

Introduction

I.1. Détecteurs à fibres

I.1.1. Historique

Les détecteurs à scintillation sont une des plus anciennes techniques utilisées en physique nucléaire et physique des particules. L'énergie perdue par les particules ionisantes en traversant le milieu scintillant est partiellement convertie en énergie lumineuse qui peut être détectée par un dispositif photosensible (oeil, tube photomultiplicateur, ...)

En 1957, Reynolds [Rey57] construit les premières fibres optiques scintillantes pour obtenir un détecteur à haute résolution spatiale. L'apparition des chambres à bulles, à étincelles et à fils a arrêté le développement des fibres scintillantes jusqu'au début des années '80 où elles retrouvent un nouvel intérêt qui ne s'est pas démenti depuis lors [Suf88].

I.1.2. Principe de fonctionnement

Les détecteurs à fibres sont une combinaison des scintillateurs et des fibres optiques. Une fibre scintillante est formée d'un coeur en matériau scintillant d'indice de réfraction élevé entouré d'une gaine non scintillante d'indice de réfraction plus faible.

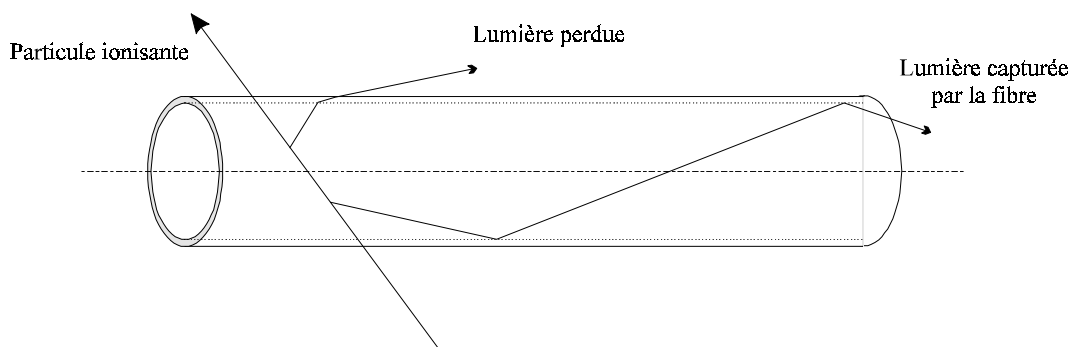


Figure I.1 : Lumière perdue et capturée par une fibre scintillante

Lorsqu'une particule ionisante traverse le coeur de la fibre, une fraction de l'énergie perdue est convertie en lumière (le processus de scintillation est décrit au chapitre 1). La lumière de scintillation, émise isotropiquement est partiellement capturée dans la fibre par ré-

flexion totale à l'interface coeur-gaine. Elle est ensuite guidée par la fibre optique jusqu'au photodétecteur situé à une extrémité (voir figure I.1).

I.1.3. Types de détecteurs

Il existe trois types de détecteurs à fibres :

- fibres plastiques scintillantes,
- fibres en verre scintillant,
- capillaires remplis de scintillateur liquide.

I.1.4. Propriétés requises du milieu scintillant [Bro86]

- Indice de réfraction

Le détecteur est basé sur le principe des fibres optiques. La fraction de lumière capturée augmente avec la différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine de la fibre. Il sera donc préférable de travailler avec des fibres dont l'indice de réfraction du coeur est le plus élevé possible. La figure I.2 représente le pourcentage de lumière capturée par la fibre en fonction de l'indice de réfraction du coeur [Mic90].

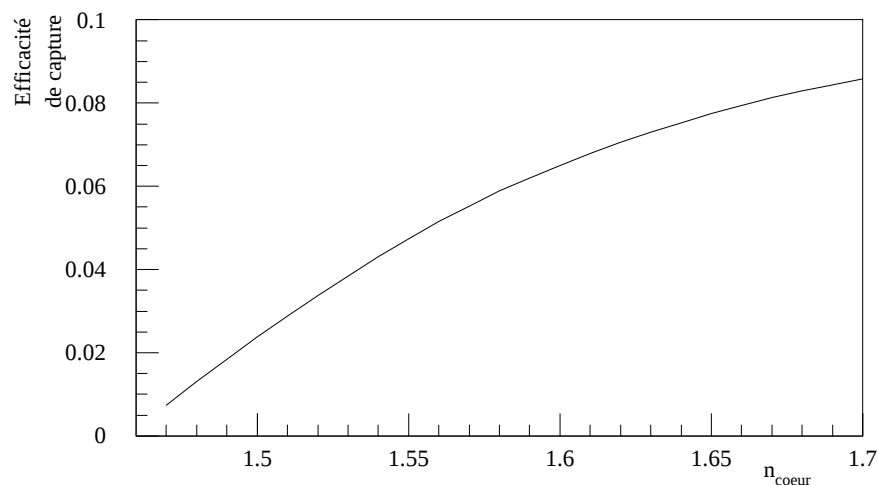


Figure I.2 : Efficacité de capture de la lumière dans une fibre en fonction de l'indice de réfraction du coeur ($n_{\text{gaine}} \equiv 1.46$)

-Décalage de Stokes et longueur d'atténuation

Dans les détecteurs à fibres, la lumière est conduite vers le photodétecteur par le milieu scintillant lui-même. Celui-ci doit donc être transparent à sa propre lumière pour pouvoir construire des détecteurs de grande dimension. Pour cela, le recouvrement entre le spectre d'émission et d'absorption du scintillateur doit être minimum (décalage de Stokes important). En outre, il faut éviter la présence d'impuretés dans le milieu, car elles peuvent aussi absorber la lumière de scintillation.

-Rendement lumineux

L'efficacité de conversion de l'énergie perdue par la particule en lumière doit être la plus importante possible pour pouvoir réduire le diamètre des fibres et garder la probabilité d'émission de lumière non négligeable.

- Temps de décroissance

Dans certaines expériences, le taux d'événements est élevé. Une réponse rapide des scintillateurs est nécessaire pour pouvoir séparer les signaux provenant d'événements successifs proches.

- Résistance aux radiations

Pour travailler dans des milieux où le débit de dose est important, le détecteur doit être résistant aux radiations et garder ses propriétés initiales, cela, tant pour la partie scintillante de la fibre que pour la gaine.

I.1.5. Applications des détecteurs à fibres

Les détecteurs à fibres connaissent à présent des nombreuses applications. Nous n'en citerons que quelques unes.

- Calorimètre :

Un calorimètre peut être construit en moulant des fibres scintillantes dans une matrice de plomb (Calorimètre spaghetti) [Son87] [Jon91].

- Profil de faisceau

Un hodoscope de petite dimension constitué de deux plans de fibres scintillantes orthogonales peut déterminer la forme d'un faisceau de protons de basse énergie [Lem95].

- Hodoscopes :

Les détecteurs à fibres sont utilisés comme trajectographes de haute résolution [Ans88][Jon91].

- Cible active

Un faisceau cohérent de capillaires remplis de scintillateur liquide peut être utilisé simultanément comme cible pour des neutrinos de haute énergie et comme hodoscope de haute résolution [Ang89] [Zac91] [Buo94][Höp95].

I.2. Buts de ce travail

I.2.1. Motivation : l'expérience CHORUS

Ce travail s'inscrit dans le cadre de l'expérience CHORUS au CERN [Jon91]. Son but est la recherche d'oscillations entre les deux familles de neutrinos ν_μ et ν_τ .

Ce changement de saveur constitue une explication plausible du déficit en neutrinos solaires observé par les expériences de Davis, Kamiokande, Gallex et SAGE.

Les limites actuelles pour les oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ sont :

$$\sin^2\theta_{\mu\tau} < 5 \cdot 10^{-3}, \Delta m^2 > 50 \text{ eV}^2$$

L'objectif de l'expérience est d'abaisser cette limite à :

$$\sin^2\theta_{\mu\tau} \approx 3 \cdot 10^{-4}, \Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$$

Les oscillations seraient mises en évidence par l'apparition d'un éventuel lepton τ dans un faisceau de neutrinos. A sa production, le faisceau ne contient que des neutrinos de la famille ν_μ . La présence d'un lepton τ est donc la signature d'une oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ suivie de la réaction $\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$.

Le concept de l'expérience repose sur la détection des caractéristiques topologiques de la *désintégration* du lepton τ et sur les contraintes cinématiques basées sur l'impulsion transverse manquante (p_t) emportée par le ν_τ produit lors de la désintégration du lepton.

Le court temps de vie de ce lepton ($\tau_\tau \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$, $c\tau_\tau \approx 100 \text{ }\mu\text{m}$) impose de travailler avec un détecteur de très haute résolution spatiale pour **voir** la trace du lepton dans la cible et observer ses produits de désintégration.

I.2.2. Description du détecteur

L'expérience utilise le faisceau neutrinos à large bande de l'accélérateur SPS du CERN. Le détecteur est constitué de quatre parties principales :

- la zone cible,
- l'aimant hexagonal,
- le calorimètre à haute résolution,
- le spectromètre à muons.

L'ensemble du détecteur est représenté à la figure I.3.

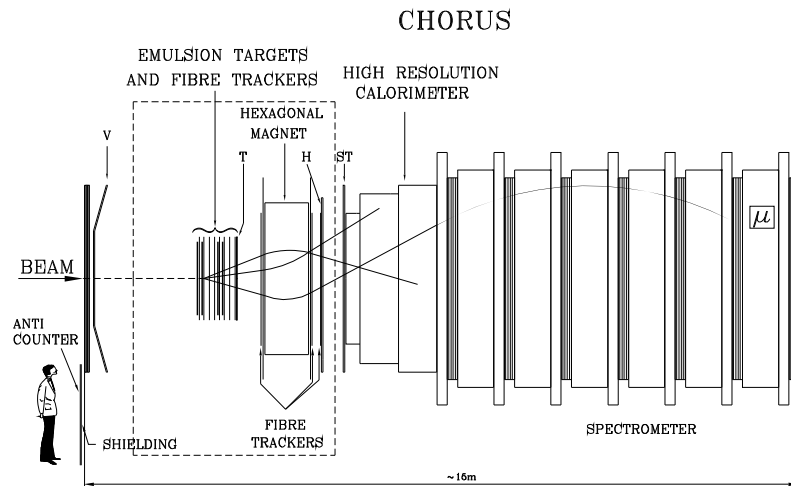


Figure I.3 : Le détecteur CHORUS

I.2.2.1. Zone cible

La cible principale est constituée de 230 litres d'émulsion photographique (800 kg) répartis en quatre empilements de $1.44 \times 1.44 \text{ m}^2$ de surface et 2.75 cm d'épaisseur. Des hodoscopes plans à fibres optiques scintillantes et de haute résolution spatiale sont insérés entre les empilements d'émulsion pour prédire la position du vertex des événements candidats et limiter le volume d'émulsion à analyser.

I.2.2.2. Aimant hexagonal

Un aimant sans fer est situé peu après la région cible pour déterminer la charge et la quantité de mouvement des particules chargées avant leur entrée dans le calorimètre.

L'aimant est constitué de six triangles équilatéraux de 1.5 m de côté et 0.75 m d'épaisseur (dans la direction du faisceau). L'aimant produit un champ magnétique de 0.12 T.

Des hodoscopes à fibres situés de part et d'autre de l'aimant permettent de déterminer les trajectoires des particules chargées au travers de l'aimant.

I.2.2.3. Calorimètre

Le calorimètre est constitué de 3 couches de granularité décroissante : EM, HAD1 et HAD2. Sa composition est un mélange plomb/scintillateur dans un rapport volumique 4/1 (calorimètre à compensation).

La première couche a pour but de mesurer l'énergie de la composante électromagnétique de l'événement.

Avec l'aide de la deuxième couche, on peut déterminer l'énergie de la composante hadronique de l'événement.

Enfin, la troisième couche complète le calorimètre et assure "l'herméticité" de l'ensemble (tail catcher).

Les deux premiers secteurs sont composés de fibres optiques scintillantes noyées dans une matrice en plomb (calorimètre spaghetti). La dernière partie est composée de bandes de scintillateurs insérées entre des couches de plomb.

I.2.2.4. Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est formé de six modules de fer magnétisé placés entre sept modules de tracking. Son rôle est de déterminer la charge et la quantité de mouvement des muons sortant du calorimètre. Le champ magnétique dans le fer est proche de 2 T.

Initialement, deux types de détecteurs-cibles ont été envisagés :

- Une cible active ($80 \times 80 \times 100 \text{ cm}^3$) composée de fibres scintillantes de $50 \mu\text{m}$ de diamètre placées perpendiculairement à la direction du faisceau de neutrinos.
- Une cible active constituée d'un empilement d'émulsions photographiques.

Une comparaison des caractéristiques des deux méthodes est présentée ci-dessous¹.

Cible active en fibres	Cible d'émulsions
Résolution $\approx 50 \mu\text{m}$	Résolution $\approx 1 \mu\text{m}$
Données enregistrées événement par événement (+)	Tous les événements sont intégrés sur la durée de l'expérience (-)
Résultats "immédiats"	Analyse des événements après la fin de l'expérience (-)
Nombre de canaux "individuels" de lecture élevé ($> 3 \cdot 10^8$) (-)	
Technique nouvelle (-)	Technique éprouvée (+)

Le nombre important de canaux et les performances non-encore éprouvées des détecteurs à fibres ont déterminé le choix de la cible d'émulsion. Cela n'empêche néanmoins que la technique des fibres scintillantes permet la réalisation d'hodoscopes à grande résolution spatiale tout en gardant un nombre plus limité de canaux individuels. Les hodoscopes de haute résolution de l'expérience CHORUS ont été construits en utilisant la technique des fibres plastiques scintillantes.

Nous avons pour notre part étudié les détecteurs à fibres destinés à la construction de cibles actives.

¹ Les signes +,- représentent respectivement un avantage ou un inconvénient.

I.2.3. Type de détecteur étudié

Nous nous sommes intéressés aux détecteurs à fibres constitués de capillaires remplis de scintillateur liquide binaire². Ceux-ci présentent, en effet, certains avantages par rapport aux fibres plastiques :

- le choix du solvant permet d'avoir un coeur avec un indice de réfraction élevé pour augmenter l'efficacité de capture de la lumière,
- le soluté peut être choisi pour avoir un grand rendement lumineux et émettre dans une plage de longueurs d'onde correspondant au maximum de sensibilité du photodétecteur. De plus, un décalage de Stokes important permettra d'obtenir une grande longueur d'atténuation,
- il est possible de remplacer le liquide scintillant en cours d'expérience pour augmenter la résistance aux radiations du scintillateur.

I.2.4. Propriétés étudiées

Notre étude s'est concentrée sur les scintillateurs liquides et nous avons concentré notre travail sur l'étude de leurs propriétés :

- pureté du solvant
- spectres d'absorption et d'émission
- rendement lumineux
- temps de décroissance
- longueur d'atténuation
- résistance aux dégâts radiatifs

I.2.5. Scintillateurs étudiés

Nous avons préparé et testé différents mélanges de scintillateurs. Les solvants que nous avons utilisés sont le 1-méthyl-naphtalène (MN) et le 2-isopropyl-biphényle (IBP). Nous y avons dissous les scintillateurs 1-phényl-3-mésityl-2-pyrazoline (PMP) et R45 (composition inconnue). Nous avons également mesuré les spectres d'émission et d'absorption du 3-hydroxy flavone (3HF) dissout dans nos solvants [Wea86].

Le tableau I.1 résume les propriétés des différents produits et leur structure est représentée en annexe 1.

² i.e. constitués de deux types de scintillateurs, solvant et soluté (voir chapitre 1)

Molécule	Formule	Masse volumique (g/cm ³)	Indice de réfraction
MN	C ₁₁ H ₁₀	1.02	1.62
IBP	C ₁₅ H ₁₆	0.98	1.58
PMP	C ₁₈ H ₂₀ N ₂	-	-
3HF	C ₁₅ H ₁₀ O ₃	-	-

Tableau I.1 : Propriétés des scintillateurs organiques

Les mélanges ont été préparés à Louvain-la-Neuve avec une concentration de soluté de 3g/l (≈ 0.015 mole/l) pour obtenir un rendement lumineux élevé en gardant une longueur d'atténuation importante [Bäh91].

Nous commencerons par un rappel du processus de scintillation des composés organiques dans le chapitre 1. Les chapitres suivants décrivent les outils développés et les résultats obtenus.

Chapitre 1 : Scintillateurs Organiques liquides

Le processus de fluorescence est l'émission prompte de lumière visible par une substance après son excitation par un moyen quelconque. La fluorescence des scintillateurs organiques est liée à la structure propre des molécules et non aux propriétés du réseau cristallin comme dans les scintillateurs inorganiques que nous ne traiterons pas ici [Kno89].

Nous essayerons, dans ce chapitre, de décrire ce processus de manière qualitative. Nous commencerons par citer les différentes structures électroniques de l'atome de carbone. Ensuite, nous étudierons les niveaux excités des électrons responsables de la scintillation dans le cas simple de la molécule de benzène. Nous rappellerons le principe de Franck et Condon qui explique la différence de longueurs d'onde entre les spectres d'émission et d'absorption des scintillateurs. Nous arriverons alors à la description du processus de scintillation dans un scintillateur organique binaire, c'est à dire composé de deux types de produits scintillants. Le premier composant (solvant) est en grande concentration et scintille en émettant des photons de courte longueur d'onde. Le second composant (soluté) est dissout en faible concentration dans le solvant et émet des photons de grande longueur d'onde. Par abus de langage, le soluté est parfois appelé scintillateur. Nous terminerons par une évaluation rapide du rendement lumineux d'un scintillateur organique.

1.1. Structure électronique des composés organiques

La configuration électronique de l'atome de carbone ($Z = 6$) dans son état fondamental est ($1s^2 2s^2 2p^2$). Les électrons de valence sont les électrons se trouvant sur les orbitales 2s et 2p [Bir64].

Pour former un composé organique, un des électrons 2s peut être considéré comme excité dans l'orbitale 2p et la configuration électronique de l'atome "prêt pour la liaison" est ($1s^2 2s 2p^3$). Les trois valences possibles de l'atome de carbone (4, 3, 2) respectivement présentes dans les hydrocarbures saturés (CH_4), doublement liés (C_2H_4) ou triplement liés (C_2H_2) correspondent à trois configurations différentes (mélanges) des quatre orbitales de valence.

Dans la première configuration, les quatre orbitales de valence se combinent pour produire quatre liaisons équivalentes orientées dans l'espace en tétraèdre régulier (voir figure 1.1). Ces liaisons, appelées liaisons σ (et les électrons associés, électrons σ) sont des liaisons fortes. Cette configuration ne permet pas l'émission de lumière.

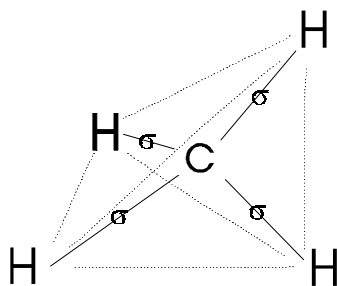


Figure 1.1 : Configuration des liaisons électroniques dans le méthane

Dans la deuxième configuration, une des orbitales p est inchangée et trois orbitales équivalentes sont formées. Cette configuration produit la structure hexagonale du benzène et des hydrocarbures aromatiques cycliques. Ces orbitales sont coplanaires et symétriques par rapport à l'axe de la liaison et par rapport au plan de la molécule. Elles fournissent la rigidité du squelette moléculaire et ne conduisent pas à la luminescence. L'orbitale p inchangée symétrique par rapport au plan de la molécule et la liaison associée est appelée liaison π (et les électrons associés, électrons π).

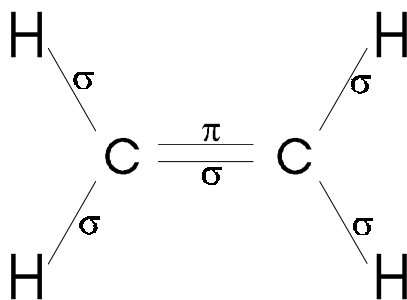


Figure 1.2 : Configuration des liaisons électroniques dans l'éthylène

Par exemple, dans l'éthylène (C_2H_4) [Gra69], les liaisons σ produisent les liens C-H et C-C à 120° l'un par rapport à l'autre dans le plan de la molécule et la liaison π produit une liaison C-C supplémentaire (voir figure 1.2). Les deux électrons π interagissent pour former un plan nodal dans le plan de la molécule et forment deux orbitales complètement délocalisées de part et d'autre du plan de la molécule.

Ce sont les états excités de ces électrons qui sont responsables de la luminescence de ces molécules.

Pour la troisième configuration, deux orbitales p sont inchangées et deux orbitales hybrides équivalentes (une s et une p) forment les orbitales σ . Ces orbitales sont orientées à 180° l'une par rapport à l'autre. Les orbitales π inchangées sont appariées et produisent deux liaisons C-C de type π .

Ainsi, dans l'acétylène (C_2H_2), les liaisons σ produisent une liaison C-H et une liaison C-C et les orbitales π produisent deux liaisons C-C supplémentaires.

Les molécules triplement liées sont également luminescentes.

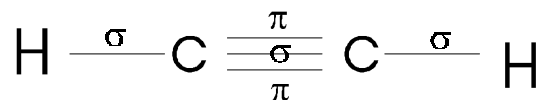


Figure 1.3 : Configuration des liaisons électroniques dans l'acétylène

1.2. Etats excités des électrons π

Il existe différentes approches théoriques des systèmes contenant des électrons π . La plus simple étant le modèle des électrons libres [Bir64] que nous décrivons ici pour le benzène.

Dans ce modèle, on suppose que la structure (géométrie) de la molécule est entièrement fixée par les liaisons σ qui rigidifient le squelette moléculaire. Les électrons π sont traités comme des électrons libres qui ne sont plus attachés à un atome particulier. Ils peuvent voyager librement le long du squelette moléculaire comme dans un puits de potentiel aux bords infinis. Dans cette configuration, on peut aisément déterminer les différentes orbitales électroniques [Gra69b].

La configuration d'énergie la plus basse correspond à des électrons répartis uniformément tout le long du squelette de la molécule (voir figure 1.4.a).

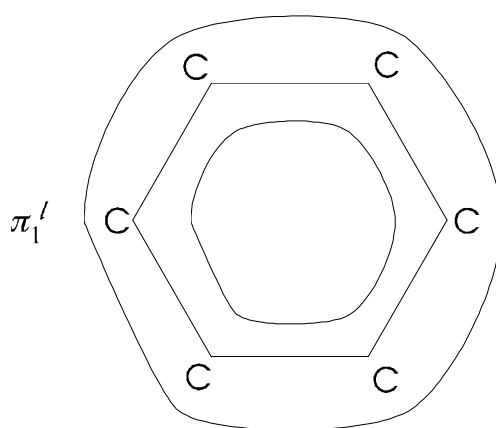


Figure 1.4.a : Structure électronique d'énergie minimale dans le benzène.

Un premier niveau "excité" apparaît quand la fonction d'onde définit un plan nodal qui coupe la molécule, soit en passant entre deux atomes, soit en passant par deux atomes (voir figure 1.4.b). Ces deux états sont doublement dégénérés. Le noeud de la fonction d'onde des électrons provoque une liaison dite anti-liante.

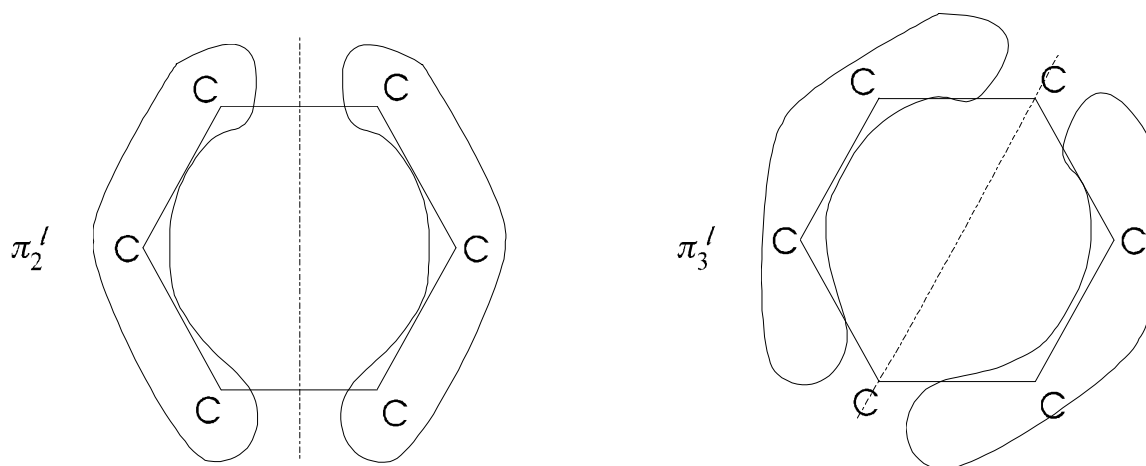


Figure 1.4.b : Premiers états électroniques excités de la molécule de benzène

Le deuxième état "excité" correspond à une fonction d'onde avec deux plans nodaux. Ils coupent la molécule (voir figure 1.4.c) et soit un des plans passe entre deux atomes et l'autre plan passe par deux atomes, soit les deux plans nodaux passent entre deux atomes. De nouveau, le niveau est doublement dégénéré.

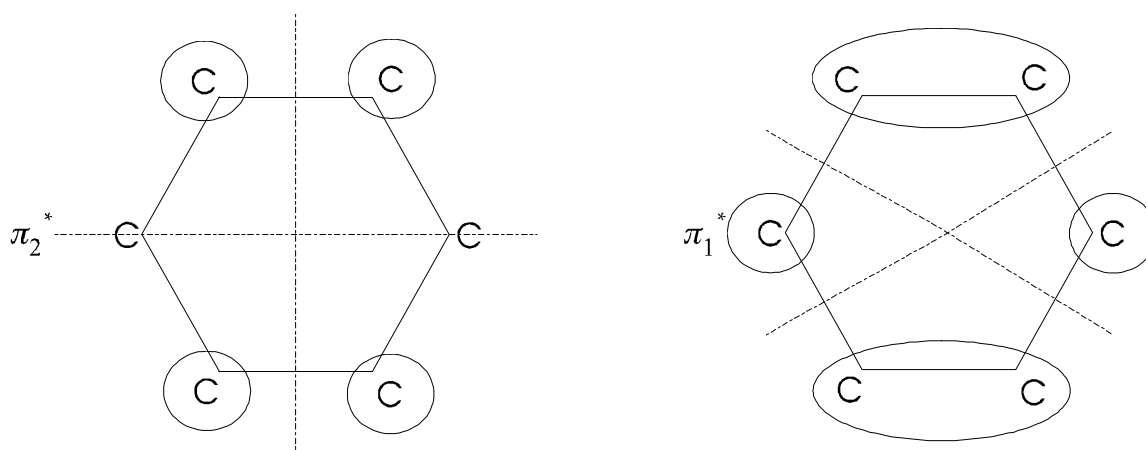


Figure 1.4.c : Deuxièmes niveaux électroniques excités de la molécule de benzène

Enfin, l'état à énergie d'excitation la plus élevée est obtenu lorsque la fonction d'onde possède un plan nodal entre chaque atome (voir figure 1.4.d).

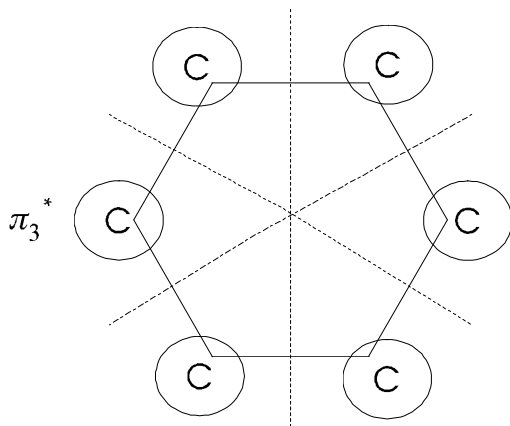


Figure 1.4.d : Etat électronique d'énergie maximale pour la molécule de benzène

Un électron ayant deux orientations possibles ($\pm 1/2$) de son spin, chaque configuration peut être occupée par deux électrons. La molécule de benzène possède 30 électrons de valence. 24 d'entre eux sont utilisés dans les liaisons σ . Les six autres occupent les orbitales moléculaires π . L'état fondamental est donc donné par la configuration suivante des électrons π :

$$(\pi_1^1)^2 (\pi_2^1)^2 (\pi_3^1)^2$$

Les états excités correspondent aux fonctions d'onde :

$$(\pi_1^1)^2 (\pi_2^1)^2 (\pi_3^1) (\pi_1^*)$$

$$(\pi_1^1)^2 (\pi_2^1) (\pi_3^1)^2 (\pi_1^*)$$

.....

Dans l'état fondamental, toutes les orbitales sont occupées par deux électrons. Le principe de Pauli impose donc que les électrons se trouvant sur une même orbitale aient leurs spins opposés. Le spin total de la molécule est alors 0 et la molécule se trouve dans un état singlet.

Pour les états excités, le spin total peut être 0 ou 1 et la molécule peut donc se trouver dans un état singlet ou triplet [Bar62].

1.3. Principe de Franck-Condon

Les transitions électroniques radiatives (essentiellement dipolaires) dans les molécules se produisent très rapidement par rapport au temps de réajustement de la distance inter-atomique (R). Or, malgré les dépendances radiales similaires des courbes d'énergie potentielle pour différents niveaux électroniques, ces courbes sont déplacées l'une par rapport à l'autre en fonction de l'énergie d'excitation (voir figure 1.5) [Bra83].

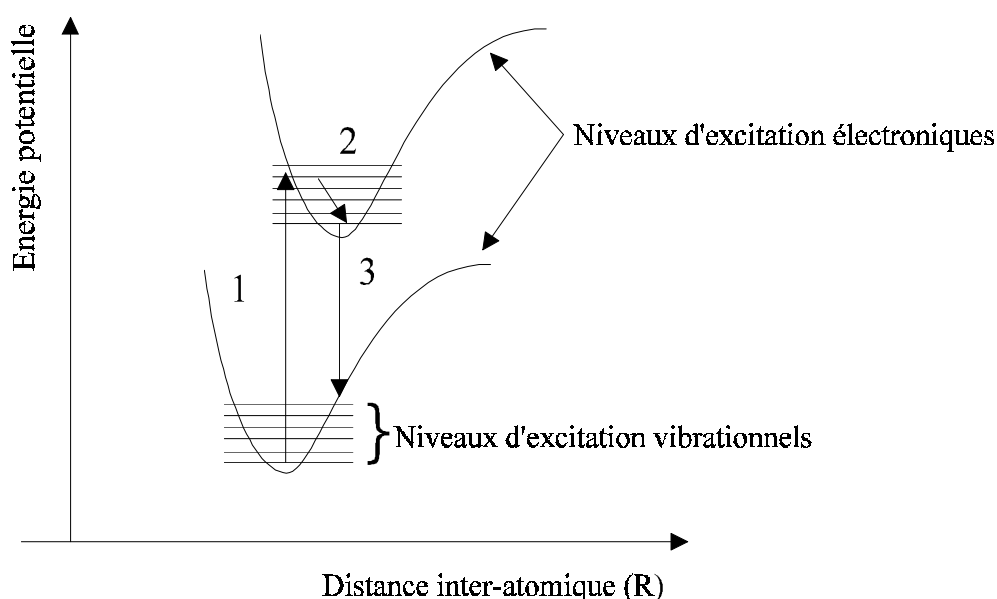


Figure 1.5 : Principe de Franck et Condon

- 1 - Excitation radiative vers un niveau vibrationnel élevé
- 2 - Désexcitation non-radiative vers le premier niveau vibrationnel
- 3 - Désexcitation radiative vers un niveau vibrationnel élevé

En conséquence, les valeurs de R correspondant à une probabilité de présence élevée de l'électron dans l'état fondamental S_{00} (le premier indice représente le niveau d'énergie électronique et le second représente l'état vibrationnel du niveau électronique) correspondent à de faibles probabilités pour l'état S_{i0} ($i \neq 0$).

Comme la probabilité de transition radiative est proportionnelle au carré de l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'ondes, les transitions entre états de même nombre quantique vibrationnel sont fortement défavorisées.

Ainsi, lors de l'excitation, un électron π dans l'état fondamental S_{00} sera amené dans un état S_{ij} ($j \neq 0$) et l'énergie absorbée ΔE_{exc} sera plus grande que la différence d'énergie ΔE entre les deux niveaux électroniques S_{00} et S_{i0} .

Dans une première étape, l'électron "retombera" rapidement par transition non-radiative vers l'état vibrationnel fondamental S_{i0} ; puis, lors de la désexcitation radiative ultérieure, la transition se fera de l'état S_{i0} vers l'état $S_{0j'}$ ($j' \neq 0$) et l'énergie émise ΔE_{sci} sera inférieure à ΔE .

On a donc finalement :

$$\Delta E_{\text{sci}} < \Delta E < \Delta E_{\text{exc}}$$

La différence entre ΔE_{exc} et ΔE_{sci} explique le décalage entre les spectres d'émission et d'absorption d'une molécule. On l'appelle décalage de Stokes.

1.4. Processus de scintillation

Nous pouvons schématiser le processus de scintillation par la figure 1.6 décrite tout au long de cette section [Bir64].

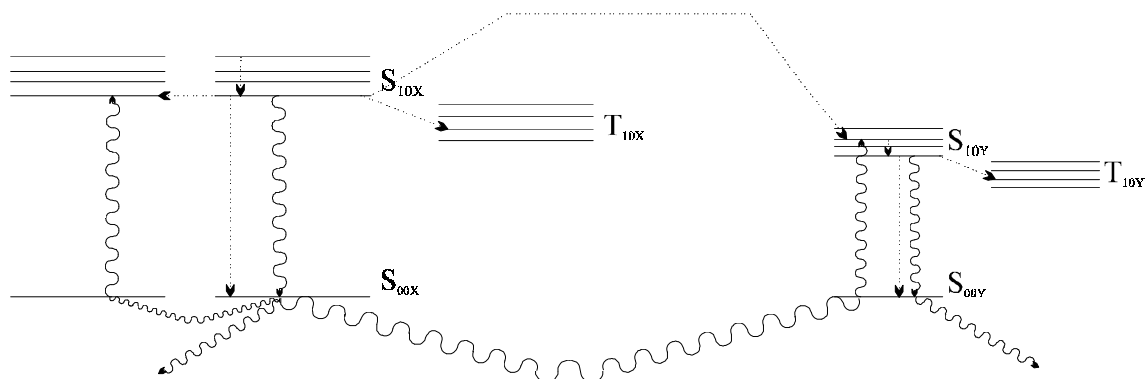


Figure 1.6 : Schéma des transitions radiatives (traits ondulés) et non-radiatives (traits pointillés) dans un scintillateur organique binaire

S_{00X(Y)} : Etat fondamental (singlet) du solvant (soluté)

S_{10X(Y)} : Premier état excité singlet du solvant (soluté)

T_{10X(Y)} : Premier état excité triplet du solvant (soluté)

1.4.1. Excitation du solvant

Quand une particule chargée traverse un milieu, elle dissipe son énergie essentiellement par interaction électromagnétique. Dans un scintillateur organique, la différence de concentration entre le solvant et le soluté nous permet de supposer que la particule n'interagira essentiellement qu'avec des molécules de solvant.

