{\text{S}}^0 + x_{\text{S}}/v + \eta_{\text{S1}} - \delta \quad (7.18)$$

$$T_{\text{S2}} = t_{\text{S2}} - t_{\text{Trig1}} = t_{\text{S}}^0 + (L_{\text{S}} - x_{\text{S}})/v + \eta_{\text{S2}} - \delta \quad (7.19)$$

avec t_i^0 désigne le temps réel de passage du muon dans les scintillateurs, x_i est l'abscisse de la particule à l'impact, v est la vitesse de propagation, L la longueur, η_i les fluctuations de temps des PMTs et δ est un paramètre aléatoire qui décrit les fluctuations de temps du trigger.

Ainsi on définit le temps du système de référence en mesurant :

$$T_{\text{Ref}} = (T_{\text{RefA1}} + T_{\text{RefA2}} + T_{\text{RefB3}} + T_{\text{RefB4}})/4 \quad (7.20)$$

Ce temps T_{Ref} correspond au temps entre les deux compteurs de référence.

On définit aussi, pour le même rayon cosmique, le temps de passage à travers le compteur de test S soit :

$$T_{\text{S12}} = (T_{\text{S1}} + T_{\text{S2}})/2 \quad (7.21)$$

On détermine aussi un temps T_{tot} qui est la différence du temps du compteur de test T_{S12} au temps du définit par le système de référence soit :

$$T_{\text{tot}} = T_{\text{S12}} - (T_{\text{RefA1}} + T_{\text{RefA2}} + T_{\text{RefB3}} + T_{\text{RefB4}})/4 \quad (7.22)$$

Ainsi, la largeur de la distribution, σ_{tot} , est corrigée par la résolution du système de référence σ_{Ref} , afin d'obtenir la résolution du compteur de test S soit :

$$\sigma_{\text{S12}} = \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{Ref}}^2} \quad (7.23)$$

Un meilleur estimateur de σ_{Ref} est définit par σ_{ToF} qui correspond à la largeur de la distribution du temps de vol (Time of Flight) entre les deux compteurs de référence définit ci dessous :

$$T_{\text{ToF}} = (T_{\text{RefA1}} + T_{\text{RefA2}} - (T_{\text{RefB3}} + T_{\text{RefB4}}))/2 \quad (7.24)$$

En effet, les fluctuations aléatoires du trigger disparaissent si l'on mesure le temps de vol entre les compteurs de référence contrairement à la mesure du temps du système de référence :

$$\sigma_{\text{Ref}}^2 = \frac{1}{4}(\sigma^2\eta_{\text{A1}} + \sigma^2\eta_{\text{A2}} + \sigma^2\eta_{\text{B1}} + \sigma^2\eta_{\text{B2}}) + \sigma^2(t_{\text{A}}^0 - t_{\text{B}}^0) + \sigma^2\delta \quad (7.25)$$

$$\sigma_{\text{ToF}}^2 = \frac{1}{16}(\sigma^2\eta_{\text{A1}} + \sigma^2\eta_{\text{A2}} + \sigma^2\eta_{\text{B1}} + \sigma^2\eta_{\text{B2}}) + \frac{1}{4}\sigma^2(t_{\text{A}}^0 + t_{\text{B}}^0) \quad (7.26)$$

Ainsi on a, $\sigma_{\text{Ref}} = \sigma_{\text{ToF}}/2$ sans les contributions des fluctuations de temps du trigger.

On définit donc la résolution du compteur de test comme :

$$\sigma_{S12} = \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 - (\sigma_{\text{ToF}} / 2)^2} \quad (7.27)$$

Et comme $\sigma_{S12}^2 = (\sigma_{S1}^2 + \sigma_{S2}^2) / 4$ si nous supposons que les résolutions des deux PMTs du compteur de test sont égales, alors la résolution du compteur de test S est :

$$\sigma_S = \sigma_{S12} \sqrt{2} \quad (7.28)$$

7.2.2 Mesures et résultats:

Chaque campagne de mesure d'un compteur a été effectuée avec 4000 événements et pour cinq positions du système de déclenchement : -1 m, -0.5 m, 0 m, 0.5 m, et 1 m par rapport au centre du scintillateur. Les compteurs testés seront le B0, le B1 et le compteur A2. Pour les compteurs B, ce sont les mêmes PMT qui seront utilisés afin d'éliminer la contribution des fluctuations entre deux PMT différents.

On crée un canevas pour chacune des positions du trigger (une position par run) qui nous donne les histogrammes en charge (h1ADCu, h1ADCd pour un B et h2ADCu, h2ADCd pour un A), de temps T_{tot} pour chaque compteur (hDeltaTscintA, hDeltaTscintB) ainsi que de temps T_{ToF} (htofRefT). Nous disposons également des amplitudes maximum des signaux avec hAmplu et hApml. Un exemple de canevas est représenté en figure 7.19 de l'acquisition numéro 26 effectuée en position centrale avec le compteur B0 et le compteur A2 en configuration de l'expérience, c'est à dire avec un habillage de film Vikuiti et en haute tension numéro six.

On récupère le MPV donné par les distributions de Landau caractéristiques des dépôts d'énergies (ADC) de chaque PMT pour déterminer les longueurs d'atténuation et on relève les résolutions des distributions gaussiennes des spectres en temps pour déterminer la résolution temporelle du compteur.

7.2.2.1 Résultats obtenus en longueur d'atténuation :

Chaque point des quatre courbes de la figure 7.20 représente la valeur MPV du lissage par une distribution de Landau de l'ADC et ce pour chaque position du système de déclenchement et pour chaque PMT pour le compteur A2. Ensuite il suffit d'appliquer un lissage des courbes par une fonction exponentielle décroissante (relation 4.3) pour déterminer λ , la longueur d'atténuation. Les deux courbes du haut sont obtenus pour un habillage Vikuiti (configuration des tests au CERN) et les deux du bas pour un habillage aluminium. Les résultats sont présentés dans le tableau ci dessous. Les autres courbes définissant la longueur d'atténuation du compteur B0 et B1 sont disponibles en annexe K.

Les courbes de la figure 7.20 montrent que la collecte de la lumière dans le scintillateur A2 habillé par un film Vikuiti est meilleure qu'avec un habillage d'aluminium standard. La charge mesurée en Vikuiti est supérieure de l'ordre de 30 % et ce quel que soit le scintillateur et quel que soit le côté du PMT lu.

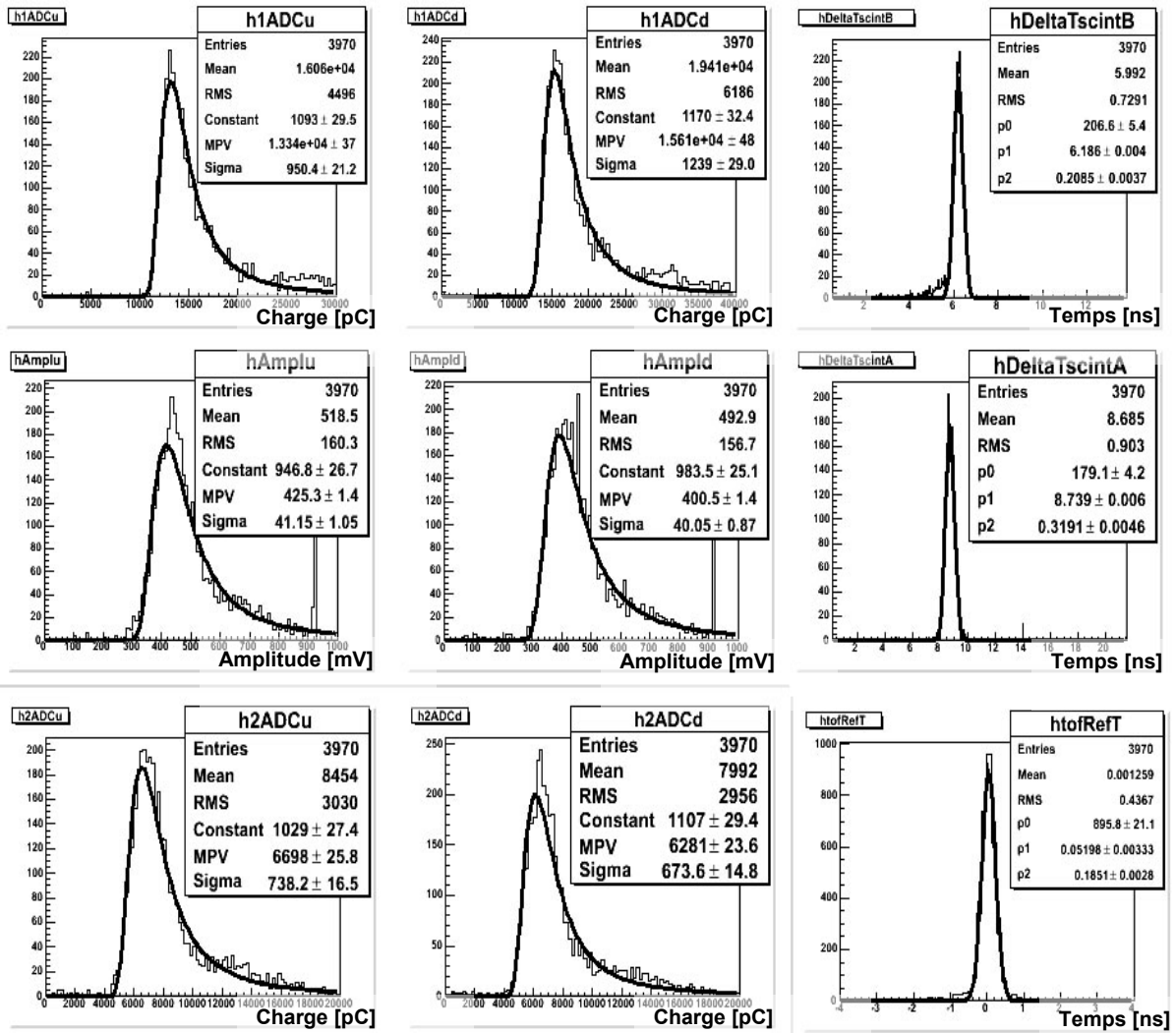


FIG. 7.19 – Distributions de charge, d'amplitude et de temps obtenues en position centrale avec le B0 et le A2.

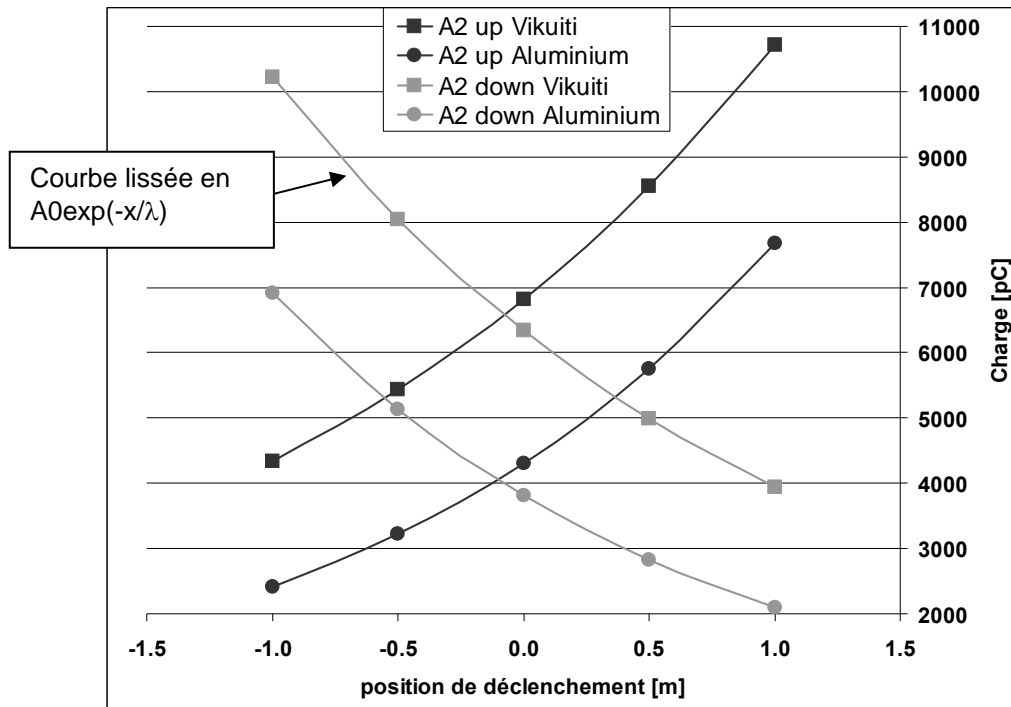


FIG. 7.20 - Valeurs des MPV obtenues par lissage de la distribution de charge par une distribution de Landau pour chaque position du trigger et pour chaque PMT du compteur A2 en Vikuiti et Aluminium et lissé par une fonction exponentielle.

Le tableau 7.2 récapitule les résultats obtenus en longueur d'atténuation des trois compteurs par la méthode Giles *et Al.* ainsi que les incertitudes statistiques :

		B0				B1			
Habillage		up	incertitude	down	incertitude	up	incertitude	down	incertitude
Aluminium	λ [cm]	347	4.4	335	4.2	299	2.5	379	3.6
Vikuiti	λ [cm]	410	4.0	385	3.5	369	3.4	398	4.1

		A2			
		up	incertitude	down	incertitude
Aluminium	λ [cm]	166	1.3	173	1.4
Vikuiti	λ [cm]	205	2.2	222	1.8

Tableau 7.2 - Longueurs d'atténuation obtenues pour les trois compteurs B0, B1 et A2 avec le banc de tests « compteurs ».

Le gain en termes de longueur d'atténuation peut être considéré comme uniforme pour le PMT côté amont du faisceau (up) et le PMT côté aval du faisceau (down) pour deux des scintillateurs testés. Il est respectivement de l'ordre de 55 cm et de 44 cm pour le compteur A2 et le compteur B0. Pour le compteur B1, le gain est de 70 cm côté up mais seulement de 20 cm côté down. Ceci peut s'expliquer uniquement par les incertitudes aléatoires et statistiques grandes, de l'ordre de 30 cm.

Malgré cela, nous pouvons tout de même conclure que le revêtement à un rôle important dans la collecte de la lumière et non négligeable dans la longueur d'atténuation. Puisque la résolution en temps est inversement proportionnelle au nombre de photo-électrons, il semble préférable d'utiliser des films Vikuiti pour l'habillage de tous les compteurs. Cette affirmation sera vérifiée dans le paragraphe suivant. La figure 7.21 représente les longueurs d'atténuation des trois compteurs côté amont et aval du faisceau et permet de visualiser l'effet reproductible du film Vikuiti.

Il aurait été intéressant de comparer ces valeurs de longueur d'atténuation obtenues sur ce banc de tests avec celles obtenues pendant l'étalonnage au CERN de muREX. Cependant la position spatiale des compteurs est totalement différente entre ces deux tests. Ici, les compteurs B sont posés à plat, le compteur A sur le compteur B comme le montre la figure 7.15 et au CERN ils sont maintenus sur la tranche par des fixations au niveau des PMT, figure 6.10. La proportion de surface en contact avec le scintillateur et son habillage réfléchissant est obligatoirement différente. La présence ou non d'une lame d'air entre le scintillateur et l'habillage a un effet sur la collecte de la lumière et donc immanquablement sur la longueur d'atténuation. Ces différences spatiales peuvent donc expliquer les variations des mesures de longueurs d'atténuation obtenues par les deux méthodes.

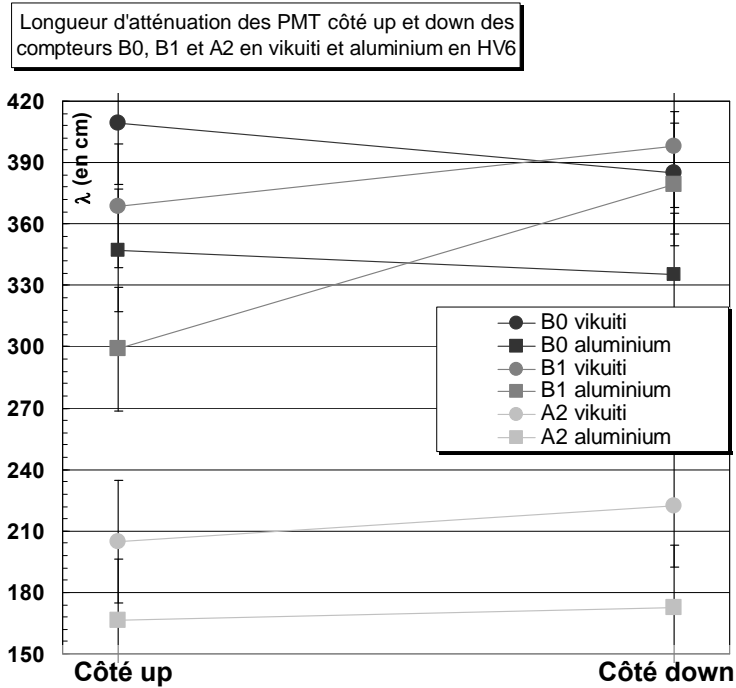


FIG. 7.21 - Longueur d'atténuation des trois compteurs côté up et down pour deux habillages.

7.2.2.2 Résultats obtenus en résolution temporelle :

Les canevas créés par l'analyse pour chaque acquisition de données nous permettent de déterminer la résolution intrinsèque des compteurs par la relation 7.27. Par exemple, pour l'acquisition de données numéro 26, la résolution du compteur A2, est définie dans l'analyse par la relation suivante :

$$\sigma_{A2} = \sqrt{\sigma_{h\Delta Tscint A}^2 - (\sigma_{htof RefT} / 2)^2} \quad (7.29)$$

La résolution temporelle, σ_{A2} est égale à 305 ps.

On utilise les résultats obtenus sur la résolution temporelle T_{TOF} réalisées pour chaque mesure afin de déterminer les incertitudes aléatoires. Ces résultats sont représentés dans la figure 7.22.

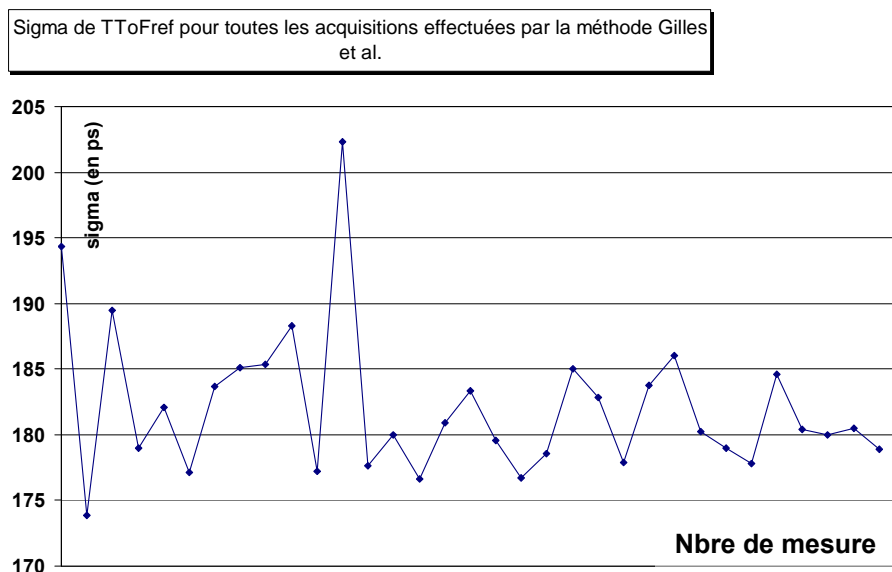


FIG. 7.22 - Résolution sur le temps T_{TOF} pour chaque mesure.