Les électrons du milieu ressentent un champ électrique transitoire intense et les molécules sont alors soit ionisées, soit excitées dans différents états.

On peut classer les états d'une molécule "touchée" en quatre catégories :

a. Excitation d'un électron π dans un état singlet

Les électrons π ne peuvent être excités directement dans un état triplet car la transition S_{0X} $\rightarrow$ T_{1X} est interdite par les règles de sélection de spin.

b. Ionisation d'un électron π

Lorsqu'un électron π est éjecté de la molécule, l'ion produit peut réagir chimiquement et donner lieu à l'apparition de nouvelles molécules et à une dégradation possible du scintillateur. L'électron π pourra aussi être recapturé par la molécule dans un état excité singlet ou triplet.

c. Excitation d'un autre électron (σ ou du coeur)

Lorsque la molécule est excitée par un électron non- π , elle revient à l'état fondamental par dissipation thermique de l'énergie. Ce processus ne produit pas de luminescence.

d. Ionisation d'un autre électron

Lorsqu'un électron σ ou du coeur est ionisé, cela provoque une dissociation de la molécule et l'apparition de radicaux. Les molécules dégradées peuvent produire des centres colorés: des molécules non-luminescentes sont ainsi susceptibles d'absorber la lumière de scintillation (et de diminuer les performances des scintillateurs).

1.4.2. Désexcitation du solvant

Un électron π dans un état excité retourne rapidement (environ 10^{-12} s) vers le premier état singlet excité S_{10} par désexcitation non-radiative. A ce moment, différents processus entrent en compétition.

a. Fluorescence

La désexcitation de l'électron π est associée à l'émission d'un photon. Ce photon peut être réabsorbé par une molécule de solvant, interdit en principe selon Franck-Condon³, ou par une molécule de soluté. Il peut enfin quitter le scintillateur et dans ce cas être détecté. Toutefois, on s'arrange généralement pour que le spectre d'absorption du soluté recouvre le spectre d'émission du solvant : la probabilité d'absorption d'un photon émis par le solvant est donc très élevée.

b. Transfert non-radiatif vers le soluté

Le transfert non-radiatif est une interaction dipôle-dipôle entre une molécule de solvant et une molécule de soluté. Cette interaction décrite par Foerster [Foe49] décroît comme la 6^e puissance de l'inverse de la distance entre les molécules. Pour des concentrations typiques de 10^{-2} Mol/l, ce type de transfert peut être le mécanisme dominant de désexcitation du solvant.

c. Transfert non-radiatif vers une autre molécule de solvant

Ce type de transfert ne change pas les propriétés du solvant mais peut poser des problèmes de délocalisation de l'émission s'il devient trop important. On peut en effet perdre l'information sur la position de passage de la particule ionisante qui a excité le scintillateur.

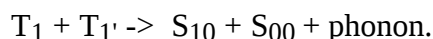
d. Quenching interne

L'énergie est entièrement perdue par collisions intermoléculaires non-radiatives.

³Toutefois, vu la grande concentration de solvant, la probabilité de trouver un électron dans un état vibrationnel excité est non-nulle. Cet électron peut réabsorber le photon de fluorescence sans violer le principe de Franck-Condon [Gri88].

e. Transfert non-radiatif vers un état triplet

Par collision, l'énergie d'excitation peut être transférée vers un état d'excitation triplet T_{10} . Cet état étant à une plus basse énergie d'excitation que l'état singlet S_{10} , le retour par transition non-radiative est impossible. D'autre part, la transition $T_{10} \rightarrow S_{00}$ est interdite par les règles de sélection de spin et la molécule ne peut se désexciter radiativement. Le seul moyen de se désexciter est l'interaction avec une autre molécule dans le même état triplet.



Ce phénomène donne lieu à la fluorescence retardée [Bro79].

1.4.3. Excitation du soluté

Le soluté peut être excité de deux manières différentes, soit par absorption d'un photon émis par le solvant soit par transfert non radiatif "à la Foerster".

1.4.4. Désexcitation du soluté

Quand le soluté est excité, il se désexcite rapidement par transfert non-radiatif vers son premier état excité S_{10} . Lorsque ce niveau est atteint, différentes voies de désexcitation entrent de nouveau en compétition.

a. Désexcitation non-radiative

L'énergie d'excitation est perdue par collision.

b. Désexcitation radiative

Un photon est émis. Son énergie est généralement inférieure à l'énergie d'excitation du solvant. Donc, malgré la grande concentration de ce dernier, la probabilité d'absorption de ce photon est négligeable. Le photon n'est que très peu absorbé par le soluté en raison de sa faible concentration et il pourra être en principe détecté.

1.5. Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur organique [Gri88]

Lorsqu'une particule chargée traverse un scintillateur organique binaire, elle perd son énergie par interaction électromagnétique. Nous supposons que toute l'énergie est perdue dans le solvant, vu la faible concentration de soluté.

Un tiers de cette énergie est perdue par ionisation des molécules, les deux tiers contribuent à l'excitation.

Cette énergie d'excitation se répartit en 15% pour les électrons π et le solde pour l'excitation des électrons σ ou du coeur. Quand un électron π est excité, il se retrouve, en moyenne, à une énergie 1.5 fois supérieure à l'énergie du niveau S_{10} , il se désexcite donc rapidement vers

ce niveau. Si la concentration du soluté est suffisamment grande, environ 50% de l'énergie du solvant lui est transférée de manière non-radiative (la quantité d'énergie transférée radiativement au soluté est négligeable). 15% de l'énergie est perdue par désexcitation non radiative vers le premier état excité du soluté. L'efficacité quantique de désexcitation radiative du scintillateur est grande (estimée à 93% pour le POPOP). Nous la supposerons égale à 90% (voir figure 1.7).

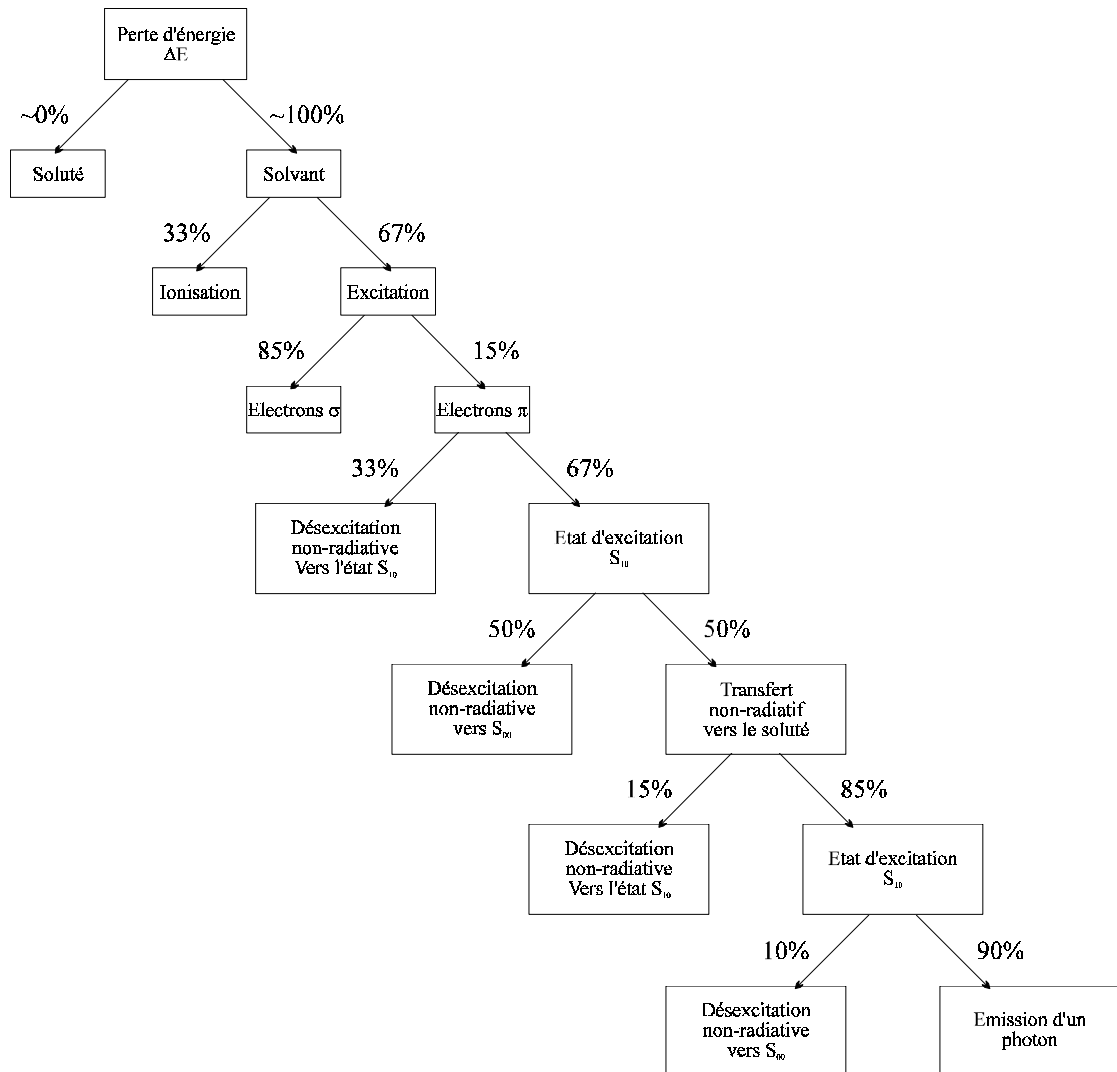


Figure 1.7 : Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur

Le rapport entre l'énergie perdue par la particule ionisante et l'énergie sortante sous forme lumineuse est donc approximativement:

$$2/3 * 0.15 * 2/3 * 0.5 * 0.85 * 0.9 \approx 3\%$$

Si les photons émis ont une énergie moyenne de 3 eV ($\lambda \approx 400$ nm), le rendement lumineux d'un scintillateur en photons/keV est donné par :

$$1000 * 0.03 / 3 \approx 10 \text{ photons/keV.}$$

Nous insistons sur le fait que ce calcul est indicatif et ne sert qu'à estimer l'ordre de grandeur du rendement lumineux attendu. Ce résultat est compatible avec le rendement lumineux de scintillateurs organiques.

Chapitre 2 : Purification du solvant

La lumière de scintillation ne peut se propager sur une grande distance que si le milieu est transparent à sa propre lumière.

Pour cela, différentes conditions sont requises.

a. Il faut que la longueur d'onde des photons émis soit située en dehors de la bande d'absorption du soluté : celui-ci doit donc présenter un décalage de Stokes important.

b. Les photons émis par le soluté ne doivent pas être réabsorbés par les molécules de solvant. Cette condition est remplie a priori car le spectre d'émission du soluté est fortement décalé par rapport au spectre d'absorption du solvant⁴ (voir figure 2.1).

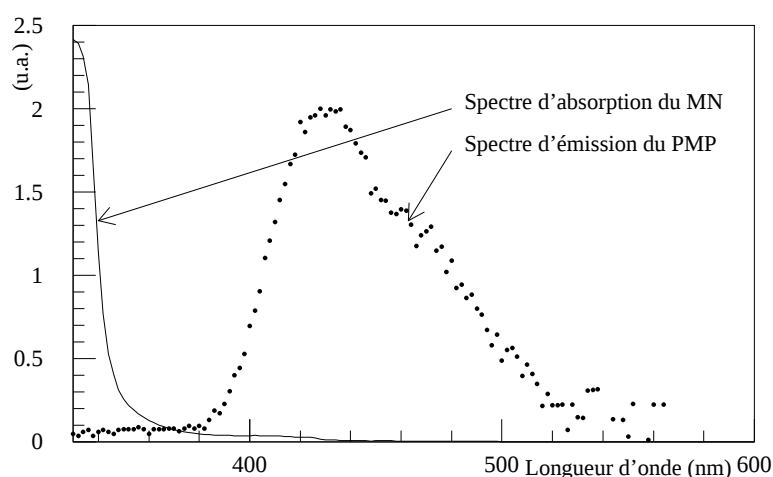


Figure 2.1 : Différence entre le spectre d'émission du scintillateur (PMP) et le spectre d'absorption du solvant (MN) (mesures effectuées à LLN)

Toutefois, la présence d'impuretés dans le solvant peut modifier le spectre d'absorption et donc réduire la longueur d'atténuation du scintillateur. Par exemple, l'effet de *quenching* (désexcitation non-radiative) de l'oxygène est bien connu [Kno89b].

Les solvants commerciaux n'étant pas de pureté satisfaisante, nous avons donc tenté de les purifier avec l'aide du département de chimie de l'U.C.L.

Nous décrirons dans ce chapitre la procédure suivie ainsi que les résultats obtenus.

⁴Les mesures de spectre d'absorption et d'émission sont décrites dans les chapitres 3 et 4

2.1. Comparaison entre le 1-méthyl-naphtalène commercial et utilisé au CERN

Le 1-méthyl-naphtalène (MN) utilisé pour préparer nos scintillateurs liquides a été acheté avec la référence de qualité "pour synthèse", la plus grande pureté commerciale.

En figure 2.2a, le spectre d'absorption du produit commercial est comparé à un échantillon de MN purifié au CERN. On constate que l'absorption⁵ du produit commercial est supérieure en dessous de 480 nm (figure 2.2.b).

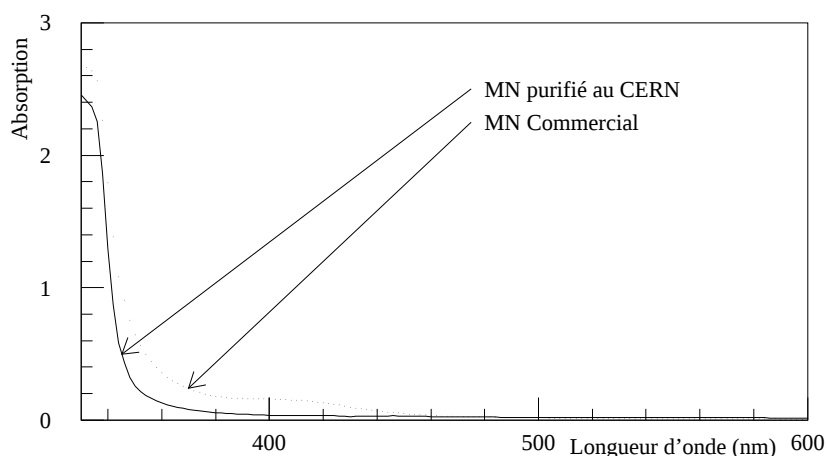


Figure 2.2a : Spectres d'absorption du MN purifié au CERN et du MN commercial

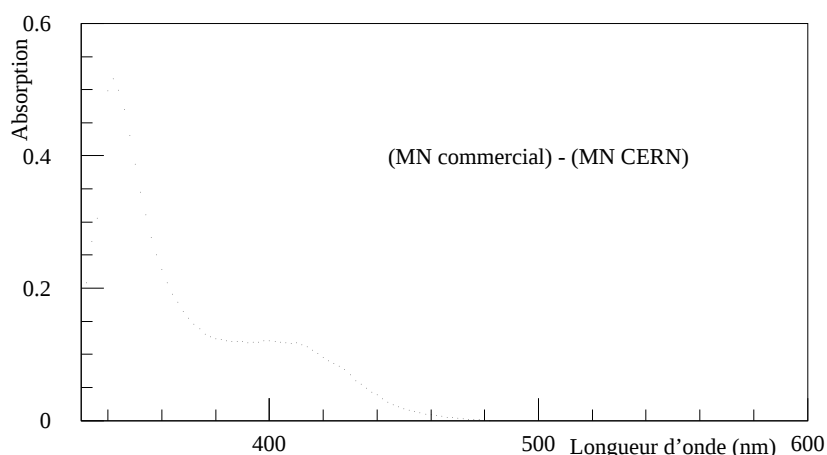


Figure 2.2b : Différence entre les spectres d'absorption en fonction de la longueur d'onde

⁵ L'absorption sera définie exactement au chapitre 3.1.

2.2. Purification "*chimique*" : distillation

Ne connaissant pas la nature des impuretés présentes dans le MN, nous avons suivi une méthode standard de purification en trois étapes [Bäh91].

- Lavage à l'acide sulfurique (H_2SO_4)

- Neutralisation au KOH

- Distillation: à l'aide d'une colonne à anneaux de Rashig à 53°C sous atmosphère d'azote à basse pression (0.5 Torr).

Deux techniques différentes ont été utilisées pour évaluer la pureté.

2.2.1. Chromatographie

La chromatographie est basée sur l'adsorption sélective par un milieu poreux. Elle permet aussi de séparer les différents composants d'un mélange [Wel66].

Le dispositif est constitué d'une colonne d'un agent adsorbant solide (la phase stationnaire). Le transport des constituants le long de la colonne est effectué soit par un liquide soit par un gaz neutre (la phase mobile).

Un échantillon du produit à analyser est injecté en tête de la colonne. Un flux constant de gaz inerte (éluant) entraîne les composants du mélange au travers de la phase stationnaire. Initialement, tous les composants sont uniformément répartis au début de la colonne. Toutefois, les différents composants se propagent à des vitesses différentes à cause des différences d'adsorption sur la phase stationnaire. Si la distance de percolation au travers de la colonne est suffisante, les différents composants seront complètement séparés. Il suffira de mesurer les différents temps de dérive des produits en fin de colonne.

Des spectres chromatographiques ont été enregistrés avant et après purification (voir fig. 2.3). Le premier pic large, à 3 minutes, correspond au solvant dans lequel est dissout le produit à tester. Le second pic important correspond au MN. Les impuretés apparaissent sous forme de petits pics situés de part et d'autre du pic du MN.

On constate que la distillation a réduit la quantité d'impuretés contenues dans le solvant. Cependant, la chromatographie n'est pas assez sensible pour évaluer avec précision l'amélioration obtenue.

2.2.2. Spectrophotométrie

Le spectre d'absorption du MN purifié a été remesuré par spectrophotométrie et comparé aux deux spectres d'absorption précédents (voir figure 2.4.a). La figure 2.4.b indique la différence entre les spectres d'absorption du MN purifié au CERN et à Louvain-la-Neuve. On constate que la qualité des deux types de MN est tout à fait similaire avec une absorption plus faible pour le MN purifié en Belgique. Il semble donc que notre méthode de purification du MN soit satisfaisante.

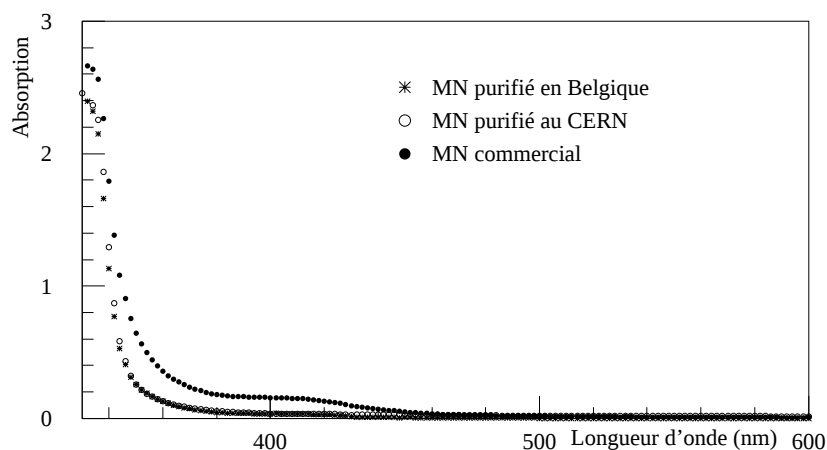


Figure 2.4a : Spectres d'absorption du MN commercial, MN purifié au CERN et MN purifié en Belgique

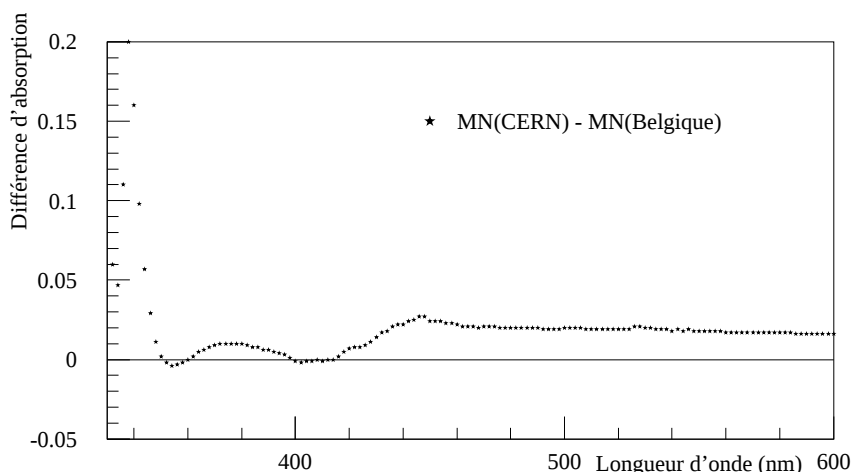


Figure 2.4b : Différence entre le spectre d'absorption du MN purifié au CERN et du MN purifié en Belgique

2.3. Purification "*physique*" : barbotage

Une cause importante de désexcitation non-radiative (quenching) peut être la présence d'oxygène dissout dans le solvant.

Pour évacuer l'oxygène éventuellement contenu, nous avons fait barboter de l'argon à travers le solvant pendant plusieurs minutes.

2.3.1. Méthode utilisée

L'échantillon de solvant est contenu dans une cuvette. Une aiguille de verre plonge dans le liquide et permet d'insuffler de l'argon au fond de la cuvette.

Le choix de l'argon plutôt que de l'azote repose sur le fait que sa masse volumique est supérieure à celle de l'air ($\rho_{\text{argon}} = 1.8 \text{ g/l}$, $\rho_{\text{air}} = 1.3 \text{ g/l}$). On retire l'aiguille avant de couper le flux de gaz pour remplir d'argon le haut de la cuvette. Ceci empêche l'oxygène ambiant de se re-dissoudre dans le MN. La cuvette est ensuite refermée à l'aide de son bouchon.

2.3.2. Tests et résultats

Le spectre d'absorption du MN est mesuré avant, immédiatement après le barbotage et après environ une heure de repos du solvant.

La figure 2.5 montre que l'absorption du solvant juste après le barbotage diminue dans la région de $\lambda < 380 \text{ nm}$.

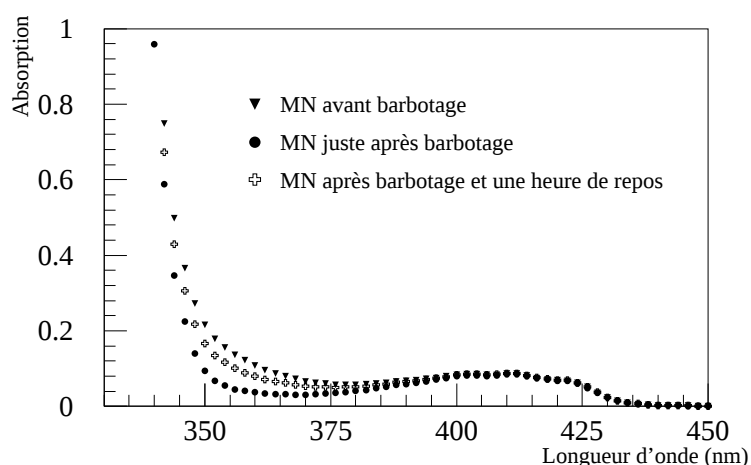


Figure 2.5 : Spectres d'absorption du MN purifié avant, juste après et une heure après barbotage.

Toutefois, cet effet n'est pas permanent et, malgré les précautions prises (argon dans la partie supérieure, bouchon), il semble que de l'oxygène se dissout à nouveau dans le MN. En effet, après la période de repos, le spectre d'absorption a repris sa forme initiale.

2.4. Isopropyl biphényl

Nous avons également voulu purifier notre autre solvant. Toutefois, une mesure de chromatographie avant distillation (fig. 2.6) indique la présence dans le solvant de deux composés de masses différentes en quantités relatives similaires. Ne pouvant identifier l'IBP en l'absence de précisions sur son mode de synthèse, nous avons renoncé à purifier ce solvant.

2.5. Conclusions

Nous avons réussi à purifier le MN par une simple méthode de distillation. Toutefois, malgré des spectres d'absorption "satisfaisants", une comparaison des longueurs d'atténuation de scintillateur composé, avec le même soluté R45 dissout soit dans notre solvant soit dans du MN hautement purifié en Russie (figure 2.7) [Buo94] montre que la purification pourrait être améliorée. Malheureusement, nous ne connaissons ni la nature des impuretés résiduelles ni la méthode de purification utilisée en Russie.

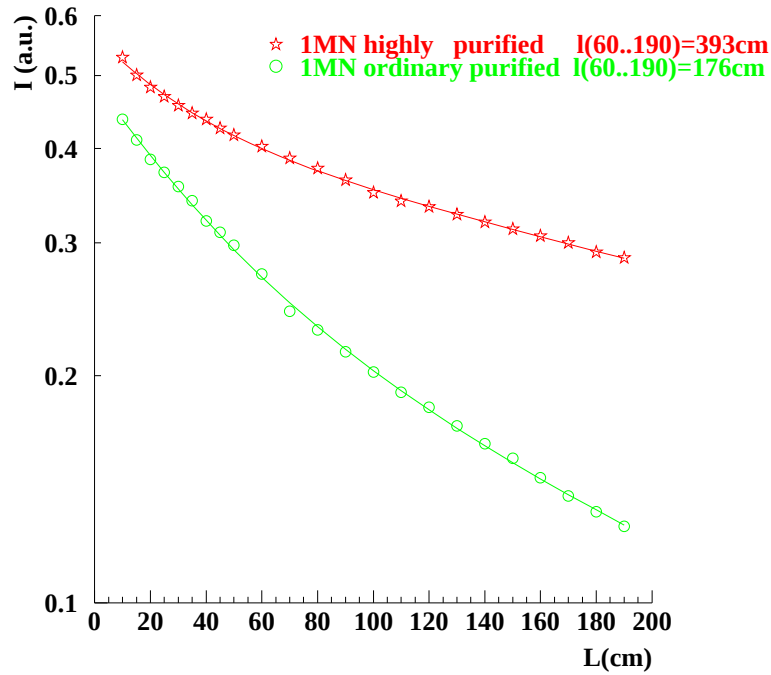


Figure 2.7 : Longueur d'atténuation du R45 mesurée avec du MN purifié en Russie (*) et du MN purifié à Louvain-la-Neuve (o)

De plus, les produits distillés provenant de différents bains ne présentaient pas tous la même pureté. Cela peut s'expliquer par le fait que les différentes distillations ont été effectuées sur des produits fabriqués à des périodes différentes. Il se peut que les impuretés contenues dans le MN varient en type et quantité d'une fabrication à l'autre.

D'autre part, les spectres d'absorption avant et après barbotage prouvent que l'oxygène dissout dans le liquide dégrade le spectre d'absorption et constitue un facteur de quenching non-négligeable. Cela implique que les scintillateurs liquides doivent subir le barbotage avant d'être scellés pour être utilisés. Toutefois comme l'effet positif du barbotage est temporaire pour des cuvettes fermées sans précautions particulières, nous n'avons pas poursuivi cette purification. En effet, lors de nos mesures, les échantillons de scintillateurs doivent être transvasés à plusieurs reprises (mesures de spectres d'émission et de longueur d'atténuation) et vont inévitablement se charger en oxygène dissout.

Chapitre 3 : Spectres d'absorption

Par référence avec un échantillon pur, le spectre d'absorption d'un solvant reflète la pureté du produit.

Appliqué à des mélanges solvant-soluté, les spectres d'absorption caractérisent le milieu en indiquant le décalage de Stokes et la longueur d'atténuation (si l'on suppose connu le spectre d'émission $E(\lambda)$ du scintillateur).

Ce chapitre aborde la mesure et l'analyse des spectres d'absorption $A(\lambda)$. Les développements ultérieurs propres à cette étude seront envisagés en Annexe 2.

3.1. Notions de base [PHA85]

Les propriétés d'absorption optique d'un milieu quelconque sont interprétées sur base de deux lois principales, dites de Lambert et de Beer.

a. **Loi de Lambert** : La fraction de lumière transmise par un milieu transparent est indépendante de l'intensité lumineuse incidente.

Pour chaque longueur d'onde (λ), on écrit donc :

$$T(\lambda) = \frac{I_{\text{trans}}(\lambda)}{I_{\text{inc}}(\lambda)}$$

où :

$T(\lambda)$ = Transmission (indépendante de I_{inc})

$I_{\text{inc}}(\lambda)$ = Intensité lumineuse incidente

$I_{\text{trans}}(\lambda)$ = Intensité lumineuse transmise

b. **Loi de Beer** : L'absorption de lumière est directement proportionnelle à la concentration (C) du milieu absorbant et à l'épaisseur (d) du milieu traversée par la lumière.

On a donc, pour chaque longueur d'onde:

$$A(\lambda) = \varepsilon(\lambda) C d$$

où :

C = Concentration (mol/l)

$A(\lambda)$ = Absorption

$\varepsilon(\lambda)$ = Coefficient d'absorption molaire

La combinaison des deux lois permet d'obtenir la loi de Beer-Lambert.

c. Loi de Beer-Lambert :

$$A(\lambda) = \text{Log}_{10} \left(\frac{I_{\text{inc}}(\lambda)}{I_{\text{trans}}(\lambda)} \right) = -\text{Log}_{10}(T(\lambda))$$

La détermination de $A(\lambda)$ donne donc une mesure absolue de la transparence du milieu en fonction de la longueur d'onde.

Notons que $A(\lambda)$ est une mesure *logarithmique* de la transparence du milieu et est déterminée pour une *épaisseur fixée* de matériau utilisé.

3.2. Dispositif de mesure

3.2.1. Spectrophotomètre

La mesure des spectres d'absorption est faite par un spectrophotomètre commercial simple à un seul faisceau de marque PHARMACIA LKB, modèle NOVASPEC II.

Les caractéristiques du spectrophotomètre sont décrites au tableau 3.1 et un schéma en est représenté à la figure 3.1. [PHA90].

Caractéristiques techniques	
Illumination	Lampe Halogène tungstène (325 à 900 nm)
Monochromateur	Réseau de diffraction holographique (1200 lignes/mm)
Détecteur	Photodiode silicium
Performances	
Plage de longueurs d'ondes	325 à 900 nm
Précision sur la longueur d'onde	+/- 2nm
Largeur de raie	< 6nm
Stabilité	0.002 A/h (après mise à température)
Plage photométrique	-0.3 à +3.000 A
Linéarité photométrique	Max.(+/-0.005, 0.01*A)

Tableau 3.1 : caractéristiques techniques du monochromateur NOVASPECII.

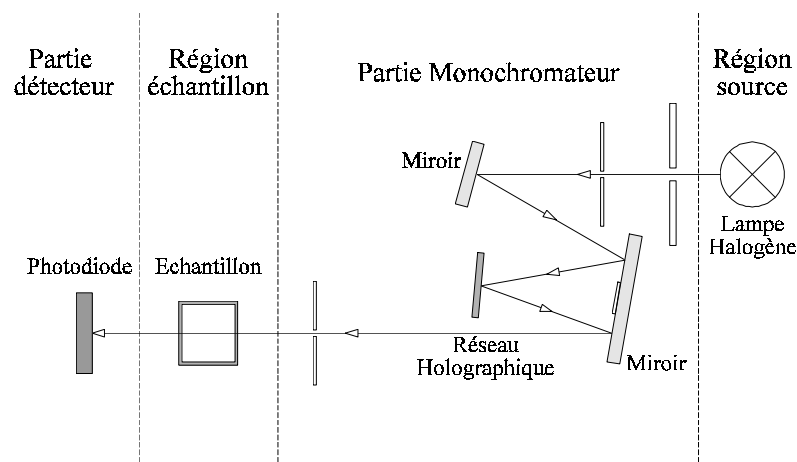


Figure 3.1 : Schéma du spectrophotomètre NOVASPECII.

3.2.2. Echantillon

Les échantillons de scintillateurs sont contenus dans des cuvettes à section carrée (HELLMA, type 110-os) en verre optique. Les parois d'entrée et de sortie de la lumière sont rigoureusement parallèles et le chemin optique au travers de la cuvette est de 1 cm.

3.2.3. Lecture des données

Le spectrophotomètre peut travailler en mode manuel ou être commandé par un processeur extérieur via une ligne série (RS 232). Un programme commande en langage PC-QBASIC permet la gestion du spectrophotomètre, la lecture et l'enregistrement des données ainsi que la représentation graphique du spectre d'absorption.

3.3. Mesures

3.3.1. Ligne de base

Pour connaître l'absorption de l'échantillon, il faut déterminer au préalable l'intensité lumineuse spectrale incidente $I_{\text{inc}}(\lambda)$ avant la mesure proprement dite, puisque le spectrophotomètre utilisé ne possède qu'un seul faisceau lumineux (pas de faisceau de référence). L'intensité spectrale $I_{\text{inc}}(\lambda)$ est gardée en mémoire dans l'instrument pour chaque série de mesures.

La ligne de base est déterminée avec une cuvette vide, identique aux cuvettes contenant les échantillons et placée dans la trajectoire du faisceau. L'évaluation de la ligne de base tient compte de l'absorption de la lumière dans le verre de la cuvette. La lumière traverse ici quatre interfaces air-verre.