On peut donc estimer que les incertitudes aléatoires sur la résolution temporelle sont de 10 ps. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 5 ps. La précision sur la résolution en temps des compteurs est de l'ordre de 15 ps.

Les résultats des résolutions temporelles obtenus par la méthode Giles *et Al.* pour le compteur A2 sont présentés dans la figure 7.23 avec une courbe obtenue pour un habillage choisi pour muREX (Vikuiti) avec les PMT de muREX (XP20H0), une courbe avec les même PMT et même haute-tension mais pour un habillage d'aluminium puis deux autres courbes pour deux valeurs de la haute-tension différentes (2 kV et 2,2 kV) avec des PMT de modèle XP2020, l'habillage reste le même et est en Vikuiti.

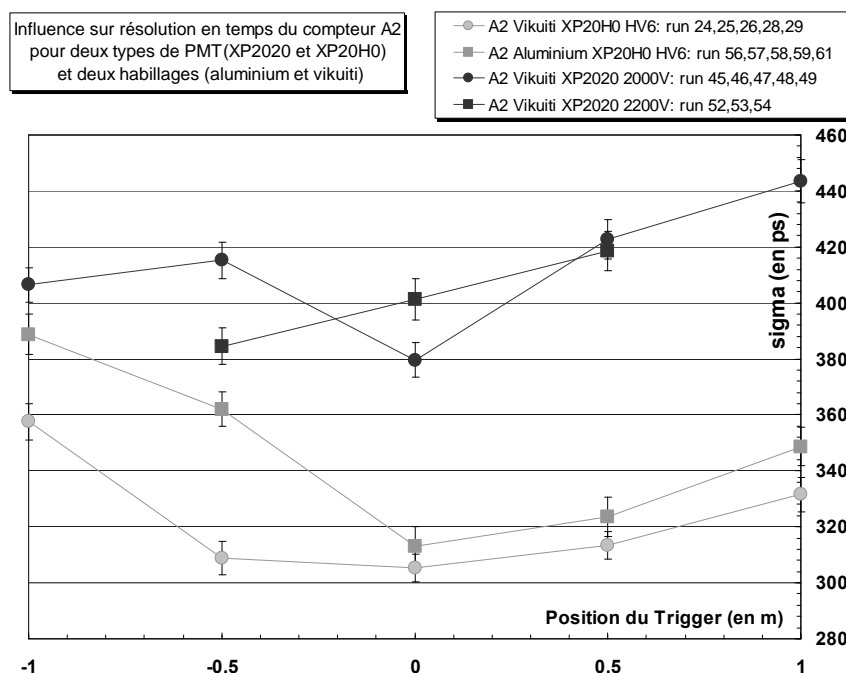


FIG. 7.23 - Résolution temporelle du compteur A2 avec deux types de PMT pour un habillage Vikuiti et avec un PMT XP20H0 pour deux habillages.

Nous pouvons conclure que le choix du type de PMT est justifié ici. Les modèles XP20H0 donnent une meilleure résolution temporelle dans la gamme des signaux pouvant être numérisés par les Maticq, c'est à dire jusqu'à 900 mV. L'influence de l'habillage sur la résolution est moins évidente mais non négligeable. La moyenne des résolutions sur les cinq positions du trigger en habillage Vikuiti est meilleure de l'ordre de 25 ps par rapport à un habillage aluminium.

Même si cette différence est proche des incertitudes de mesures, il semble que le Vikuiti ait une influence sur la résolution en temps ce qui justifie son utilisation pour l'habillage des scintillateurs de type A.

Les résultats des résolutions obtenus pour les compteurs B0 et B1 sont présentés dans la figure 7.24 avec pour chaque compteur une courbe obtenue avec un habillage Vikuiti et un habillage aluminium. Pour le B1 Vikuiti, trois séries de mesures ont été réalisées et confirment les 15 ps d'incertitudes déterminées par le temps T_{TOF} . Toutes ces mesures ont été effectuées avec les même PMT et la même haute tension.

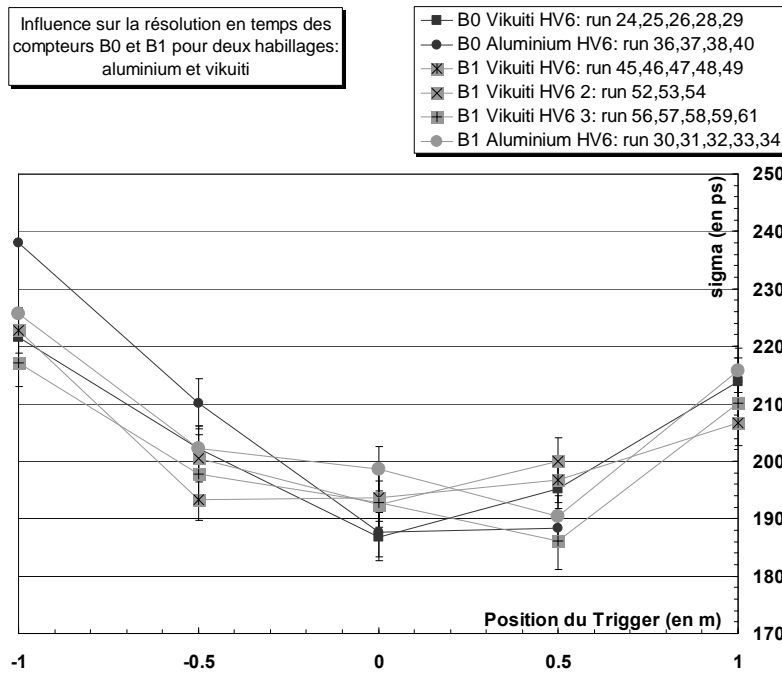


FIG. 7.24 - Résolution en temps des compteurs B0 et B1 en Vikuiti et Aluminium.

Ces résultats nous permettent de conclure que l'influence de l'habillage sur les compteurs de type B est négligeable. Les scintillateurs produisent suffisamment de lumière pour que la perte induite par le type d'habillage n'entraîne pas de variation mesurable sur la résolution en temps. Ce qui démontre que l'habillage des compteurs B par des films Vikuiti dans le détecteur futur n'est pas utile. Nous pouvons également conclure que l'influence du type de guide de lumière sur la résolution en temps des compteurs B est tout autant négligeable que le type d'habillage. Ce résultat est en accord avec la simulation qui a permis de dimensionner ces guides. Pour rappel : le compteur B0 a des guides de lumière tronconiques et le B1 des guides de lumière torsadés.

Enfin pour conclure sur ce banc de tests « compteurs », on peut dire que les résultats sont cohérents à nos attentes. Les coûts d'habillage des compteurs pourront donc être réduits sans avoir de dégradation sur les résolutions en temps, caractéristiques essentielles de l'expérience muREX. Tous les histogrammes en temps sont disponibles en annexe L et classés par ordre chronologique.

8 Conclusion

Cette mise en situation d'ingénieur a porté sur deux aspects essentiels. Dans un premier temps, les travaux menés en tant que chef de projet sur ce prototype de détecteur de proton recul muREX ont consistés à suivre la définition et la réalisation de la structure de support des scintillateurs, puis de participer à l'installation du détecteur au CERN. D'autres parts, des études ont permis de dimensionner un laser utilisé lors de la phase d'étalonnage du détecteur. L'analyse de ces données a été réalisée par la suite. Dans un deuxième temps, mon travail a été de conduire les études de caractérisation des différents éléments en utilisant des bancs de test dédié à chacun.

Le travail de caractérisation des éléments de la chaîne de détection a permis en premier lieu de déterminer les méthodes de caractérisation qui seront utilisées lors de la réalisation du détecteur final. En effet, les bancs de tests mis en place n'ont pas tous permis de conclure sur une optimisation de l'élément testé mais seulement de voir si les méthodes employées étaient correctes. Néanmoins nous avons validé certains concepts. La résolution temporelle des photomultiplicateurs présente un minimum pour une valeur de la haute tension appliquée. Les photomultiplicateurs de modèle XP20H0 améliorent la résolution temporelle d'environ 30 %. Les guides torsadés et tronconiques pour le scintillateur B donnent la même résolution temporelle. Un revêtement de haute qualité comme le Vikuity améliore la résolution temporelle pour les scintillateurs fins mais n'est pas utile pour les scintillateurs épais. Toutes les méthodes de caractérisation sont maintenant connues et resserviront probablement dans l'avenir.

La résolution sur le temps de vol obtenue avec l'expérience muREX n'a pas atteint les objectifs attendus, la résolution temporelle étant de l'ordre de 330 ps au lieu de 200 ps. Les protons ont été identifiés parmi les électrons et les pions produits lors de l'interaction de muons sur la cible. Des efforts et des compromis seront certainement à trouver afin de valider ce détecteur de proton de recul fondé sur une mesure de temps de vol. Cependant l'avenir semble prometteur car la construction d'un détecteur de proton de recul appelé RPD pour Recul Protons Detection a été financé par la collaboration. Constitué de 12 scintillateurs A en tonneau, de 40 cm de longueur pour 5 mm d'épaisseur, et de 8 scintillateurs de type B, de 10mm d'épaisseur et 160 cm de longueur correspondant à un tiers de tonneau il est en cours de tests au CERN au moment de cette rédaction. La figure 8.1 prise pendant l'installation de la couronne A, à laquelle j'ai participé, en témoigne. Ce détecteur est prévu pour être testé dans le halo du faisceau en 2007. Il faut noter que le dispositif d'étalonnage laser mis en place pour muREX sera réutilisé ici et constitue un élément de mise en œuvre et d'étalonnage indispensable.

8 compteurs B sur les 24
assemblés en tonneau de
diamètre égal à 1550 mm
avec des scintillateurs de 160
cm de longueur.

12 compteurs A assemblés en
tonneau de diamètre égal à
240 mm avec des
scintillateurs de 40 cm de
longueur.

Dispositif d'étalonnage par laser et
fibres optiques utilisé dans muREX

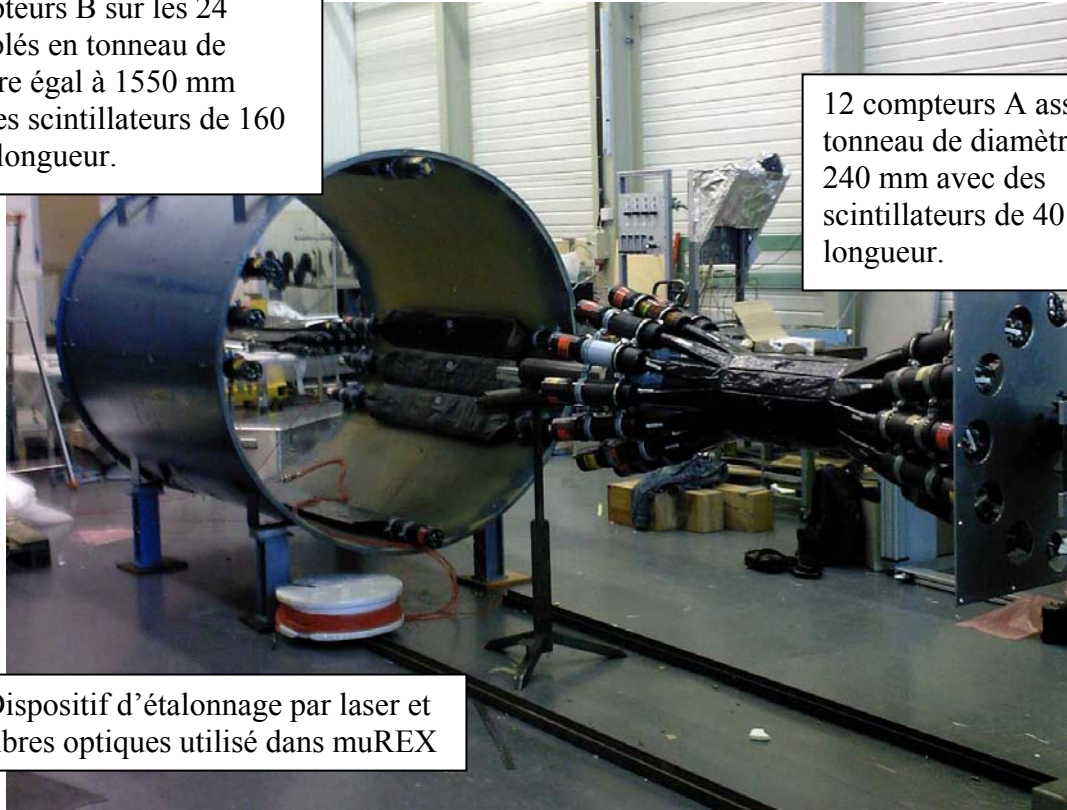


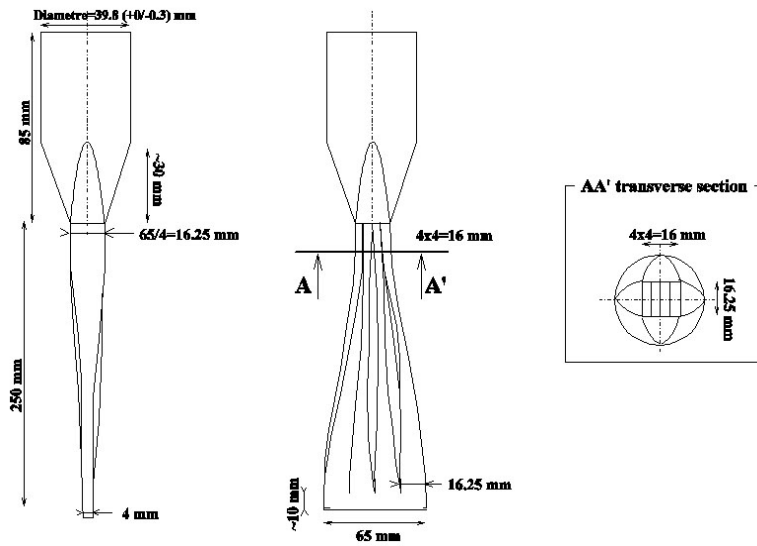
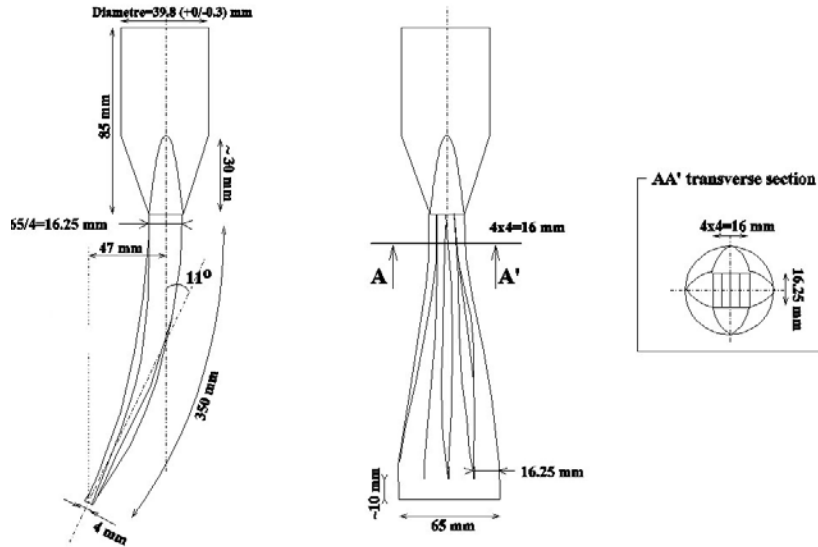
FIG. 8.1 - Installation au CERN de RPD à l'automne 2007.

Table des annexes :

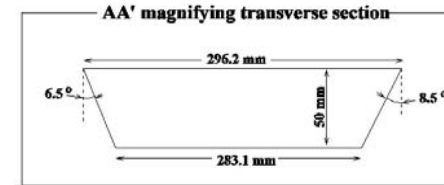
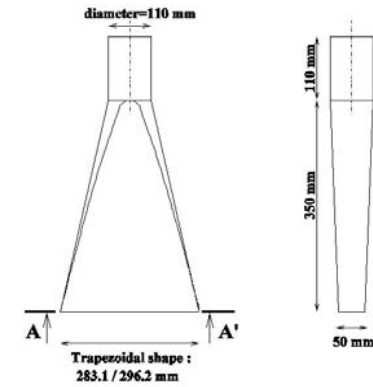
Annexe A : Plan des guides de lumière	139
Annexe B : Programme d'analyse des données sous ROOT obtenues pour les tests d'interface en muon cosmiques.....	140
Annexe C : Spectres ADC obtenus en muons cosmiques	142
Annexe D : Spectres ADC obtenus avec le laser vert.....	144
Annexe E : Spectres ADC pour différentes fibres et différentes positions d'injection de la lumière laser dans le scintillateur de test.	147
Annexe F : Plan de l'ensemble de la mécanique des PMT XP4512.....	149
Annexe G : Plan d'ensemble de muREX (vue de gauche).....	150
Annexe H : Schéma électronique du système d'acquisition de muREX.....	151
Annexe I : Calcul de la variance d'une distribution carrée	152
Annexe J : Spectres ADC du B0 et du B1 en fonction de la position du trigger afin de déterminer l'influence sur leur longueur d'atténuation pour deux types d'habillages (Vikuiti et aluminium)	153
Annexe K : Histogrammes obtenues avec le banc de test « LED » avec correction de walk.....	154
Annexe L : Spectres en temps de T_{tot} et T_{ToF} (méthode Giles <i>et al.</i>)	155

9 Annexes :

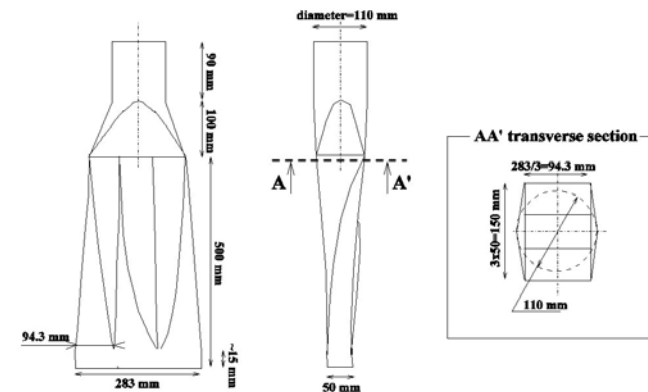
Annexe A : Plan des guides de lumière



Tapered light guide for 5" PMT



Twisted light guide for 5" PMT



Annexe B : Programme d'analyse des données sous ROOT obtenues pour les tests d'interface en muon cosmiques.

```
//Déclaration des bibliothèques utilisées
#include "TH1F.h"
#include "TCanvas.h"
#include "TPad.h"
#include "Riostream.h"
#include "TFile.h"
#include "TH1.h"
#include "TF1.h"
#include "TArray.h"
#include "TString.h"
#include <TStyle.h>
//déclaration de la fonction cosmik
void cosmik()
{
// froot : nom du fichier root resultats, sauvegarde des histogrammes que l'on va créer dans le fichier source.root
Char_t * froot="source.root";
//Si le fichier existe déjà, on l'écrase pour ne pas surcharger la mémoire. Les histogrammes créés sont associés à ce
fichier.
TFile *ptr_root=new TFile(froot, "RECREATE");
Float_t v[2];
//Déclaration des histogrammes à une dimension qui seront remplis avec des entiers (TH1I avec I pour Integer)
TH1I *a0=new TH1I("cosmik4","Gap air",600,0,600);
TH1I *a1=new TH1I("cosmik8","Simple contact",600,0,600);
TH1I *a2=new TH1I("cosmik9","Silicon",600,0,600);
TH1I *a3=new TH1I("cosmik14","Silicon",600,0,600);
TH1I *a4=new TH1I("cosmik15","Silicon",600,0,600);
TH1I *a5=new TH1I("cosmik16","Simple contact",600,0,600);
TH1I *a6=new TH1I("cosmik17","GraisseeOptique",600,0,600);
TH1I *a7=new TH1I("cosmik18","GraisseeOptique+Silicon",600,0,600);
TH1I *a8=new TH1I("cosmik19","GraisseeOptique",600,0,600);
TH1I *a9=new TH1I("cosmik20","GraisseeOptique+Silicon",600,0,600);
TH1I *a10=new TH1I("cosmik22","GraisseeOptique",600,0,600);

int nb_evenements;
for (int i=0;i<11;i++)
{
nb_evenements = 0;
//Declaration d'un flot de données
ifstream sortie;
// Ouverture des fichiers et lecture au début avec ios::in
if (i==0)sortie.open("cosmik4.ascii", ios::in);
if (i==1)sortie.open("cosmik8.ascii", ios::in);
if (i==2)sortie.open("cosmik9.ascii", ios::in);
if (i==3)sortie.open("cosmik14.ascii", ios::in);
if (i==4)sortie.open("cosmik15.ascii", ios::in);
if (i==5)sortie.open("cosmik16.ascii", ios::in);
if (i==6)sortie.open("cosmik17.ascii", ios::in);
if (i==7)sortie.open("cosmik18.ascii", ios::in);
if (i==8)sortie.open("cosmik19.ascii", ios::in);
if (i==9)sortie.open("cosmik20.ascii", ios::in);
if (i==10)sortie.open("cosmik22.ascii", ios::in);

while (sortie.good())
{
//Lecture de 4 paramètres dans chaque fichier
sortie >> v[0] >> v[1] >> v[2] >> v[3];
//On remplit les histogrammes pour chaque fichiers avec les données, on prend simplement la première valeur parmi 4.
if (i==0)a0->Fill(v[0]);
if (i==1)a1->Fill(v[0]);
if (i==2)a2->Fill(v[0]);
if (i==3)a3->Fill(v[0]);
if (i==4)a4->Fill(v[0]);
if (i==5)a5->Fill(v[0]);
if (i==6)a6->Fill(v[0]);
if (i==7)a7->Fill(v[0]);
}
```