3.3.2. Stabilité

La source lumineuse est une lampe halogène, dont le filament peut être considéré comme un corps noir. Le spectre énergétique différentiel d'émission est donc donné par la relation de Planck. [Wic74]

$$\frac{dE(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{8 \pi h c}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1}.$$

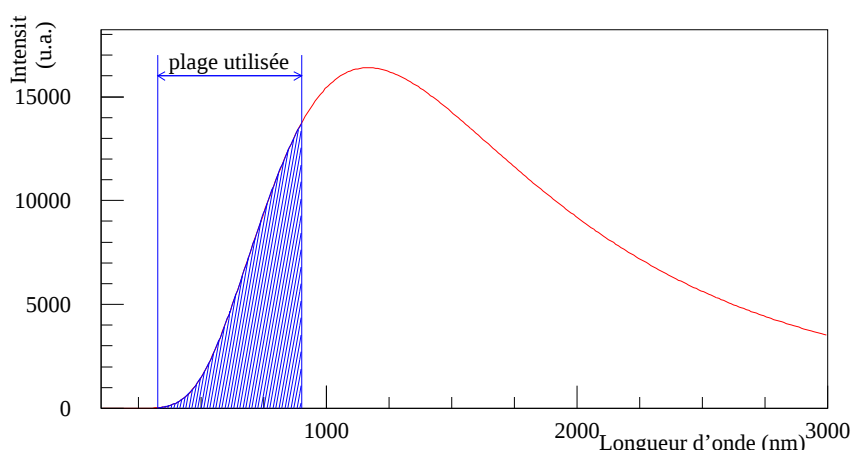


Figure 3.2 : Distribution énergétique d'un corps noir à 2800 K
La partie hachurée représente la région de fonctionnement du spectrophotomètre.

Le maximum du spectre d'émission est donné par la loi de Wien.

$$\lambda_{\max} T = \frac{hc}{5k}$$

Une variation de température du filament implique donc une variation du spectre d'intensité lumineuse incidente. Le filament doit donc avoir atteint sa température d'équilibre avant l'établissement de la ligne de base.

Des mesures précédentes ont montré qu'après 30 minutes de préchauffage, le spectre de la lampe est stabilisé [Wol92]. Il est donc possible, à ce moment, de mesurer une ligne de base valable pour une longue série de mesures.

3.3.3. Mesures brutes

La figure 3.3 représente un spectre d'absorption brut.

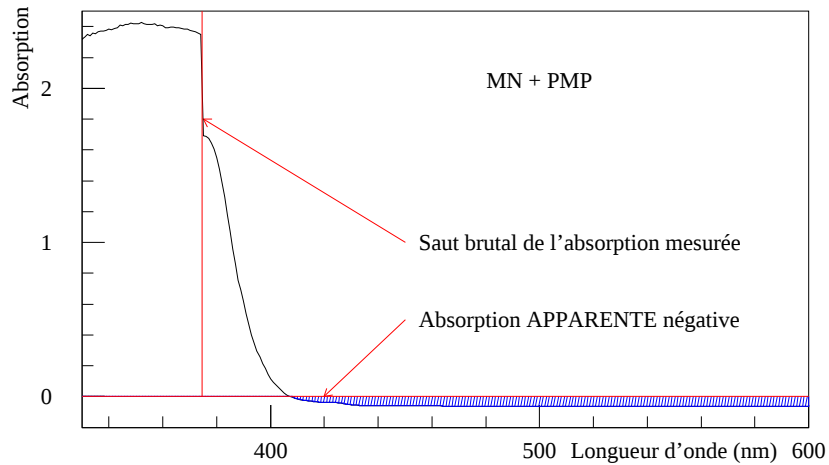


Figure 3.3 : Spectre d'absorption brut (sans correction)

On observe un saut brutal de l'absorption pour $\lambda=375$ nm. Ce saut se retrouve dans tous les spectres où l'absorption est importante ($A(\lambda = 375) \geq 1$). Ce saut n'a aucune raison physique de se retrouver toujours à la même longueur d'onde pour des scintillateurs de compositions différentes (NE102A, MN+R45, IBP+PMP). Nous soupçonnons que cette anomalie trouve son origine dans le fonctionnement interne de l'instrument. En effet, des mesures effectuées avec un autre instrument montrent un saut similaire à une longueur d'onde constante d'environ 390nm [Wol92]. Dans ce cas, l'origine du saut est connue et est due à un changement de filtre du monochromateur.

D'autre part, le domaine de très faible absorption présente une absorption apparente négative ($A(\lambda > 500) \approx -0.063$). Comme dans la mesure de la ligne de base, la lumière traverse quatre interfaces (air-verre ou liquide-verre) entre son émission et sa détection. Indépendamment de toute absorption dans le liquide, la transmission est plus importante à l'interface liquide-verre qu'à la surface de séparation air-verre en raison des différences d'indice de réfraction.

Pour la mesure de la ligne de base, l'intensité lumineuse détectée $I_b(\lambda)$ pour une longueur d'onde λ est donnée par :

$$I_b(\lambda) = I_0(\lambda) T_{\text{verre}}(\lambda) \left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{verre}} + n_{\text{air}}} \right)^2 \right]^4$$

où : $T_{\text{verre}}(\lambda)$ = Transmission du verre
 n_{verre} = Indice de réfraction du verre
 n_{air} = Indice de réfraction de l'air

En présence de scintillateur dans la cuvette, l'intensité lumineuse mesurée $I_s(\lambda)$ devient :

$$I_s(\lambda) = I_0(\lambda) T_{\text{verre}}(\lambda) T_s(\lambda) \left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{verre}} + n_{\text{air}}} \right)^2 \right]^2 \left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_s}{n_{\text{verre}} + n_s} \right)^2 \right]^2$$

où : $T_s(\lambda)$ = Transmission du scintillateur

n_s = Indice de réfraction du scintillateur

La transmission apparente $T_{\text{app}}(\lambda)$ est donnée par :

$$T_{\text{app}}(\lambda) = \frac{I_s(\lambda)}{I_b(\lambda)} = T_s(\lambda) \frac{\left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_s}{n_{\text{verre}} + n_s} \right)^2 \right]^2}{\left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{verre}} + n_{\text{air}}} \right)^2 \right]^2}$$

La transmission apparente $T_{\text{app}}(\lambda)$ diffère donc de la transmission vraie $T_s(\lambda)$ d'un facteur $B(\lambda)$ tel que :

$$B(\lambda) = \frac{\left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_s}{n_{\text{verre}} + n_s} \right)^2 \right]^2}{\left[1 - \left(\frac{n_{\text{verre}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{verre}} + n_{\text{air}}} \right)^2 \right]^2}$$

On obtient enfin l'absorption apparente $A_{\text{app}}(\lambda)$ en fonction de l'absorption vraie $A_s(\lambda)$:

$$A_{\text{app}}(\lambda) = A_s(\lambda) - \log_{10}(B(\lambda))$$

où : $B(\lambda)$ est la correction due aux réflexions sur les parois de la cuvette.

Dans notre cas :

n_s	1.62
n_{verre}	1.51
B	1.085
$\text{Log}_{10}(B)$	0.036

L'absorption apparente est donc plus petite que l'absorption réelle mais la différence observée ne peut être complètement expliquée par les réflexions aux surfaces.

3.3.4. Résultats

Afin d'éliminer les valeurs négatives non-physiques de l'absorption, nous supposons que la valeur minimale d'absorption mesurée correspond à une absorption nulle. Nous décalerons donc l'axe des ordonnées (absorption) d'une valeur égale au minimum mesuré.

D'autre part, pour éliminer le saut d'absorption à 375 nm, nous soustrairons une absorption constante du spectre brut pour les longueurs d'onde inférieures à 375 nm afin de rendre le spectre continu. Cette procédure a été suivie pour tous les spectres présentés ici.

Les figures 3.4a et 3.4b représentent les spectres d'absorption des solvants utilisés.

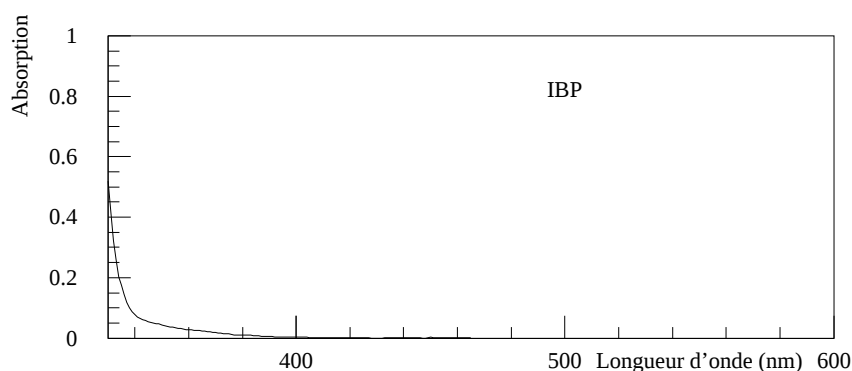


Figure 3.4a : Spectre d'absorption de l'Isopropyl BiPhényl

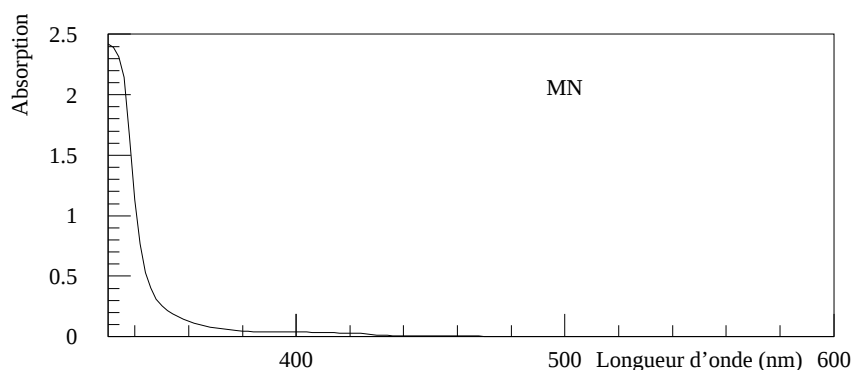


Figure 3.4b : Spectre d'absorption du Méthyl-Naphtalène

Les figures 3.5a et 3.5b représentent les spectres d'absorption du scintillateur PMP dissout dans les deux solvants. On y a superposé le spectre d'émission du PMP, en unités arbitraires, pour indiquer le décalage de Stokes du scintillateur. Les figures 3.6a et 3.6b représentent les spectres d'absorption du scintillateur R45 dans les mêmes solvants ainsi que son spectre d'émission. Enfin, les figures 3.7a et 3.7b représentent les spectres d'absorption du 3HF (3-hydroxy-Flavone) dans les deux solvants. Ce scintillateur n'a pas été étudié en détail mais est illustré ici pour mettre en évidence un décalage de Stokes très important. En effet, le spectre d'absorption tombe à zéro pour $\lambda > 480$ nm alors que le spectre d'émission ne commence que pour $\lambda > 500$ nm. Ce scintillateur aura donc une très grande longueur d'atténuation.

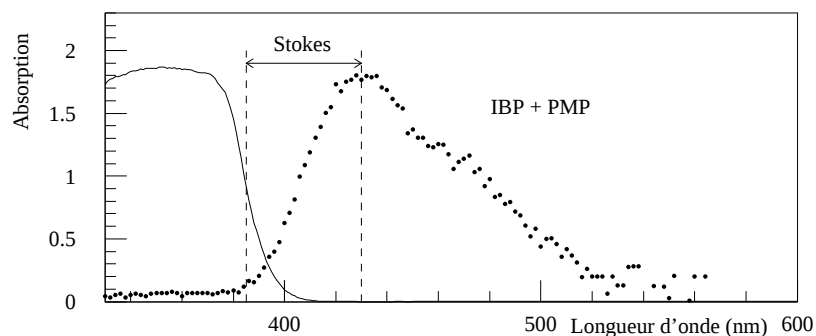


Figure 3.5a : Spectre d'absorption du scintillateur IBP + PMP et superposition du spectre d'émission du PMP

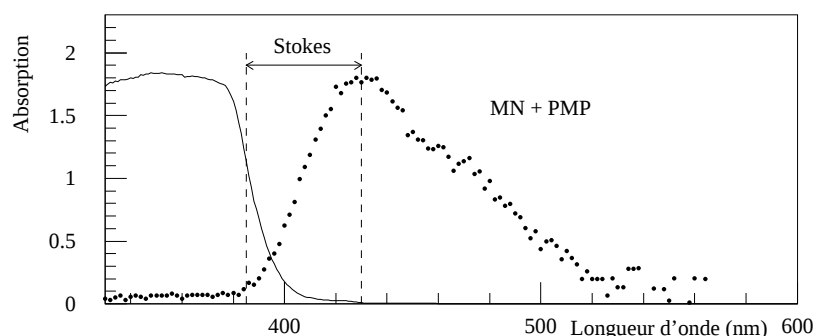


Figure 3.5b : Spectre d'absorption du scintillateur MN + PMP et superposition du spectre d'émission du PMP

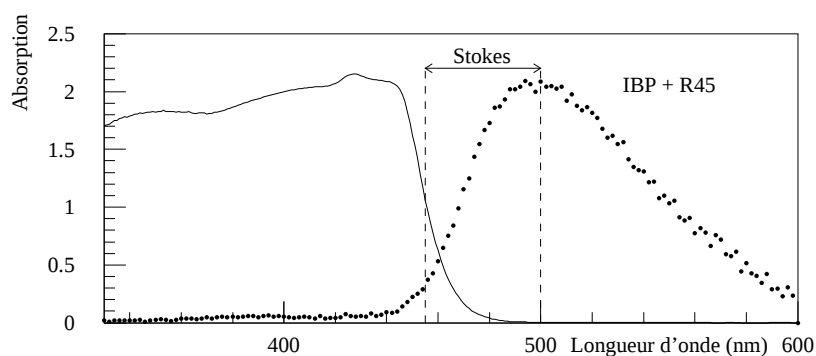


Figure 3.6a : Spectre d'absorption du scintillateur IBP + R45 et superposition du spectre d'émission du R45

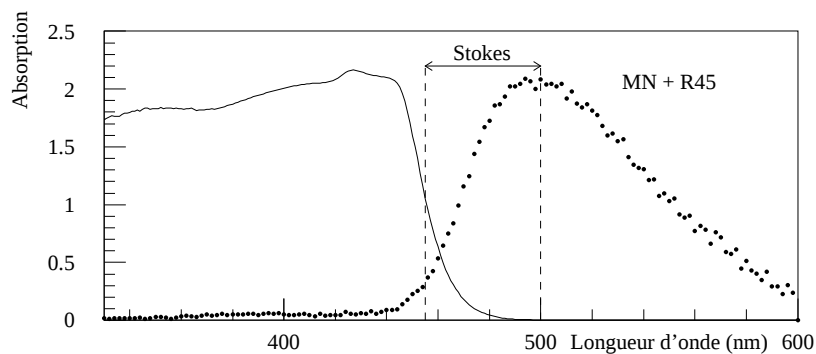


Figure 3.6b : Spectre d'absorption du scintillateur MN + R45 et superposition du spectre d'émission du R45

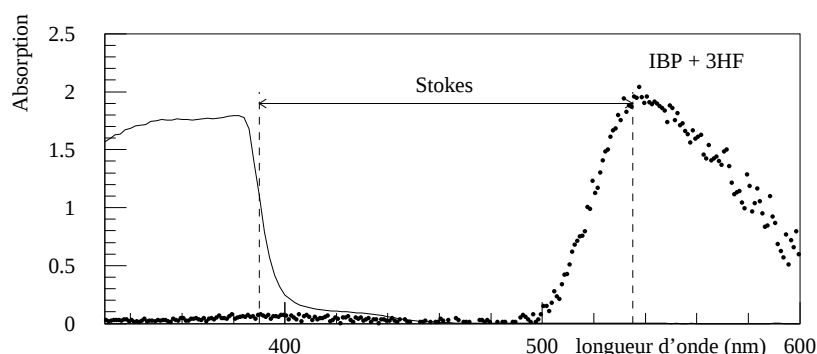


Figure 3.7a : Spectre d'absorption du scintillateur IBP + 3HF et superposition du spectre d'émission du 3HF

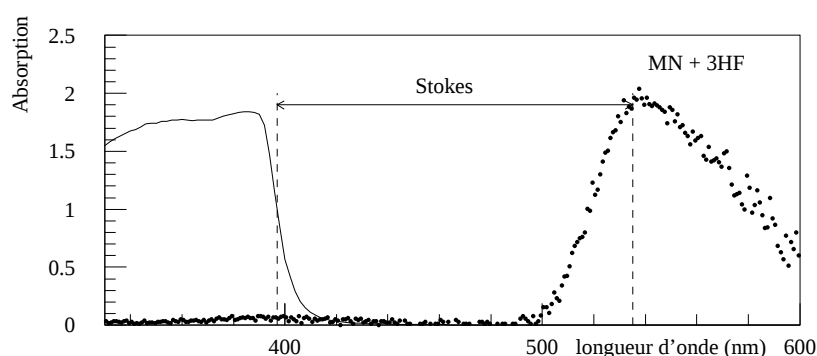


Figure 3.7b : Spectre d'absorption du scintillateur MN + 3HF et superposition du spectre d'émission du 3HF

3.4. Analyse

3.4.1. Spectres d'absorption du scintillateur seul

Les spectres montrés jusqu'ici représentent toujours le spectre d'absorption $A(\lambda)$ du mélange solvant-soluté. Toutefois, l'application de la loi de Beer permet de déterminer le spectre d'absorption du soluté $A_{\text{soluté}}(\lambda)$.

En effet:

$$A(\lambda) = A_{\text{solvant}}(\lambda) + A_{\text{soluté}}(\lambda)$$

La connaissance préalable du spectre d'absorption du solvant permet donc le calcul des spectres d'absorption des solutés.

La figure 3.8 représente les spectres d'absorption obtenus pour les solutés utilisés.

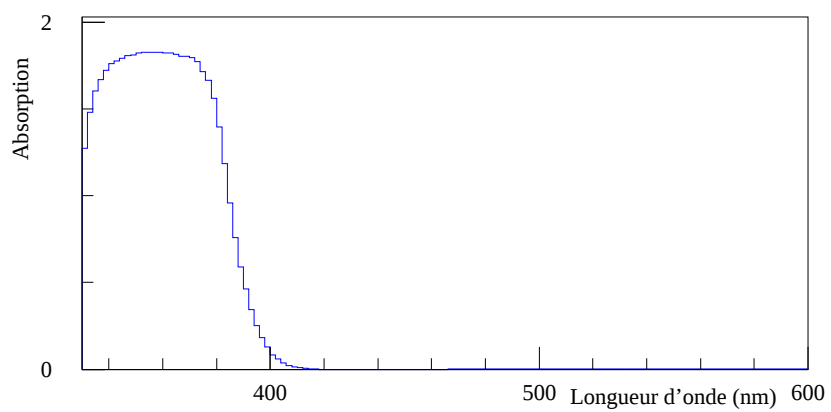


Figure 3.8a : Spectre d'absorption du PMP

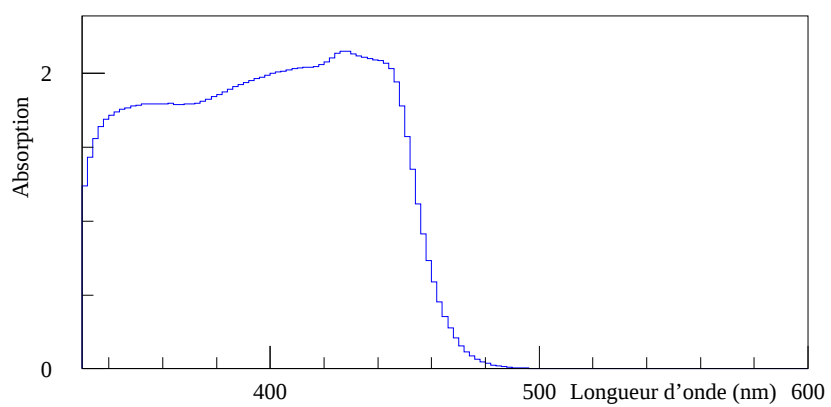


Figure 3.8b : Spectre d'absorption du R45

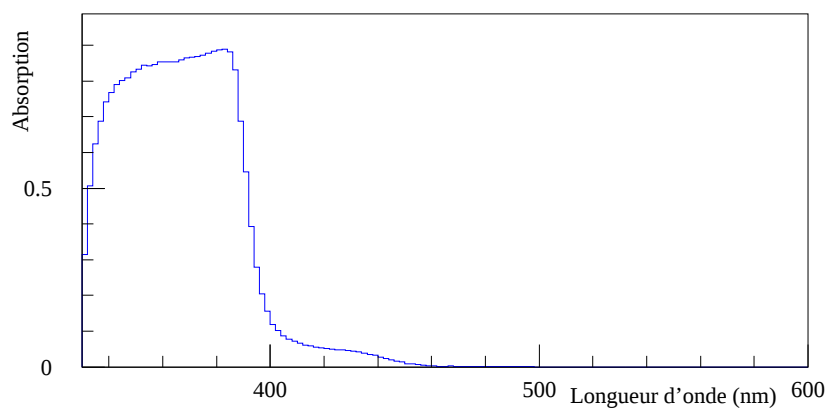


Figure 3.8c : Spectre d'absorption du 3HF

3.4.2. Evaluation de la longueur d'atténuation des scintillateurs

La connaissance des spectres d'absorption et d'émission d'un scintillateur ainsi que du spectre d'efficacité quantique $QE(\lambda)$ du photodétecteur permet de calculer la longueur d'atténuation attendue du scintillateur.

A longueur d'onde λ fixée, l'intensité lumineuse perçue à une distance x de la source est donnée par :

$$I(x, \lambda) \equiv I_0(\lambda) e^{-\frac{x}{L(\lambda)}}$$

où $L(\lambda)$ est définie comme la longueur d'absorption à la longueur d'onde λ .

La loi de Beer-Lambert permet de relier l'absorption $A(\lambda)$ à la longueur d'atténuation $L(\lambda)$ pour une épaisseur traversée de 1 cm.

$$A(\lambda) = \log_{10} \left(\frac{I_0(\lambda)}{I(x=1\text{cm}, \lambda)} \right) = \frac{\log_{10}(e)}{L(\lambda)}$$

ou :

$$L(\lambda) = \frac{\log_{10}(e)}{A(\lambda)}$$

Dans le cas d'une particule ionisante qui traverse un capillaire rempli de scintillateur, celui-ci se désexcitera en émettant de la lumière dont le spectre est donné par $E(\lambda)$.

L'intensité lumineuse arrivant au photodétecteur I_{PM} à une distance x (en cm) du point d'excitation est donnée par :

$$I_{PM}(x) = K \int E(\lambda) \exp \left(- \frac{x}{L(\lambda) \langle \cos \theta \rangle} \right) d\lambda$$

La réponse du photodétecteur I_d sera donnée par :

$$I_d(x) = K' \int E(\lambda) \exp \left(- \frac{x}{L(\lambda) \langle \cos \theta \rangle} \right) QE(\lambda) d\lambda$$

où la constante K' rassemble plusieurs facteurs constants : intensité initiale de lumière, efficacité de capture de la lumière dans le capillaire, gain du photodétecteur ...

$\langle \cos \theta \rangle$: cosinus moyen de l'angle entre les rayons lumineux et l'axe de la fibre
 $(\langle \cos \theta \rangle \approx 0.93)$ [Mic90]

Ce calcul néglige les éventuelles pertes lors des réflexions 'totales' de la lumière à l'interface coeur-gaine du capillaire.

Les figures 3.9 et 3.10 représentent les réponses théoriques (en unités arbitraires) à l'extrémité d'un capillaire en fonction de la distance entre le point d'excitation et le photodétecteur. Les courbes en tiret schématisent les limites d'incertitude en tenant compte de l'erreur maximale commise sur l'absorption (voir tableau 3.1).

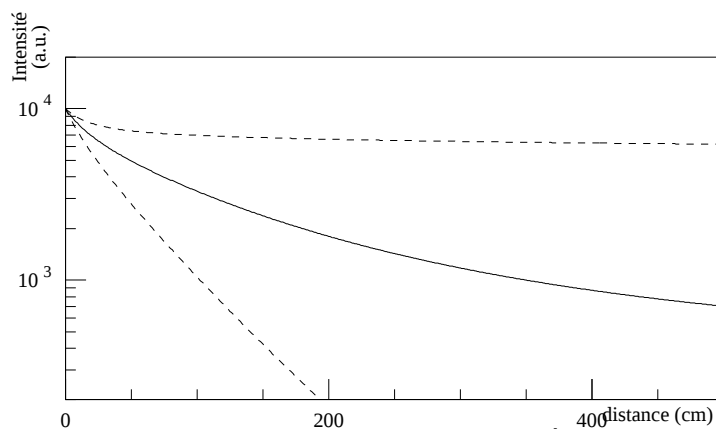


Figure 3.9a : Intensité lumineuse CALCULÉE du MN+PMP en fonction de la distance du point d'excitation

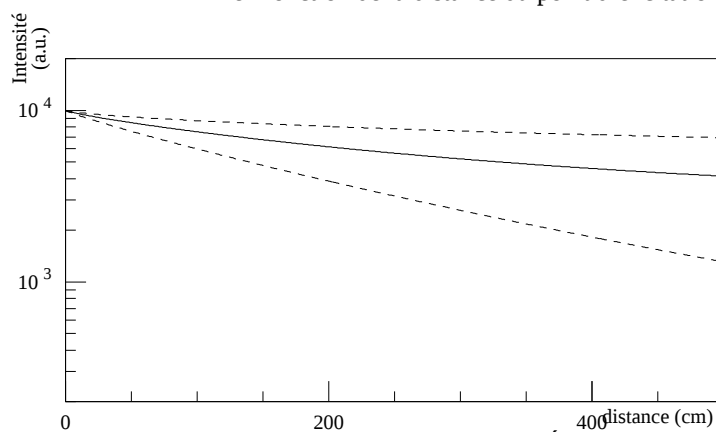


Figure 3.9b : Intensité lumineuse CALCULÉE du IBP+PMP en fonction de la distance du point d'excitation

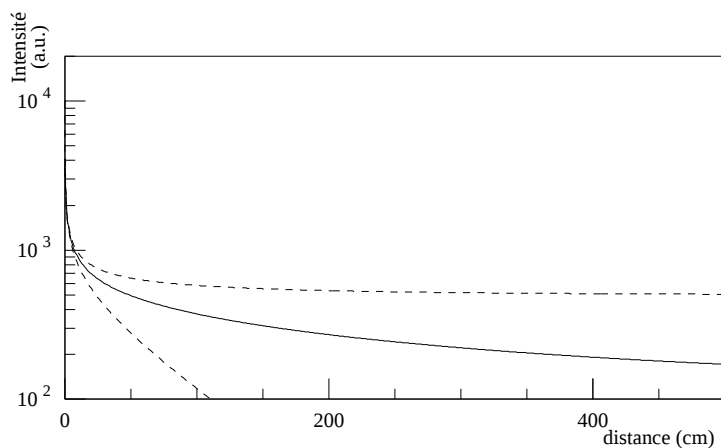


Figure 3.10a : Intensité lumineuse CALCULÉE du MN+R45 en fonction de la distance du point d'excitation

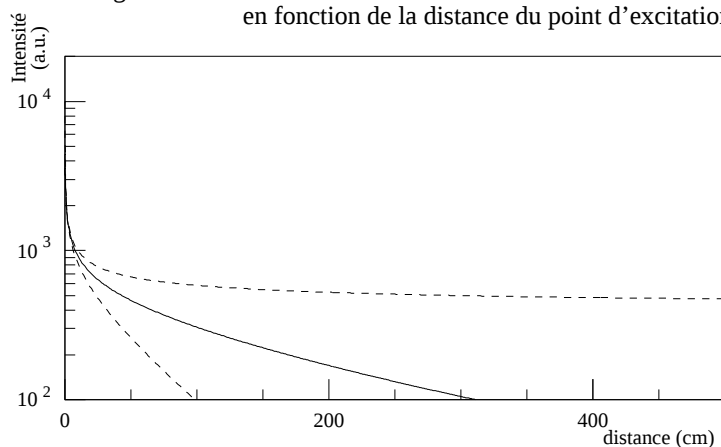


Figure 3.10b : Intensité lumineuse CALCULÉE du IBP+R45 en fonction de la distance du point d'excitation

3.4.3. Pureté du solvant

La mesure du spectre d'absorption d'un solvant permet également d'évaluer sa pureté (voir chapitre 2). Pour rappel, la figure 3.11 représente le spectre d'absorption du MN commercial et du MN purifié en Belgique.

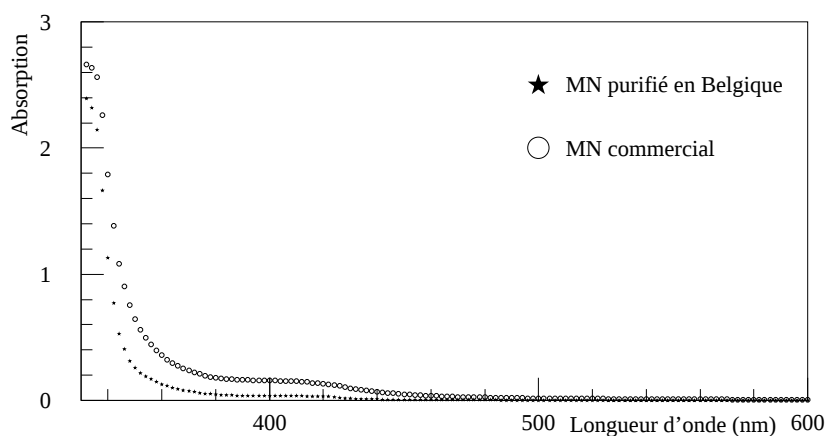


Figure 3.11 : Spectres d'absorption de MN commercial et MN purifié en Belgique

3.5. Conclusions

Les spectres d'absorption d'un scintillateur nous permettent d'obtenir des caractéristiques spécifiques du mélange solvant-soluté : pureté du solvant, décalage de Stokes du scintillateur, évaluation de la longueur d'atténuation du mélange.

Il apparaît toutefois, au vu des développements récents, que les longueurs d'atténuation des scintillateurs modernes dépassent largement le mètre [Buo94] [Gol94]. Une mesure de précision exige alors une précision sur l'absorption meilleure que 0.005, ce qui dépasse les performances de notre spectrophotomètre. La détermination de la longueur d'atténuation n'est donc valable avec nos instruments que pour des scintillateurs ayant une longueur d'atténuation relativement courte. Pour les scintillateurs ayant une grande longueur d'atténuation, il est donc préférable de procéder à une mesure directe de la longueur d'atténuation.

Chapitre 4 : Spectre d'émission

Les spectres d'émission d'un scintillateur constituent une donnée essentielle dans le choix du photodétecteur. On peut ainsi choisir une sensibilité spectrale qui optimise l'efficacité de détection de l'ensemble scintillateur-photodétecteur.

Par comparaison avec le spectre d'absorption, il est également possible d'évaluer le décalage de Stokes du scintillateur et d'estimer la longueur d'atténuation de la lumière de scintillation (voir chapitre 3).

Dans ce chapitre, nous décrirons nos recherches pour obtenir les spectres d'émission, le spectrofluorimètre que nous avons développé, les mesures effectuées et leur analyse.

Nous citerons également d'autres mesures possibles à l'aide du spectrofluorimètre.

4.1. Principe de mesure

Le scintillateur est excité à l'aide d'une source lumineuse suffisamment intense pour dépasser le niveau de bruit du dispositif.

Pour déterminer le spectre d'émission vrai, nous procédons par excitation superficielle du milieu pour éviter que la lumière de fluorescence ne soit réabsorbée par le scintillateur. Le rayonnement d'excitation de courte longueur d'onde (λ) est absorbé en surface du milieu et la lumière de fluorescence produite est détectée au même endroit afin d'éviter sa réabsorption par le scintillateur lui-même [D'Am93]. Cette lumière est analysée en longueur d'onde à l'aide d'un monochromateur et l'intensité détectée est enregistrée.

4.2. Dispositif expérimental

Le spectrofluorimètre est constitué de quatre parties principales représentées à la figure 4.1. Chaque partie sera décrite séparément avant de passer au schéma complet.

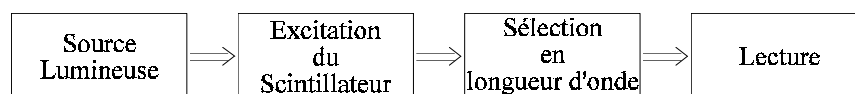
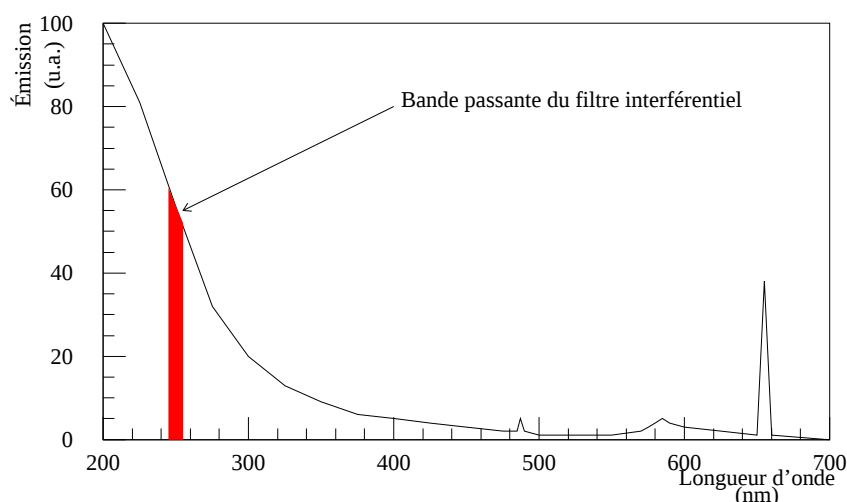


Figure 4.1 : Schéma de principe du spectrofluorimètre

4.2.1. Source lumineuse

La source lumineuse utilisée est une lampe deutérium à haute pression. Cette lampe présente un spectre d'émission continu s'étendant de la région ultraviolette à l'infrarouge [ORI93].

Pour exciter le solvant du scintillateur, il faut que les photons d'excitation aient une longueur d'onde comprise dans le spectre d'absorption du solvant. Dans ce but, un filtre interférentiel sélectionne une bande de 10 nm centrée sur une longueur d'onde moyenne de 250 nm [AND]. La figure 4.2 représente le spectre d'émission de la lampe ainsi que la plage en longueurs d'onde sélectionnée pour l'excitation du solvant.



La lumière quasi monochromatique ainsi produite est focalisée sur la surface de l'échantillon à l'aide d'un système de lentilles en quartz (condenseur).

4.2.2. Excitation du scintillateur

4.2.2.1. Enceinte

L'échantillon de scintillateur est placé dans une enceinte opaque (boîte noire) afin d'éliminer la lumière parasite venant de l'extérieur [Ber93].

A l'intérieur de la boîte, un support mobile orientable autour d'un axe vertical permet de positionner l'échantillon au foyer du condenseur pour maximiser l'intensité lumineuse d'excitation. L'ensemble est schématisé à la figure 4.3.