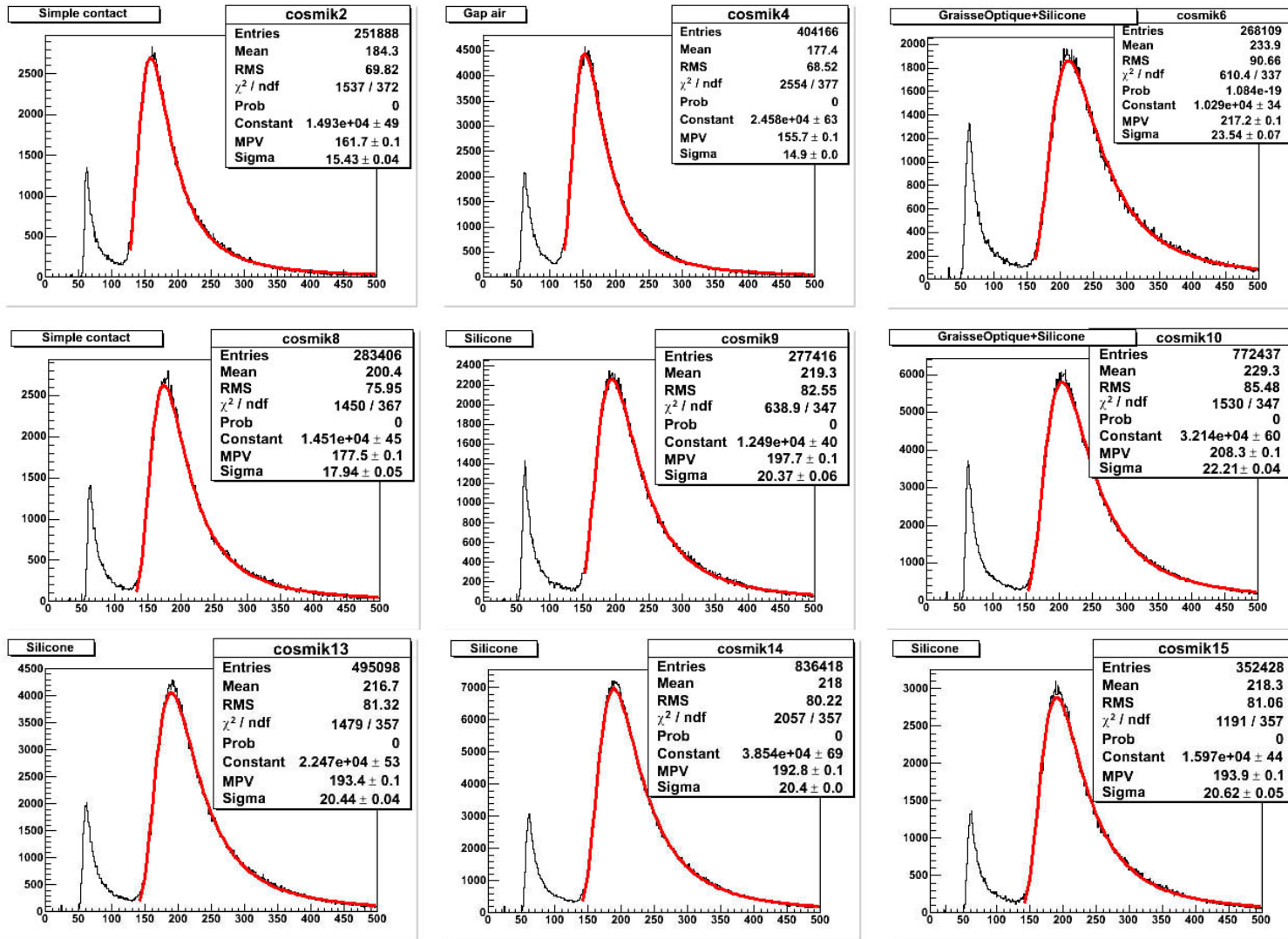
```

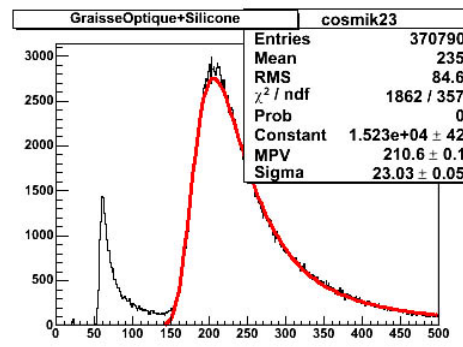
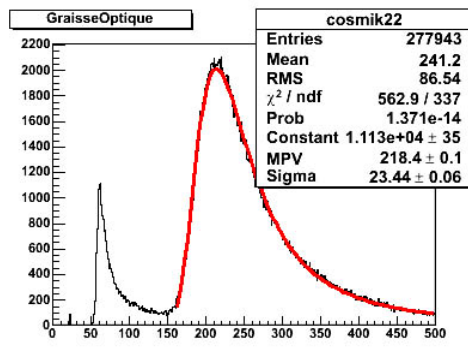
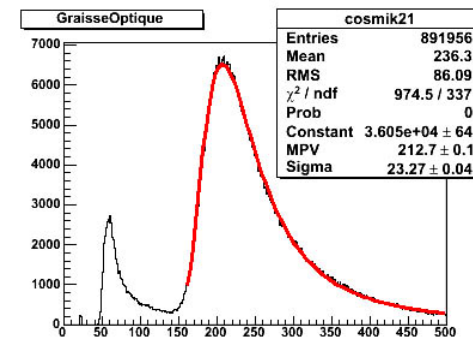
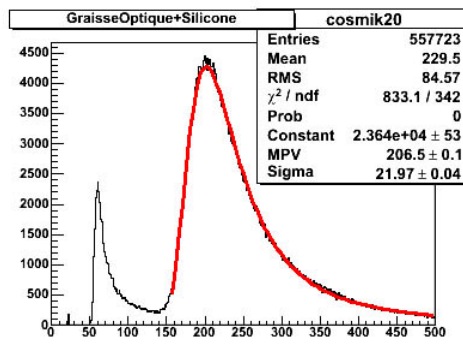
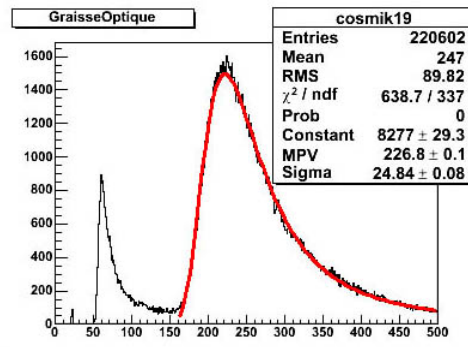
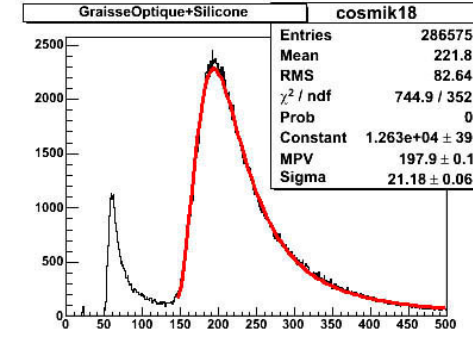
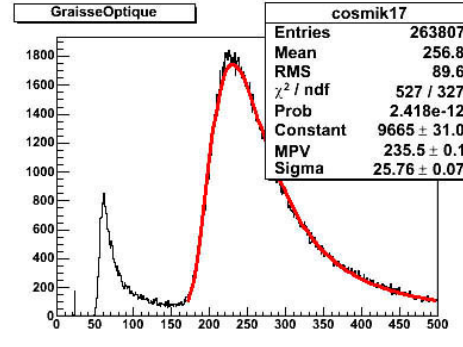
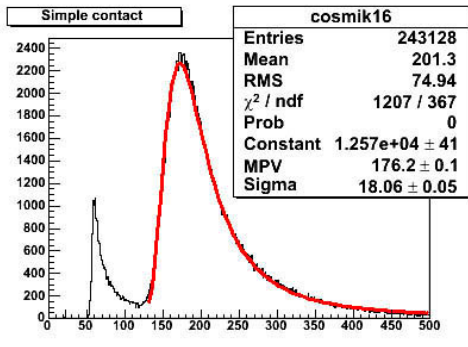
    if (i==8)a8->Fill(v[0]);
    if (i==9)a9->Fill(v[0]);
    if (i==10)a10->Fill(v[0]);
    nb_evenements++;
}
//Fermeture du flot de données
sortie.close();
printf("nbre d'evenements=%d \n", nb_evenements);
}
// Déclaration et division des canevas d'affichage des données (2 fenêtres), puis affichage des données, puis on déclare
une distribution de Landau sur nos données dans différents intervalles, puis on définit l'épaisseur, la couleur de cette
distribution et on l'affiche pour chaque fichiers traités
int xl=20, yl=1, ll=700, lw=600;
TCanvas *land_ADC=new TCanvas("Interface cosmique","Interface cosmique",xl,yl,ll);
land_ADC->Divide(2,3);
land_ADC->cd(1); a0->Draw();
TF1 *landau0=new TF1("landau0","landau",120,600);
landau0->SetLineWidth(2);landau0->SetLineColor(2);
a0->Fit("landau0","R");
land_ADC->cd(2); a1->Draw();
TF1 *landau1=new TF1("landau1","landau",135,600);
landau1->SetLineWidth(2);landau1->SetLineColor(2);
a1->Fit("landau1","R");
land_ADC->cd(3); a2->Draw();
TF1 *landau2=new TF1("landau2","landau",150,600);
landau2->SetLineWidth(2);landau2->SetLineColor(2);
a2->Fit("landau2","R");
land_ADC->cd(4); a3->Draw();
TF1 *landau3=new TF1("landau3","landau",145,600);
landau3->SetLineWidth(2);landau3->SetLineColor(2);
a3->Fit("landau3","R");
land_ADC->cd(5); a4->Draw();
TF1 *landau4=new TF1("landau4","landau",145,600);
landau4->SetLineWidth(2);landau4->SetLineColor(2);
a4->Fit("landau4","R");
land_ADC->cd(6); a5->Draw();
TF1 *landau5=new TF1("landau5","landau",135,600);
landau5->SetLineWidth(2);landau5->SetLineColor(2);
a5->Fit("landau5","R");

TCanvas *land_ADC2=new TCanvas("Interface cosmique2","Interface cosmique2",xl,yl,ll);
land_ADC2->Divide(2,3);
land_ADC2->cd(1); a6->Draw();
TF1 *landau6=new TF1("landau6","landau",175,600);
landau6->SetLineWidth(2);landau6->SetLineColor(2);
a6->Fit("landau6","R");
land_ADC2->cd(2); a7->Draw();
TF1 *landau7=new TF1("landau7","landau",145,600);
landau7->SetLineWidth(2);landau7->SetLineColor(2);
a7->Fit("landau7","R");
land_ADC2->cd(3); a8->Draw();
TF1 *landau8=new TF1("landau8","landau",160,600);
landau8->SetLineWidth(2);landau8->SetLineColor(2);
a8->Fit("landau8","R");
land_ADC2->cd(4); a9->Draw();
TF1 *landau9=new TF1("landau9","landau",155,600);
landau9->SetLineWidth(2);landau9->SetLineColor(2);
a9->Fit("landau9","R");
land_ADC2->cd(5); a10->Draw();
TF1 *landau10=new TF1("landau10","landau",160,600);
landau10->SetLineWidth(2);landau10->SetLineColor(2);
a10->Fit("landau10","R");
//Affichage des valeurs des Landau sur chaque canevas
gStyle->SetOptFit(1111);
//Ecriture sur le disque, dans le répertoire de travail, du fichier ROOT pointé par ptr_ROOT
ptr_root->Write();
//si on veut accéder ultérieurement à nos données, nous n'avons pas à relancer la fonction, seulement à ouvrir le fichier
ROOT grâce au TBrowse et choisir l'histogramme qui nous convient
//chaque fichier histogramme porte le nom de la HT à laquelle il correspond dans notre acquisition.
}

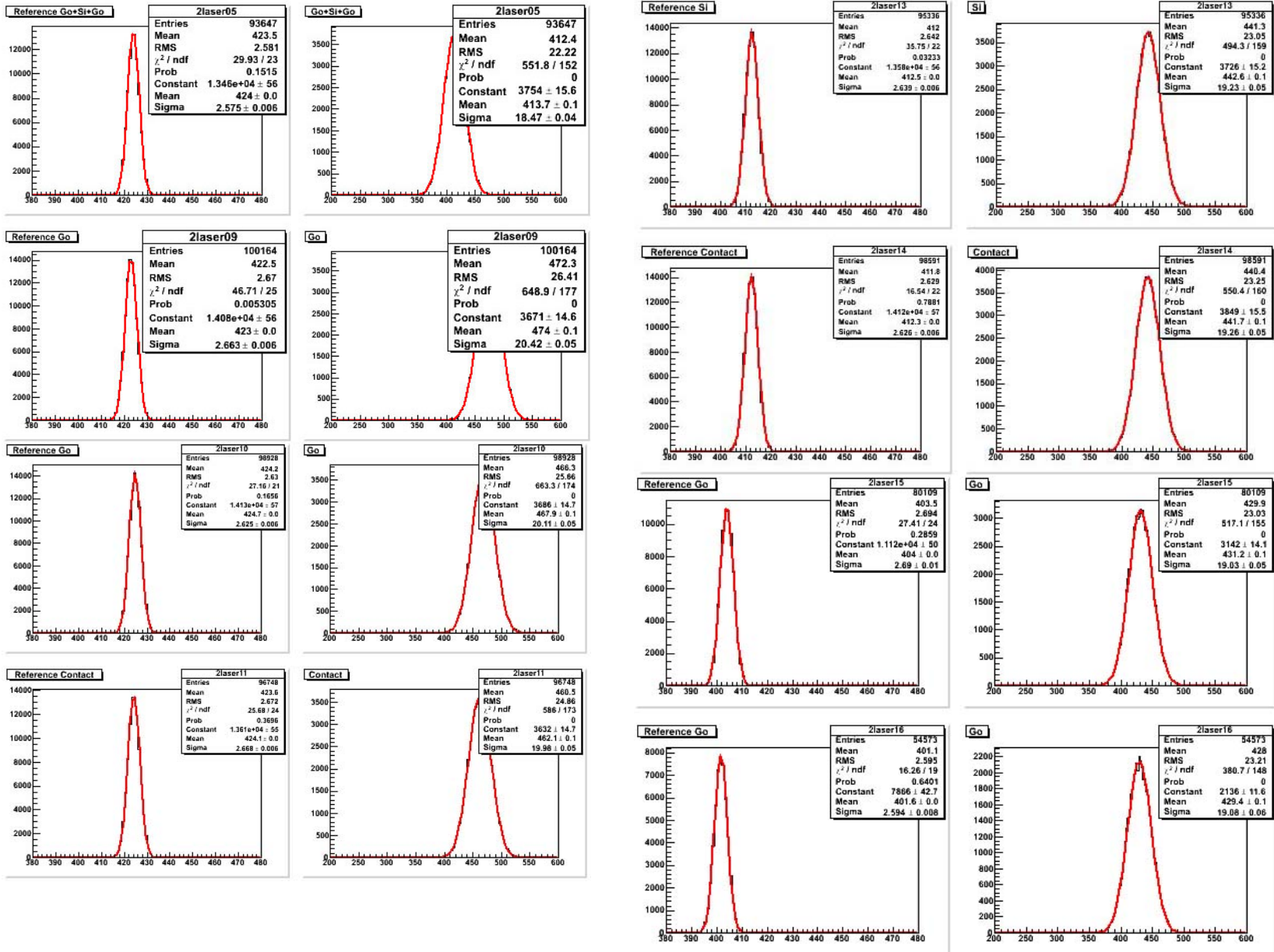
```

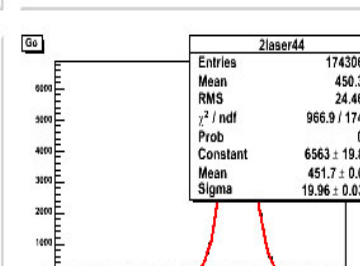
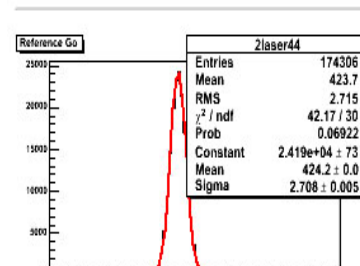
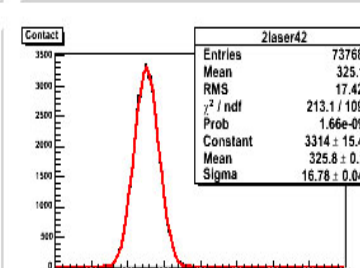
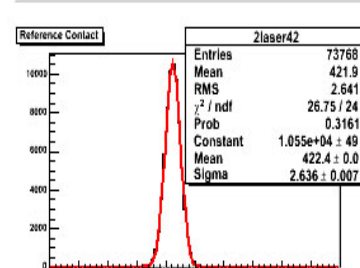
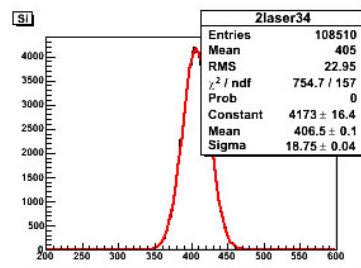
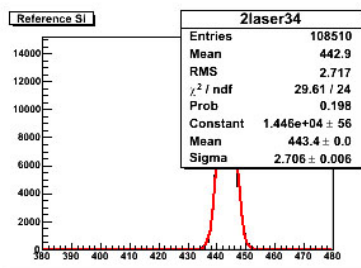
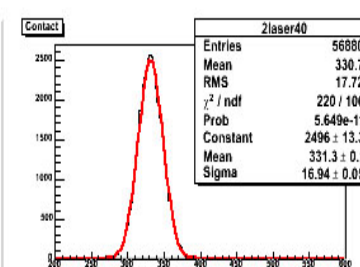
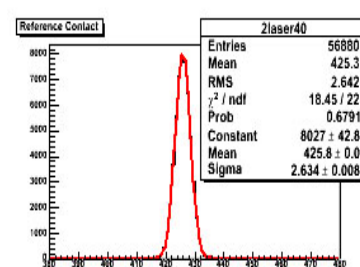
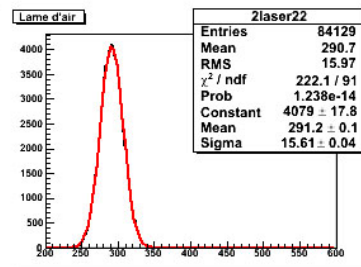
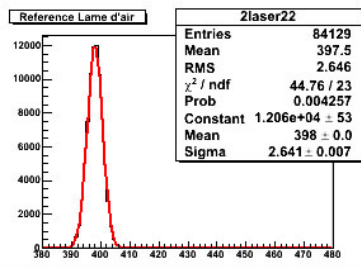
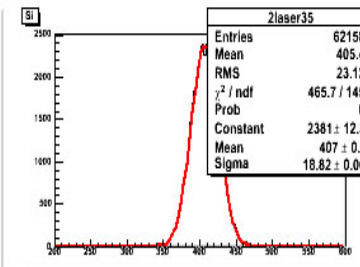
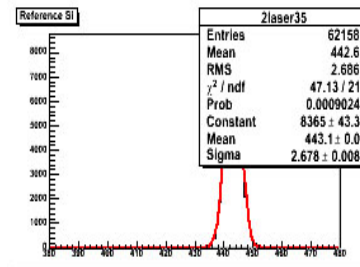
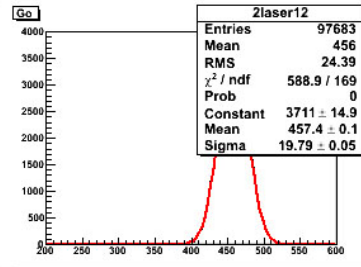
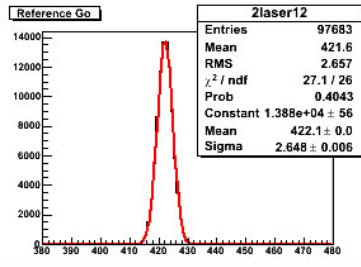
Annexe C : Spectres ADC obtenus en muons cosmiques

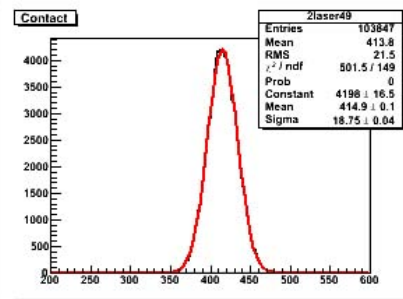
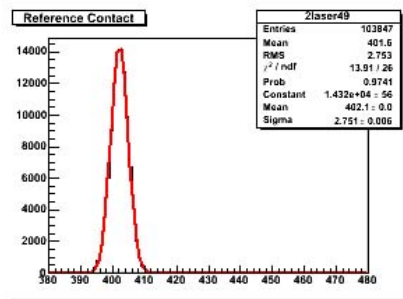
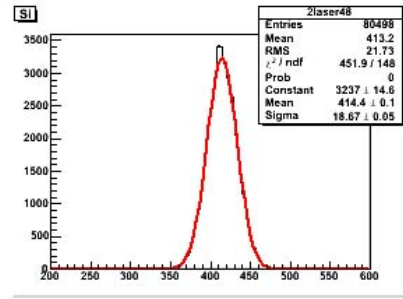
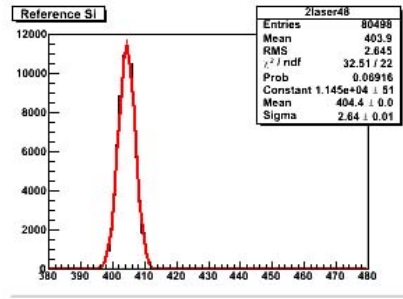
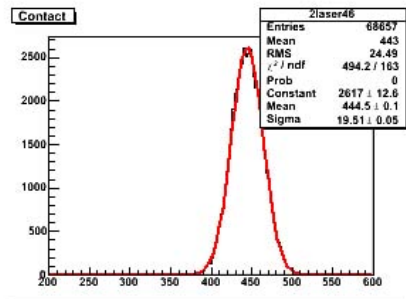
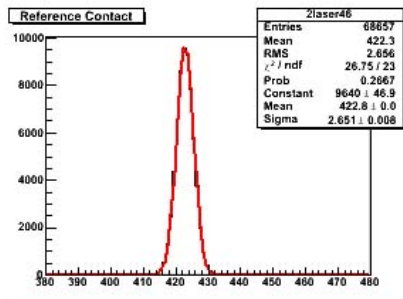
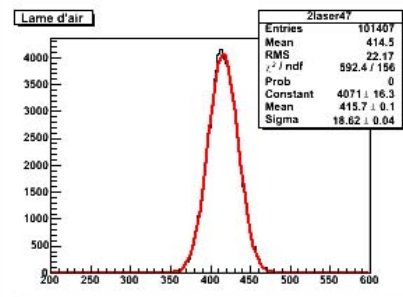
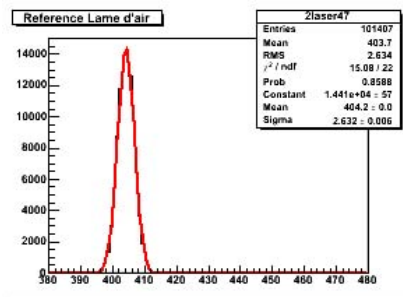
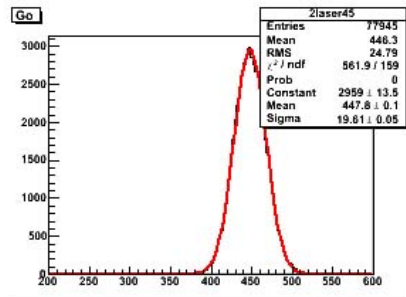
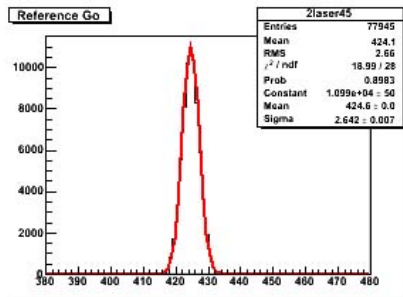




Annexe D : Spectres ADC obtenus avec le laser vert

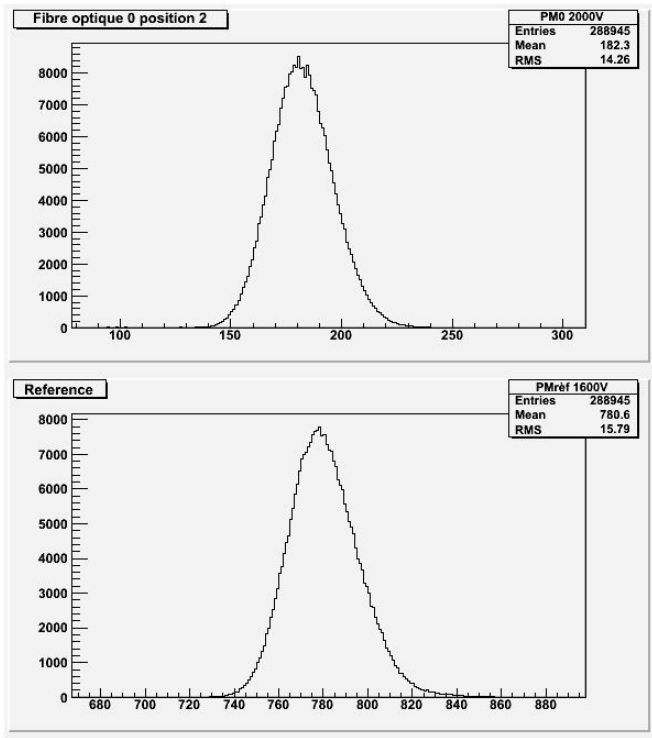




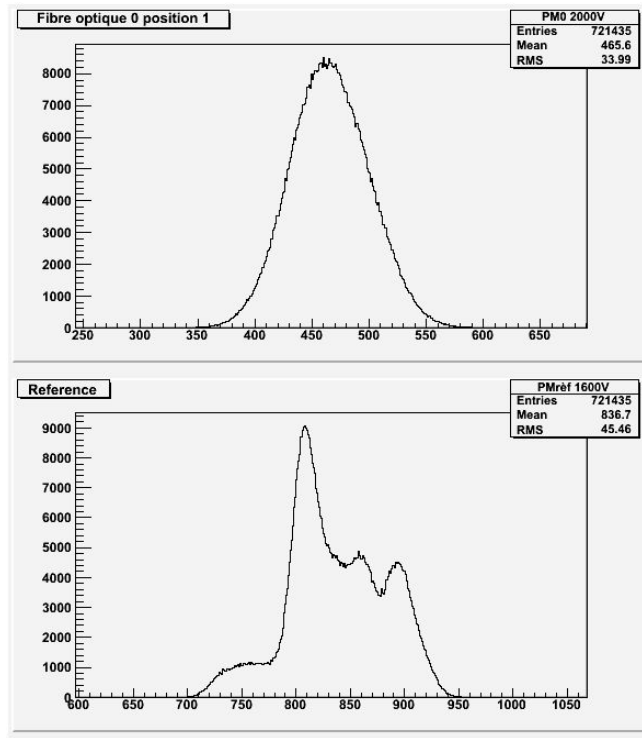


Annexe E : Spectres ADC pour différentes fibres et différentes positions d'injection de la lumière laser dans le scintillateur de test.

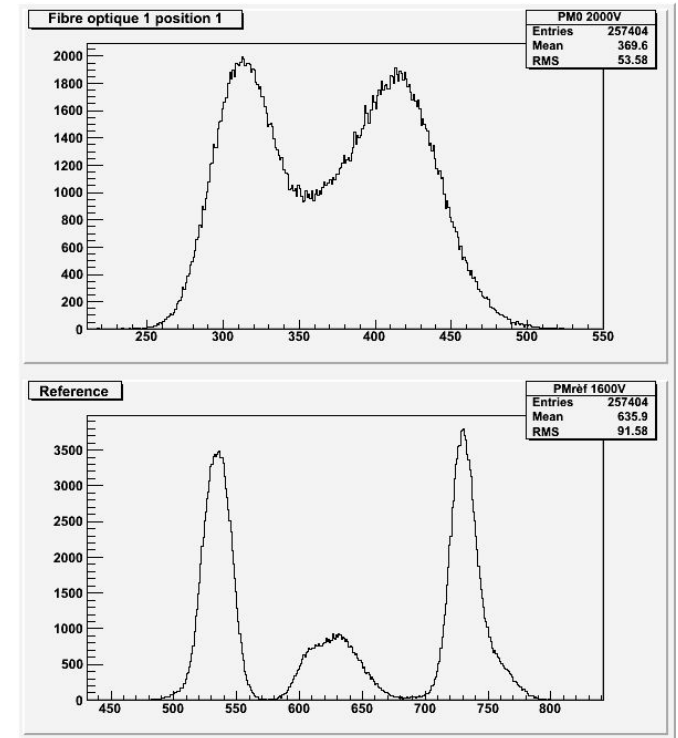
Mesure1



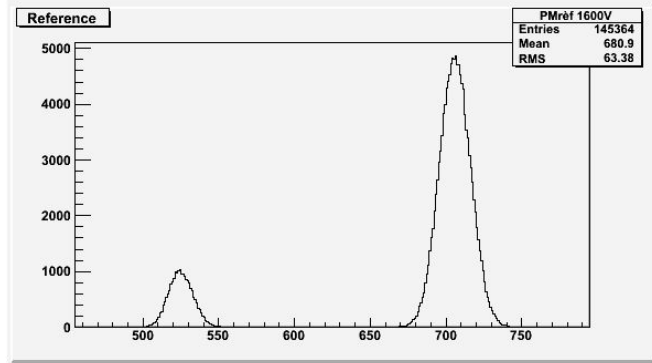
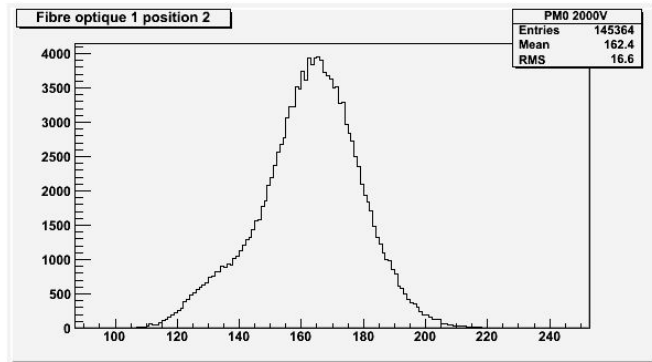
Mesure2



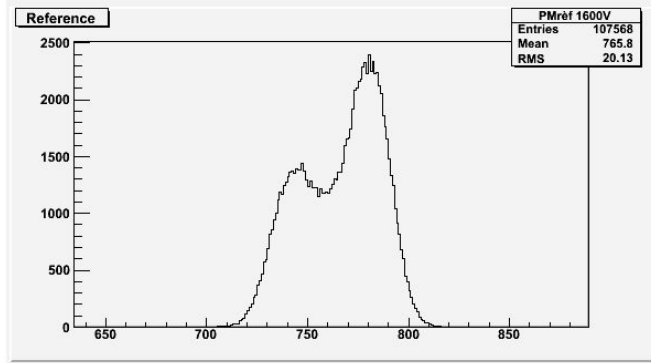
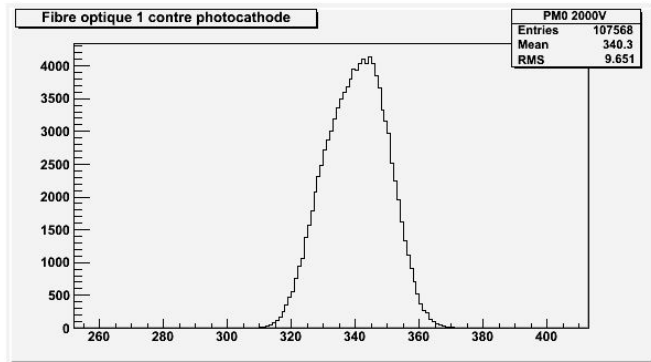
Mesure3



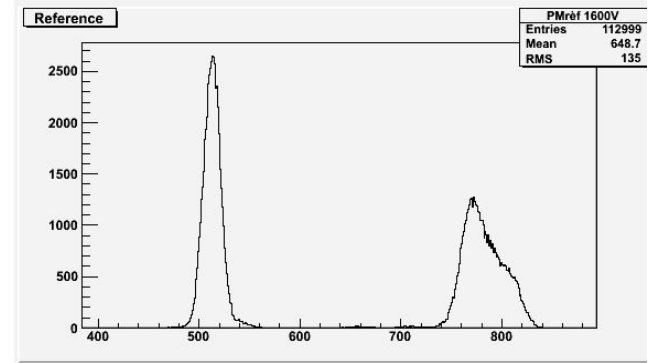
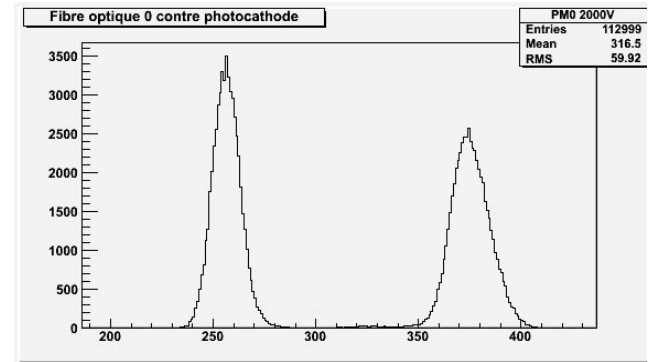
Mesure4



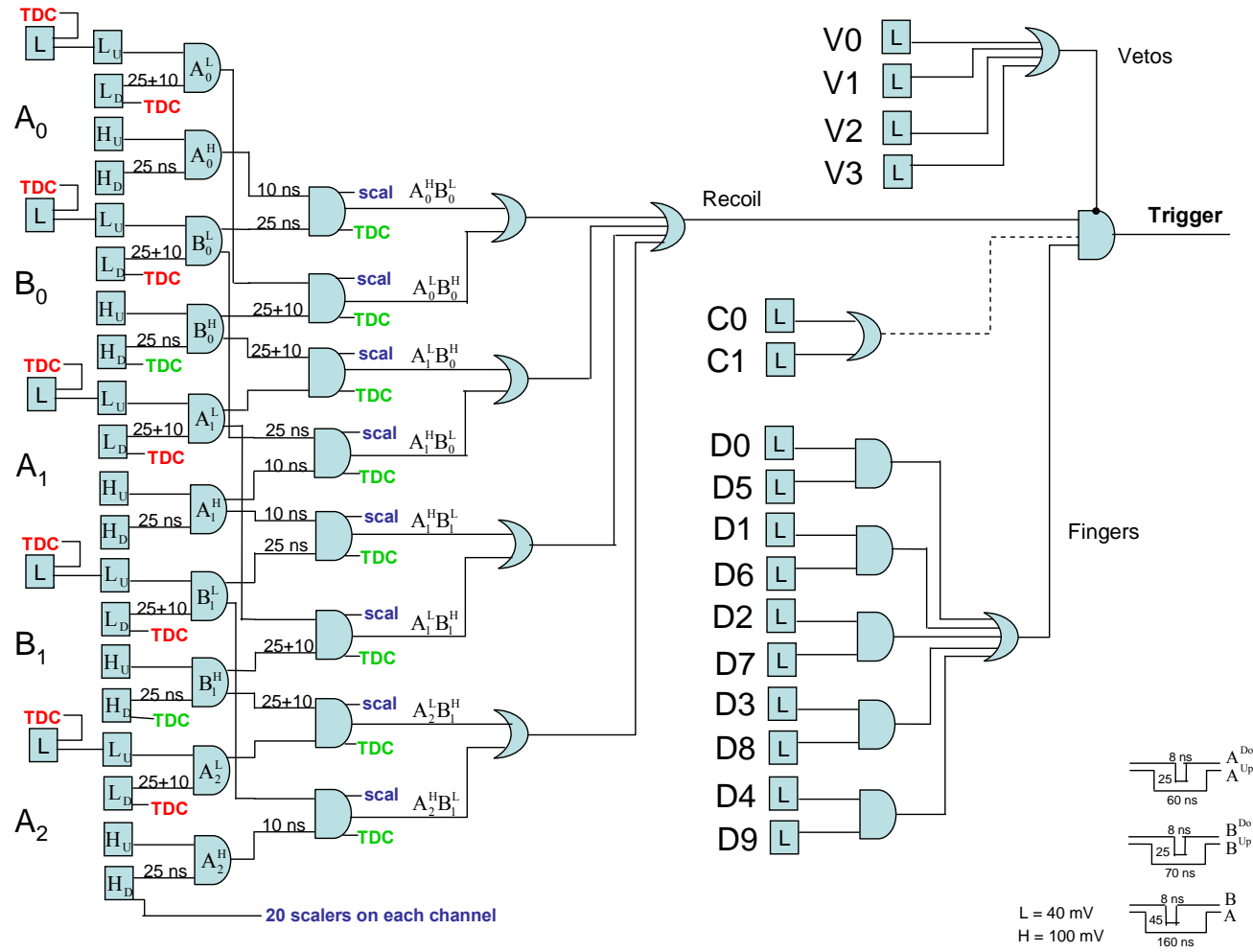
Mesure5



Mesure6



Annexe H : Schéma électronique du système d'acquisition de muREX



Annexe I : Calcul de la variance d'une distribution carrée

Ceci est démontré en calculant la variance d'une distribution carrée :