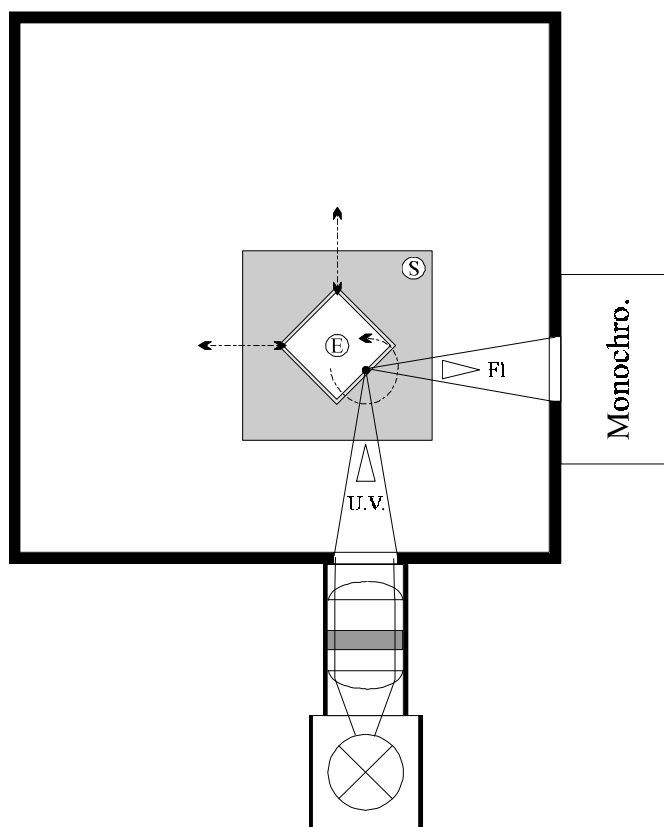


Figure 4.3 : Boîte noire contenant l'échantillon

E : Cuvette avec scintillateur U.V. : Faisceau Incident

S : Support orientable

Fl : Lumière de fluorescence

4.2.2.2. Cuvette

Le scintillateur est contenu dans une cuvette de quartz (HELLMA, type 110QS) choisie pour sa meilleure transmission de la lumière ultraviolette qu'une cuvette en verre optique. Le quartz ultra pur présente aussi l'avantage de ne pas scintiller sous l'effet du faisceau U.V. incident.

La figure 4.4 représente le spectre d'émission d'une cuvette en verre optique et d'une cuvette en quartz. Les points représentent le spectre d'émission de la cuvette en verre optique : la courbe continue représente l'émission d'une cuvette en quartz. Les pics visibles sont dus à la diffraction de la lumière d'excitation par le réseau du monochromateur.

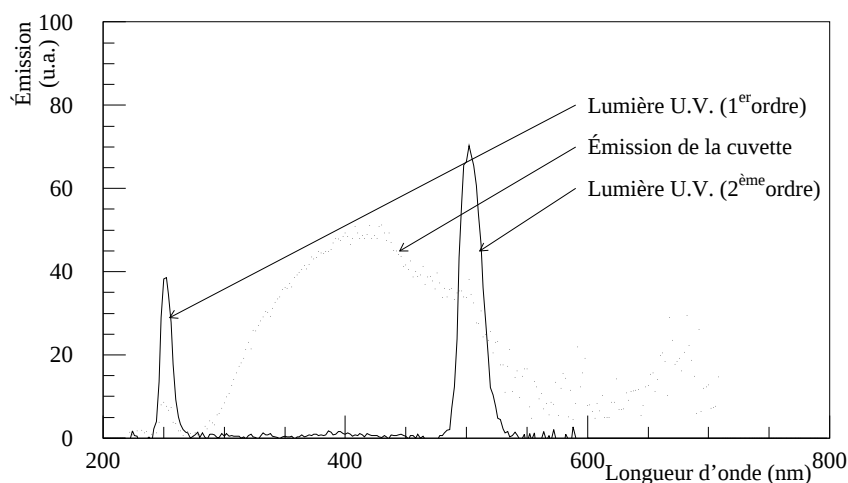


Figure 4.4 : Spectre d'émission d'une cuvette vide (points) et d'une cuvette en quartz (traits pleins)

4.2.3. Monochromateur

Le monochromateur utilisé est un modèle commercial (de marque CHROMEX, modèle 250 SM à 2 réseaux) [CHR92]. La disposition des éléments optiques suit la configuration dite Czerny-Turner [Ler88] (voir figure 4.5).

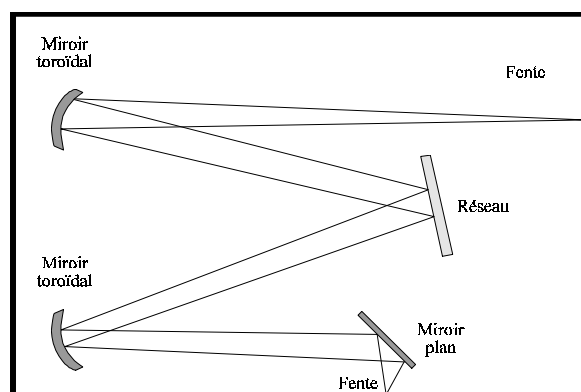


Figure 4.5 : Configuration Czerny-Turner

La sélection en longueur d'onde est effectuée par rotation d'un réseau de diffraction.

4.2.3.1. Réseau [Bro]

Le réseau utilisé est un miroir dont la surface est entaillée de biseaux (voir figure 4.6).

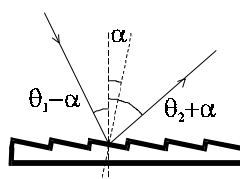


Figure 4.6 : Forme du réseau de diffraction

Pour un angle d'incidence $(\theta_1 - \alpha)$ par rapport au plan du réseau, le premier ordre de diffraction se produira dans une direction $(\theta_2 + \alpha)$ si :

$$d [\sin(\theta_2 + \alpha) - \sin(\theta_1 - \alpha)] = \lambda$$

L'angle α est choisi de telle façon que : $\theta_1 = \theta_2$

De cette manière, le premier ordre de diffraction du réseau correspond aussi à la réflexion spéculaire de chaque petit miroir. On dit que, dans ce cas, le réseau est blazé ("enflammé").

La condition de diffraction devient donc :

$$2 d \sin(\alpha) \cos(\theta) = \lambda$$

Cette condition n'est strictement vérifiée que pour une longueur d'onde λ_{blaze} fixée et l'intensité lumineuse diffractée décroît quand on s'éloigne de λ_{blaze} .

Pour étendre la gamme spectrale d'utilisation, nous disposons deux réseaux blazés pour des longueurs d'onde différentes. Pour notre instrument, leurs caractéristiques sont données au tableau 4.1.

Réseau	Traits/mm	λ_{blaze} (nm)	λ_{min} (nm)	λ_{max} (nm)
R1	1200	250	180	375
R2	1200	500	330	650

Tableau 4.1 : Caractéristiques techniques des réseaux utilisés.

4.2.3.2. Miroirs

Les miroirs de focalisation ont une distance focale de 250 mm. Ils ont une forme toroïdale afin de réduire les aberrations (sphérique et coma, essentiellement).

4.2.3.3. Commandes

Le monochromateur peut être commandé manuellement à l'aide d'un clavier de contrôle ou de manière externe par un microprocesseur via une interface série (ligne RS 232).

4.2.4. Lecture et enregistrement

L'intensité lumineuse sortant du monochromateur est détectée à l'aide d'un photomultiplicateur (PM) de type BURLE 4840 qui travaille en mode *courant*.

La photocathode choisie (ERMA : Extended Red Multi Alkali) possède une sensibilité spectrale qui couvre toute la plage de longueurs d'onde étudiée. (180-810 nm) (voir figure 4.10).

Le courant sortant du PM est converti en fréquence par un convertisseur courant-fréquence (current digitizer IPC CD1).

Une horloge (dual-timer) définit l'intervalle temporel (1 s) de sommation des impulsions venant du convertisseur de courant. La sommation est enregistrée par une échelle de comptage CAMAC (LECROY 2551).

Le monochromateur et les modules CAMAC sont commandés simultanément par micro-ordinateur à l'aide d'un programme en langage C. Ce programme permet la sélection du réseau, la sélection en longueur d'onde, l'enregistrement des données ainsi que leur représentation graphique [Ben93].

La figure 4.7 représente une vue globale du dispositif expérimental.

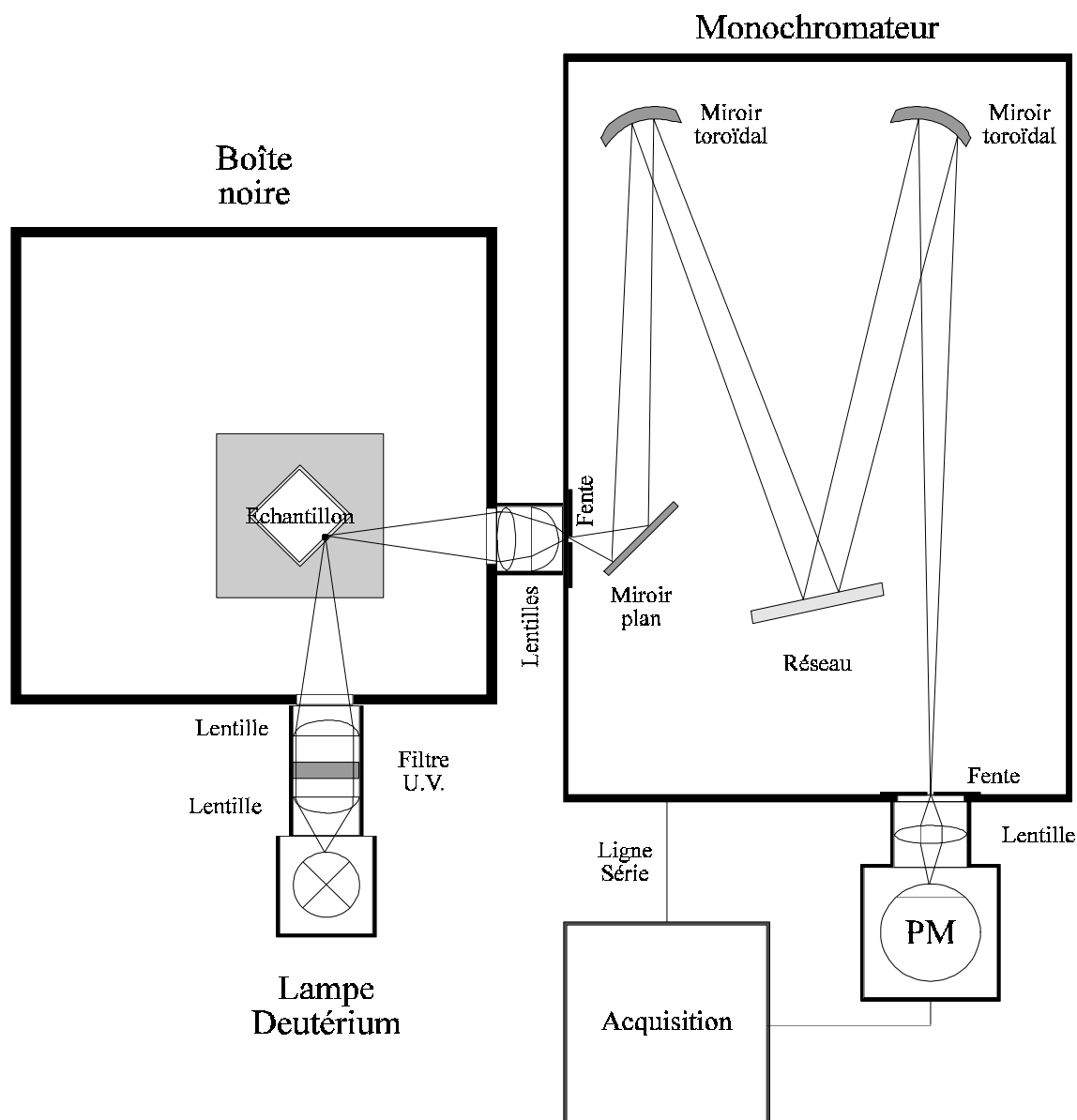


Figure 4.7 : Spectrofluorimètre

4.3. Mesures

4.3.1. Précautions générales

4.3.1.1. Orientation

L'angle θ_{tot} entre la direction du faisceau lumineux incident (excitation) et direction de la détection de la fluorescence est fixé à 90° par construction.

L'intensité maximale détectée correspond à une orientation de la cuvette θ_c de 45° par rapport à la direction du faisceau incident [Ber93]. Cette orientation correspond à l'angle de réflexion spéculaire de l'excitation sur la face de la cuvette. Cette configuration se traduit par

deux pics parasites dans les spectres d'émission mesurés. Le premier pic se situe à $\lambda_{\text{monochr}}=250\text{nm}$ et correspond à la lumière d'excitation diffractée au premier ordre. Le second pic apparaît à $\lambda_{\text{monochr}}= 500 \text{ nm}$ et provient de la diffraction au second ordre par le réseau.

En principe, le premier pic n'est pas gênant car il se situe à une longueur d'onde plus courte que le domaine de longueurs d'onde du spectre d'émission.

Le second pic, par contre, se situe généralement dans le domaine de mesure et son intensité "noie" complètement le spectre de fluorescence. Pour l'éliminer, on oriente la cuvette afin d'éclairer le scintillateur sous incidence rasante (éloignée de 45°). De cette manière, l'angle θ_c ne correspond plus à l'angle de réflexion spéculaire. Le seul signal parasite détecté reste la lumière d'excitation *diffusée* sur la surface de la cuvette.

4.3.1.2. Bruit de fond

Le courant d'obscurité du PM, qui s'additionne au courant dû à l'émission de lumière, est évalué sur une plage de longueurs d'onde s'étendant de part et d'autre du spectre d'émission.

4.3.1.3. Calibration en longueur d'onde

Le monochromateur est calibré en longueur d'onde à l'aide d'une lampe à vapeur de mercure à basse pression. Celle-ci présente un spectre d'émission discret avec une raie très intense à $\lambda= 253.7 \text{ nm}$ qui nous sert de référence [Wea86]. La figure 4.8 représente le spectre du mercure mesuré autour de la raie principale après calibration. Le balayage en longueur d'onde est effectué par pas de 0.5 nm .

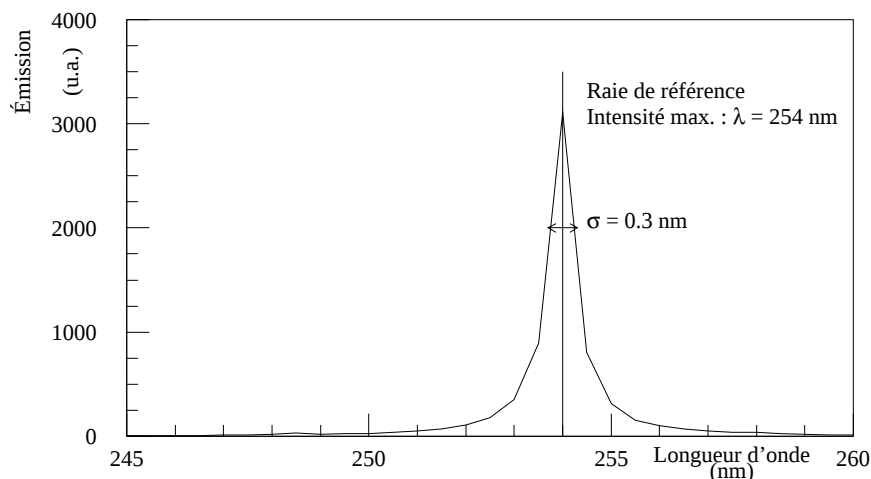


Figure 4.8 : Raie de calibration à 253.7 nm MESURÉE

4.3.1.4. Linéarité du convertisseur de courant

Une mesure préliminaire, à l'aide d'une source de courant étalon, a démontré la linéarité de la réponse du convertisseur de courant pour chacune de ses échelles [Ben93].

Pour la mesure du spectre d'émission, il est inutile de déterminer l'intensité absolue du courant sortant du PM car seule la forme du spectre est importante.

4.4. Résultats

Le spectre d'émission de chaque scintillateur a été mesuré avec chacun des deux réseaux du monochromateur afin d'assurer la reproductivité des résultats obtenus. La figure 4.9 représente un spectre d'émission brut.

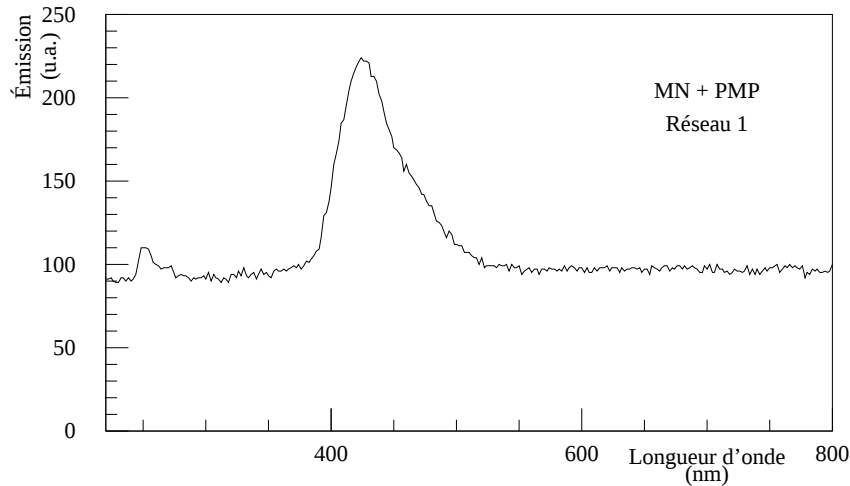


Figure 4.9 : Spectre d'émission mesuré avant corrections

4.4.1. Traitement des données

Le spectre mesuré $E_m(\lambda)$ n'est pas le spectre d'émission réel $E_r(\lambda)$. En effet, différents facteurs perturbent la mesure.

L'efficacité de diffraction des réseaux $\epsilon_R(\lambda)$ [CHR92] et l'efficacité quantique $QE(\lambda)$ du PM [BUR90] ne sont pas des constantes en fonction de la longueur d'onde⁶ λ . D'autre part, le courant noir du PM, $B(\lambda)$, vient s'ajouter au courant du signal.

On obtient donc :

$$E_m(\lambda) = E_r(\lambda) * \epsilon_R(\lambda) * QE(\lambda) + B(\lambda)$$

Le spectre d'émission réel est donc donné par :

$$E_r(\lambda) = \frac{E_m(\lambda) - B(\lambda)}{\epsilon_R(\lambda) * QE(\lambda)}$$

La figure 4.10 représente l'efficacité $\epsilon_R(\lambda)$ de chaque réseau et l'efficacité quantique du PM en fonction de la longueur d'onde.

⁶ La transmittance des lentilles et la réflectance des miroirs sont supposées constantes dans la plage de longueurs d'onde utilisée.

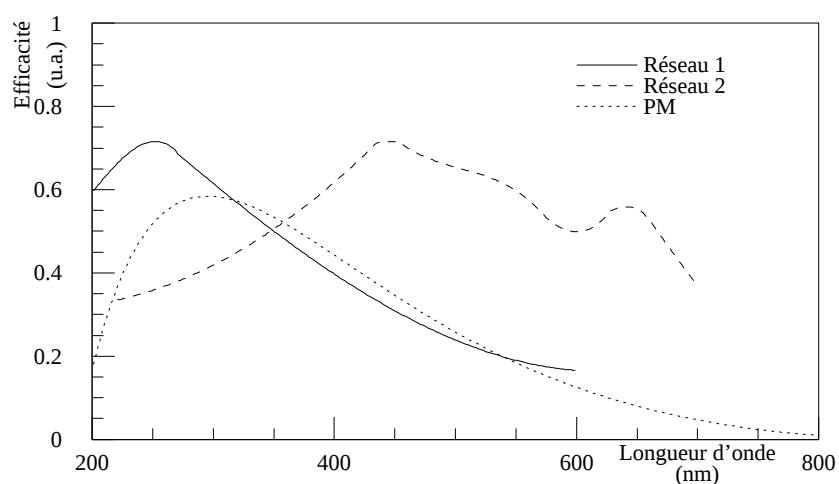


Figure 4.10 : Efficacité des réseaux et de la photocathode du PM

4.4.1.1. Soustraction du courant d'obscurité

Pour soustraire le bruit de fond, des parties du spectre mesuré sont choisies en dehors de la région d'intérêt. Par ajustement linéaire, elles déterminent la contribution du courant d'obscurité à soustraire du spectre mesuré (voir figure 4.11).

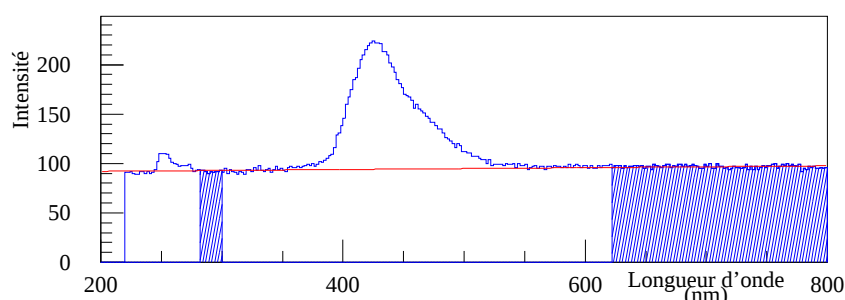


Figure 4.11a : Région sélectionnée pour la détermination du bruit de fond et ajustement par une droite

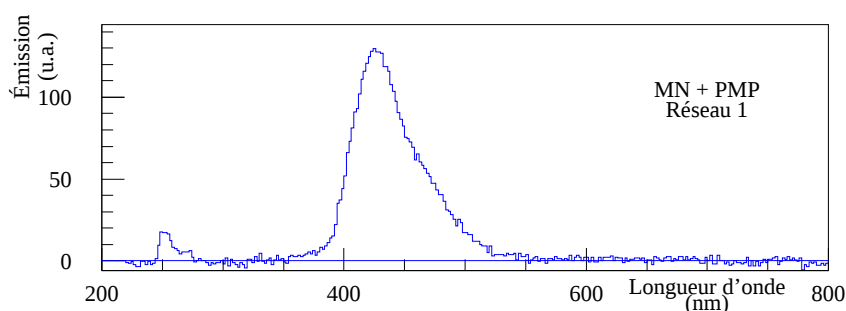


Figure 4.11b : Spectre d'émission mesuré après soustraction du bruit de fond

4.4.1.2. Correction des inefficacités

Le spectre obtenu après correction du courant d'obscurité est ensuite divisé par les spectres d'efficacité $\varepsilon_R(\lambda)$ du réseau et d'efficacité quantique de la photocathode du PM. (Voir figure 4.12)

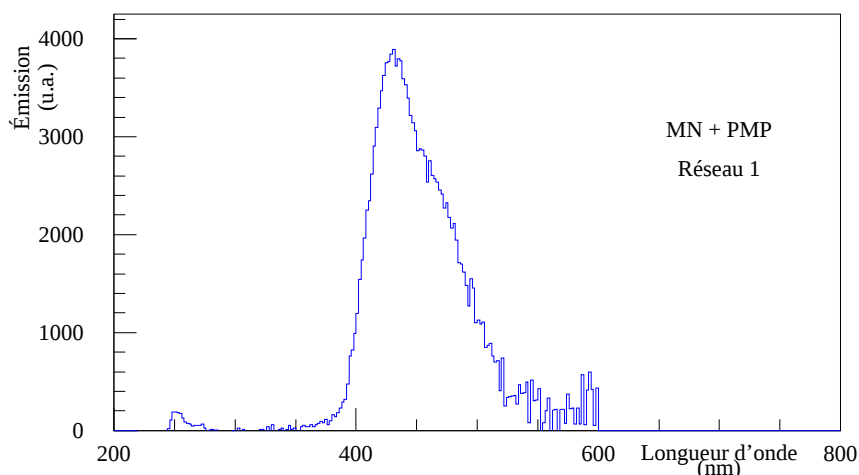


Figure 4.12 : Spectre d'émission mesuré après corrections

4.4.2. Résultats

Les spectres corrigés sont représentés aux figures 4.13 à 4.21. Ils sont normalisés à 100 unités à la longueur d'onde du maximum d'émission.

4.4.2.1. Spectres d'émission des solvants

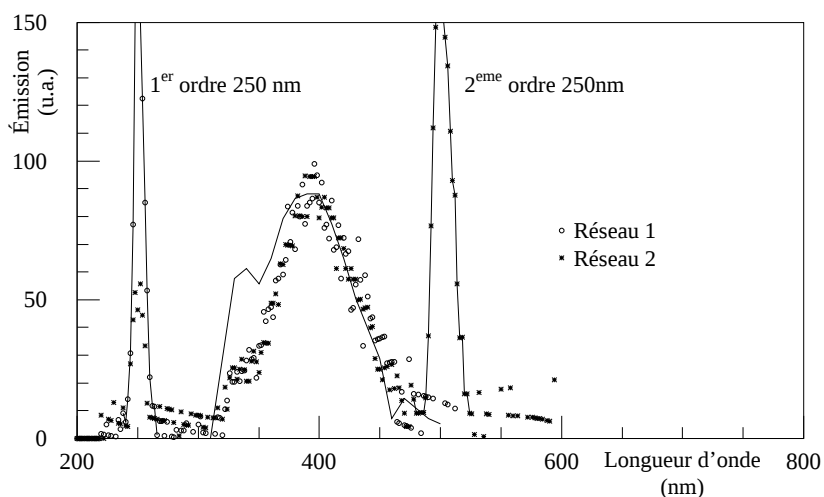


Figure 4.13 : Spectre d'émission du Méthyl-naphtalène
Spectre continu mesuré par Birckner [Bir90]

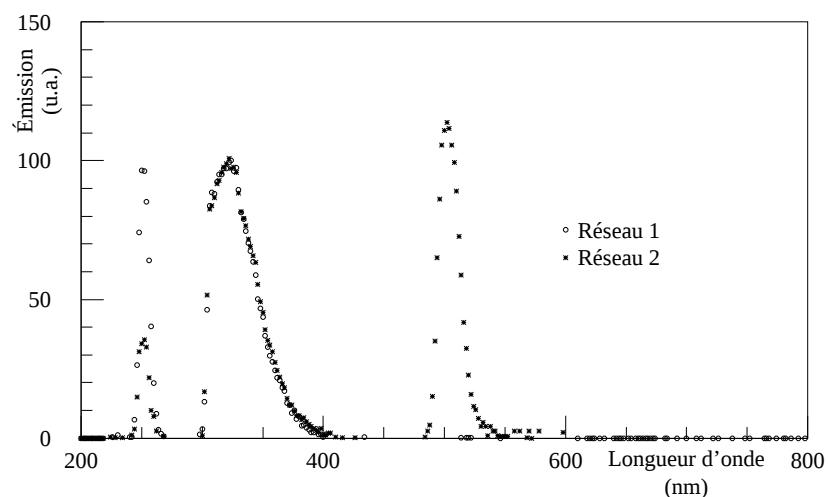


Figure 4.14 : Spectre d'émission de l'Isopropyl-Biphényl

4.4.2.2. Spectres d'émission des mélanges solvant-solutés

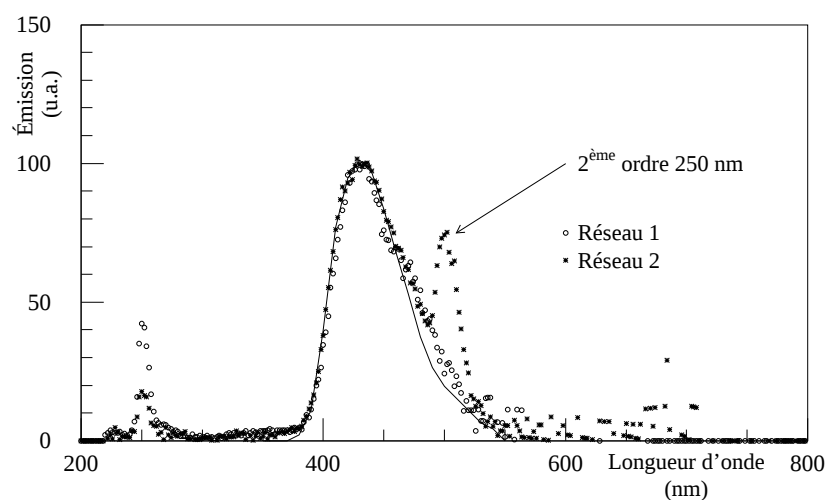


Figure 4.15 : Spectre d'émission du MN + PMP

Spectre continu mesuré par D'Ambrosio [Dam90]

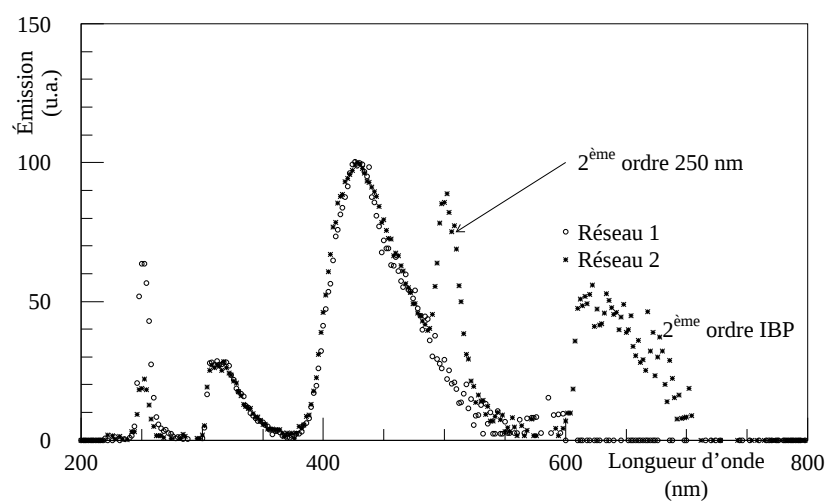


Figure 4.16 : Spectre d'émission du IBP + PMP

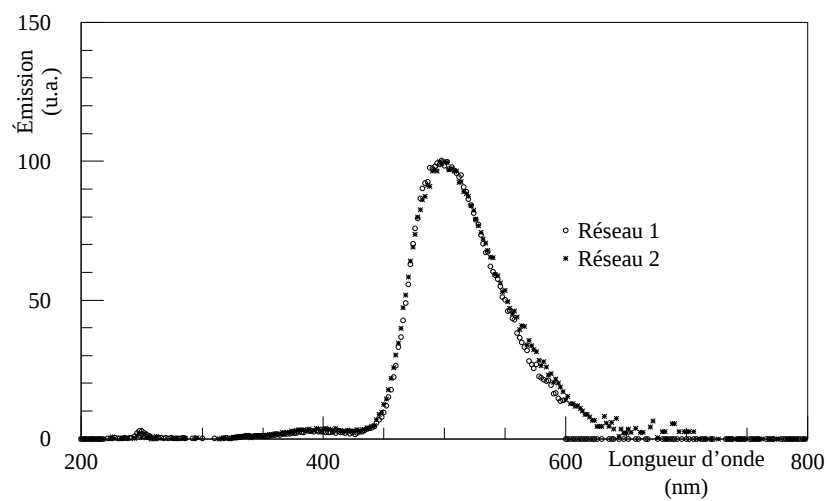


Figure 4.17 : Spectre d'émission du MN + R45

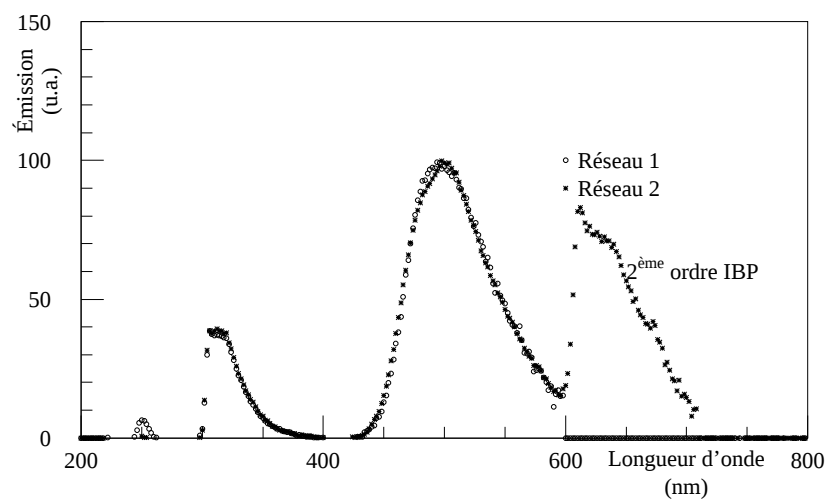


Figure 4.18 : Spectre d'émission du IBP + R45

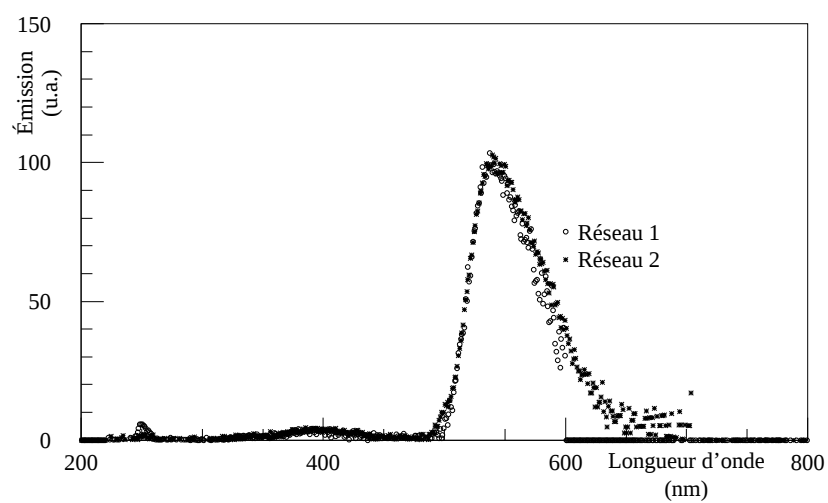


Figure 4.19 : Spectre d'émission du MN + 3HF

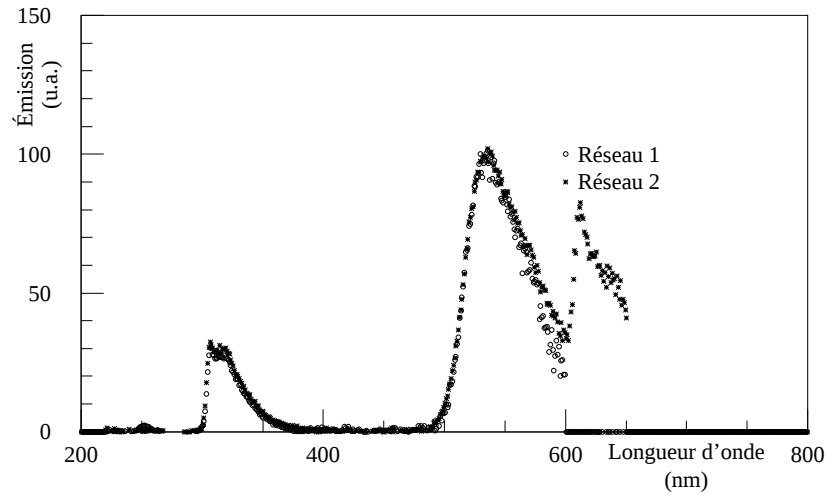


Figure 4.20 : Spectre d'émission du IBP + 3HF

4.4.2.3. Spectre de référence

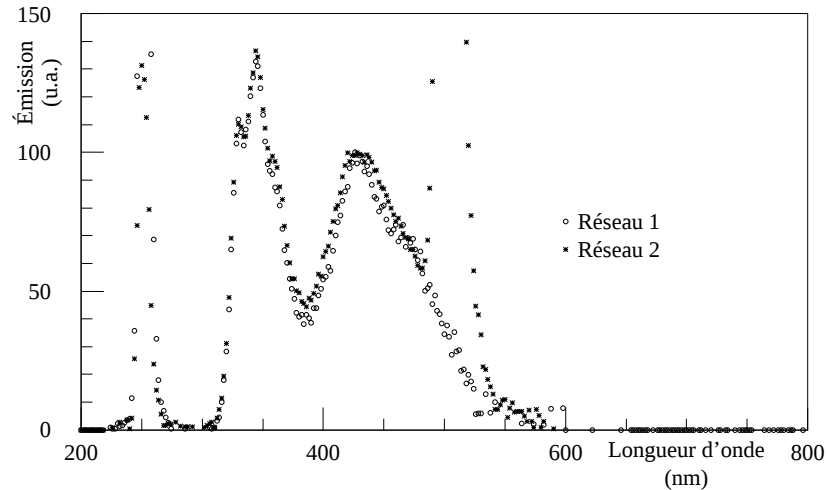


Figure 4.21 : Spectre d'émission du NE102A

4.5. Autres applications

4.5.1. Sources d'excitation diverses

Le spectre d'émission du scintillateur NE102A a été déterminé pour différentes conditions d'excitation. Nous avons comparé une lampe à décharge au Xénon ($\lambda_{\text{exc}} \approx 330 \text{ nm}$) et une source d'électrons (^{90}Sr).

Dans ce dernier cas, la cuvette contenant l'échantillon a été réorientée pour présenter une face d'entrée perpendiculaire au faisceau d'électrons. Il n'y a donc plus d'excitation de surface. La partie du spectre de fluorescence à courte longueur sera donc réabsorbée par le milieu scintillant lui-même.

Pour l'excitation par la lampe au Xénon avec un filtre à 330 nm, il n'y a plus d'excitation du solvant et on ne détectera plus que la fluorescence du soluté.

Les spectres mesurés sont représentés à la figure 4.22 en superposition avec le spectre d'émission mesuré avec la lampe au deutérium.

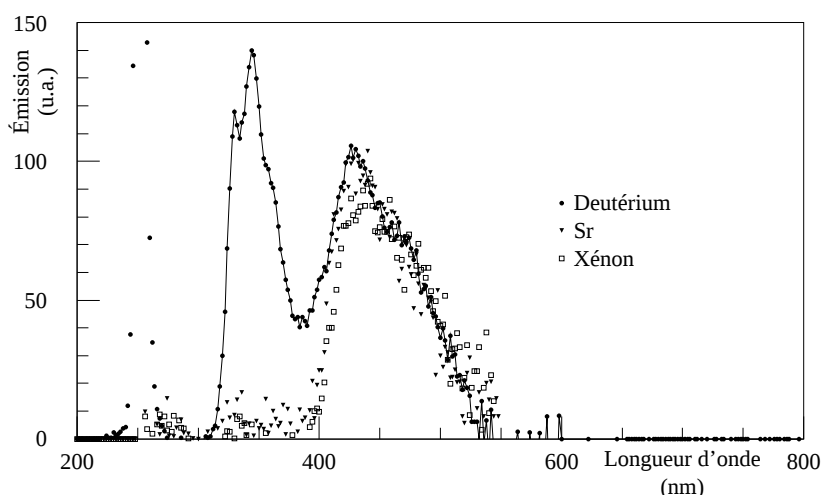


Figure 4.22 : Spectre d'émission du NE102 A mesuré avec différentes sources d'excitation

Malgré les incertitudes liées au faible rapport signal/bruit dans la mesure du spectre d'émission avec la source d'électrons, il y a une bonne correspondance avec le spectre d'émission déterminé avec la lampe au deutérium. Donc, dès que solvant et soluté sont excités, les spectres de fluorescence observés sont indépendants de la nature de l'excitation.

Le spectre d'émission du soluté obtenu par excitation avec la lampe au Xénon semble aussi correspondre au spectre d'émission mesuré avec la lampe au deutérium. Toutefois, le faible rapport signal/bruit dans la détermination du spectre d'émission avec la lampe au Xenon ne permet pas de conclure que les spectres sont identiques.

4.5.2. Sources lumineuses diverses

Notre dispositif peut être utilisé pour déterminer le spectre d'émission d'une photodiode émettrice LED. Le spectre obtenu est représenté à la figure 4.23.

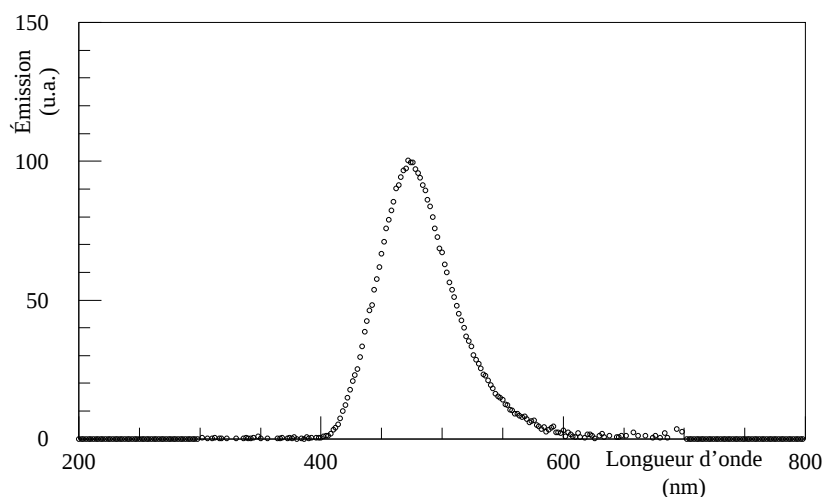


Figure 4.23 : Spectre d'émission d'une L.E.D.

4.6. Conclusions

Le spectrofluorimètre que nous avons conçu et mis au point permet la détermination des spectres d'émission de scintillateurs.

La mesure indépendante des spectres avec chacun des réseaux nous garantit la cohérence des données prises. Les spectres mesurés avec les deux réseaux sont entièrement compatibles entre eux.

L'excitation par une lampe au deutérium permet la détermination des spectres d'émission des solvants utilisés (MN et IBP).

Le maximum du spectre d'émission du MN se situe à même longueur d'onde que les spectres mesurés par Golovkin et Birckner [Gol91] [Bir90]. Toutefois la faible intensité du signal mesuré ne permet pas de vérifier la forme exacte du spectre.

Nos mesures des spectres d'émission du PMP sont compatibles avec les spectres de Birckner [Bir90] et D'Ambrosio [Dam90].

Chapitre 5 : Rendements lumineux

Le rendement lumineux d'un scintillateur est le nombre de photons émis par unité d'énergie perdue lorsqu'une particule ionisante traverse le milieu. Il s'exprime habituellement en photon/keV (γ/keV).

La connaissance du rendement lumineux est importante pour travailler avec des scintillateurs de petites dimensions. Ainsi, dans la partie "cible capillaire" de l'expérience CHORUS [Buo94][Jon91], nous utilisons des capillaires de 24 μm de diamètre intérieur remplis de scintillateur liquide. Un rendement lumineux important est essentiel comme le montre le bilan suivant :

- * Distance parcourue par une particule dans un capillaire : 24 μm
- * Particule au minimum d'ionisation : 2 $\text{MeV}/(\text{g cm}^{-2})$
- * Masse volumique du scintillateur : 1 g/cm^3
- * Rendement lumineux de scintillateur : 10 γ/keV
- * Efficacité de capture de la lumière dans un capillaire : 0.05

Le nombre de photons émis et capturés dans un capillaire est d'environ :

$$0.002 \text{ cm} * 2000 \text{ keV}/(\text{g cm}^{-2}) * 1 \text{ g}/\text{cm}^3 * 10 \gamma/\text{keV} * 0.05 \approx 2 \text{ photons}$$

sans tenir compte de l'auto-absorption de la lumière par le scintillateur ni de l'efficacité quantique du détecteur photosensible.

Nous avons conçu et développé un dispositif permettant de déterminer le rendement lumineux absolu des scintillateurs liquides. Dans ce chapitre, nous décrirons la méthode suivie et les résultats obtenus.

5.1. Dispositif expérimental

Les mesures de rendement lumineux et de temps de décroissance des scintillateurs ont été effectuées simultanément par le même dispositif expérimental. Nous décrirons l'ensemble du dispositif et ne rappellerons que les points essentiels à la mesure de temps de décroissance dans le chapitre 6.

5.1.1. Dispositif mécanique

Le dispositif expérimental est décrit à la figure 5.1.

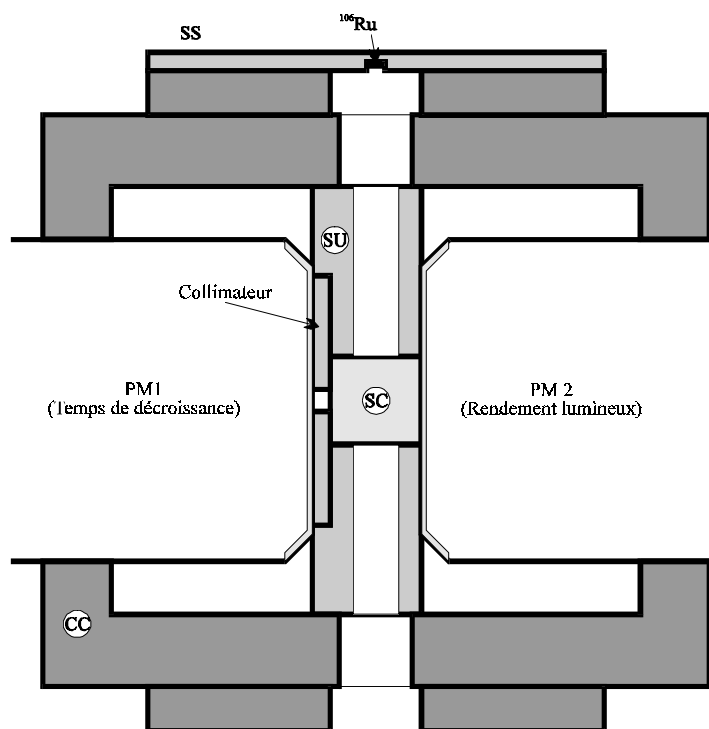


Figure 5.1 : Schéma du dispositif expérimental (vue de dessus).

SC : Echantillon SS : Support source β^-
SU : Support PVC

Le support principal est constitué d'un bloc en aluminium creux dans lequel sont prévus quatre orifices essentiels.

- L'orifice supérieur permet l'insertion des échantillons.
- Deux des orifices latéraux opposés accueillent les tubes photomultiplicateurs (P.M.) utilisés pour les mesures.
- Un troisième orifice latéral orthogonal à l'axe des photomultiplicateurs est obstrué par une feuille de mylar aluminisé et un papier adhésif opaque. Il permet le passage du rayonnement d'excitation du scintillateur.

Les échantillons de scintillateur liquide sont contenus dans des cuvettes en verre optique à faces parallèles (dimensions intérieures $1.*1.*3.7\text{ cm}^3$) [VEL92].

A l'intérieur du bloc, un support rectangulaire en P.V.C. maintient l'échantillon de scintillateur entre les deux PMs. Ce support préserve un accès pour le rayonnement d'excitation. Le PM de mesure du rendement lumineux voit l'entièreté de la surface de la cuvette. Un collimateur est placé dans la face accolée à l'autre PM (mesure de temps de décroissance) pour n'accepter qu'une partie de la lumière émise.

Le scintillateur est excité à l'aide d'une source ^{106}Ru (β^- , $E_{\text{max}} = 3.54 \text{ MeV}$) extérieure au dispositif.

Les tubes photomultiplicateurs utilisés pour les mesures de rendement lumineux (PM2) sont de type Philips XP2020 (photocathode bialcaline) et Philips XP2254 (photocathode S20) [PHI90] selon le domaine spectral d'émission.

Les tubes photomultiplicateurs utilisés pour les mesures de temps de décroissance (PM1) sont de type BURLE 8850 et RCA 8852 [BUR90]. Leur gain très élevé à la première dynode (jusqu'à 50) permet de compter les photo-électrons individuels. [Hou73]

5.1.2. Schéma électronique

Le schéma électronique est illustré à la figure 5.2.

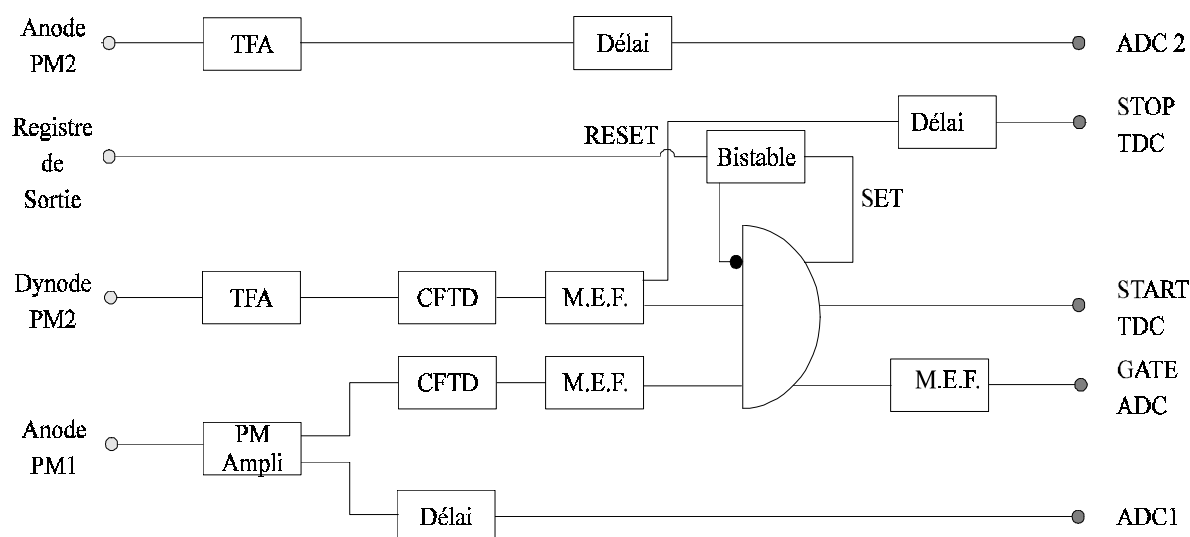


Figure 5.2 : Schéma du montage électronique utilisé pour les mesures de rendement lumineux et de temps de décroissance des scintillateurs

TFA : Timing Filter Ampli.

ADC : Convertisseur de charge

PM Ampli : Ampli. rapide

TDC : Convertisseur temporel

M.E.F. : Disc. de mise en forme

Le PM1 est utilisé dans les mesures de rendement lumineux car il délivre un signal de déclenchement (trigger) quand une particule a excité le scintillateur (la lumière de scintillation doit être vue simultanément par les deux PM).

5.1.2.1. Logique de déclenchement

Le signal de la dernière dynode du PM2 est inversé et amplifié par un amplificateur rapide TFA. Un discriminateur à fraction constante (CFTD) rejette les signaux de basse amplitude. Le signal ainsi obtenu est mis en forme par un discriminateur qui délivre un signal logique de largeur fixée (TRIG1 : -0.7V, 50 ns).

Le signal d'anode du PM1 est amplifié par un amplificateur rapide (LECROY 612AM). Un des signaux de sortie est retardé et sera intégré par un convertisseur de charge. L'autre signal passe d'abord un seuil (CFTD) et est mis en forme pour obtenir un signal logique (TRIG2 : -0.7V, 5 ns).

La coïncidence entre les signaux TRIG1 et TRIG2 est la signature requise pour accepter un événement.

Une condition supplémentaire est requise pour l'enregistrement d'un signal. Nous exigeons que le système d'acquisition soit prêt à enregistrer l'événement. Cette condition est obtenue en construisant un signal VETO qui bloque la coïncidence dès qu'un événement est accepté. Le VETO est remis à zéro (RESET) par le système d'acquisition quand ce dernier est prêt à traiter de nouvelles données.

Le signal de coïncidence est utilisé pour :

- générer le signal de veto,
- générer le signal de déclenchement (START_TDC) du convertisseur temporel,
- générer la fenêtre d'intégration de charge (GATE_ADC) du convertisseur de charge.

5.1.2.2. Evénements

A chaque événement, on enregistre :

- l'amplitude du signal du PM1 (ADC1) utilisée pour construire le spectre de décroissance temporelle,
- l'amplitude du signal du PM2 (ADC2) détermine le rendement lumineux du scintillateur,
- l'intervalle de temps entre les deux signaux (START_TDC) et (STOP_TDC) donne le temps de décroissance du scintillateur (voir chapitre 6).

5.1.3. Acquisition des données

Les données sont enregistrées à l'aide d'un convertisseur de charge (ADC LECROY 2249A) et d'un convertisseur temporel (TDC LRS2228) CAMAC.

Le signal de RESET est fourni par un registre de sortie CAMAC (SEN OR 2088).

L'ensemble des modules CAMAC est géré par un processeur VME (CES FIC8232) par l'intermédiaire d'un gestionnaire de branche CAMAC (CES CBD8210) et d'un contrôleur CAMAC (CES CCA2 2110).

Les données sont temporairement enregistrées sur le disque dur interne du châssis VME. Le flux de données est schématisé sur la figure 5.3.

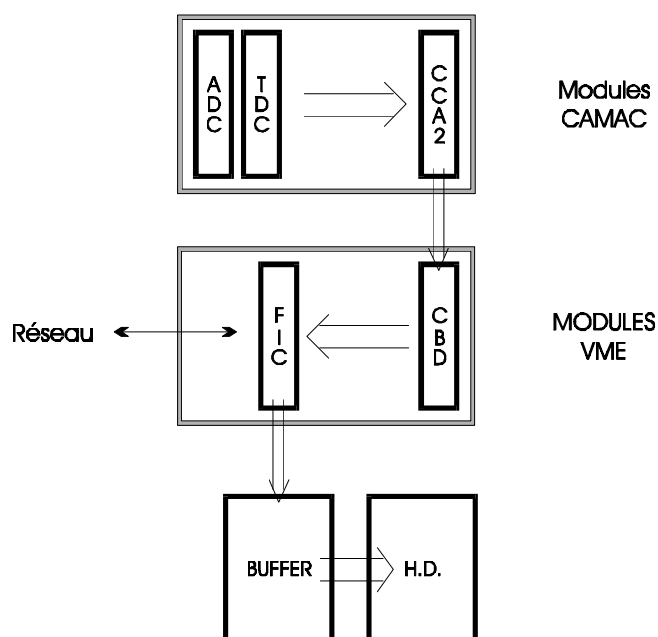


Figure 5.3 : Flux de données depuis le CAMAC jusqu'à l'enregistrement définitif

Le programme d'acquisition que nous avons développé travaille par scrutation (Polling) sous le système d'exploitation OS-9.

Une représentation en temps réel des données est fournie grâce à la librairie HMINI du CERN [Osb91].

5.1.3.1. Description du programme d'acquisition

Le programme complet est donné en annexe, nous décrivons ici la philosophie suivie.

Après initialisation du processeur, des routines graphiques et des modules CAMAC, le programme "lève" le VETO et entre dans une boucle folle. On y inspecte continuellement les demandes d'interruptions CAMAC (glam). Si un événement (interruption) apparaît, les modules CAMAC sont désactivés avant de lire les convertisseurs. L'enregistrement des données en mémoire tampon clôture le processus. (Si cette mémoire est remplie, les données sont accumulées sur le disque dur et la visualisation est mise à jour.) Enfin, les modules CAMAC sont réinitialisés et le signal VETO disparaît (voir figure 5.4).

La prise de données est interrompue en forçant l'arrêt du processus.

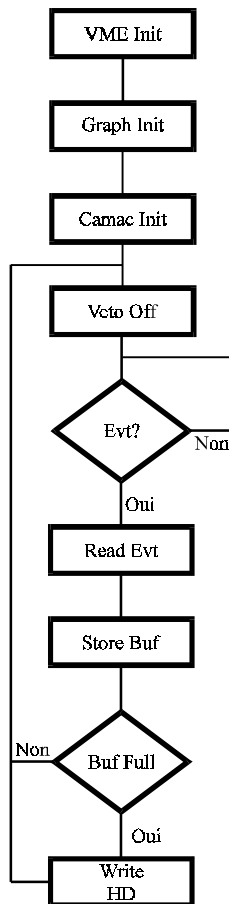


Figure 5.4 : Organigramme du programme d'acquisition

5.2. Mesures et résultats

La mesure du rendement lumineux d'un scintillateur connu (NE102A) permet de calibrer notre dispositif de mesure. Ce scintillateur a un rendement lumineux de $10 \text{ } \gamma/\text{keV}$ [Kno89c].

La figure 5.5 montre un spectre brut d'amplitude lumineuse détectée par le PM2.

Les échantillons sont excités par les électrons d'une source ^{106}Ru . Les particules ionisantes n'étaient donc pas monoénergétiques. Nous avons déterminé, par un ajustement gaussien, la position du maximum du spectre afin d'améliorer la précision sur la mesure d'amplitude.

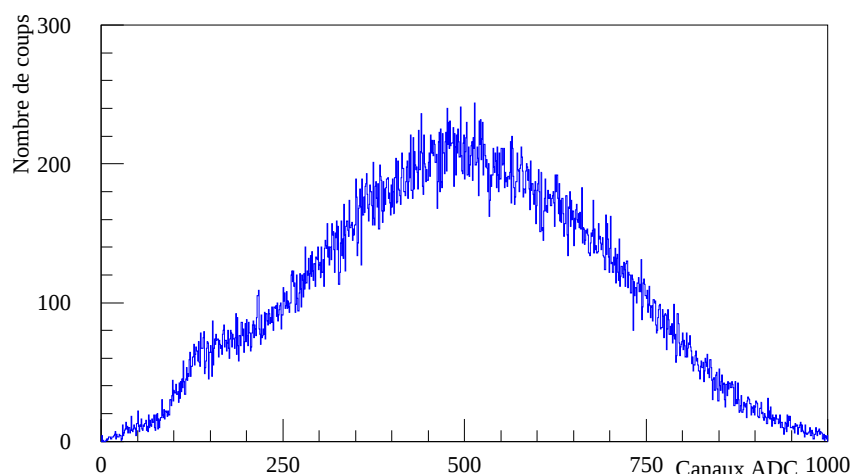


Figure 5.5 : Données brutes de rendement lumineux pour le scintillateur MN+PMP

5.2.1. Résultats bruts obtenus

Le tableau 5.1 résume les résultats bruts. Les valeurs indiquées dans la troisième colonne représentent la position du maximum du spectre β^- . Les erreurs indiquées représentent l'erreur statistique sur l'ajustement du spectre de rendement lumineux. La dernière colonne donne le $\chi^2_{\text{normalisé}}$ de l'ajustement.

Solvant	Scintillateur	Maximum du spectre (u.a.)	$\chi^2_{\text{normalisé}}$
---	NE102A	471.9 +/- 1.1	1.20
MN	PMP	514.1 +/- 1.2	1.12
IBP	PMP	591.9 +/- 1.3	1.07
MN	R45	369.5 +/- 0.9	2.16
IBP	R45	381.5 +/- 1.6	1.92

Tableau 5.1: Intensité lumineuse brute des différents échantillons de scintillateur

De nombreuses corrections doivent toutefois être apportées à ces résultats.

5.2.2. Corrections

5.2.2.1. Sélection temporelle

La figure 5.6 montre que la distribution en charge n'est pas indépendante du temps de décroissance mesuré. Cela s'explique par le fait que la fenêtre d'intégration de charge est engendrée par la coïncidence des signaux TRIG1 et TRIG2 tandis que le déclenchement en temps est dicté uniquement par TRIG2 (voir figure 5.7).

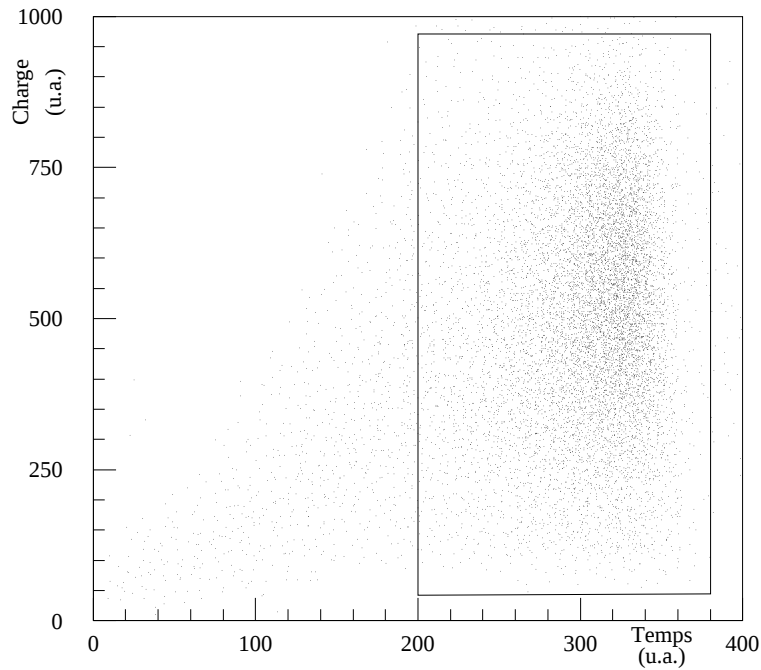


Figure 5.6 : Distribution des événements en charge et en temps.
La zone encadrée représente les événements sélectionnés pour la mesure de rendement lumineux.

Ce signal peut ne pas être synchronisé avec le signal de rendement lumineux : dans ce cas, la fenêtre d'intégration de charge peut ne pas recouvrir l'entièreté du signal ADC2. Nous rejetons ces événements.

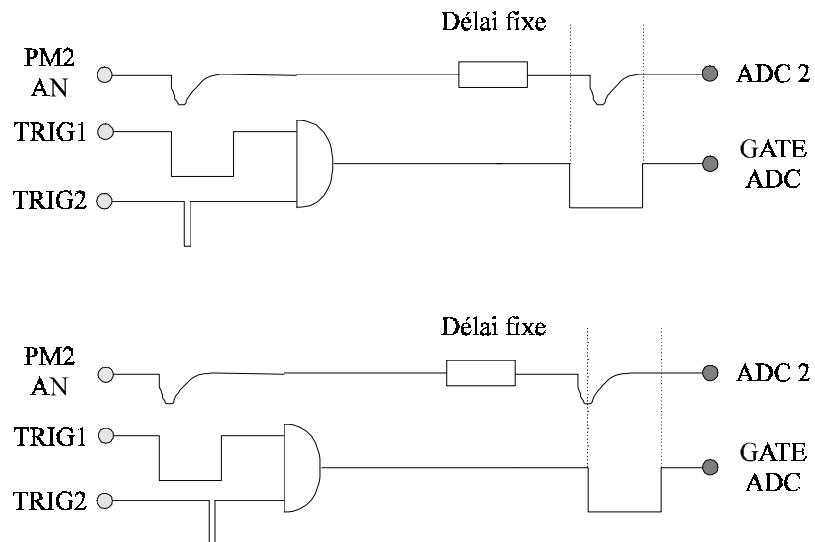


Figure 5.7 : Schéma temporel du positionnement de la fenêtre d'intégration de charges par rapport au signal d'anode
1^{er} cas : Fenêtre bien ajustée et intégration correcte du signal
2^{ème} cas : Fenêtre décentrée car TRIG2 arrive tard.
Intégration incomplète du signal

5.2.2.2. Auto-absorption

La lumière émise par un scintillateur peut être partiellement réabsorbée par celui-ci lors de son trajet vers le PM.

L'intensité lumineuse différentielle arrivant à la photocathode d'un PM est pondérée par le spectre d'émission $E(\lambda)$ du scintillateur et atténuée par absorption le long du trajet vers la photocathode.

Nous écrivons :

$$\frac{dI_{PM}}{d\lambda} = I_0 \frac{\int_0^d E(\lambda) e^{-\frac{x}{L(\lambda)}} dx}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} E(\lambda) d\lambda}$$

- où:
- I_{PM} = Intensité lumineuse arrivant au PM
 - I_0 = Intensité lumineuse initiale à l'endroit de passage de la particule ionisante
 - $E(\lambda)$ = Spectre d'émission du scintillateur
 - $L(\lambda)$ = Longueur d'atténuation de la lumière
 - λ_{min} = Borne inférieure du spectre d'émission du scintillateur
 - λ_{max} = Borne supérieure du spectre d'émission du scintillateur
 - d = Epaisseur de l'échantillon (1 cm dans notre cas)

La figure 5.8 montre le spectre d'émission initial du scintillateur MN+R45 à l'émission de lumière et le spectre arrivant au PM.

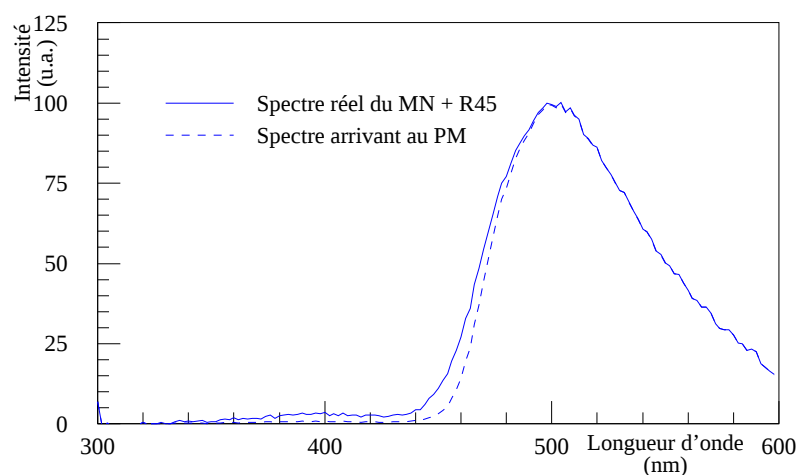


Figure 5.8 : Spectre d'émission réel du MN+R45 et déformation du spectre due à l'absorption du milieu.

5.2.2.3. Efficacité quantique

L'efficacité quantique d'une photocathode (Q.E.) est la probabilité d'émission d'un électron par photon arrivant à sa surface. Elle dépend du matériau composant la photocathode et de la longueur d'onde du photon incident. La figure 5.9 montre les efficacités quantiques spectrales des photocathodes utilisées.

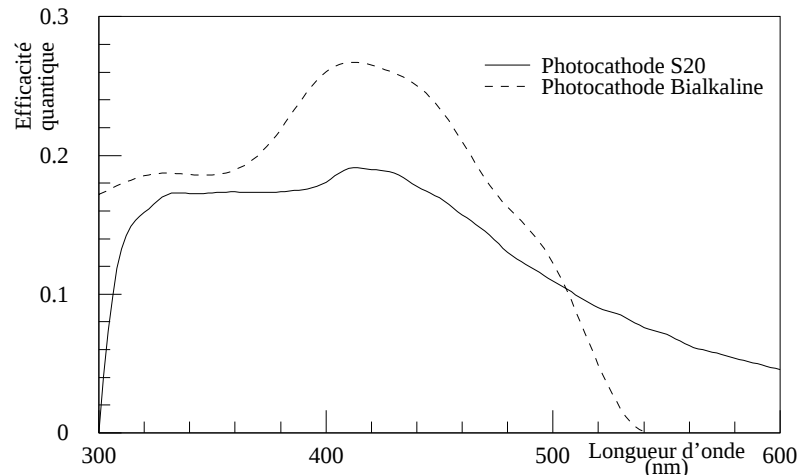


Figure 5.9 : Efficacités quantiques des photocathodes S20 et Bialkaline en fonction de la longueur d'onde

L'intensité lumineuse finalement mesurée (I_{MES}) est donnée par :

$$I_{MES} = K \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{dI_{PM}}{d\lambda} QE(\lambda) d\lambda$$

I_{MES} = Intensité lumineuse mesurée

K = constante tenant compte du gain du PM, des facteurs géométriques...

La figure 5.10 montre le spectre d'émission du R45 à l'endroit de passage de la particule ionisante et le spectre lumineux détecté par la photocathode du PM.

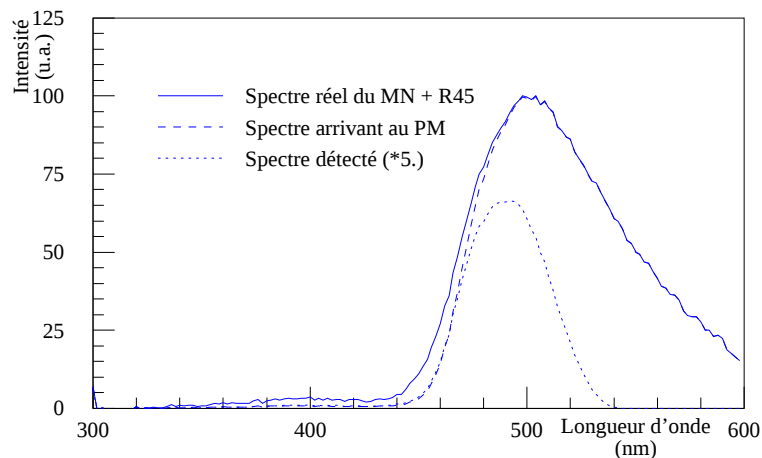


Figure 5.10 : Spectre d'émission réel du MN+R45 et déformation du spectre due à l'absorption du milieu puis à l'efficacité quantique de la photocathode.