Supposons que la densité de probabilité $f(x)$ de la variable x soit carrée, alors :

$$f(x) = \frac{1}{L} \text{ si } 0 \leq x \leq L \quad f(x) = 0 \text{ si } x \text{ n'appartient pas à l'intervalle } [0, L].$$

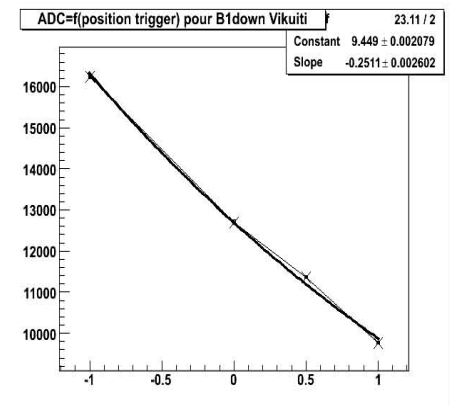
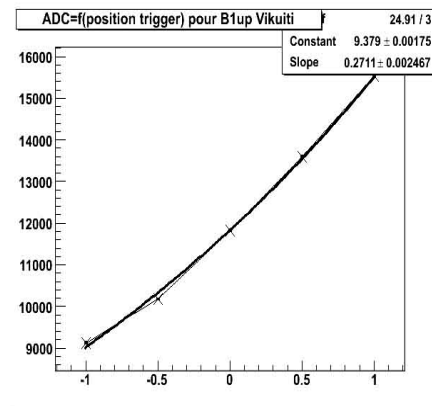
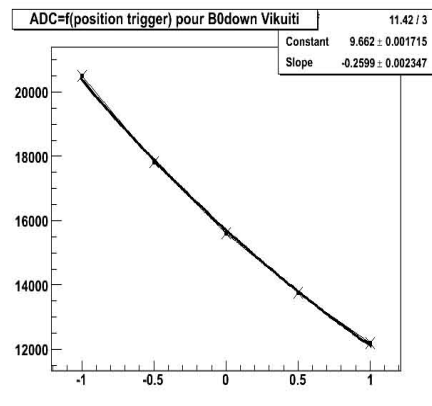
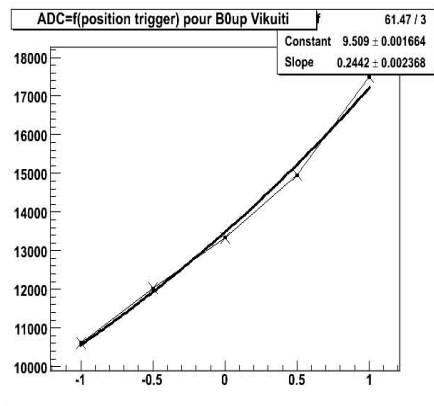
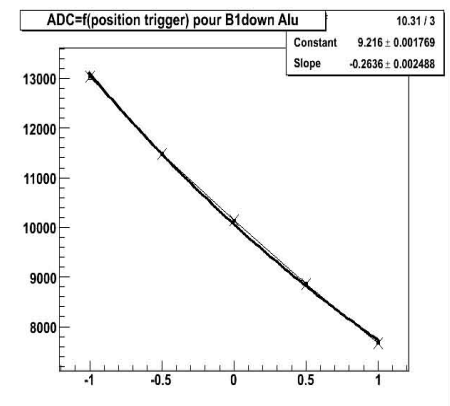
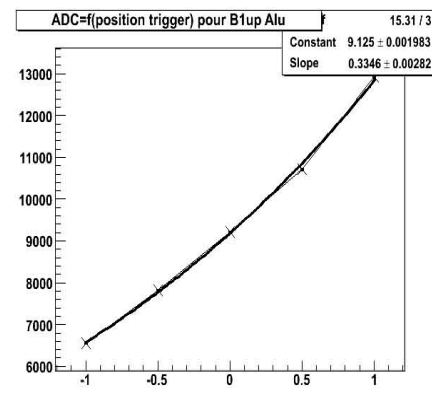
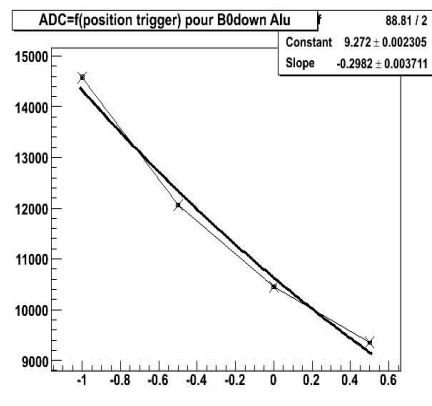
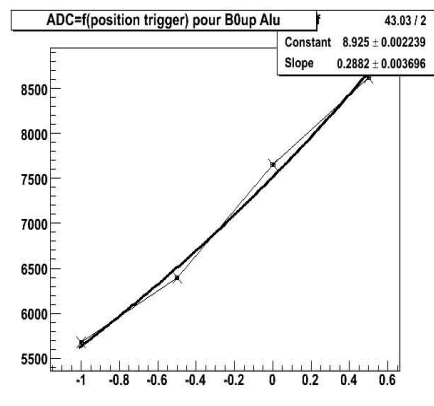
L'espérance de cette variable aléatoire est:

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \times x dx = \int_0^L \frac{1}{L} \times x dx = \frac{L}{2}$$

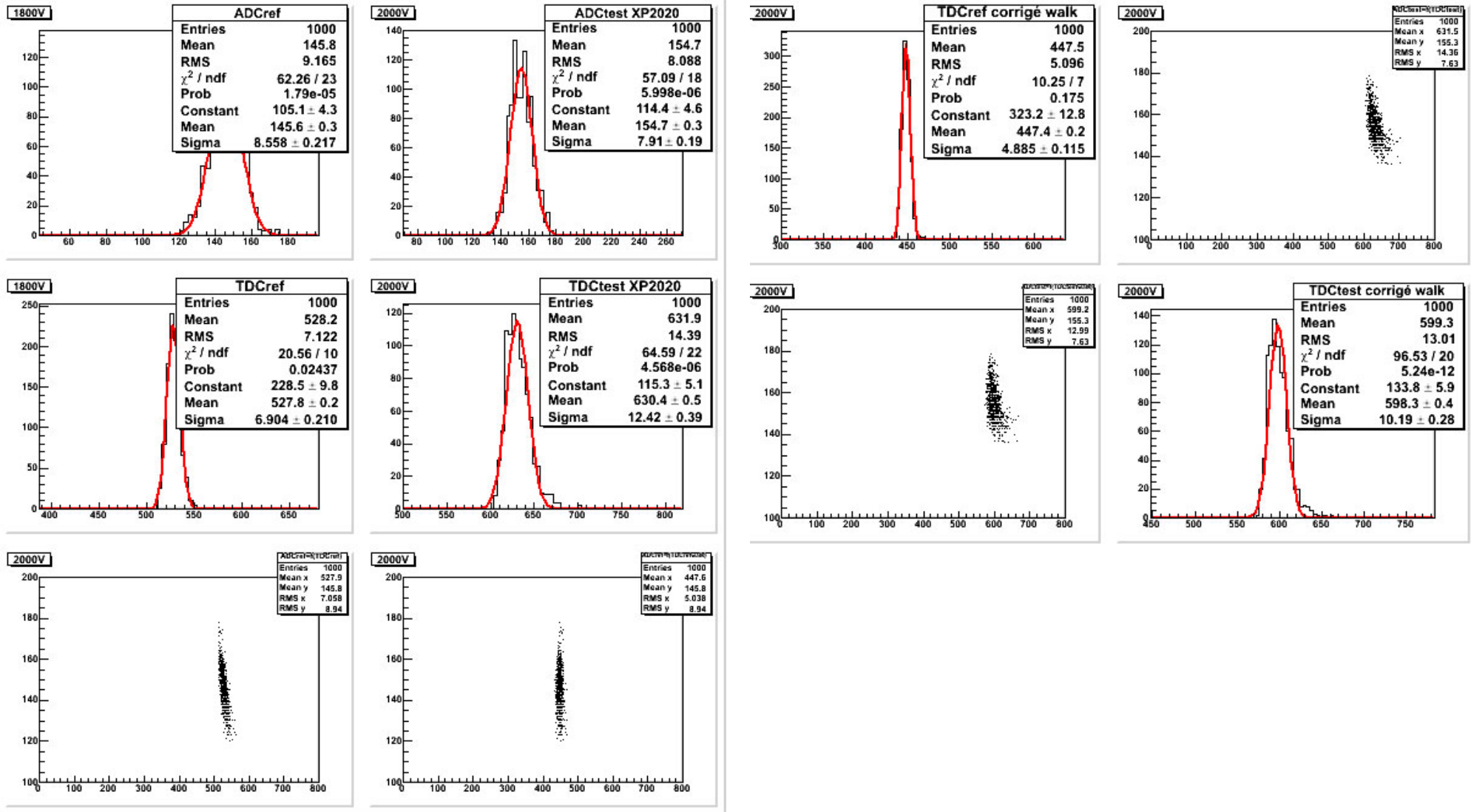
Sa variance est donc égale à :

$$\sigma^2 = \int_0^L \left(x - \frac{L}{2}\right)^2 \times f(x) dx = \left(\int_0^L x^2 \times \frac{1}{L} dx\right) - (E(x))^2 = \frac{L^2}{3} - \frac{L^2}{4} = \frac{L^2}{12}.$$

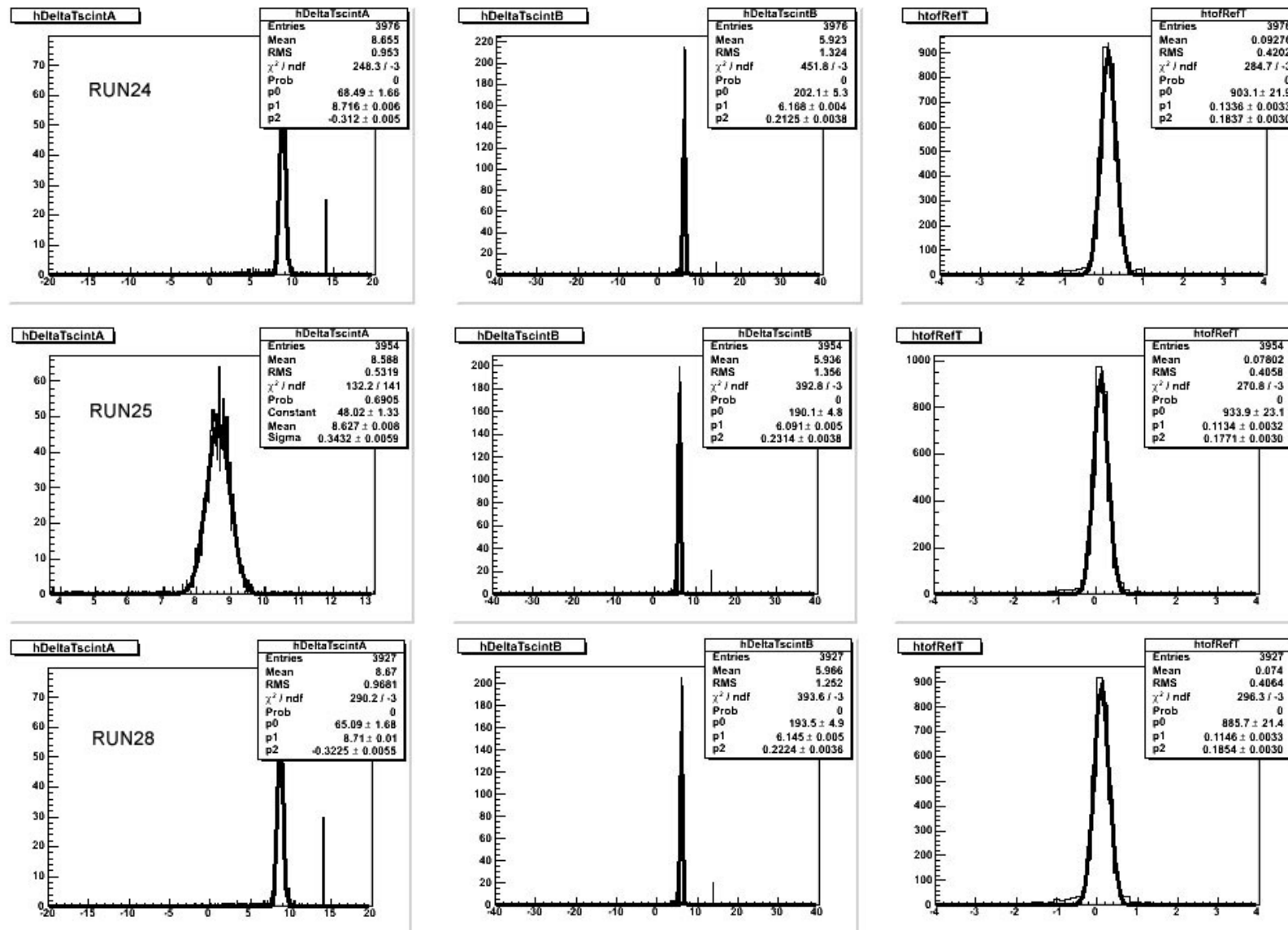
Annexe J : Spectres ADC du B0 et du B1 en fonction de la position du trigger afin de déterminer l'influence sur leur longueur d'atténuation pour deux types d'habillages (Vikuiti et aluminium)

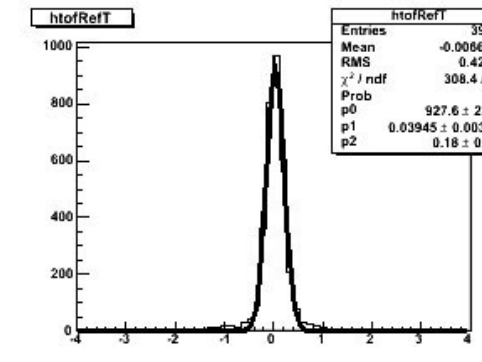
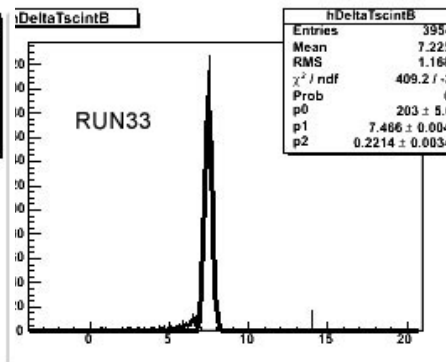
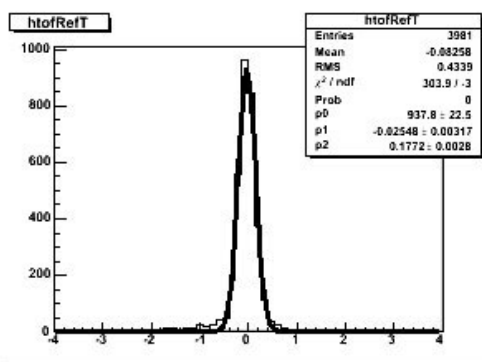
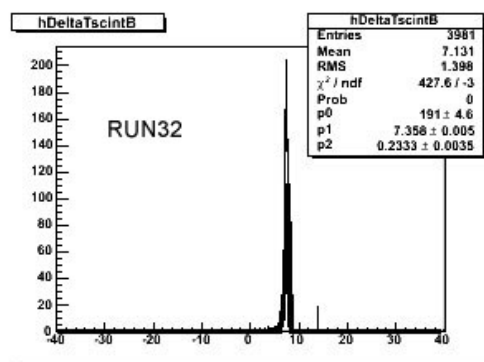
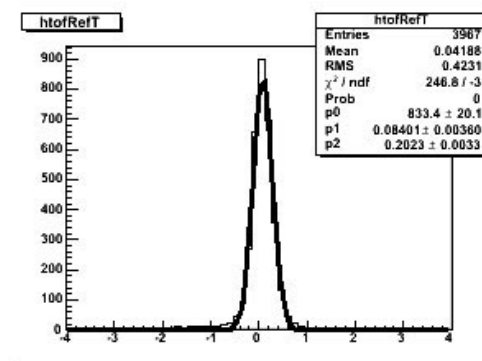
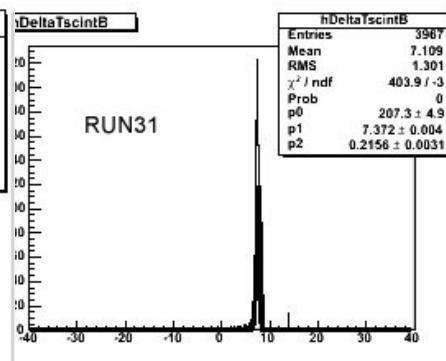
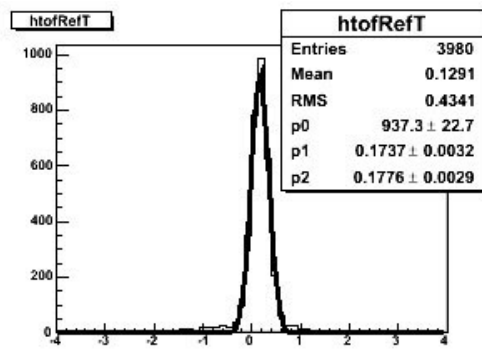
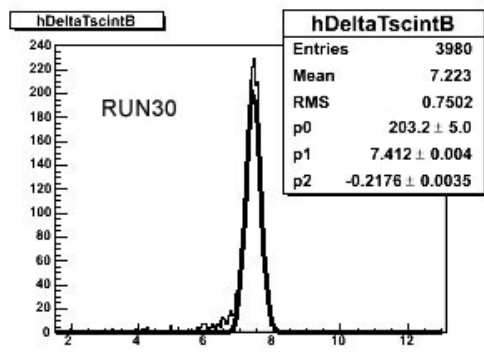
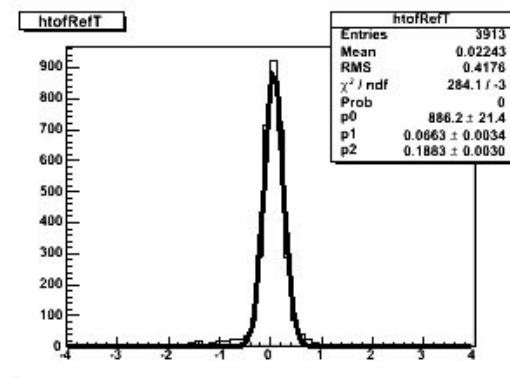
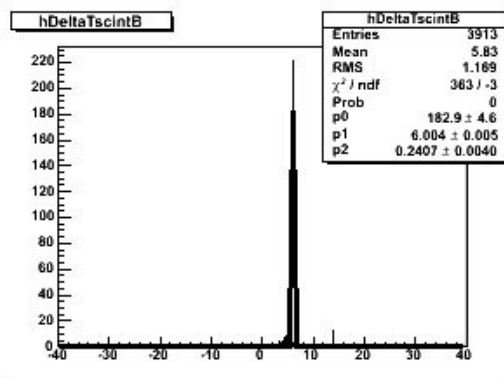
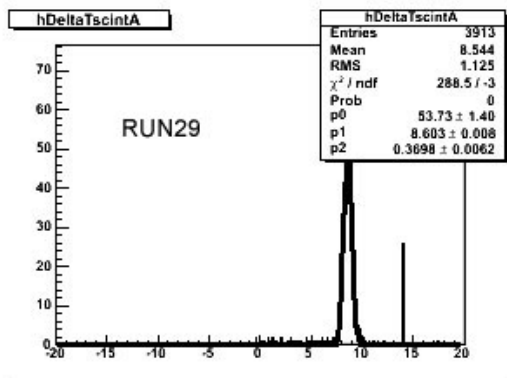