5.2.3. Résultats

Le tableau 5.2 récapitule les résultats obtenus ainsi que les effets des différentes corrections. La deuxième colonne représente le maximum du spectre β^- en unité de canaux ADC sans correction. La troisième colonne représente le maximum du spectre β^- en ayant effectué une coupure en temps sur les événements sélectionnés. La photocathode utilisée était une photocathode bialcaline. La quatrième colonne représente l'efficacité de détection de la lumière quand on tient compte de l'efficacité quantique de la photocathode et de l'absorption de la lumière lors de son trajet vers le PM2. La cinquième colonne représente le rendement lumineux en unités arbitraires, des scintillateurs après correction par l'efficacité de détection. Enfin, la dernière colonne indique le rendement lumineux absolu en γ/keV par rapport au NE102A.

Scintillateur	Rendement brut (u.a.)	Rendement brut avec coupure en temps (u.a.)	Efficacité de détection de la lumière (%)	Rendement absolu (u.a.)	Rendement absolu (γ/keV)
NE102A	471.9	475.0	19.5	2436	10.0
MN+PMP	514.1	524.2	21.5	2438	10.0
IBP+PMP	591.9	598.2	21.5	2782	11.4
MN+R45	369.5	375.4	8.0	4693	19.3
IBP+R45	381.5	386.2	8.0	4828	19.8

Tableau 5.2 : Rendements lumineux des différents scintillateurs étudiés, normalisés au NE102A

5.3. Conclusions

Le tableau 5.2 montre que le PMP a un rendement lumineux similaire au rendement lumineux du scintillateur plastique NE102A ce qui est en accord avec Adinolfi et al. [Adi92][Bäh91].

Par contre, le rendement lumineux du scintillateur R45 est pratiquement deux fois plus élevé que pour le NE102A. Mais notre photocathode bialcaline étant principalement sensible dans la région bleue du spectre (voir figure 5.9), le rendement lumineux observé est nettement inférieur aux autres. D'autre part, le recouvrement entre les spectres d'émission et d'absorption du R45 (voir figure 5.11) provoque une grande atténuation de la lumière lors de son trajet vers le PM même dans le cas de scintillateurs de faible dimension comme les cuvettes que nous avons utilisées.

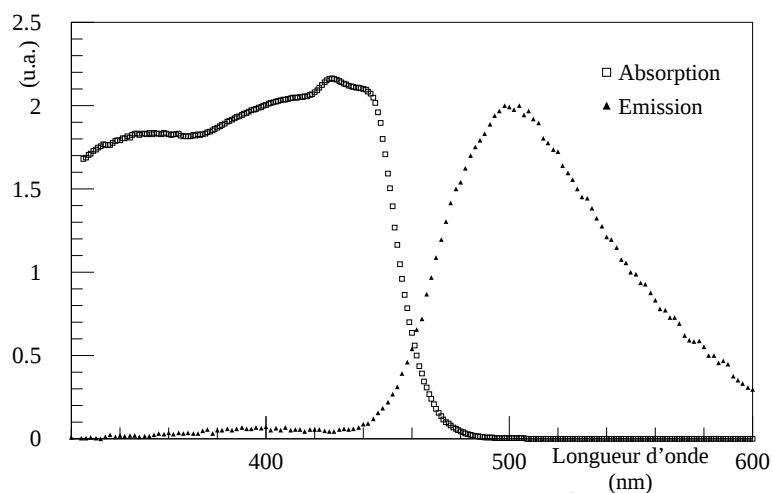


Figure 5.11 : Spectres d'absorption et d'émission du MN + R45 en fonction de la longueur d'onde

Nous constatons également que le rendement lumineux semble être relativement indépendant du solvant utilisé quoique l'IBP semble correspondre à des rendements lumineux légèrement supérieurs par rapport au MN. Cette légère augmentation peut se comprendre grâce à nos mesures des spectres d'émission des solvants (voir chapitre 4) : le spectre d'émission de l'IBP est beaucoup plus intense que le spectre d'émission du MN.

Chapitre 6 : Temps de décroissance

En général, les scintillateurs organiques ont un temps de décroissance court par rapport aux scintillateurs inorganiques (voir tableau 6.1).

Scintillateur	Type	Temps de décroissance (ns)
NaI(Tl)	inorganique	230
CsI(Tl)	inorganique	1000
BaF ₂ (rapide) (lent)	inorganique	0.6 620
BGO	inorganique	300
NE102A	organique (plastique)	2.4
NE213	organique (liquide)	3.7
Anthracène	organique (cristal)	30
Stilbène	organique (cristal)	4.5

Tableau 6.1 : Comparaison des temps de réponse de scintillateurs organiques et inorganiques [Kno89d].

Pour les applications à grand taux d'événements, une réponse rapide des scintillateurs est nécessaire pour séparer les signaux provenant d'événements successifs proches. Par exemple, le temps entre deux collisions au futur collisionneur LHC du CERN sera de 25 ns. La connaissance du temps de réponse des scintillateurs est donc essentielle car elle permet d'évaluer le taux maximum d'événements que l'on peut accepter et permet d'adapter l'électronique de lecture au détecteur utilisé.

Nous avons conçu et développé un dispositif permettant de déterminer la réponse temporelle des scintillateurs. Le dispositif s'inspire du système développé initialement par Bollinger [Bol61]. Nous avons couplé cette mesure à celle de rendement lumineux des scintillateurs.

Le point essentiel de notre instrument est qu'il permet de vérifier que nous travaillons avec des spectres temporels à un photo-électron. L'utilité de cette précaution sera expliquée dans la partie 6.2.

6.1. Dispositif expérimental

Le dispositif utilisé est décrit en détail au chapitre 5. Nous ne rappellerons ici que les points essentiels à la mesure de temps de décroissance (voir figure 6.1).

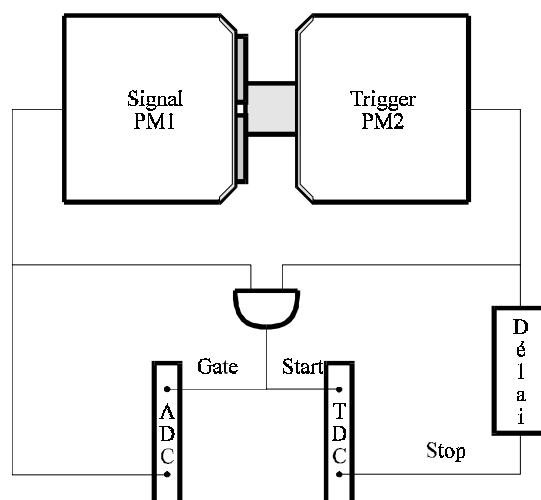


Figure 6.1 : Schéma du dispositif expérimental.

L'échantillon de scintillateur liquide, placé dans une cuvette, est excité par une source radioactive β^- (^{106}Ru). Le scintillateur est regardé par deux tubes photomultiplicateurs (PM) situés de part et d'autre de la cuvette. Un des PM voit l'entière surface de l'échantillon et est utilisé comme déclencheur (trigger) car il voit de la lumière de scintillation dès qu'une particule traverse le scintillateur. Grâce à un collimateur placé devant le second PM (signal), ce dernier ne reçoit que quelques photons pour chaque particule incidente.

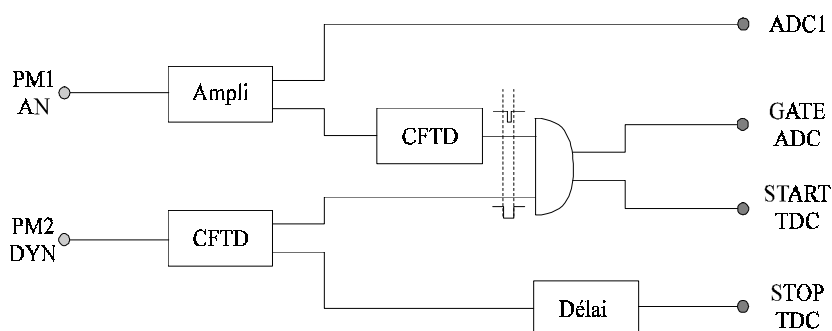


Figure 6.2 : Schéma électronique utilisé pour les mesures de temps de décroissance

Lorsque le PM de déclenchement détecte un signal lumineux, nous produisons deux impulsions logiques :

a- la première impulsion génère une fenêtre large (50 ns) pendant laquelle on attend un signal éventuel du PM collimaté. Le signal de départ (START) du convertisseur de temps (TDC) est produit par la coïncidence entre la fenêtre large et le signal du PM collimaté.

b- la seconde impulsion du PM de trigger est simplement retardée et fournit le signal d'arrêt (STOP) du TDC. L'information temporelle est donc conservée (à une constante additive près).

Le départ de la conversion temporelle est commandé par le PM collimaté tandis que l'arrêt est commandé par le PM de trigger : le spectre temporel apparaîtra renversé.

A chaque événement, nous enregistrons également, à l'aide d'un convertisseur de charge (ADC), la quantité de lumière détectée par le PM collimaté pour en déduire le nombre de photons détectés par le PM. Cette information sera utilisée pour sélectionner les événements à un seul photo-électron émis par la photocathode.

6.2. Spectres à 1 photo-électron

Notre but est ici d'obtenir le spectre temporel de décroissance de la fluorescence d'un scintillateur. Il suffit donc, en principe, d'évaluer la distribution de l'intervalle de temps entre le dépôt d'énergie par une particule ionisante et la détection du premier photon isolé.

Toutefois, une telle distribution dépend à la fois du temps de réponse du scintillateur (intervalle de temps entre le dépôt d'énergie et l'excitation des états moléculaires) et du temps de vie des états singlets du scintillateur.

Le temps de réponse est extrêmement rapide et non mesurable ici [Bir64]. Notre expérience évalue le temps d'arrivée des photons individuels.

En effet, l'instant de détection d'un photon unique dépendra du temps de décroissance du scintillateur alors que l'arrivée de plusieurs photons par événement, déclenchera notre dispositif dès le premier photon. Ce premier photon sera détecté avec une réponse en temps plus rapide que la vraie réponse en temps du scintillateur.

Chaque photon arrivant à la photocathode du photomultiplicateur ne peut produire qu'un unique électron (photo-électron) par effet photoélectrique.

Il faut donc pouvoir sélectionner les événements correspondant à un et un seul photo-électron, car ils correspondent à un et un seul photon détecté.

La figure 6.3a montre le temps de décroissance "brut" en fonction de la charge collectée au PM collimaté. La figure 6.3.b est obtenue par projection du diagramme biparamétrique sur l'axe "temps de décroissance".

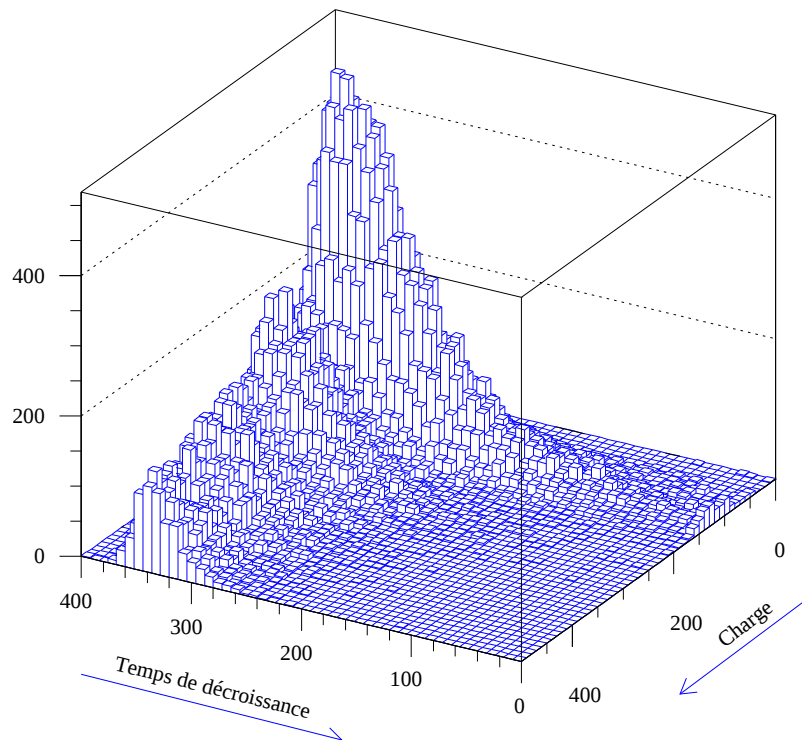


Figure 6.3a : Temps de décroissance en fonction du nombre de photo-électrons collectés à la photocathode

Nous y apercevons la superposition (en échelle logarithmique) des spectres temporels d'un scintillateur pour différentes charges collectées ainsi que le spectre brut mesuré. On constate que la décroissance est d'autant plus rapide que la charge collectée est importante. En outre la pente du spectre total est inférieure à celle du spectre à un photo-électron.

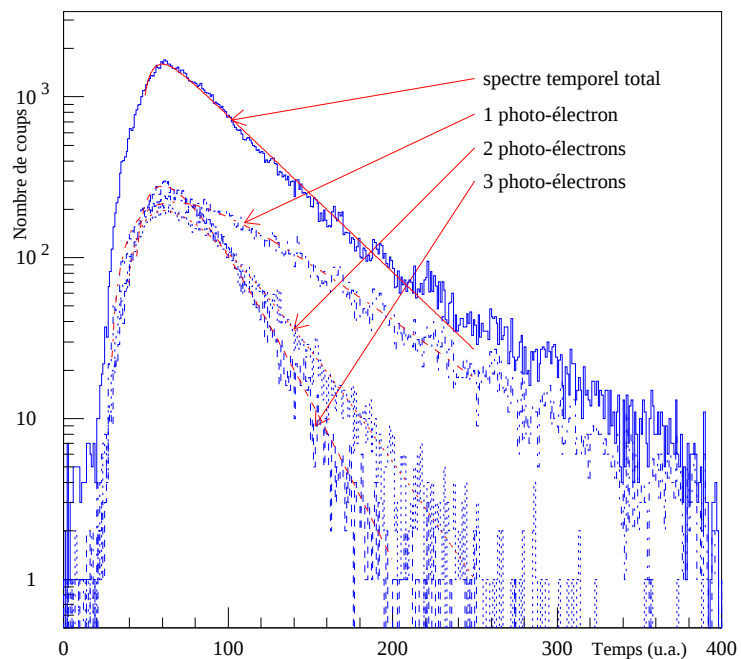


Figure 6.3b : Spectres temporels total et avec 1, 2 et 3 photo-électrons collectés à la photocathode

6.2.1. Simulation de multiplication d'électrons

Une simulation simple de la multiplication des électrons dans un tube photomultiplicateur permet de déterminer les conditions nécessaires pour isoler les événements à un unique photo-électron (p-e⁻) dans un spectre en charge d'un photomultiplicateur.

Nous supposons avoir 4 photons (γ) incidents sur une photocathode d'efficacité quantique QE de 20%.

Le nombre de photo-électrons émis est donné par une distribution binomiale de moyenne égale à l'efficacité quantique (voir figure 6.4a).

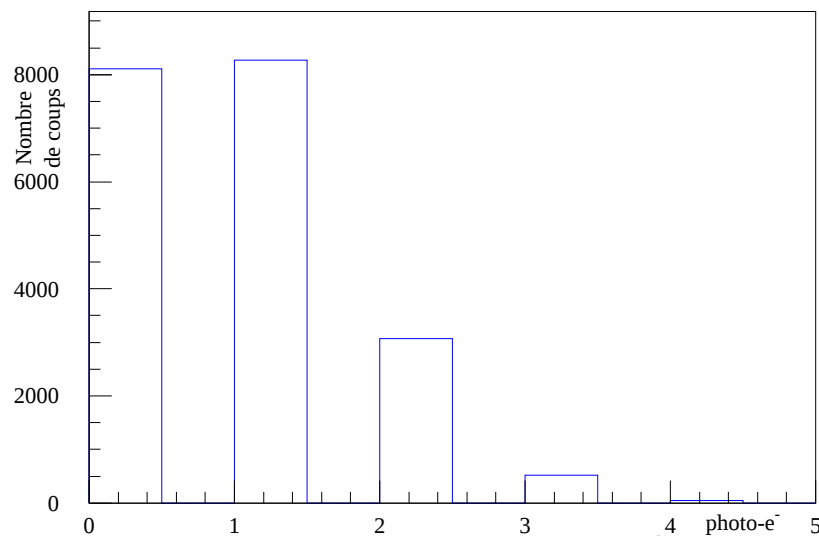


Figure 6.4a: Distribution du nombre de photo-électrons émis par la photocathode pour 4 photons incidents et une efficacité quantique de 20%

Ensuite, on suit l'*histoire* de chaque photo-électron et sa multiplication le long de la chaîne de dynodes.

La multiplication à chaque étage est en principe donnée par une distribution de Polya de moyenne égale au gain moyen de chaque dynode. Nous avons pris une distribution de Poisson qui est un cas particulier de la distribution de Polya correspondant à la plus petite variance [RCA80].

Le gain des différentes dynodes est supposé constant (de valeur 5) sauf le gain de 50 électrons/électron de la première dynode qui peut être plus élevé. Dans ces conditions, la distribution du nombre d'électrons après la première dynode est schématisée par les figures 6.4b et 6.4c.

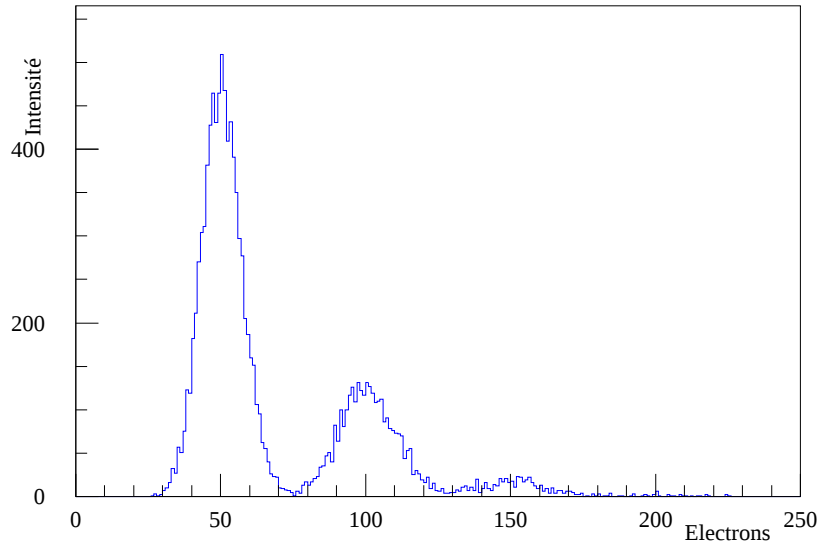


Figure 6.4b : Distribution en charges après la première dynode

Gain de la dynode : 50

Le nombre de photo-électrons est donné à la figure 6.4a

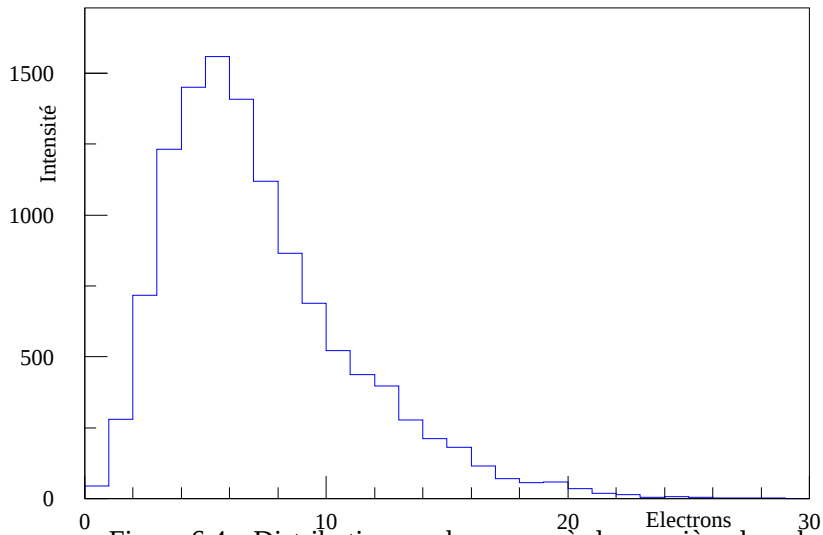


Figure 6.4c: Distribution en charges après la première dynode

Gain de la dynode : 5

Le nombre de photo-électrons est donné à la figure 6.4a

Nous avons limité la simulation à des photomultiplicateurs à 8 dynodes (car le temps de calcul croît de manière exponentielle avec le nombre d'étages). En outre, dès la deuxième dynode, les fluctuations statistiques relatives ne font que reproduire celles induites par la photocathode et la première dynode. Les figures 6.5a et 6.5b représentent la charge totale collectée à l'anode en fonction du nombre de photo-électrons détectés par la photocathode.

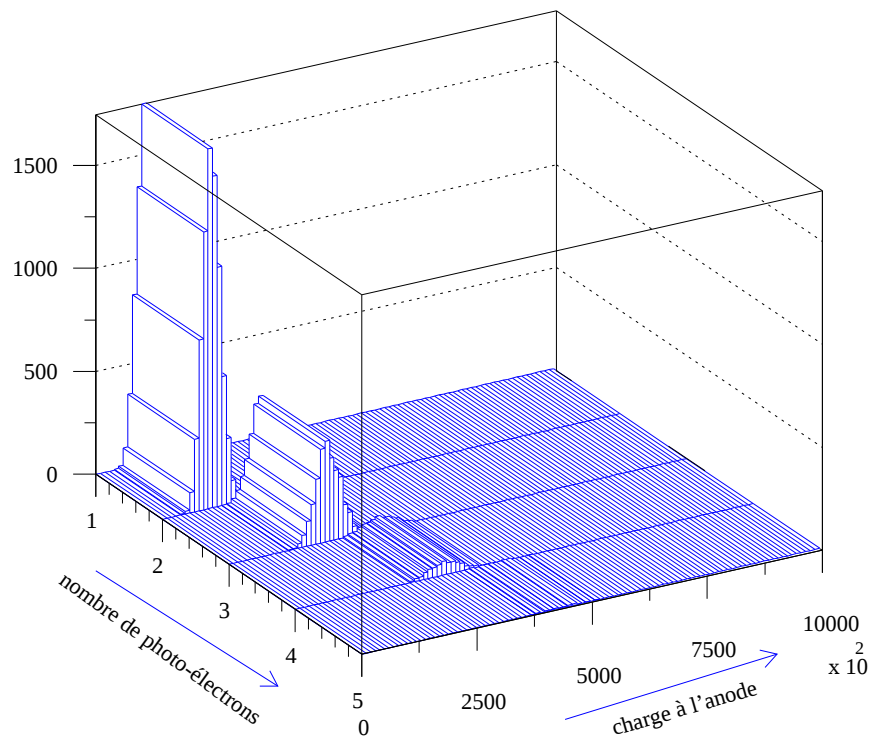


Figure 6.5a :Distribution de charges à l'anode du PM en fonction du nombre de photo-électrons
Gain de la première dynode = 50.

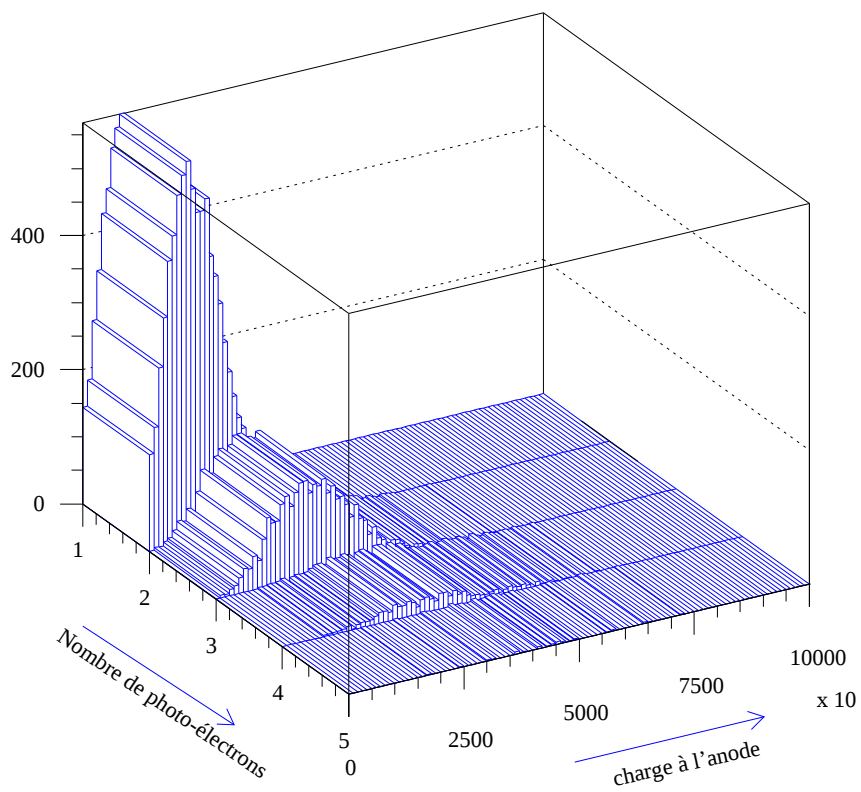
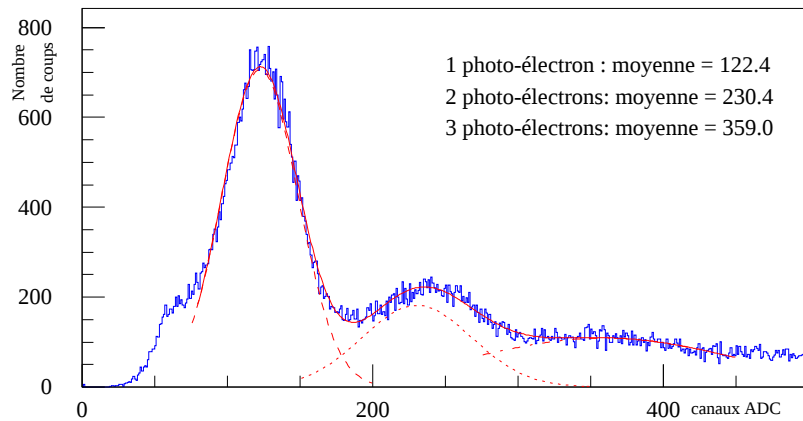


Figure 6.5b :Distribution de charges à l'anode du PM en fonction du nombre de photo-électrons
Gain de la première dynode = 5.

Il est donc nécessaire de travailler avec un photomultiplicateur ayant un gain élevé à la première dynode pour pouvoir séparer les contributions individuelles des photo-électrons⁷.

Les instruments choisis pour notre mesure sont des photomultiplicateurs BURLE de type 8850 ou 8852 dont le gain à la première dynode peut être aussi grand que 50.



La figure 6.6 montre un spectre en charge mesuré avec le photomultiplicateur BURLE 8850 ainsi que son ajustement par une somme de trois gaussiennes. Les positions relatives des centroïdes des gaussiennes indiquent que le spectre correspond bien à une distribution en charges de 1, 2 et 3 photo-électrons détectés à la photocathode.

6.3. Mesures et résultats

6.3.1. Calibration et résolution temporelle

La résolution en temps du dispositif est obtenue en plaçant un échantillon de scintillateur NE102A entre les deux PM et en ôtant le collimateur devant le PM de mesure afin d'éviter les fluctuations dues au temps de réponse du scintillateur.

La calibration en temps est obtenue en ajoutant un délai fixe de 16 ns entre les signaux de départ et d'arrêt du convertisseur digital de temps.

⁷Cela peut également être effectué avec une photodiode hybride dont le gain est très élevé [D'Am93]

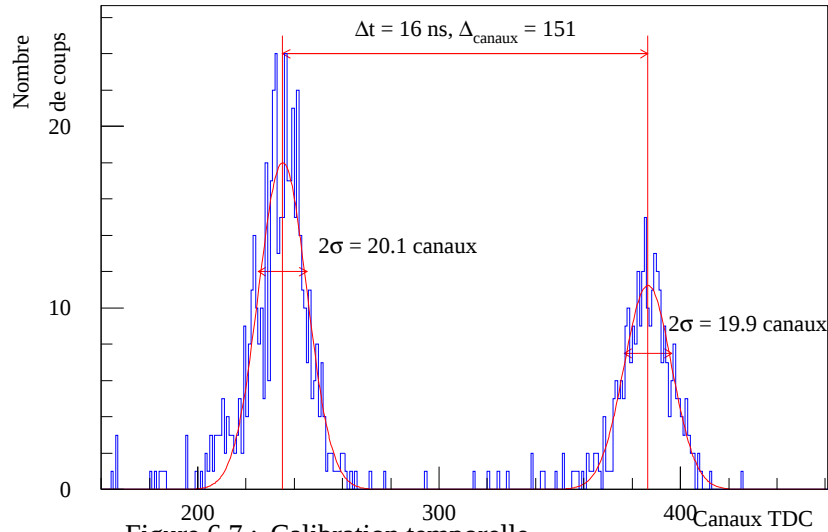


Figure 6.7 : Calibration temporelle
Les deux spectres sont séparés de 16 ns
La largeur de chaque pic est de 10 canaux $\simeq$ 1ns

La figure 6.7 montre le spectre temporel ainsi obtenu. La différence entre les centroïdes des deux pics donne le nombre de canaux correspondant à une différence de temps de 16 ns. La largeur de chaque pic indique la résolution temporelle du dispositif et de la chaîne électronique.

Un canal correspond donc à 0.105 ns et l'écart-type moyen des pics est 1.04 ns.

6.3.2. Résultats

La figure 6.8 montre la distribution expérimentale de charge. La partie grisée correspond aux événements à 1 photo-électron détecté sélectionnés pour la mesure temporelle.

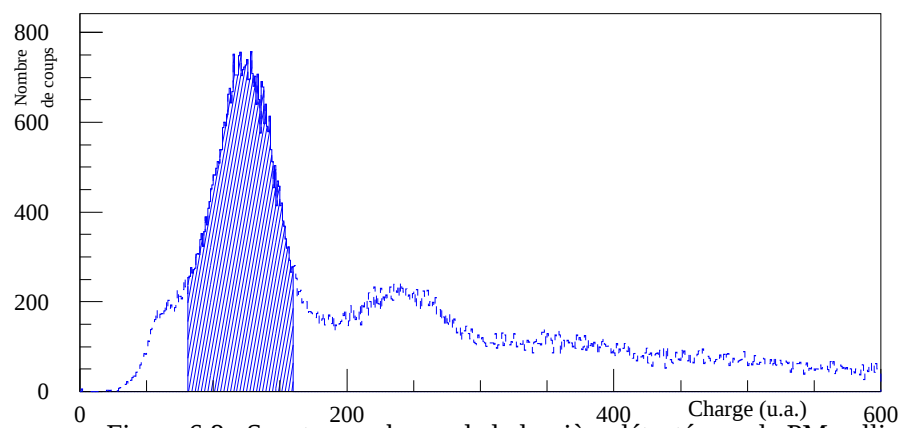


Figure 6.8 : Spectre en charge de la lumière détectée par le PM collimaté.
La partie hachurée représente les événements sélectionnés car ils correspondent à un photo-électron émis par la photocathode.

6.3.2.1. Analyse

Lors du passage d'une particule ionisante, nous supposons que les molécules de solvant sont excitées instantanément. Elles se dés excitent avec leur temps propre τ_{solvant} et l'énergie est transférée aux molécules de soluté.

Le soluté se dés excite à son tour avec son temps de décroissance spécifique $\tau_{\text{soluté}}$ en émettant la lumière détectée avec une distribution temporelle $E(t)$ définie ci-après.

Si $N_{\text{solvant}}(t)$ et $N_{\text{soluté}}(t)$ sont respectivement les nombres de molécules de solvant et de soluté excitées à l'instant t :

$$N_{\text{solvant}} = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_{\text{solvant}}}}$$

$$\frac{dN_{\text{soluté}}}{dt} = -\frac{dN_{\text{solvant}}}{dt} - \frac{N_{\text{soluté}}}{\tau_{\text{soluté}}}$$

Dès lors :

$$E(t) = \frac{N_{\text{soluté}}}{\tau_{\text{soluté}}}$$

On a finalement :

$$N_{\text{soluté}}(t) = \frac{N_0 \tau_{\text{soluté}}}{\tau_{\text{solvant}} - \tau_{\text{soluté}}} (e^{-\frac{t}{\tau_{\text{solvant}}}} - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{soluté}}}})$$

$$E(t) = \frac{N_0}{\tau_{\text{solvant}} - \tau_{\text{soluté}}} (e^{-\frac{t}{\tau_{\text{solvant}}}} - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{soluté}}}})$$

La distribution théorique $E(t)$ est mesurée par un dispositif de résolution temporelle σ (supposée gaussienne). Par convolution, nous obtenons le spectre temporel enregistré au convertisseur $F(t)$ [Haw90].

$$F(t) = \int_0^{\infty} \frac{N_0}{\tau_{\text{solvant}} - \tau_{\text{soluté}}} \left[e^{-\frac{t'}{\tau_{\text{solvant}}}} - e^{-\frac{t'}{\tau_{\text{soluté}}}} \right] \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{(t-t')^2}{2\sigma^2}} dt'$$

$$F(t) = \frac{N_0}{\tau_{\text{solvant}} - \tau_{\text{soluté}}} \left\{ \left[e^{\frac{\sigma^2 - 2t\tau_{\text{solvant}}}{2\tau_{\text{solvant}}^2}} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma^2 - 2t\tau_{\text{solvant}}}{\sqrt{2}\tau_{\text{solvant}}\sigma}\right) \right] \right] - \left[e^{\frac{\sigma^2 - 2t\tau_{\text{soluté}}}{2\tau_{\text{soluté}}^2}} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma^2 - 2t\tau_{\text{soluté}}}{\sqrt{2}\tau_{\text{soluté}}\sigma}\right) \right] \right] \right\}$$

La fonction $F(t)$ a été ajustée aux données expérimentales (voir figure 6.9) en faisant varier les paramètres suivants :

t_0 : l'instant initial d'excitation du milieu

$E_{\max} = \frac{N_0}{\tau_{\text{solvant}} - \tau_{\text{soluté}}} :$ l'amplitude du spectre

τ_{solvant} : le temps de décroissance du solvant

$\tau_{\text{soluté}}$: le temps de décroissance du soluté

La résolution σ du dispositif, déterminée par le spectre de calibration, est fixée à la valeur trouvée précédemment, 1.05 ns.

Le tableau 6.2 résume les résultats obtenus.

Solvant	Scintillateur	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)	$\chi^2_{\text{normalisé}}$
-----	NE102A	1.11 +/- 0.03	2.57 +/- 0.05	10.01
MN	PMP	2.31 +/- 0.05	6.36 +/- 0.05	7.36
IBP	PMP	0.88 +/- 0.03	5.71 +/- 0.03	8.57
MN	R45	2.16 +/- 0.03	6.36 +/- 0.03	8.63
IBP	R45	1.27 +/- 0.04	6.47 +/- 0.05	9.53

Tableau 6.2 : Ajustement des distributions temporelles obtenues avec des spectres à 1 photo-électron. τ_1 représente le temps de montée du signal tandis que τ_2 représente le temps de décroissance

Les erreurs indiquées dans les colonnes τ_1 et τ_2 sont les erreurs statistiques issues de l'ajustement. Toutefois, elles ne sont qu'indicatives car les paramètres de l'ajustement sont fortement corrélés ; elles sont trop petites en regard de la résolution intrinsèque du dispositif. D'autre part, la valeur du $\chi^2_{\text{normalisé}}$ obtenue est beaucoup trop élevée pour pouvoir se fier aux résultats de l'ajustement. Cela indique peut-être aussi que la fonction théorique $F(t)$ de notre modèle est trop simpliste.

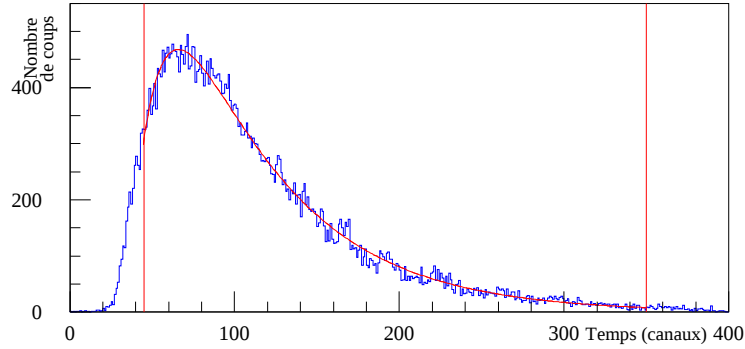


Figure 6.9a : Spectre temporel et superposition de l'ajustement
Les lignes verticales définissent les bornes

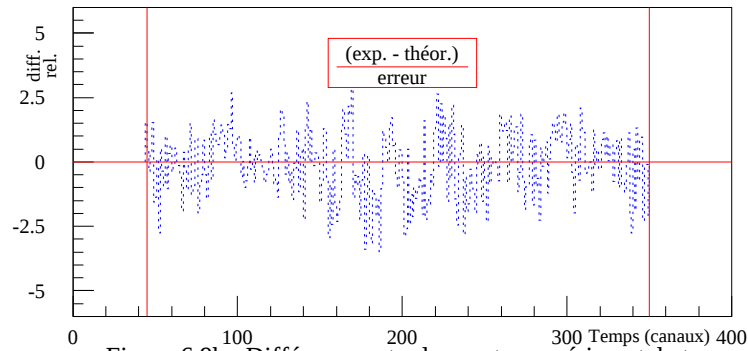


Figure 6.9b : Différence entre le spectre expérimental et la fonction théorique divisé par l'erreur sur les données

La partie décroissante du spectre est cependant bien reproduite par la fonction d'ajustement $F(t)$ (voir figure 6.9) ; les valeurs obtenues plus haut pour le paramètre τ_2 sont compatibles avec celles obtenues pour l'ajustement isolé de la partie décroissante du spectre : les valeurs du $\chi^2_{\text{normalisé}}$ sont maintenant plus proches de l'unité. (voir tableau 6.3)

Solvant	Scintillateur	$\tau_{\text{décroissance}}$ (ns)	$\chi^2_{\text{normalisé}}$
----	NE102A	2.73 +/- 0.03	0.99
MN	PMP	6.67 +/- 0.06	1.30
IBP	PMP	5.18 +/- 0.03	1.89
MN	R45	6.86 +/- 0.04	1.55
IBP	R45	6.28 +/- 0.04	1.58

Tableau 6.3: Ajustement des temps de décroissance des scintillateurs sans tenir compte du flanc montant du spectre temporel

6.4. Conclusion

Le dispositif développé permet de déterminer le temps de décroissance réel des scintillateurs rapides grâce à l'isolation des événements où un seul photon est détecté.

En général, les valeurs de temps de décroissance mesurées sont en bon accord avec certaines des mesures antérieures comme le montre le tableau 6.4 [Kno89d] [Adi92] [Car93].

Scintillateur	$\tau_{\text{décroissance}}$ (ns) notre mesure	$\tau_{\text{décroissance}}$ (ns) Littérature	Auteur
NE102A	2.7	2.4	Knoll
MN+PMP	6.7	~5 2.7	Adinolfi Bähr
IBP+PMP	5.2	~5 2.5	Adinolfi Bähr
MN+R45	6.9	6.8	Cardini

Tableau 6.4 : Comparaison entre les temps de décroissance mesurés à Louvain-la-neuve et mesurés dans la littérature.

Les temps de décroissance mesurés par Bähr [Bäh91] sont beaucoup plus courts que ceux que nous avons mesurés : ces auteurs utilisent des scintillateurs où la concentration de PMP est élevée (0.1 mol/l , 30g/l). De même, Adinolfi [Adi92] utilise une concentration de soluté supérieure à la nôtre (0.03 mol/l). Or, Cardini [Car93] a montré que le temps de décroissance diminue quand la concentration de scintillateur augmente. Cela peut expliquer les différences de temps de décroissance. Les mesures de Cardini ont été effectuées en utilisant la même concentration de R45 que nous et les mesures sont en parfait accord.

L'ensemble des scintillateurs testés présente un temps de décroissance de l'ordre de 6 ns. Ils peuvent donc tous être utilisés dans des expériences où le taux d'événements est de l'ordre de 50 MHz (un événement par 20 ns) en moyenne.

Chapitre 7 : Longueur d'atténuation

L'utilisation de détecteurs composés de longs capillaires remplis de scintillateurs liquides exige que le milieu scintillant soit transparent à sa propre lumière.

En effet, dans les utilisations classiques de détecteurs à scintillation, la lumière est souvent transmise au photodétecteur par un guide de lumière inerte (lucite ou quartz). Les propriétés de transparence du scintillateur ne sont donc généralement pas critiques. Par contre, dans le cas de détecteurs à capillaires, la lumière est guidée vers le photodétecteur par le scintillateur lui-même.

En principe, la longueur d'atténuation de la lumière pourrait être calculée à partir des spectres d'absorption et d'émission du scintillateur. Toutefois les incertitudes inhérentes à nos mesures de spectres d'absorption empêchent une évaluation précise de cette longueur (voir chapitre 3).

Un dispositif de mesure directe de la longueur d'atténuation de la lumière dans les capillaires a donc été développé.

Le principe et l'instrument seront décrits dans ce chapitre ; nous résumerons ensuite les mesures effectuées pour différents scintillateurs et nous terminerons par l'analyse des résultats.

7.1. Principe de la mesure

Le scintillateur est excité à différentes distances par rapport au point de détection de la lumière (voir figure 7.1). La longueur d'atténuation est déduite en étudiant la dépendance de la quantité de lumière recueillie en fonction de la distance au point d'excitation.

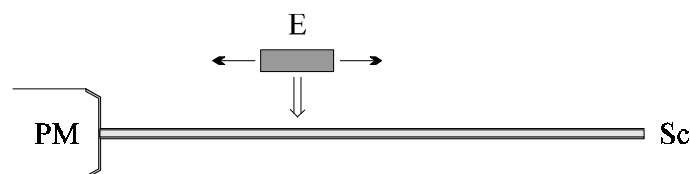


Figure 7.1 : Représentation schématique du dispositif expérimental

PM : Photodétecteur

E : Source excitatrice mobile

Sc : Capillaire rempli de scintillateur liquide

7.2. Dispositif expérimental

L'ensemble du dispositif est monté sur un banc optique sur lequel sont fixés l'échantillon de scintillateur dans son capillaire, le photodétecteur et la source d'excitation mobile. Chaque partie sera décrite séparément avant une représentation complète du dispositif. L'ensemble est placé en chambre noire pour éviter la lumière parasite et la destruction du photodétecteur.

7.2.1. Banc optique

Le banc optique est composé de trois parties principales :

- un axe massif permet de fixer le support du capillaire,
- un plateau fixé à l'extrémité du banc optique supporte le photodétecteur,
- deux rails, alignés parallèlement à l'axe, guident le déplacement de la source d'excitation.

7.2.2. Photodétecteur

Le photodétecteur utilisé est un photomultiplicateur (PM) de marque Philips type XP2020.

L'efficacité quantique spectrale de la photocathode est rappelée à la figure 7.2. La photocathode utilisée est peu sensible pour les longueurs d'onde supérieures à 500 nm : elle est donc moins bien adaptée aux scintillateurs dont le spectre d'émission se situe dans le vert (R45) qu'aux scintillateurs bleus (PMP).

Le PM est placé contre une extrémité du capillaire et un capuchon coulissant protège partiellement la photocathode de la lumière ambiante résiduelle.

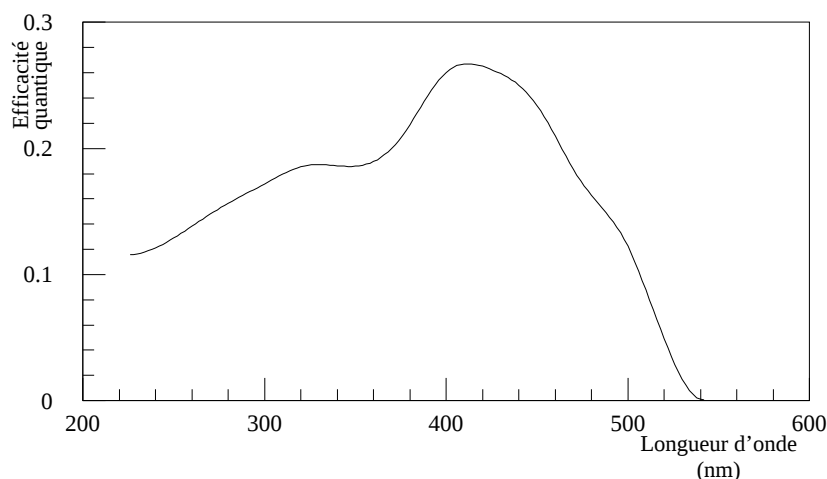


Figure 7.2 : Efficacité quantique d'une photocathode bialcaline

7.2.3. Capillaire et support

Le capillaire est soutenu par une plaque en lucite et guidé latéralement par deux pièces en PVC pour assurer son alignement avec la source d'excitation. La plaque sur laquelle repose le capillaire est recouverte d'une feuille de papier noir pour éviter que la lumière de scintillation produite dans la lucite ne soit capturée par le capillaire et guidée vers le photodétecteur. Le capuchon entourant le PM bloque la lumière éventuellement guidée par la plaque de lucite.

Le capillaire utilisé a un diamètre intérieur de 1 mm et une épaisseur de paroi de 180 μm . L'indice de réfraction du verre est 1.49 (verre borosilicate SCHOTT 8250) : l'efficacité de capture de la lumière de scintillation est 7.7% pour le MN et 5.5% pour l'IBP [Mic90].

Une extrémité du capillaire est coupée perpendiculairement à son axe et placée contre la photocathode du PM.

Le capillaire et son support sont représentés en coupe à la figure 7.3.

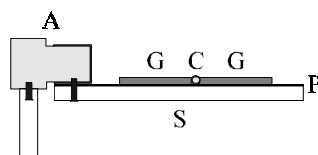


Figure 7.3 : Support du capillaire

S : Support en lucite transparente P : Couche de papier opaque
C : Capillaire rempli de scintillateur G : Guide latéral en PVC
A : Fixation à l'axe du banc optique

7.2.4. Source d'excitation

Deux sources d'excitation ont été envisagées, une lampe à décharge au Xénon et une source intense d'électrons ^{90}Sr .

7.2.4.1. Lampe Xénon

La lampe au Xénon a un spectre d'émission s'étendant de l'ultraviolet au visible (voir figure 7.4). Un filtre passe-bande sélectionne les longueurs d'ondes (λ) dans une bande centrée sur 330 nm $\pm$ 30 nm.

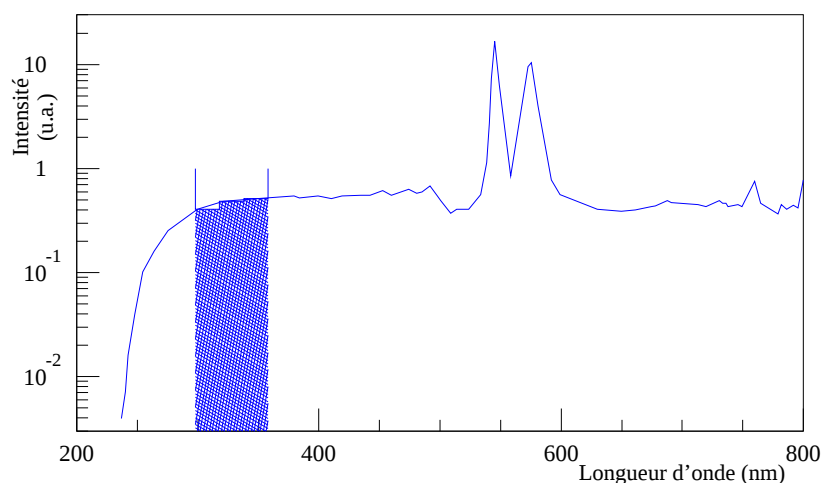


Figure 7.4 : Spectre d'émission de la lampe au Xénon
et région sélectionnée par le filtre

L'utilisation de la lampe comme source d'excitation présente divers avantages.

L'énergie lumineuse d'excitation fournie est très importante (1 j/décharge). On observera donc un signal important et il suffira de mesurer l'intensité lumineuse en fonction de la distance.

D'autre part, l'impulsion de déclenchement de la lampe peut être utilisée comme signal de synchronisation (par exemple : fenêtre d'intégration de charges du PM).

7.2.4.2. Source Strontium

La source ^{90}Sr fournit un spectre d'électrons s'étendant jusqu'à 0.5 MeV. On ne dispose toutefois pas de signal de synchronisation et la quantité de lumière de scintillation détectée est très faible. Il faut donc pouvoir atteindre la détection d'un unique photo-électron.

La mesure consiste en un taux de comptage de signaux à très faible seuil de détection (inférieur au niveau de bruit)⁸.

7.2.4.3. Comparaison entre les deux sources

Le dispositif a été testé avec une fibre plastique scintillante pour des raisons de facilité.

La longueur d'atténuation de la fibre a été mesurée avec les deux sources d'excitation. Pour la lampe au Xénon, on a mesuré l'intensité lumineuse détectée au PM en fonction de la distance tandis que pour la source, on a compté le *nombre de coups* en fonction de la distance.

Les deux mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions géométriques (aucun déplacement de la fibre). Le gain du PM est plus faible lors de l'excitation par la lampe U.V. Les résultats sont représentés à la figure 7.5 et sont normalisés au point d'excitation le plus proche du PM.

⁸Le bruit pouvant être dû à des photo-électrons émis thermiquement par la photocathode

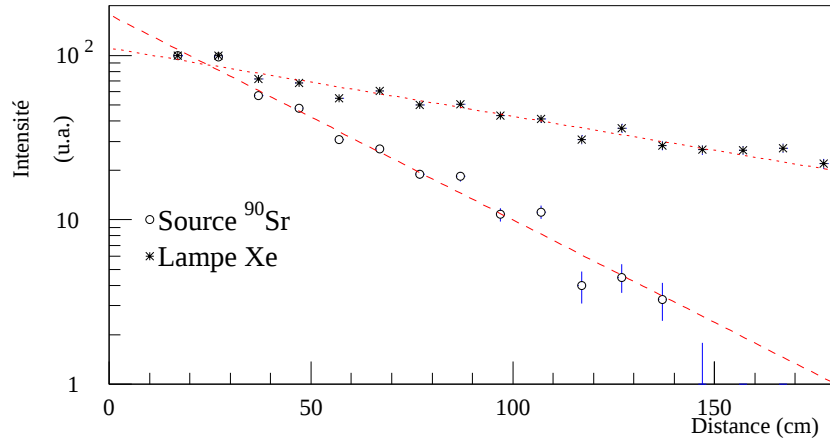


Figure 7.5 : Réponse d'une fibre plastique scintillante excitée par des électrons ou une lampe U.V. en fonction de la position du point d'excitation.

On constate que la longueur d'atténuation mesurée avec la source de ^{90}Sr est plus courte que celle mesurée avec la lampe au Xénon.

La mesure a été répétée avec un filtre vert dont le spectre d'absorption est indiqué à la figure 7.6a. Les longueurs d'atténuation mesurées sont plus grandes (figure 7.6b). Ceci est attendu car le filtre absorbe la lumière aux longueurs d'onde où il est possible d'avoir un recouvrement entre les spectres d'émission et d'absorption. Toutefois, la différence de longueur d'atténuation mesurée est toujours présente et semble due au mécanisme d'excitation utilisé.

Malgré la facilité d'emploi de la lampe U.V., cette différence impose de travailler avec la source de Strontium pour les mesures de longueurs d'atténuation. En effet, les mesures effectuées avec la lampe au Xénon ne peuvent reproduire les résultats obtenus avec des particules. La lampe U.V. ne peut donc pas être utilisée pour simuler la réponse du scintillateur à de vraies particules.

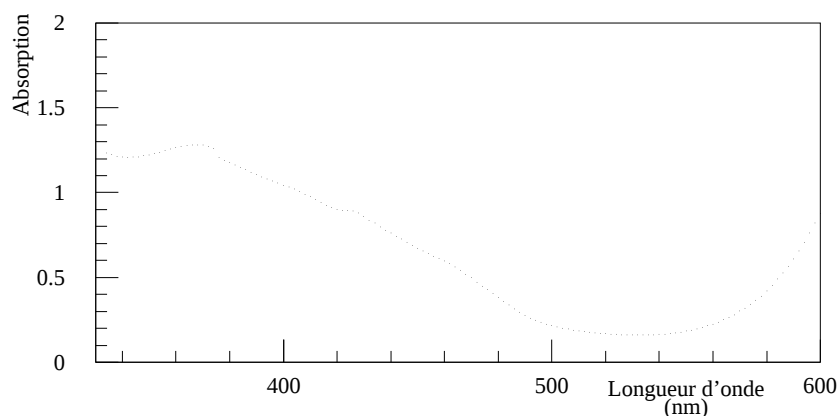


Figure 7.6a : Spectre d'absorption du filtre vert utilisé

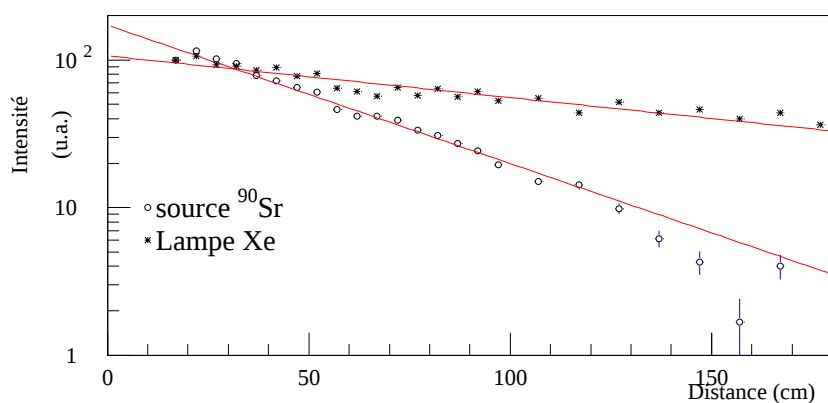


Figure 7.6b : Réponse d'une fibre plastique scintillante en fonction de la position du point d'excitation, avec un filtre vert devant la photocathode.

Pour déplacer la source le long du capillaire, celle-ci est fixée sur un chariot mobile dont le déplacement est commandé par un microprocesseur.

Le dispositif complet est représenté à la figure 7.7.

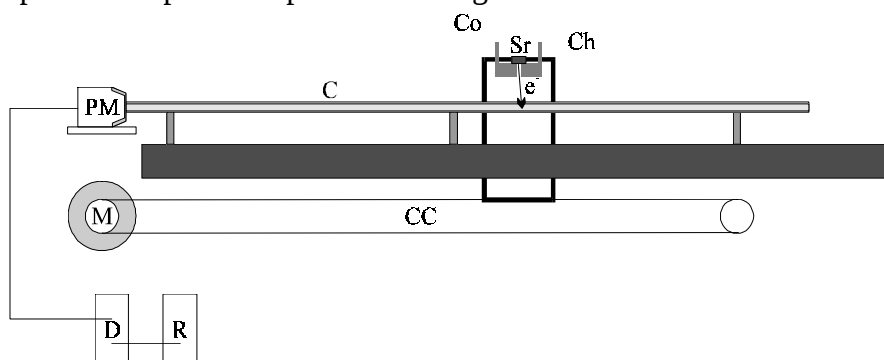


Figure 7.7 : Schéma global du dispositif expérimental

C : Capillaire	PM : Photo-multiplicateur
Sr : Source ^{90}Sr	CC : Courroie crantée
M : Moteur pas à pas	R : Ratemeter
Co : Collimateur	D : Discriminateur
Ch : Chariot mobile supportant la source	

7.3. Mesures et résultats

7.3.1. Précautions

7.3.1.1. Capillaire

Un seul capillaire est utilisé pour les différents scintillateurs mesurés afin d'éviter les erreurs de mesure dues à d'éventuelles différences de qualité de surface des capillaires.

La surface extérieure du capillaire est peinte en noir sur quelques centimètres à proximité du PM pour absorber la lumière de scintillation se propageant dans le verre.

Entre deux mesures, le capillaire est vidé et lavé à l'acétone pour éliminer un scintillateur précédent. Le capillaire est ensuite rincé à l'alcool isopropylique pour dissoudre les traces d'acétone et est ensuite vidé et séché pendant une nuit.

7.3.1.2. Remplissage

Le capillaire est rempli à l'aide d'une seringue en verre à piston en verre rodé. Les seringues synthétiques ne peuvent être utilisées car les solvants de scintillateurs peuvent attaquer le plastique et des impuretés risquent donc de se dissoudre dans le scintillateur.

L'aiguille est insérée dans le capillaire par l'extrémité opposée au PM. Un embout en Téflon permet de guider la seringue lors de l'insertion.

La seringue reste liée au capillaire tout au long de la mesure pour pouvoir réinjecter du scintillateur et compenser les pertes éventuelles.

7.3.1.3. Contact optique

Le contact optique entre le scintillateur et la photocathode est un contact direct. Le capillaire est mis en contact avec le PM. Il est rempli jusqu'à ce que le liquide mouille la photocathode.

7.3.1.4. Photomultiplicateur

Le photomultiplicateur est inévitablement exposé à la lumière avant chaque mesure (lors du placement du capillaire). Afin d'éviter une trop importante contribution du bruit de fond, le PM est mis sous tension après remplissage du capillaire et se stabilise pendant environ une heure avant le début de la mesure.

7.3.1.5. Bruit de fond

Le taux de bruit de fond est déterminé lorsque la source se trouve à l'extrémité du capillaire. A cet endroit, le capillaire est recouvert d'un bloc de plomb qui arrête les électrons. Une mesure du taux de comptage à cette position donne la valeur du bruit de fond (supposé constant pendant la mesure).

7.3.2. Mesures

Les mesures sont effectuées pour des distances excitation-détection comprises entre 17 cm et 177 cm. La limite inférieure est fixée par les contraintes mécaniques et la limite supérieure est fixée par la longueur du capillaire.

Pour les distances au PM inférieures à 1 m, les mesures sont effectuées tous les 5 cm, sinon l'intervalle entre deux mesures est de 10 cm. Un point sur deux est mesuré en éloignant la source du PM tandis que les points intermédiaires sont obtenus en rapprochant la source, après avoir évalué le bruit de fond.

A défaut de pouvoir estimer toutes les erreurs présentes dans les mesures, nous n'avons représenté et utilisé que les erreurs d'origine statistique.

La figure 7.8 représente les résultats bruts obtenus pour le mélange MN+PMP.

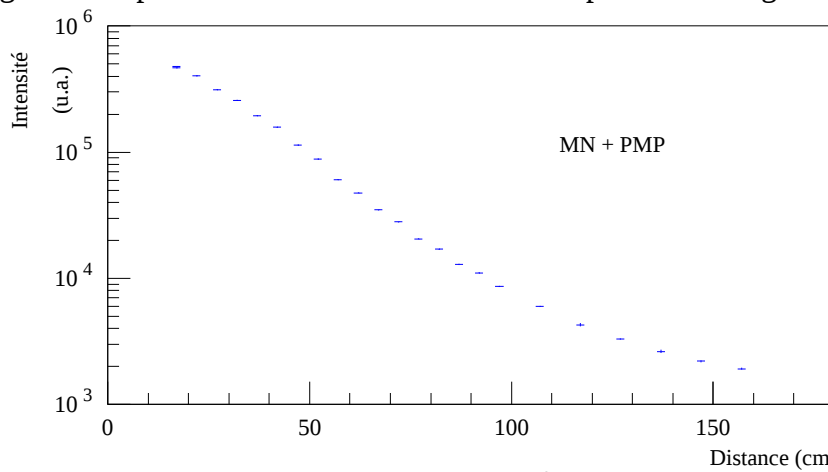


Figure 7.8 : Taux de comptage en fonction de la position de la source d'excitation avant soustraction du bruit de fond

7.3.3. Résultats

Les mesures, normalisées à 100 en $x = 17$ cm, sont présentées graphiquement aux figures 7.9 à 7.12 et les résultats seront récapitulés dans le tableau 7.1.

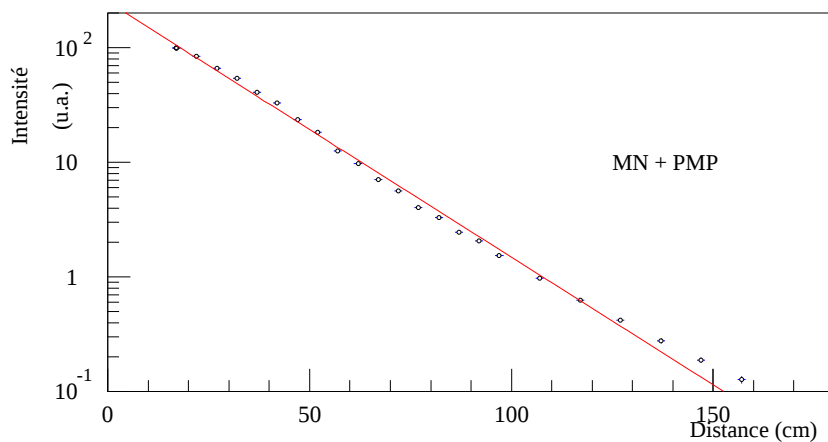


Figure 7.9 : Taux de comptage en fonction de la position du point d'excitation pour le scintillateur MN + PMP

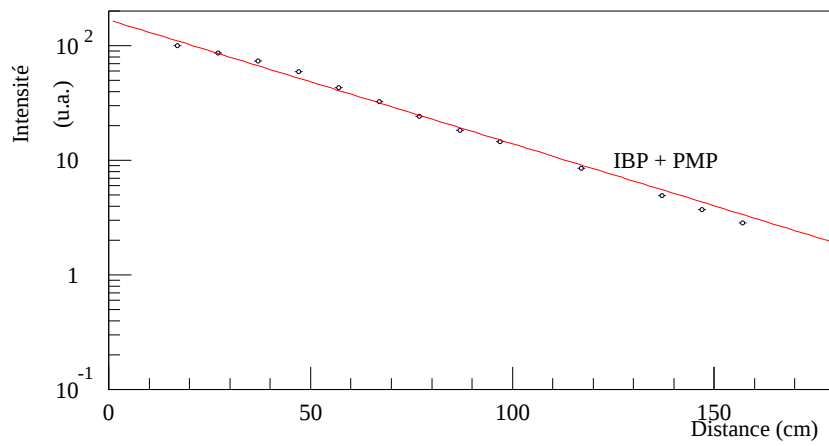


Figure 7.10 : Taux de comptage en fonction de la position du point d'excitation pour le scintillateur IBP + PMP

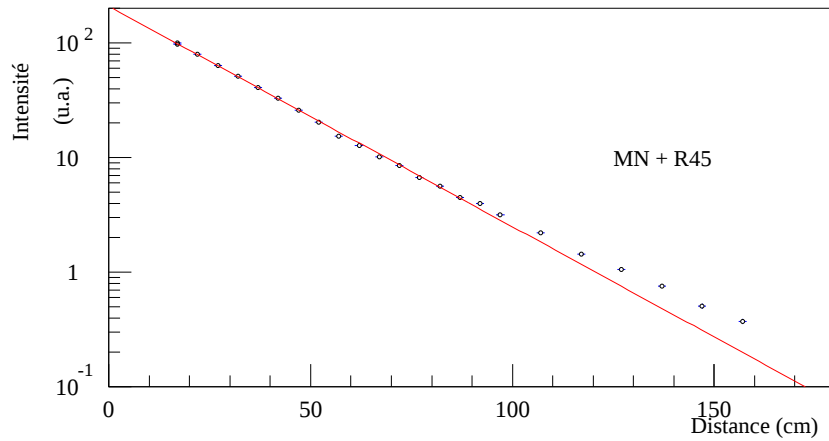


Figure 7.11 : Taux de comptage en fonction de la position du point d'excitation pour le scintillateur MN + R45

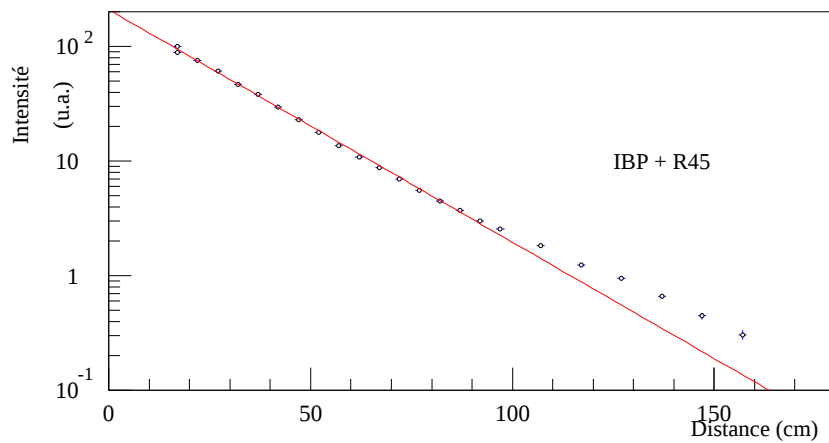


Figure 7.12 : Taux de comptage en fonction de la position du point d'excitation pour le scintillateur IBP + R45

Solvant	Soluté	Longueur d'atténuation (cm)	χ^2 normalisé
MN	PMP	19.67 +/- 0.01	830.4
IBP	PMP	36.27 +/- 0.04	108.1
MN	R45	22.23 +/- 0.02	213.1
IBP	R45	21.51 +/- 0.02	138.2

Tableau 7.1 : Longueurs d'atténuation mesurées pour les scintillateurs étudiés

L'ajustement des résultats par des exponentielles décroissantes semble une approximation raisonnable au vu de l'allure des données.

Toutefois, la variable χ^2 normalisée obtenue est beaucoup trop grande. Cela est compréhensible car la fonction exponentielle d'ajustement est intrinsèquement incorrecte. L'intensité lumineuse théorique en fonction de la distance est en réalité une superposition d'exponentielles décroissantes.

D'autre part, l'erreur ne tient compte que des fluctuations statistiques du taux de comptage et ne fait pas intervenir les erreurs systématiques liées à la mesure. De plus, nous avons supposé ici que le taux de bruit de fond est constant. Enfin l'ajustement ne tient pas compte d'une éventuelle imprécision sur la position d'excitation.

7.4. Conclusion

Le dispositif mis au point permet la détermination directe des longueurs d'atténuation de scintillateurs.

Malgré la facilité d'emploi de la lampe U.V., nous avons préféré travailler avec une source d'électrons car les deux types d'excitation donnent lieu à des longueurs d'atténuation différentes pour un même scintillateur.

La différence entre les mesures effectuées avec la source de ^{90}Sr et la lampe à décharges ne sont pas bien comprises mais ne sont pas surprenantes. En effet, la lampe au Xénon émet des photons de relativement faible énergie ($\lambda_{\text{moyen}} = 330 \text{ nm}$) et ne peut exciter les molécules de solvant. Les seules molécules excitées sont celles du *soluté*. Les électrons, par contre, peuvent exciter indifféremment toutes les molécules rencontrées. Les molécules principalement excitées sont les molécules du *solvant* à cause de la différence de concentration entre les deux produits. D'autre part, les électrons excitent toutes les molécules sans distinction de nature ou d'état tandis que la lampe à décharges n'excite que les molécules de soluté par interaction électromagnétique et seuls les états accessibles par les règles de sélections peuvent être excités.

Il existe donc des différences fondamentales entre les deux méthodes d'excitation du scintillateur et, le processus de scintillation étant différent, rien ne permet d'affirmer dans ce cas l'observation du même type de lumière de scintillation.

Les longueurs d'atténuations mesurées pour le MN+PMP et IBP+PMP sont différentes des longueurs mesurées au CERN dans des conditions similaires [Bäh91] où les longueurs d'atténuation sont respectivement 80 cm et 60 cm. Ces différences peuvent s'expliquer par le vieillissement de nos scintillateurs. Nos mélanges ont été préparés plus d'un an avant la mesure de longueur d'atténuation. Il se peut donc que la transmission du scintillateur se soit dégradée pendant ce temps.

Les résultats obtenus pour le mélange MN+R45 peuvent sembler en désaccord avec des mesures effectuées au CERN [Buo94] ($L_{\text{att}} \approx 287$ cm). Toutefois, ces différences peuvent aussi être dues au photodétecteur. En effet, le PM utilisé dans notre dispositif est sensible dans la partie bleue du spectre d'émission ($\lambda < 500$ nm) alors que dans le dispositif utilisé au CERN, le PM est précédé par un intensificateur d'image sensible dans la partie verte du spectre d'émission. Les deux mesures sont donc effectuées dans des gammes spectrales différentes et ne peuvent être comparées directement.

Un échantillon de notre scintillateur préparé a été testé sur le dispositif du CERN et la longueur d'atténuation obtenue est alors de 180 cm (voir figure 2.7).

Les mesures de longueur d'atténuation sont donc fortement dépendantes du photodétecteur utilisé. Une amélioration importante serait obtenue en mesurant la longueur d'atténuation en fonction de la longueur d'onde.