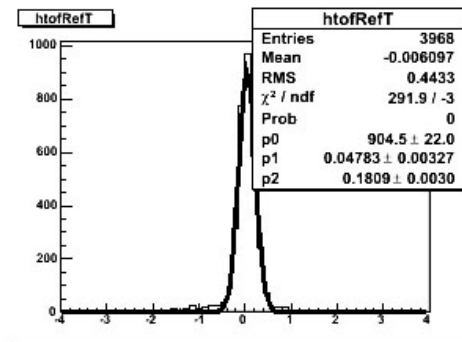
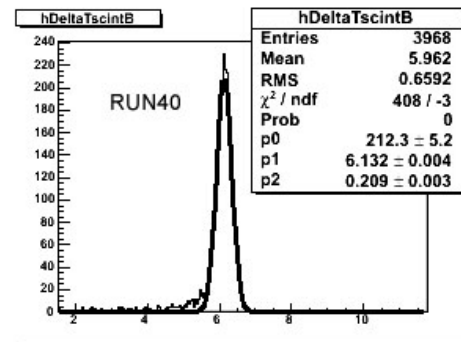
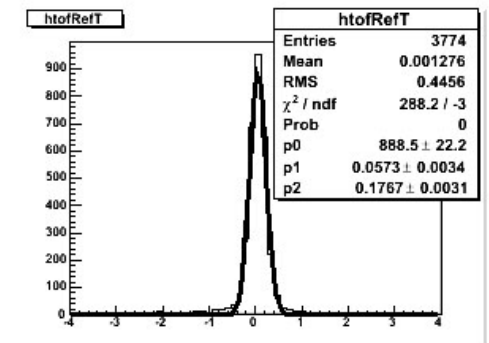
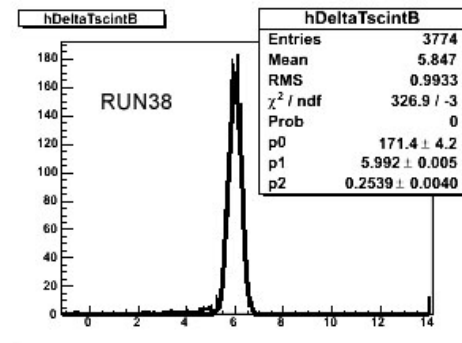
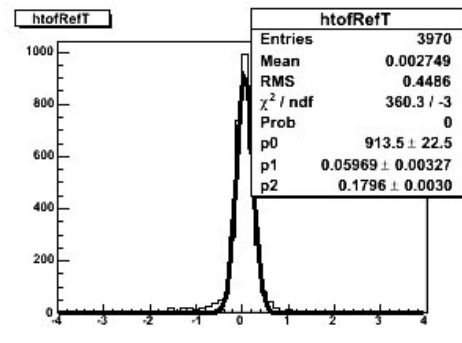
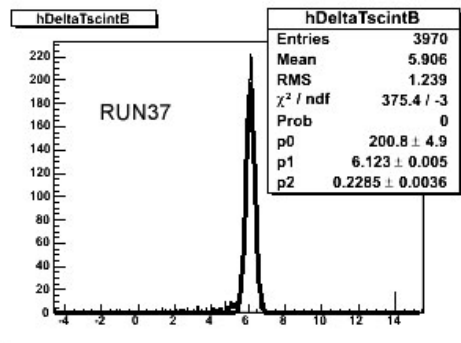
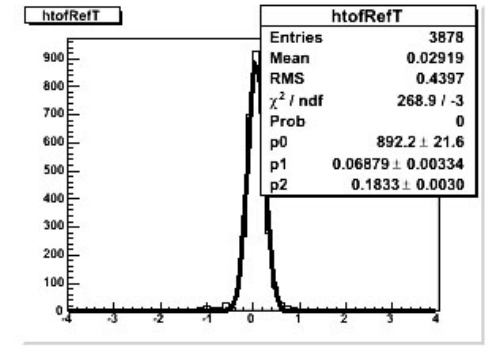
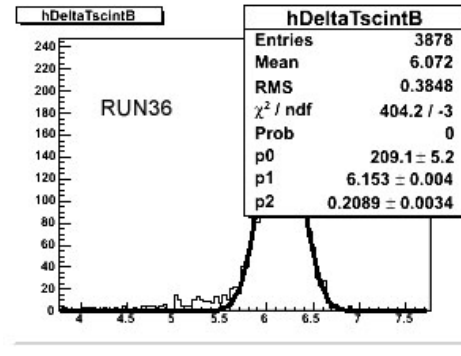
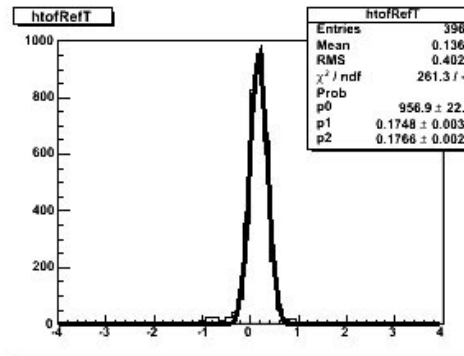
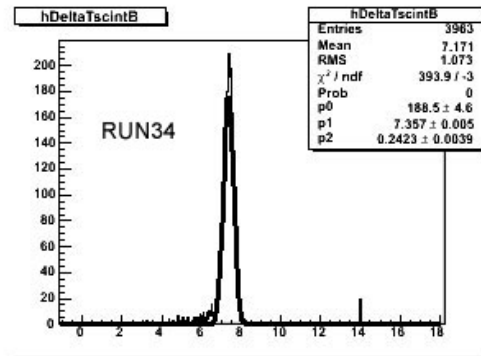
Annexe K : Histogrammes obtenues avec le banc de test « LED » avec correction de walk.

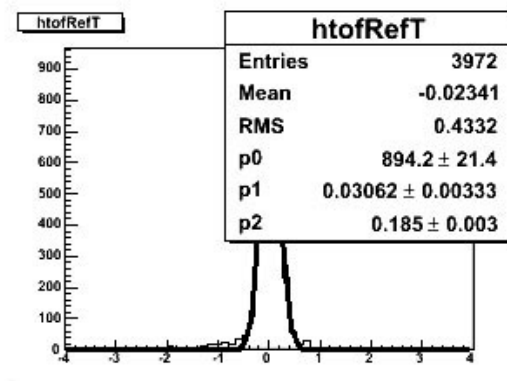
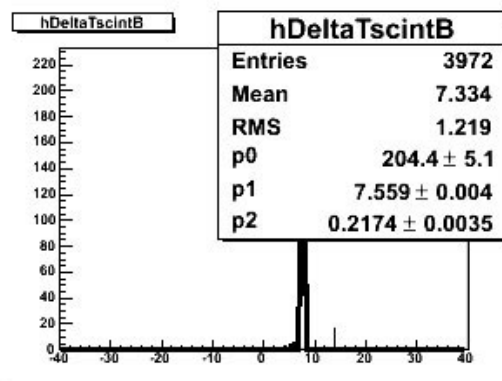
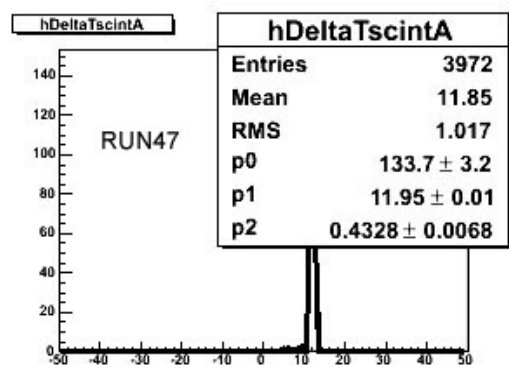
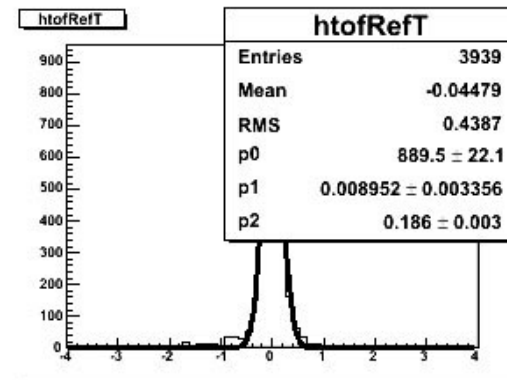
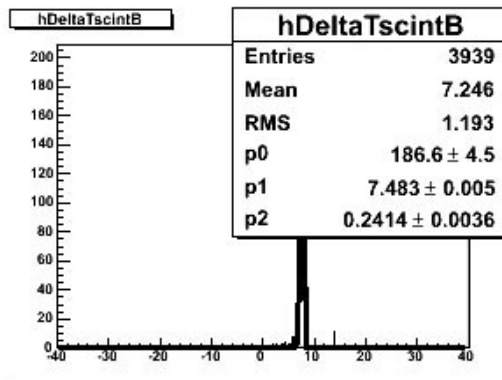
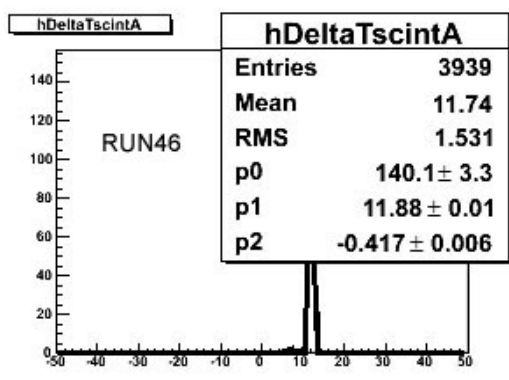
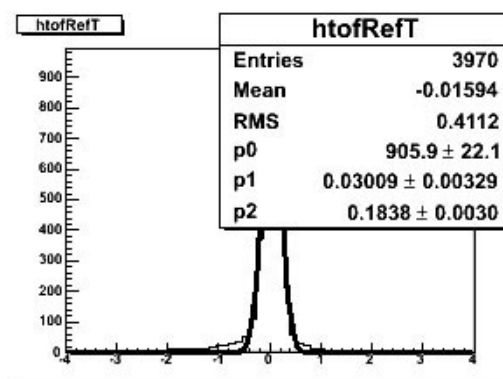
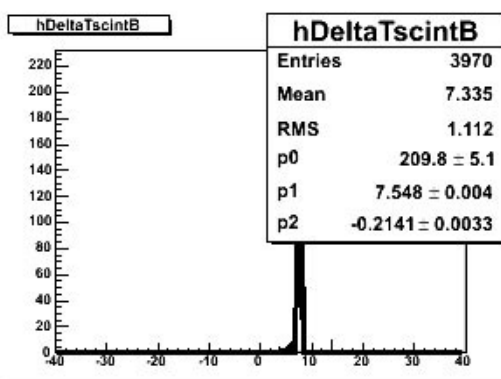
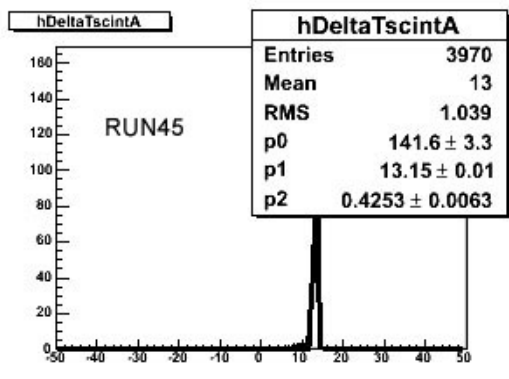


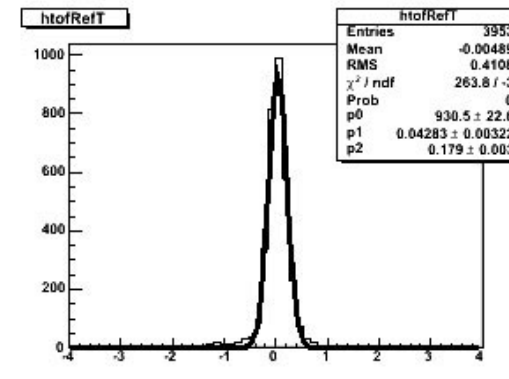
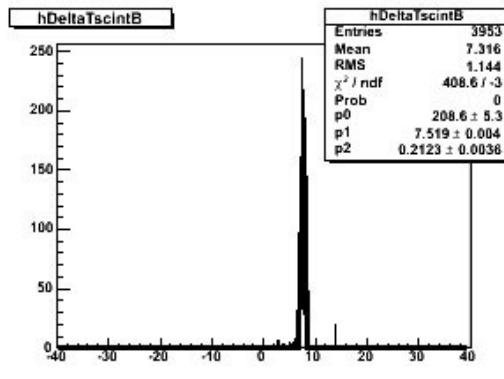
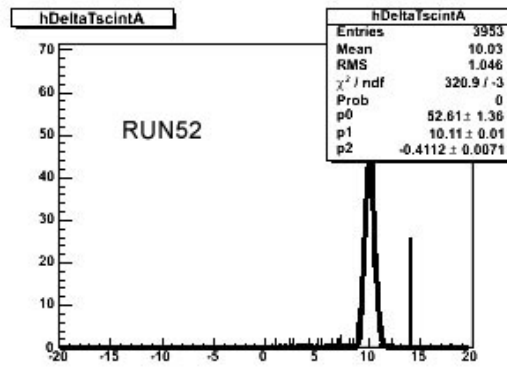
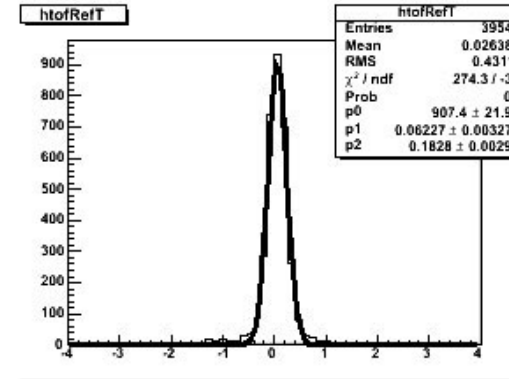
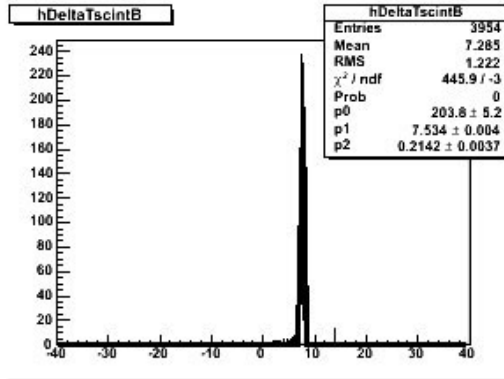
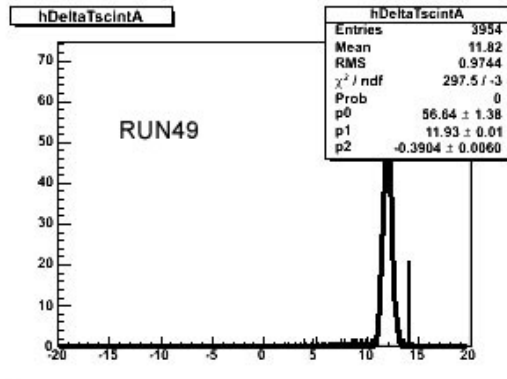
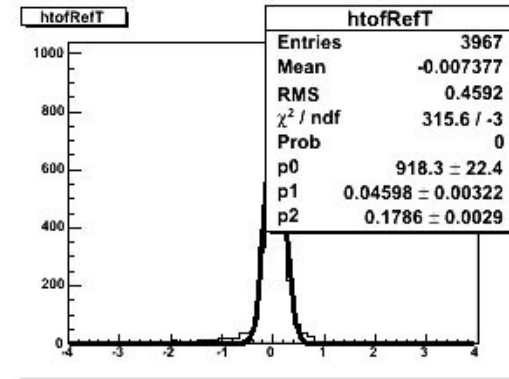
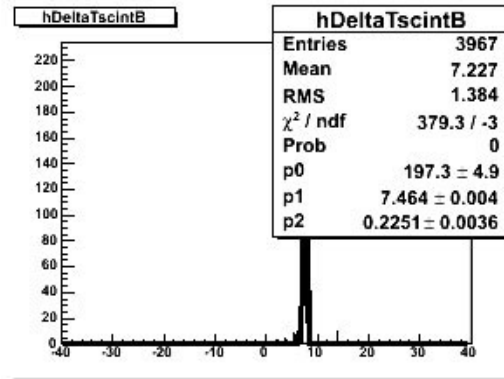
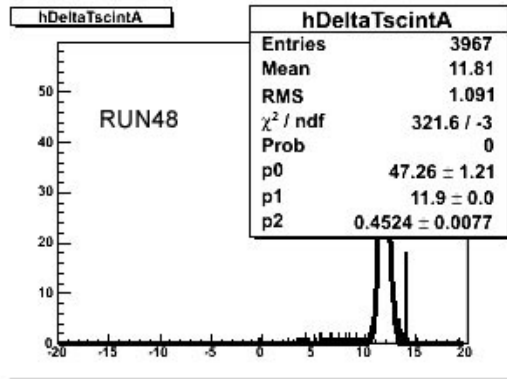
Annexe L : Spectres en temps de T_{tot} et T_{ToF} (méthode Giles *et al.*)

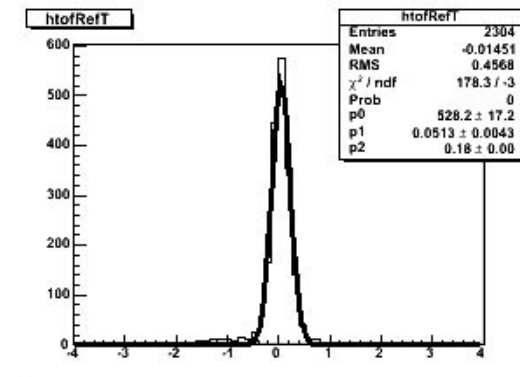
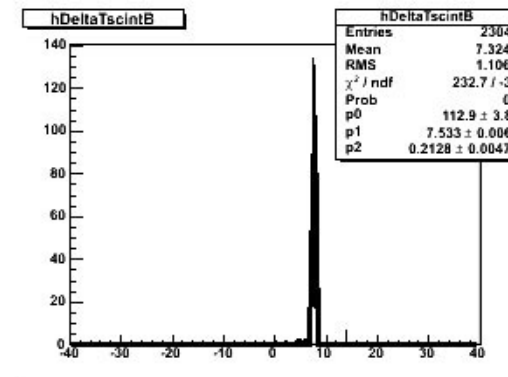
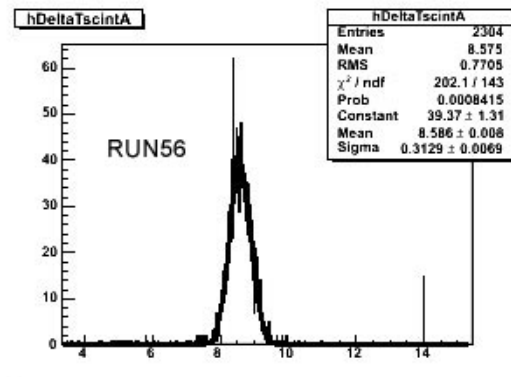
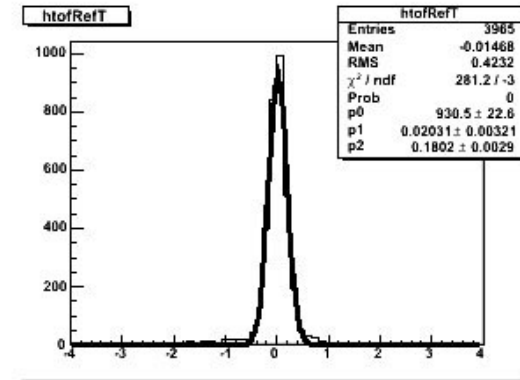
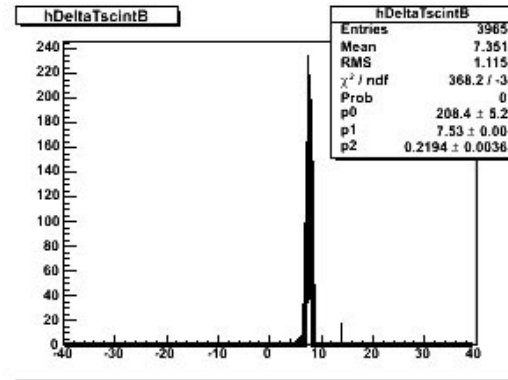
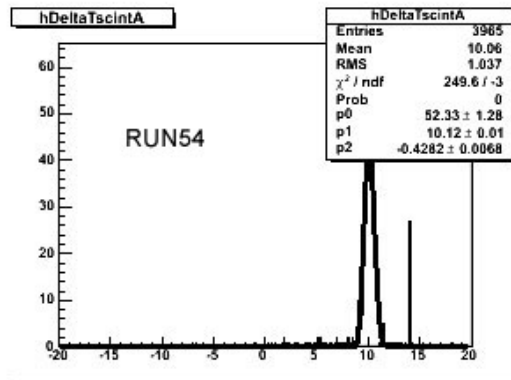
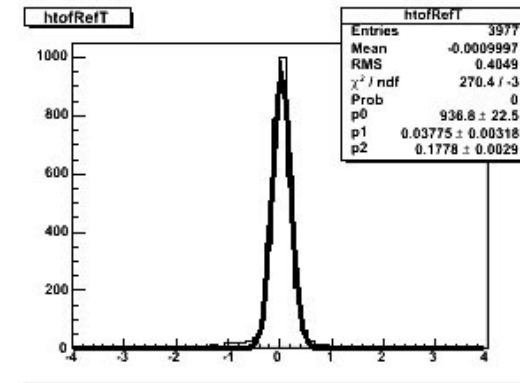
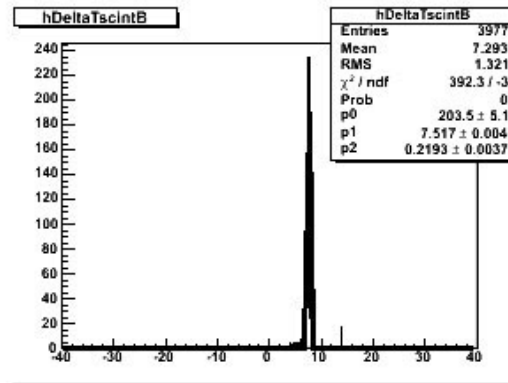
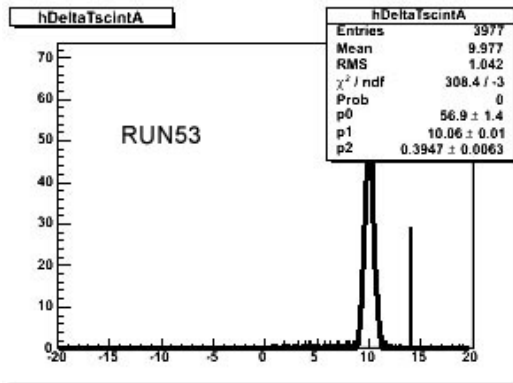


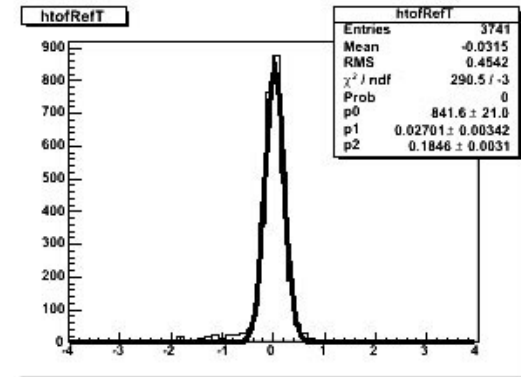
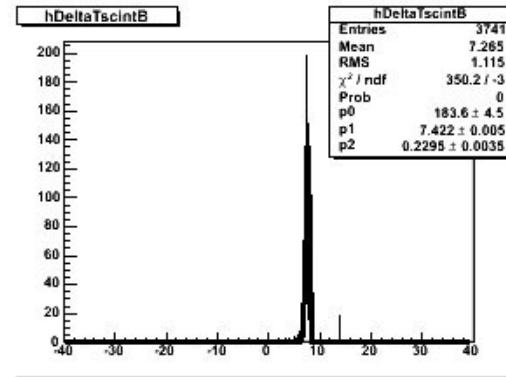
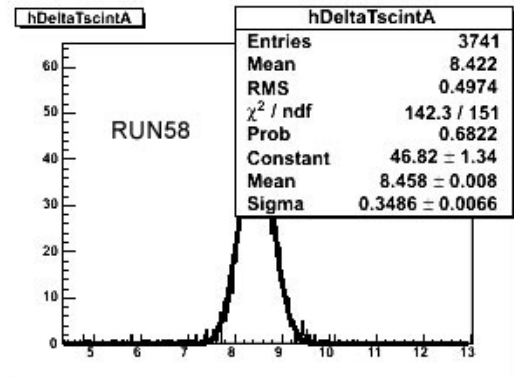
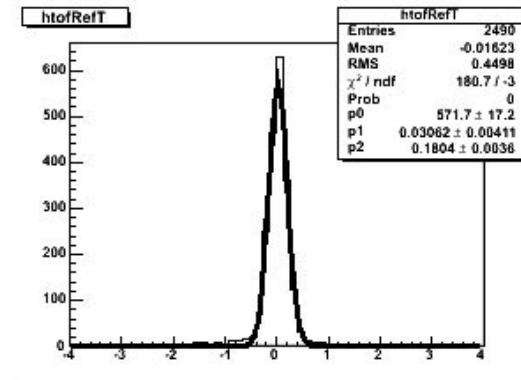
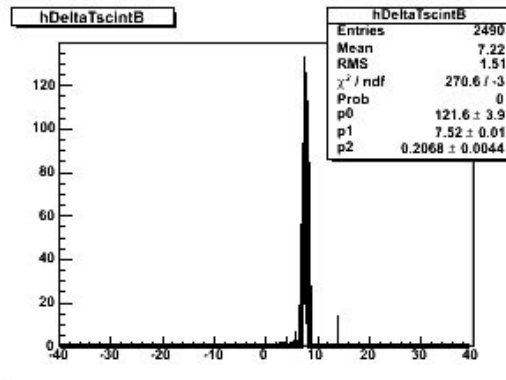
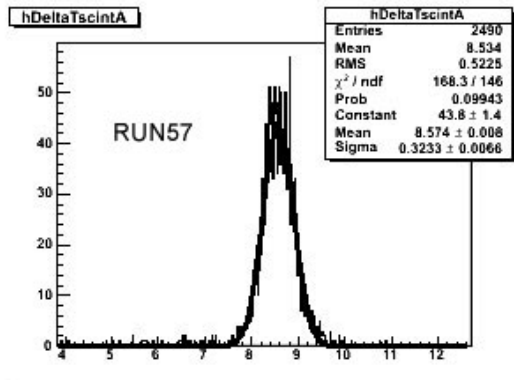


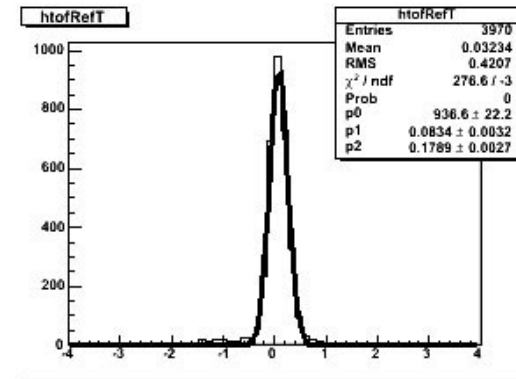
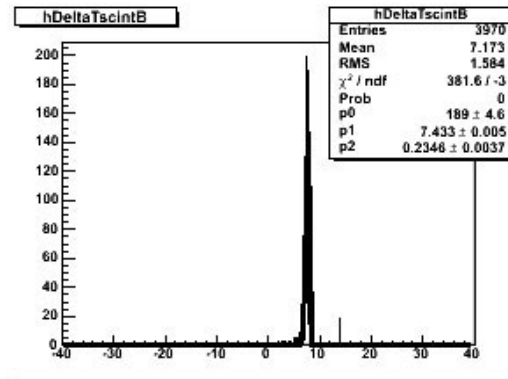
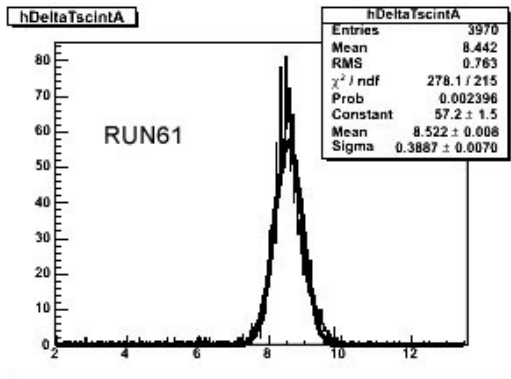
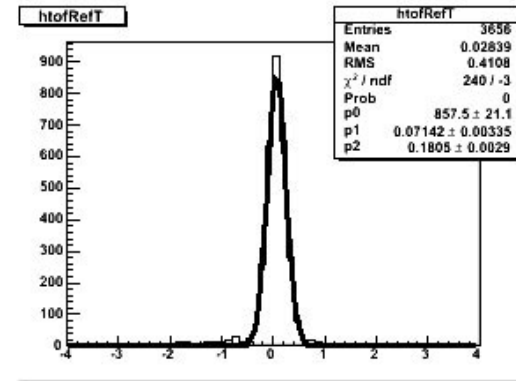
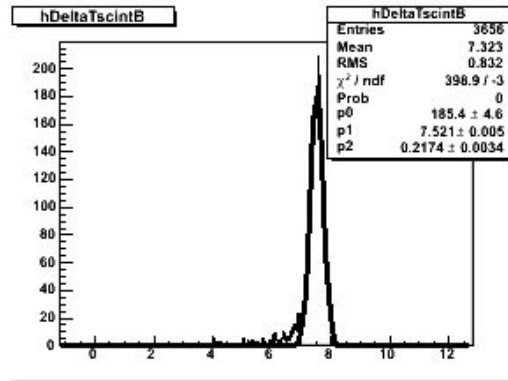
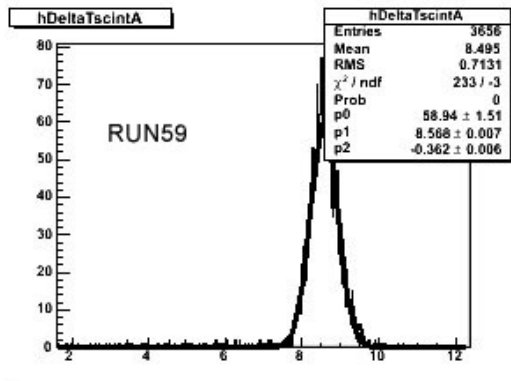












Bibliographie :

- [1] : S. KOX et J-M. LE GOFF, A la poursuite du spin manquant. *La recherche*, novembre 2005, n°391, p.52-55.
- [2] : S. PROCUREUR, *Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon par la production de hadrons à grande impulsion transverse à COMPASS*. Thèse de doctorat en sciences. PARIS : Université Paris XI, 2006.
- [3] : N. D'HOSE, "Expression of Interest" déposé au CERN, SPSC-2005-007 et SPSC-EOI-005.
- [4]: H.A. BETHE and W. HEITLER, Proc. Roy. Soc. A146, 83 (1934).
H.A. BETHE, Proc. Cambridge Phil. Soc. 30, 542 (1934).
- [5] : K. HAGIWARA *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physical Review **D 66**, 010001 (2002).
- [6]: L.D. LANDAU, J. Exp. Phys. (USSR) 8, 201 (1944).
- [7]: P.V. VAVILOV, Sov. Phys. JETP 5, 749 (1957).
- [8] : Caractéristiques scintillateurs BICRON, <http://www.detectors.saint-gobain.com>.
- [9] : G. PIETRI, *Photomultiplicateurs*, documentation Philips composants (1990).
- [10] : F. SENEÉ, *Procédure habillage des scintillateurs* (2006).
- [11] : F. SENEÉ, *Procédure de fabrication des guides de lumière torsadés* (2006).
- [12] : Spécifications colle otique STYCAST 1269A, <http://emersoncuming.com> .
- [13] : J. MARRONCLE, Discussion avec P. VERNIN à propos du mu-métal.
- [14] : Spécifications XP2020, XP20H0, XP4512 de Photonis, <http://www.photonis.com> .
- [15] : R. CHIPAUX, *Measurement of optical properties of the "3M" film*, SED_GLAST_N5600038PA, (2001).
- [16] : J. MARRONCLE, Questions posées par téléphone à P. LAVOUTE de Photonis (2005).
- [17] : M. MOSZYNSKI, *Prospects for new fast photomultipliers*, NIM A337 (1993).
- [18] : Spécifications ADC Lecroy 2249, <http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/main/Lcrynim/2249w-spec.htm>.
- [19] : <http://ROOT.cern.ch> (site de ROOT, téléchargement et documentation en ligne).
- [20] : Formation ROOT pour débutant (document interne PDF).
- [21] : F. GUIBERT, *Cahier de stage* (2005).
- [22]: M. ANFREVILLE, *CMS-Ecal Monitoring*, 6C4610N 059D00 (2000).

- [23] : V. DA PONTE PUIILL, *Participation à l'étude de la calibration du calorimètre électromagnétique CMS et à l'étude de photodiodes à avalanches*, Thèse de doctorat en sciences. 1999.
- [24] : M. BERTOLACCINI, S. COVA and C. BUSSOLATTI, Proc. Nucl. Electr. Symp., Versailles, France (1968).
- [25] : D. BRETON, E. DELAGNES et M. HOURY, *Very High Dynamic Range and High-Sampling Rate VME Digitizing Boards for Physics Experiments*. IEEE Transactions on Nuclear Science, Rome (Italie), Octobre 2004.
- [26] : E. BURTIN, Communication privée (2007).
- [27] : L. MOSSE, *Etude de la diffusion Compton virtuelle dans le régime profondément inélastique pour le dispositif expérimental COMPASS*. Thèse de doctorat en sciences. PARIS : Université Paris XI, 2002.
- [28] : V. GORGE, *Méthode pour une détermination de la résolution du temps de vol des protons par le prototype muREX*, 2006.
- [29] : R.T. GILES *et al.*, *Tests of conventional and microchannel plate photomultipliers as components of a scintillation time-of-flight system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A252** (1986).

Liste des figures:

FIG. 1.1 - Vue schématique du confinement de la matière.....	11
FIG. 1.2 - Les familles de particules	13
FIG. 1.3 - Situation géographique de l'accélérateur SPS au CERN pour le spectromètre COMPASS dans l'anneau du grand collisionneur de hadron (LHC).	13
FIG. 1.4 - Processus d'interaction d'un muon avec les quarks et les gluons de la cible par échange d'un photon.	14
FIG. 1.5 - Vue schématique du spectromètre COMPASS [2].	15
FIG. 1.6 - Processus d'interactions DVCS [3].	16
FIG. 1.7 - Du détecteur de recul final au prototype muREX.....	17
FIG. 2.1 - Une tentative de visualisation des spins du nucléon et des ses composants : Les spins des quarks, des gluons échangés entre les quarks, ainsi que du moment orbital doivent se combiner pour aboutir à la valeur du spin du nucléon : $\frac{1}{2}$	21
FIG. 2.2 - Représentation de γ en fonction de β	22
FIG. 2.3 - Variation de p en fonction de β	22
FIG. 2.4 - Variation de la perte d'énergie par unité de longueur dans la matière en fonction de $\beta\gamma$ (formule de Bethe et Bloch) [5].	26
FIG. 2.5 - Histogramme de la perte d'énergie de particules chargées et l'ajustement (Fit en Anglais) par une fonction de Landau.	27
FIG. 3.1 - Spectre d'émission d'un scintillateur plastique BC-408 [8].	30
FIG. 3.2 - Cas possibles pour la transmission du signal dans un scintillateur plan.	30
FIG. 3.3 - Préparation d'un scintillateur de muREX avant son habillage par un film réfléchissant .	31
FIG. 3.4 - Le scintillateur est recouvert complètement par le film réfléchissant	31
FIG. 3.5 - Puis il est emballé par un papier opaque noir.	31
FIG. 3.6 - Guide de lumière torsadé.	32
FIG. 3.7 - Guide de lumière tronconique avec son habillage.	32
FIG. 3.8 - Collage d'un guide de lumière sur son scintillateur.....	32
FIG. 3.9 - Influence des indices des différentes interfaces sur l'acheminement de la lumière.	33
FIG. 3.10 - Vue éclatée des accessoires d'un PMT avec son guide de lumière	33
FIG. 3.11 - Exemple de sensibilités spectrales de la photocathode de deux types de PMT (XP2020 et XP4512) en fonction de la longueur d'onde des photons incidents [14]. La valeur à 532 nm correspond à la longueur d'onde du laser qui sera utilisé pour l'étalonnage de muREX ainsi que pour son dimensionnement en puissance.	35
FIG. 3.12 - Constitution générale d'un photomultiplicateur.....	35
FIG. 3.13 - Courbes de gain de trois PMT (XP2020, XP4512 et XP20H0) en fonction de la valeur absolue de la haute tension en échelle log. Les courbes A, B et C dépendent du diviseur de tension utilisés. Nous avons travaillé avec le type A [14].	36
FIG. 3.14 - Schéma électrique d'un PMT.	36
FIG. 3.15 - Schéma montrant les différences de temps de transit entre la photocathode et la première dynode.	37
FIG. 3.16 - Densité de probabilité du temps de transit d'une impulsion anodique consécutive à l'émission d'un photo-électron.	37
FIG. 3.17 - Évaluation expérimentale du temps de transit.	38
FIG. 3.18 - Impulsion de tension prélevée directement sur le circuit de charge d'anode d'un XP2020 avec un oscilloscope.	40
FIG. 3.19 - Principe de la mesure de temps de vol lorsqu'une particule chargée traverse deux compteurs lus à leurs extrémités par des PMT: cas de muREX.	41
FIG. 4.1 - Graphique montrant l'énergie déposée dans le scintillateur B en fonction de la vitesse relative de la particule. Les cercles vides représentent les pions et les cercles pleins les protons. La variation de couleur représente les différents angles d'émission compris entre 25° et 75° par pas de 10°	45

FIG. 4.2 - Graphe montrant l'énergie déposée dans le scintillateur A en fonction de l'énergie déposée dans le B avec les mêmes conventions angulaires que précédemment.....	46
FIG. 4.3 - Géométrie transverse des scintillateurs afin que les plans de côté ne soient pas au centre de la cible.....	46
FIG. 4.4 - Détails de la section transverse des scintillateurs de muREX.....	46
FIG. 4.5 - Schéma de parcours des photons après émission avec ou sans film réfléchissant.....	47
FIG. 4.6 - Spectre de réflectivité des deux échantillons de films Vikuiti pour différents emplacements ainsi que pour un film en mylar aluminisé.....	47
FIG. 4.7 - Transmission des photons en fonction de la distance parcourue dans un guide de lumière torsadé de type A.....	48
FIG. 4.8 - Transmission de photons en fonction de la distance parcourue dans les deux guides de lumière de type B : torsadés et tronconiques.....	49
FIG. 4.9 - Géométrie des dernières dynodes, position de l'anode et de l'écran grille.....	50
FIG. 4.10 - Châssis d'électronique utilisé pour les tests d'interfaces et le choix du laser.....	52
FIG. 4.11 - Schéma de principe des tests d'interfaces et de choix d'un laser.....	53
FIG. 4.12 - Visualisation d'un spectre ADC sous ROOT.....	54
FIG. 4.13 - Copie d'écran du software CAMDA avec 3 spectres ADC (nombre de coups en fonction du canal ADC).....	55
FIG. 4.14 - Deux spectres ADC obtenus avec des muons cosmiques pour une interface PMT/guide en lame d'air et simple contact.....	56
FIG. 4.15 - Exemple de spectres ADC du PMT _{réf} et du PMT _{interface} avec le laser vert pour une interface entre le PMT et le guide de lumière en graisse optique.....	57
FIG. 4.16 - Rendement lumineux normalisé pour 5 interfaces PMT/guide de lumière et pour 2 sources.....	58
FIG. 4.17 - Principe de l'étalonnage en temps de muREX par un laser.....	59
FIG. 4.18 - Dispositif d'injection de la lumière dans le scintillateur.....	60
FIG. 4.19 - Dispositif expérimental de la mesure de la longueur d'atténuation d'un scintillateur.....	60
FIG. 4.20 - Spectres ADC du PMT _{interface} et du PMT _{réf} en position 2 pour la fibre 0.....	62
FIG. 4.21 - Distance entre les deux positions d'injection de la lumière dans le scintillateur.....	64
FIG. 4.22 - Courbe de transmission de la lumière dans le scintillateur de test (longueur d'atténuation=57 cm) en fonction de la distance parcourue.....	65
FIG. 4.23 - Schéma électrique de la boîte de commande du laser.....	69
Tableau 4.14 - Comparaison des caractéristiques catalogue et des caractéristiques propres du laser reçu.....	69
FIG. 4.24 - Schéma de principe du harnais composé de 19 fibres HCG200 de 20m de longueur gainées et du corps qui permet de leur injecter simultanément la lumière laser par l'intermédiaire d'une sphère diffusante.....	70
FIG. 4.25 - Dispositif complet pour l'étalonnage laser de muREX.....	70
FIG. 5.1 - Gabarit de montage pour le formage des guides courbés à 11 degrés.....	73
FIG. 5.2 - Formage des torsades avec un générateur d'air chaud.....	73
FIG. 5.3 - Polissage des cylindres qui serviront d'interface avec le PMT.....	73
FIG. 5.4 - Efficacité du polissage.....	73
FIG. 5.5 - Spectre du photo-électron unique.....	75
FIG. 5.6 - Spectre en énergie d'une source gamma de 137Cs mesuré par l'intermédiaire d'un cristal LSO placé directement sur la fenêtre d'un XP20Y0.....	75
FIG. 5.7 - Photos des deux types de guides de lumière : un long avec son PMT sans emballage et un emballage de film aluminium et un guide court emballé avec du téflon.....	76
FIG. 5.8 - Spectres en énergie d'une source gamma de 137Cs mesurés par l'émission de lumière d'un cristal LSO couplé sur le guide de lumière long et pour trois habillages différents.....	76
FIG. 5.9 - Spectres en énergie d'une source gamma de 137Cs mesurés par l'émission de lumière d'un cristal LSO couplé sur le guide de lumière court et pour trois habillages différents.....	76
FIG. 5.10 - Schéma de principe des tests de l'influence des guides de lumière sur la résolution temporelles et du système d'acquisition des données.....	79

FIG. 5.11 - Spectre de la différence des temps des deux détecteurs pour une source de ^{22}Na sans guide de lumière.....	80
FIG. 5.12 - Cadre de maintien des compteurs de type A.....	82
FIG. 5.13 - Manipulation des compteurs B.....	82
FIG. 5.14 - Graphe montrant la linéarité du PMT du compteur A2down. Les triangles blancs sont pris pour la droite de régression, les triangles noirs sont ignorés.....	83
FIG. 6.1, 6.2 et 6.3 - Exemple de deux doigts D0 et D5, les scintillateurs véto et les télescopes de faisceau.....	86
FIG. 6.4 - Vue en perspective du prototype complet.....	86
FIG. 6.5 - Vue de dessus du prototype muREX.....	87
FIG. 6.6 - Exemple de répartition d'un signal de PMT dans les différents modules électroniques.....	89
FIG. 6.7 - Les quatre combinaisons possibles de coïncidence entre les A et les B.....	89
FIG. 6.8 - Capture d'écran de l'interface du programme Matacq. On peut voir la forme des signaux avec leurs points toutes les nanosecondes, marquant l'échantillonnage du signal.....	90
FIG. 6.9 - Schématisation de l'effet de walk par l'approximation des triangles.....	91
FIG. 6.10 - Organigramme du programme d'analyse des données.....	93
FIG. 6.11 - muREX au CERN dans sa configuration d'étalonnage.....	94
FIG. 6.12 - Système de déclenchement en phase d'étalonnage.....	95
FIG. 6.13 - Histogrammes pour la détermination de la vitesse effective de la lumière dans les scintillateurs.....	96
FIG. 6.14 - Graphe de Δx en fonction de x géométrique.....	96
FIG. 6.15 - Spectres de la position reconstruite après ajustement des offsets en temps.....	97
FIG. 6.16 - Charge déposée pour les compteurs A2 et B1 de la Matacq M3 en HV6 (position 2 des doigts).....	97
FIG. 6.17 - Histogrammes du temps de vol des quatre couples de compteurs ou Matacq pour le couple de doigts D0-D5.....	99
FIG. 6.18 - Résolution sur le ToF en HV1 avec seuil fixe, correction linéaire et correction de walk pour chaque couple de doigts.....	100
FIG. 6.19 - Résolution sur le ToF en HV1 avec seuil fixe, correction parabolique et correction de walk pour chaque couple de doigts.....	100
FIG. 6.20 - Résolution sur le ToF en HV1 avec CFD et correction parabolique chaque couple de doigts.....	101
FIG. 6.21 - Résolution sur le ToF en HV6 avec seuil fixe, correction parabolique et correction de walk pour chaque couple de doigts.....	102
FIG. 6.22 - Résolution sur le ToF en HV6 avec CFD et correction parabolique pour chaque couple de doigts.....	102
FIG. 6.23 - Ecarts entre la position réelle et la position reconstruite en run laser et pour chaque compteur avec un seuil variable et une correction parabolique. L'abscisse correspond à la position géométrique de l'injection laser.....	103
FIG. 6.24 - Histogrammes des amplitudes du compteur A1 de la Matacq 0 en acquisition laser.....	104
FIG. 6.25 - Résolution sur le ToF en HV6 en run laser sans correction de walk, avec correction de walk et avec un seuil variable pour une correction parabolique.....	104
FIG. 6.26 - Histogrammes des amplitudes pour les compteurs B1 et A2 en acquisition de données avec les muons du faisceau pour la Matacq 3 (histogrammes en gris : PMT up et en blanc : PMT down).....	105
FIG. 6.27 - Histogrammes des amplitudes pour les compteurs B1 et A2 en acquisition de données avec le laser pour la Matacq 3 (histogrammes en gris : PMT up et en blanc : PMT down).....	105
FIG. 6.28 - Dépôt d'énergie dans le scintillateur B ₀ , vu côté down, pour un muon ayant traversé les doigts 0 et 5.....	106
FIG. 6.29 - Loi montrant la variation des pertes dE/dx dans un scintillateur plastique en fonction de l'épaisseur traversée par un muon de 160 GeV sous incidence normale.....	106
FIG. 6.30 - Graphe de la perte d'énergie dans un compteur A (E_A) en fonction de celle dans un compteur B (E_B) montrant l'effet des seuils sur le bruit de fond.....	108

FIG. 6.31 - Système de déclenchement en phase physique.....	108
FIG. 6.32 - Principe de déplacement à distance de la cible.....	109
FIG. 6.33 - Schéma de principe des trois positions des télescopes de faisceau par rapport à la cible.	109
FIG. 6.34 - Taux de comptage en fonction de la position des télescopes de faisceau sur la cible....	110
FIG. 6.35 - Perte d'énergie dans un B en fonction du β pour 8 heures de données.	110
FIG. 7.1 - Banc de tests « LED ».....	112
FIG. 7.2 - Impulsions de tension prélevées directement sur le circuit de charge d'anode du PMT de référence et du PMT de test pour la LED comme source de lumière.	112
FIG. 7.3 - Impulsions de tension prélevées directement sur le circuit de charge d'anode du PMT de référence et du PMT de test pour laser comme source de lumière.....	113
FIG. 7.4 - Copie d'écran des trois signaux envoyés au module TDC en mode LED: le COMSTART, le signal discriminé du PMT de référence et le signal discriminé du PMT de test.	114
FIG. 7.5 - Schéma de principe des mesures effectuées sur les différents PMT de muREX.....	115
FIG. 7.6 - Courbe d'étalonnage du module TDC.....	116
FIG. 7.7 - Copie d'écran des trois signaux envoyés au module ADC en mode LED : la GATE, le signal du PMT de référence et le signal du PMT de test.	117
FIG. 7.8 - σ laser en ps pour une intensité lumineuse croissante.	119
FIG. 7.9 - Graphe des mesures de résolution temporelle réalisées sur le PMT de référence en fonction de l'ADC et de l'amplitude.	119
FIG. 7.10 - Graphe des mesures de l'ADC réalisées sur la référence pour différents filtres normalisé par l'amplitude donnée par l'oscilloscope.	120
FIG. 7.11 - Graphe des résolutions en temps des PMT du compteur A0 (XP20H0) obtenues pour différentes quantité de lumière.	121
FIG. 7.12 - Graphe des résolutions en temps de deux XP2020 obtenues pour différentes quantité de lumière.	122
FIG. 7.13 - Graphe des résolutions en temps d'un XP4512 obtenues pour différentes quantité de lumière.	123
FIG. 7.14 - Graphe de la différence des résolutions en temps obtenues avec et sans correction de walk en fonction de la charge ADC.	123
FIG. 7.15 - Banc de tests compteurs.....	124
FIG. 7.16 - Trajectoires possibles des particules.....	125
FIG. 7.17 - Schéma de principe du banc de tests des compteurs de muREX.	126
FIG. 7.18 - Principe de la méthode Giles et Al.	126
FIG. 7.19 – Distributions de charge, d'amplitude et de temps obtenues en position centrale avec le B0 et le A2.....	129
FIG. 7.20 - Valeurs des MPV obtenues par lissage de la distribution de charge par une distribution de Landau pour chaque position du trigger et pour chaque PMT du compteur A2 en Vikuiti et Aluminium et lissé par une fonction exponentielle.	129
FIG. 7.21 - Longueur d'atténuation des trois compteurs côté up et down pour deux habillages. ..	131
FIG. 7.22 - Résolution sur le temps T_{TOF} pour chaque mesure.	131
FIG. 7.23 - Résolution temporelle du compteur A2 avec deux types de PMT pour un habillage Vikuiti et avec un PMT XP20H0 pour deux habillages.....	132
FIG. 7.24 - Résolution en temps des compteurs B0 et B1 en Vikuiti et Aluminium.....	133
FIG. 8.1 - Installation au CERN de RPD à l'automne 2007.....	136

Liste des tableaux :

<i>Tableau 1.1 - Caractéristiques des interactions fondamentales.</i>	12
<i>Tableau 2.1 - Exemple de masse de différentes particules en MeV/c².</i>	24
<i>Tableau 2.2 - Principaux paramètres du muon cosmique.</i>	24
<i>Tableau 3.1 - Caractéristiques typiques des photocathodes [9].</i>	34
<i>Tableau 3.2 - Valeurs caractéristiques de temps de transit et de résolution temporelle pour six types de photomultiplicateurs.</i>	39
<i>Tableau 3.3 - Résultats des résolutions relatives sur l'impulsion pour des résolutions sur le temps de vol de 200 et 300 ps avec des protons émis à 30 et 90 degrés.</i>	44
<i>Tableau 4.1 - Récapitulatif de la proportion de lumière de scintillation provenant d'un cristal de CsI(Tl) qui sera réfléchi par les deux échantillons de films 3M et du mylar aluminisé.</i>	48
<i>Tableau 4.2 - Résultats obtenus en résolution temporelle pour des PMT disposant d'un écran grille.</i>	51
<i>Tableau 4.3 - Résultats du rendement lumineux obtenus pour différentes interfaces en muons cosmiques.</i>	57
<i>Tableau 4.4 - Résultats du rendement lumineux obtenus pour différentes interfaces en muons cosmiques.</i>	58
<i>Tableau 4.5 - Résultats des mesures de rendement lumineux obtenus pour deux fibres optiques et pour trois positions.</i>	61
<i>Tableau 4.6 - Résultats des valeurs ADC avec et sans filtre optique afin de déterminer le coefficient τ d'atténuation de la lumière.</i>	62
<i>Tableau 4.7 - Résultats des valeurs ADC avec correction de l'atténuation afin de déterminer le coefficient ε d'atténuation du signal ADC.</i>	63
<i>Tableau 4.8 - Récapitulatif des résultats obtenus en canal ADC pour les trois positions et les trois fibres optiques.</i>	63
<i>Tableau 4.9 - Transmission et atténuation de la lumière pour les deux positions et les deux fibres optiques.</i>	64
<i>Tableau 4.11 - Résultats de la quantité de lumière transmise dans le scintillateur de test injecté en position 2 et à 200 c (cette longueur correspondant au centre d'un scintillateur de type B de muREX).</i>	65
<i>Tableau 4.12 - Résultats du nombre de photons reçu par les PMT dans les trois positions d'injection de la lumière et pour les deux fibres optiques.</i>	66
<i>Tableau 4.13 - Caractéristiques de différentes sources lumineuses disponibles dans le commerce.</i>	68
<i>Tableau 4.14 - Comparaison des caractéristiques catalogue et des caractéristiques propres du laser reçu.</i>	69
<i>Tableau 5.1 - Paramètres du photomultiplicateur choisi pour les tests de rendement lumineux et de résolution temporelle des guides de lumière de muREX.</i>	74
<i>Tableau 5.2 - Résultats du rendement lumineux des deux guides de lumière adaptés aux scintillateurs A et pour trois emballages différents.</i>	77
<i>Tableau 5.3 - Résultats du rendement lumineux des deux guides de lumière adaptés aux scintillateurs B.</i>	77
<i>Tableau 5.4 - Récapitulatif des résultats des rendements lumineux des guides de lumière adaptés aux scintillateurs A et B et de la contribution de leur longueur.</i>	78
<i>Tableau 5.5 - Influence sur la résolution temporelle des types de guides de lumière adaptés aux scintillateurs A.</i>	80
<i>Tableau 5.6 - Influence sur la résolution temporelle des types de guides de lumière adaptés aux scintillateurs B.</i>	81
<i>Tableau 5.7 - Résultats des hautes-tensions de fonctionnement des compteurs de muREX en condition de faisceau obtenus avec des muons cosmiques.</i>	83

<i>Tableau 6.1 - Combinaisons des quatre couples de scintillateurs sur les cartes Matacq.....</i>	<i>89</i>
<i>Tableau 6.2 - Longueurs d'atténuation des cinq compteurs pour une haute tension numéro une et pour l'acquisition de données numéro 180.....</i>	<i>98</i>
<i>Tableau 6.3 - Longueurs d'atténuation des cinq compteurs pour une haute tension numéro six et pour quatre acquisitions de données numéro 380, 396, 398 et 402.....</i>	<i>98</i>
<i>Tableau 6.4 - Différentes valeurs du coefficient d'étalonnage en énergie α pour le scintillateur B0 de la Matacq 1.</i>	<i>107</i>
<i>Tableau 7.1 - Etalonnage en temps du module TDC utilisé pour les tests.</i>	<i>116</i>

Résumé

Après l'étude de la contribution des gluons au spin du nucléon par l'expérience COMPASS, l'avenir de la physique hadronique se dessine à étudier les distributions de partons généralisées accessibles pour mesurer la contribution du moment orbital des quarks et des gluons au spin du nucléon aux moyens de réactions exclusives. La plus propre est la réaction de diffusion Compton virtuelle en régime profondément inélastique (DVCS) dans laquelle un muon diffuse sur une cible de proton et produit un photon. La détection du proton nécessite la construction d'un détecteur de recul. Un prototype de ce détecteur (muREX) d'un secteur angulaire de 30 degrés par rapport au détecteur final sera construit afin d'évaluer la technique de détection de protons de faible impulsion avec une résolution comprise entre 2 et 10 %. Ce qui correspond à une résolution temporelle de l'ordre de 200 ps. La méthode employée est une mesure de temps de vol entre deux détecteurs à scintillation chacun constitués de scintillateurs plastiques, de guides de lumière ainsi que de photomultiplicateurs. Ces éléments seront dimensionnés essentiellement par simulation afin de répondre aux besoins de la physique. Ils seront ensuite caractérisés afin d'optimiser notamment la collecte de la lumière : principal critère à une bonne résolution en temps d'un détecteur à scintillation. Pour cela différents bancs de tests ont été mis en place ainsi qu'une nouvelle électronique d'acquisition. Les résultats obtenus en conditions réelles sont prometteurs avec une résolution de l'ordre de 330 ps. Cependant, des efforts et des compromis seront certainement à trouver afin de valider ce détecteur de protons de recul fondé sur une mesure de temps de vol.

Abstract

After having measured the contribution of gluons to the nucleon spin using the COMPASS experiment, hadronic physics is now focusing on measuring the Generalized Parton Distribution in order to access the contribution of angular momentum of quark and gluons to the nucleon spin through the measurement of exclusive reactions. Deeply Virtual Compton scattering in which a muon scatters off a proton and produces a photon is the cleanest reaction for this study. The detection of this reaction requires the construction of a recoil detector. A prototype of this detector (muREX) has been built. It is a 30 degree sector of the full detector. The aim of this study was to validate the technique of low momentum proton detection with an accuracy of 2 to 10 % corresponding to a timing resolution of the order of 200 ps. The method used in this detector is to measure the time-of-flight between two scintillation counters made from scintillating material, light guides and photomultiplier tubes. These elements were specified according to simulations in order to fulfill the physics requirements. All elements were characterized to optimize the light collection which the principal criterion for good timing resolution in a scintillating counters. For this purpose various test benches and a dedicated data acquisition system were built. The resolution of the complete system was measured in real conditions and a result of about 330 ps was obtained. Although, efforts and compromises will have to be done in order to achieve full validation this recoil detector and the time-of-flight techniques.

Mots clés :

Temps de vol, détecteur à scintillation, photomultiplicateur, proton de recul

Keywords :

Time of flight, scintillation counter, photomultiplier tube, recoil detector.