Cela peut être obtenu en couplant l'extrémité du capillaire à un monochromateur et la sortie de ce dernier à un photomultiplicateur ayant une réponse spectrale étendue.

La principale difficulté de cette mesure réside en l'obtention du couplage optique entre le capillaire et la fenêtre d'entrée du monochromateur.

Chapitre 8 : Résistance aux radiations

L'utilisation d'hodoscopes à capillaires au voisinage du vertex dans les grands collisionneurs (LHC) requiert une grande résistance aux radiations.

En effet, le débit de dose moyen y est très élevé. Pour le LHC, par exemple, le débit de dose annuel dû au faisceau est d'environ 1 Mrad/an⁹ à une distance de 30 centimètres du point d'interaction [CMS94].

Les scintillateurs doivent donc garder leurs caractéristiques (rendement lumineux, longueur d'atténuation,...) même après une irradiation importante.

Nos scintillateurs ont été irradiés à différentes doses et l'évolution de leurs propriétés a été testée après irradiation.

L'irradiateur utilisé sera brièvement décrit. Les résultats des différents tests effectués seront résumés. La caractérisation des scintillateurs irradiés aux différentes doses suit les protocoles expérimentaux indiqués dans les chapitres précédents (voir chapitres 3 à 7)

8.1. Irradiateur au cobalt

Pour tester les échantillons, nous avons utilisé l'irradiateur du laboratoire de chimie inorganique et nucléaire (INAN) [Ape74].

8.1.1. Source radioactive

Les sources sont constituées d'un empilement de plaquettes de ^{60}Co gainées d'acier inoxydable. Le schéma de désintégration du ^{60}Co est représenté à la figure 8.1 [Led78].

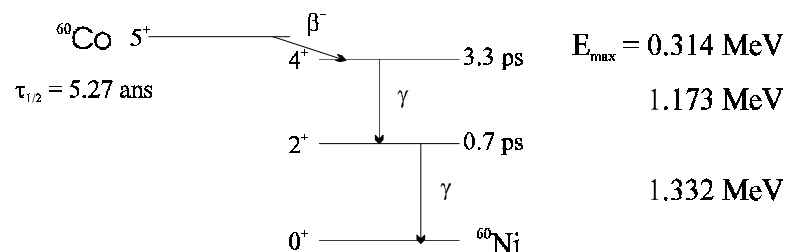


Figure 8.1 : Schéma de désintégration du ^{60}Co

⁹1 rad = 0.01 Gray

8.1.2. Description générale

L'irradiateur est composé de trois sources cylindriques de 30 mm de diamètre et de 116 mm de hauteur. Elles sont disposées en triangle équilatéral de 17 cm de côté.

En position de repos, les sources sont enfoncées dans un bouclier cylindrique en plomb de 90 cm de hauteur et 83 cm de diamètre. Elles sont surmontées d'un cylindre de plomb de 26 cm de hauteur qui protège l'utilisateur (voir figure 8.2).

En position d'irradiation, les sources émergent complètement de la cuve et le centre de chaque source se situe à environ 8 cm du sol. Les sources peuvent être sorties simultanément ou une à une selon le débit de dose désiré.

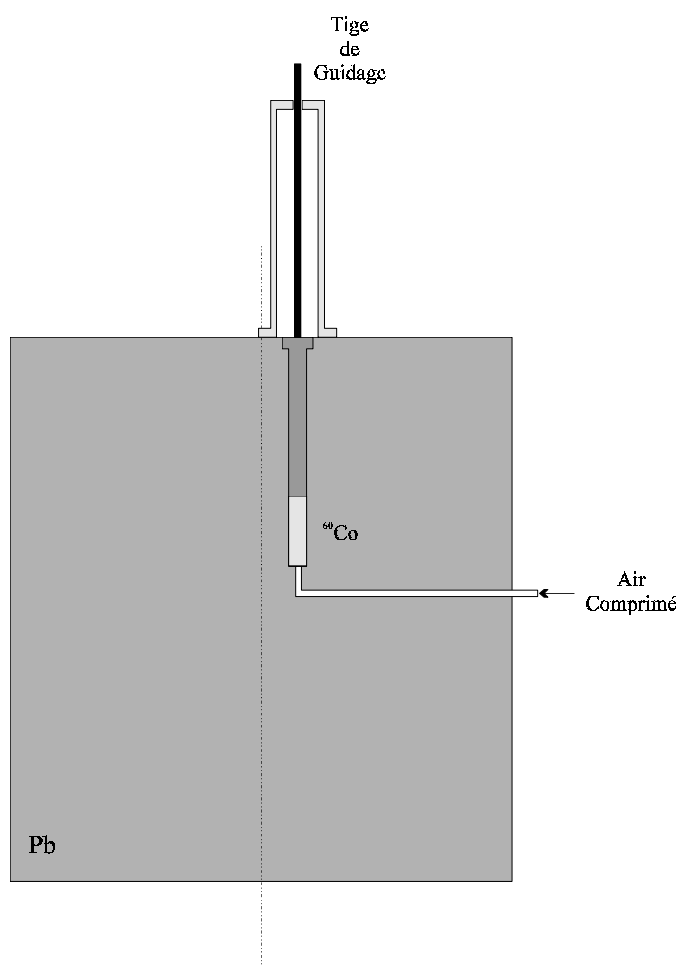


Figure 8.2 : Coupe de l'irradiateur (source en position basse)

8.1.3. Commande des sources

Le positionnement des sources est commandé par un automate programmable situé hors de la chambre d'irradiation activant des commandes pneumatiques et mécaniques pour mettre les sources en position d'irradiation ou de repos. Des dispositifs de sécurité permettent de suppléer aux défaillances éventuelles de l'automate.

8.1.4. Echantillons

Les échantillons peuvent être placés en un point quelconque de la chambre d'irradiation. Le débit de dose variant comme l'inverse du carré de la distance aux sources, les échantillons devant subir une forte irradiation doivent être placés à proximité de celles-ci. Pour cela, un carrousel est situé au "barycentre" des trois sources. Le carrousel est maintenu en rotation permanente pour homogénéiser l'irradiation des échantillons.

8.1.5. Débit de dose

Les débits de dose sont mesurés en différents points de la salle d'irradiation. Pour exemple, la figure 8.3 représente les valeurs *calculées* des courbes d'isodose dans la salle d'irradiation. Au moment de l'irradiation de nos scintillateurs, le débit de dose au centre de l'irradiateur était environ 500 krad/heure.

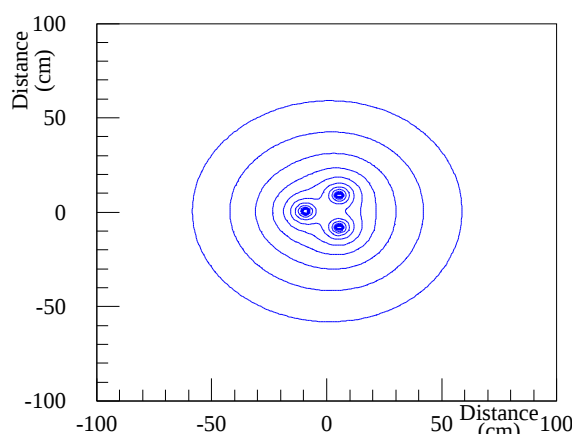


Figure 8.3 : Courbes d'isodose CALCULEES dans la chambre d'irradiation

8.2. Mesures et résultats

Les scintillateurs ont été irradiés à différentes doses (1-3-10-20 Mrad). Pour cela, des échantillons provenant du même mélange initial de scintillateur ont été répartis dans des flacons en verre et isolés de la lumière par une mince feuille d'aluminium.

Les échantillons sont disposés sur le carrousel central.

Les différentes propriétés des scintillateurs ont ensuite été évaluées.

8.2.1. Absorption

Les spectres d'absorption des scintillateurs irradiés peuvent être modifiés par rapport aux scintillateurs non-irradiés. En effet, les molécules de scintillateur détruites par les radiations peuvent se recombinaient en d'autres molécules dont le spectre d'absorption est différent.

L'évolution des spectres d'absorption des scintillateurs MN+PMP et IBP+PMP est représentée à la figure 8.4.

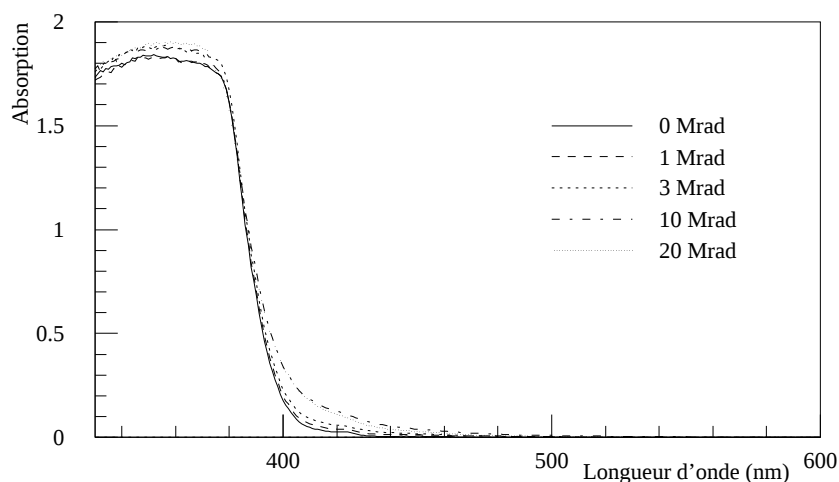


Figure 8.4a : Spectres d'absorption du MN+PMP en fonction de la dose d'irradiation

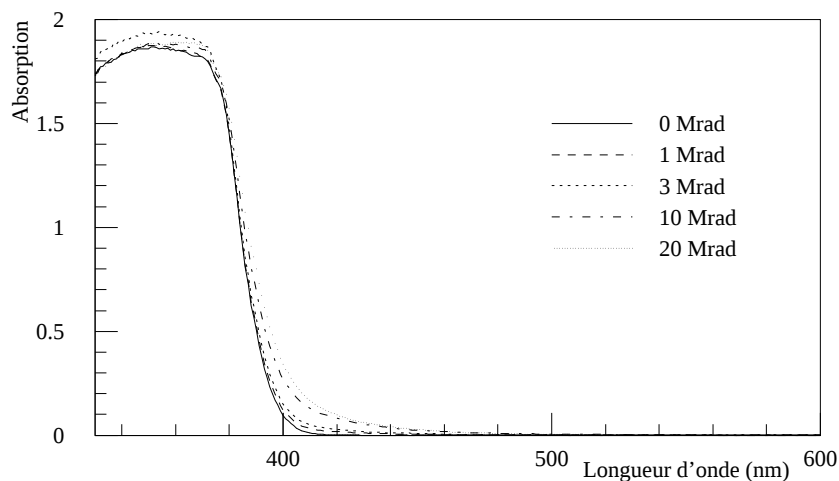


Figure 8.4b : Spectres d'absorption du IBP+PMP en fonction de la dose d'irradiation

Pour le soluté PMP, on constate une augmentation globale de l'absorption du scintillateur, spécialement pour les longueurs d'onde comprises entre 400 nm et 500 nm qui correspondent au pic de fluorescence. La perte de transparence du scintillateur à sa propre lumière provoquera donc une réduction de la longueur d'atténuation.

Pour le soluté R45, l'évolution des spectres d'absorption en fonction de la dose est représentée pour les deux solvants à la figure 8.5.

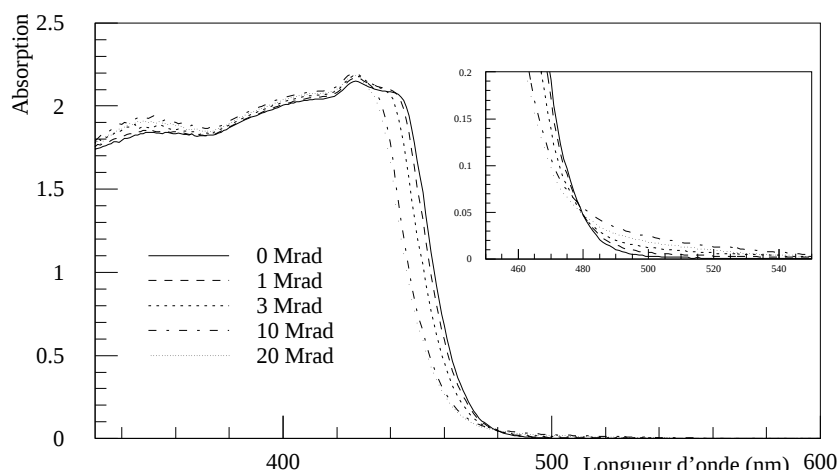


Figure 8.5a : Spectres d'absorption du MN+R45 en fonction de la dose d'irradiation

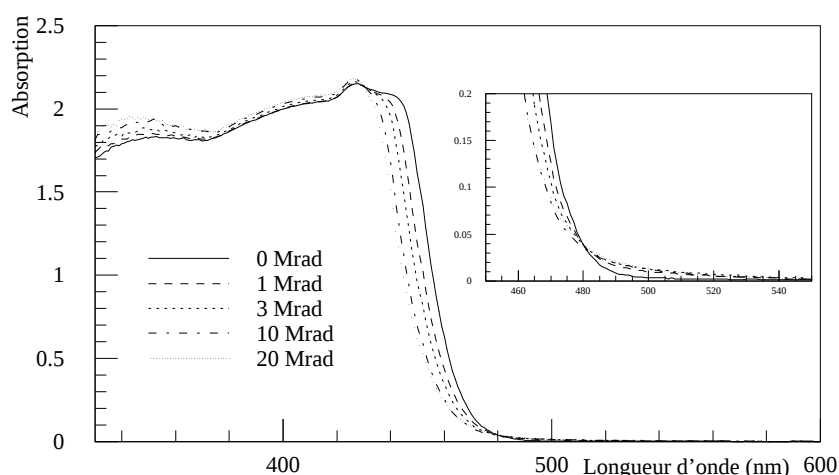


Figure 8.5b : Spectres d'absorption du IBP+R45 en fonction de la dose d'irradiation

On constate une réduction de l'absorption pour les longueurs d'ondes comprises entre 430 nm et 480 nm. Cela peut se comprendre par une destruction des molécules de soluté. Toutefois, l'absorption augmente pour les longueurs d'ondes supérieures à 480 nm (voir encadré). De nouveau, cela correspond aux longueurs d'ondes où l'émission du scintillateur est la plus importante. Ici encore, on s'attend à une diminution de la longueur d'atténuation du scintillateur.

8.2.2. Spectres d'émission

Lors de l'irradiation du scintillateur, des diverses molécules peuvent apparaître et éventuellement modifier le spectre d'émission des scintillateurs étudiés si elles scintillent. Les spectres d'émission des scintillateurs irradiés ont été mesurés selon la méthode décrite au chapitre 4.

L'évolution des spectres d'émission des scintillateurs MN+PMP et IBP+PMP est représentée à la figure 8.6. Les spectres représentés sont normalisés à même amplitude pour une

longueur d'onde de 430 nm. Cette normalisation nous permet de mettre en évidence des changements de forme des spectres.

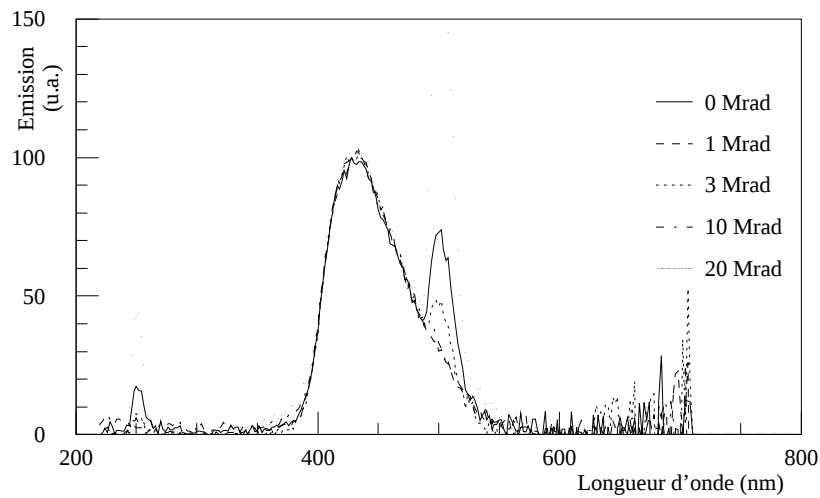


Figure 8.6a : Spectres d'émission du MN+PMP en fonction de la dose d'irradiation

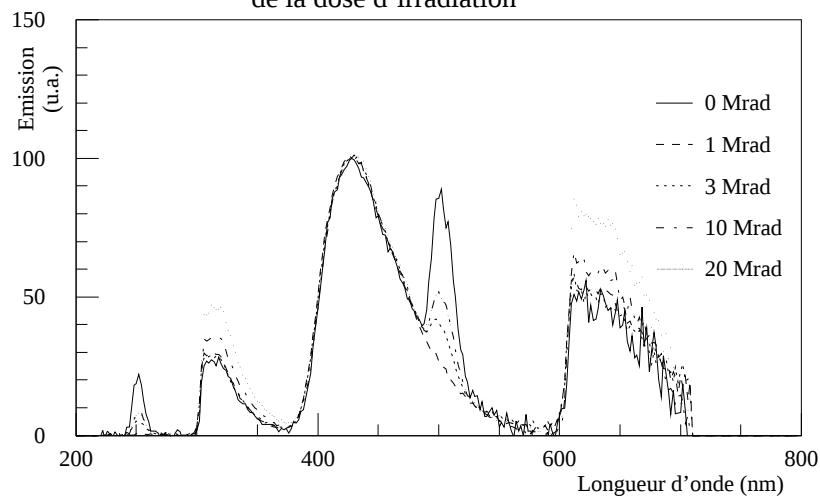


Figure 8.6b : Spectres d'émission du IBP+PMP en fonction de la dose d'irradiation

On constate que la forme du spectre d'émission du scintillateur PMP ne varie pas avec la dose d'irradiation. Dans le spectre d'émission du mélange MN+PMP, on constate une augmentation de lumière émise pour les longueurs d'onde d'environ 380 nm. Cette augmentation est due au spectre d'émission du MN dont l'amplitude relative augmente par rapport à l'amplitude du spectre d'émission du PMP. Cette augmentation est plus visible pour le scintillateur IBP+PMP où, d'une part, le rapport des intensités relatives est plus important et d'autre part, la séparation entre les deux spectres d'émission est plus importante.

Les spectres d'émission des scintillateurs MN+R45 et IBP+R45 en fonction de la dose d'irradiation sont représentés à la figure 8.7. Les spectres présentés sont normalisés à même amplitude pour une longueur d'onde de 500 nm (même remarque que ci-dessus).

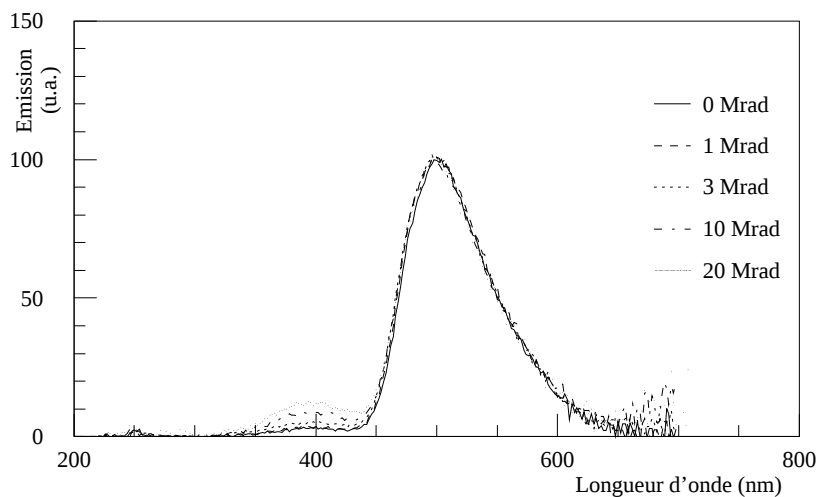


Figure 8.7a : Spectres d'émission du MN+R45 en fonction de la dose d'irradiation

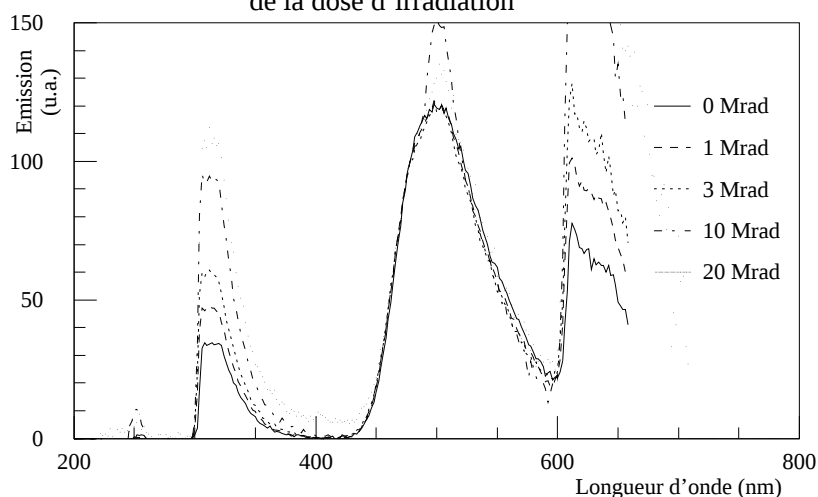


Figure 8.7b : Spectres d'émission du IBP+R45 en fonction de la dose d'irradiation

Ici aussi, la forme du spectre d'émission du scintillateur R45 ne varie pas avec la dose d'irradiation. De nouveau, les rapports d'amplitude entre le spectre d'émission du R45 et le spectre d'émission des solvants MN et IBP diminuent avec la dose. La figure 8.8 représente l'évolution des spectres d'émission des scintillateurs MN+R45 et IBP+R45 normalisés, cette fois à la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission du solvant (soit vers 400 nm pour le MN et 325 nm pour l'IBP).

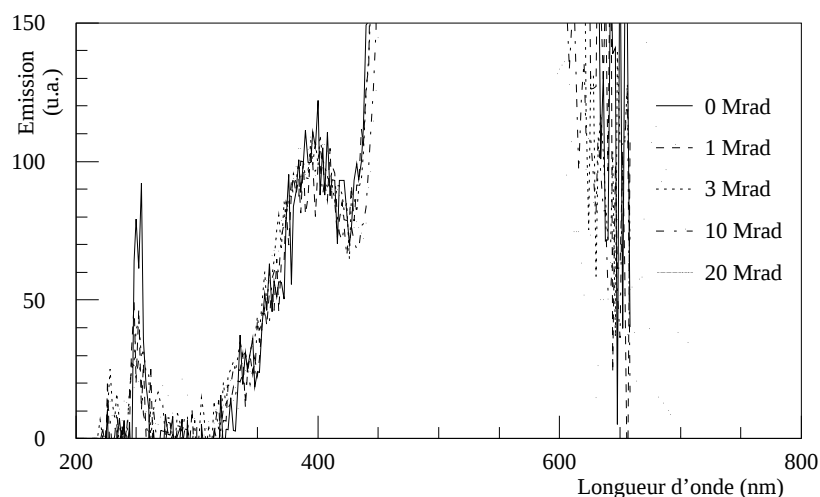


Figure 8.8a : Spectres d'émission du MN+R45
normalisés au maximum d'émission du MN

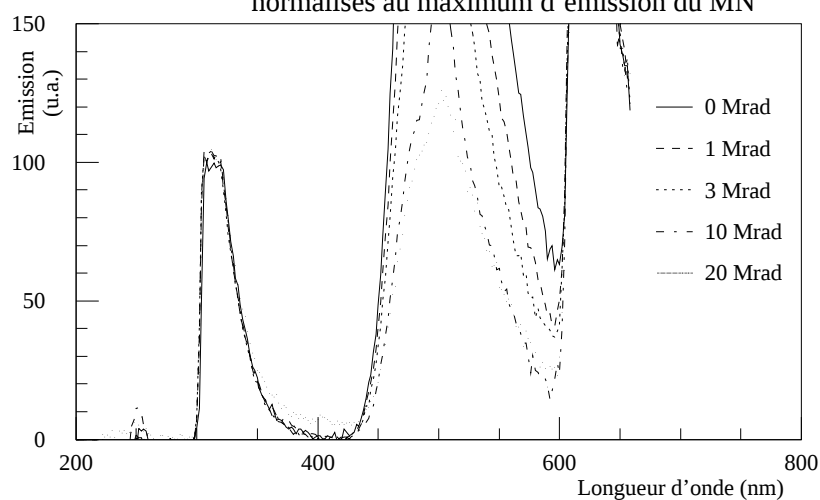


Figure 8.8b : Spectres d'émission du IBP+R45
normalisés au maximum d'émission de l'IBP

Un caractère remarquable est que la forme du spectre d'émission du solvant ne varie pas non plus en fonction de la dose d'irradiation.

Nos mesures montrent une variation relative du spectre d'émission du mélange solvant-soluté en fonction des dégâts radiatifs. Dans un détecteur réel, la lumière de scintillation du solvant est réabsorbée rapidement par le soluté et la *forme* apparente du spectre d'émission est constante. Nous verrons toutefois que les dégâts radiatifs réduisent les rendements des scintillateurs.

8.2.3. Rendements lumineux

Les rendements lumineux des scintillateurs irradiés ont été mesurés par la méthode décrite au chapitre 5. Le tableau 8.1 résume les résultats obtenus. La référence est toujours donnée par le rendement lumineux du scintillateur NE102A.

Scintillateur	Dose (Mrad)	Rendement lumineux (γ/keV)
NE102A	0	10.0
MN+PMP	0	10.0
	1	9.6
	3	8.5
	10	7.8
	20	6.7
IBP+PMP	0	11.4
	1	9.9
	3	9.35
	10	8.7
	20	7.7
MN+R45	0	19.3
	1	9.6
	3	8.0
	10	5.7
	20	5.4
IBP+R45	0	19.8
	1	9.1
	3	6.3
	10	5.7
	20	4.7

Tableau 8.1 : Rendement lumineux des scintillateurs irradiés

La figure 8.9 représente l'évolution du rendement lumineux de chaque scintillateur en fonction de l'irradiation.

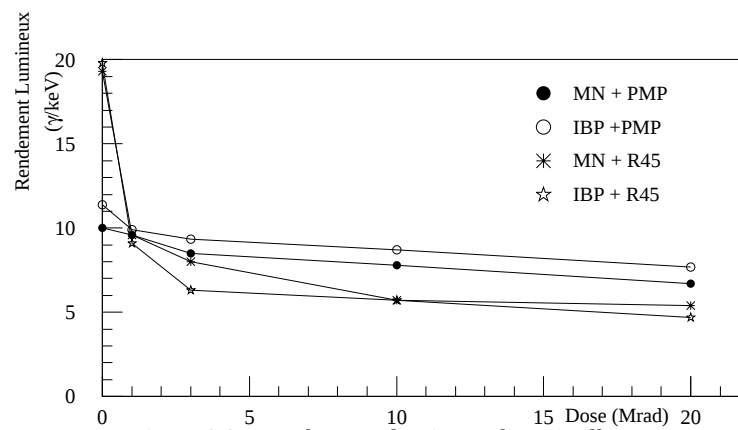


Figure 8.9 : Rendements lumineux des scintillateurs en fonction de la dose d'irradiation

On constate, pour le scintillateur PMP, que le rendement lumineux varie relativement peu avec l'irradiation et même pour une irradiation de 20 Mrad, le rendement lumineux n'est réduit que de 30%. Pour le produit R45, quel que soit le solvant, le rendement lumineux du scintillateur non irradié est plus important, mais ce rendement lumineux décroît très rapidement avec l'irradiation.

8.2.4. Temps de réponse

Le temps de réponse des scintillateurs irradiés a été déterminé par la méthode décrite au chapitre 6.

Les résultats des ajustements sont résumés dans le tableau 8.2. Pour rappel, les constantes de temps τ_1 et τ_2 représentent respectivement les temps de montée et de décroissance du signal temporel.

Scintillateur	Dose (Mrad)	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)	χ^2
MN+PMP	0	2.31 +/- 0.05	6.36 +/- 0.05	7.36
	1	2.32 +/- 0.05	6.76 +/- 0.06	7.55
	3	2.31 +/- 0.05	6.71 +/- 0.06	7.99
	10	2.46 +/- 0.07	7.22 +/- 0.07	7.87
	20	2.87 +/- 0.07	7.60 +/- 0.08	7.55
IBP+PMP	0	0.88 +/- 0.03	5.71 +/- 0.03	8.57
	1	0.81 +/- 0.02	5.73 +/- 0.04	8.51
	3	1.01 +/- 0.02	5.68 +/- 0.03	9.63
	10	0.98 +/- 0.03	5.70 +/- 0.03	8.56
	20	0.90 +/- 0.04	5.99 +/- 0.04	8.08
MN+R45	0	2.16 +/- 0.03	6.36 +/- 0.03	8.63
	1	2.16 +/- 0.03	6.22 +/- 0.03	10.1
	3	2.22 +/- 0.05	6.66 +/- 0.03	8.29
	10	3.01 +/- 0.16	5.51 +/- 0.014	7.59
	20	2.28 +/- 0.06	7.27 +/- 0.05	7.76
IBP+R45	0	1.27 +/- 0.04	6.47 +/- 0.05	9.53
	1	1.38 +/- 0.03	6.41 +/- 0.04	9.25
	3	1.20 +/- 0.03	6.51 +/- 0.04	9.30
	10	0.98 +/- 0.03	6.97 +/- 0.04	10.10
	20	1.08 +/- 0.03	6.94 +/- 0.09	10.98

Tableau 8.2 : temps de réponse des scintillateurs irradiés

L'évolution du temps de décroissance en fonction de la dose est représentée à la figure 8.10.

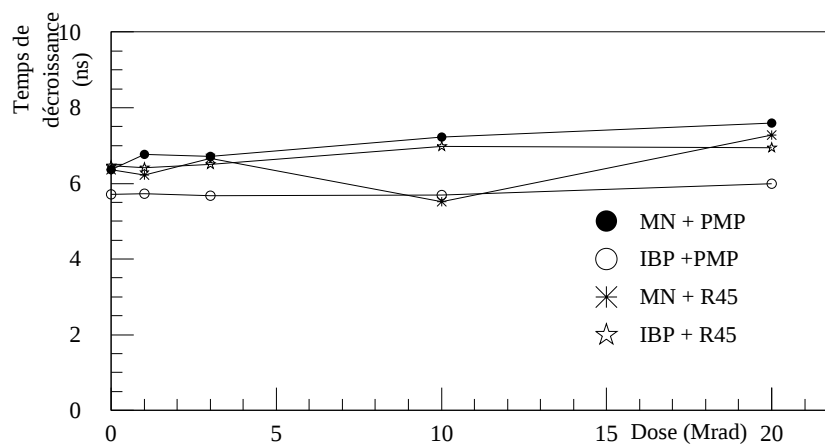


Figure 8.10 : Temps de décroissance des scintillateurs en fonction de la dose d'irradiation

On constate que le temps de décroissance des scintillateurs dépend peu de la dose d'irradiation.

8.2.5. Longueur d'atténuation

On a constaté une augmentation de l'absorption des scintillateurs irradiés dans la plage de longueurs d'onde correspondant à leur spectre d'émission. On s'attend donc à une diminution de leur longueur d'atténuation.

La longueur d'atténuation des scintillateurs irradiés a été mesurée à l'aide du dispositif décrit au chapitre 7. Les mesures ont été effectuées en utilisant toujours le même capillaire (non-irradié) pour éviter les erreurs dues à d'éventuelles différences de qualité entre capillaires. De plus, les mesures d'un même scintillateur ont été effectuées l'une à la suite de l'autre pour éviter une contamination éventuelle.

Les mesures de taux de comptage en fonction de la distance d'excitation pour les différents scintillateurs sont représentées aux figures 8.11 à 8.14. Toutes les mesures sont normalisées en ordonnées au point d'excitation le plus proche.

Pour les scintillateurs les plus irradiés, les mesures sont arrêtées quand le taux de comptage total devient comparable au bruit de fond.

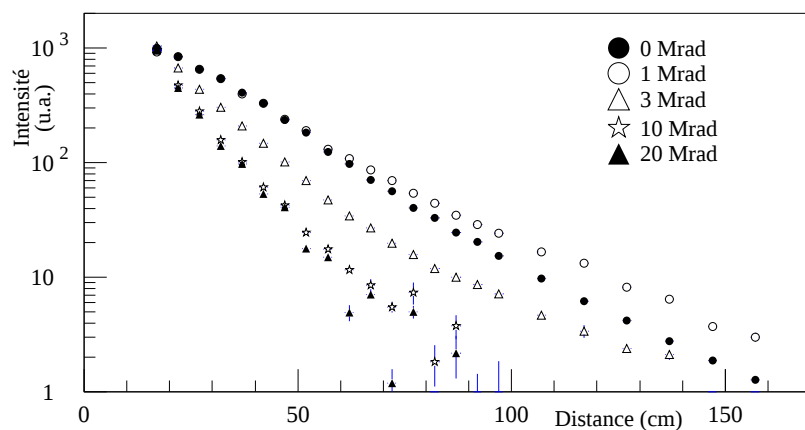


Figure 8.11 : Nombre de coups en fonction de la distance du point d'excitation et de la dose d'irradiation pour le scintillateur MN+PMP

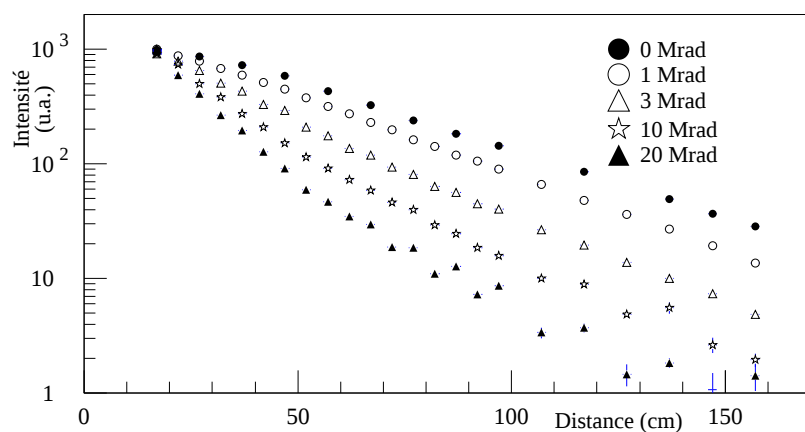


Figure 8.12 : Nombre de coups en fonction de la distance du point d'excitation et de la dose d'irradiation pour le scintillateur IBP+PMP

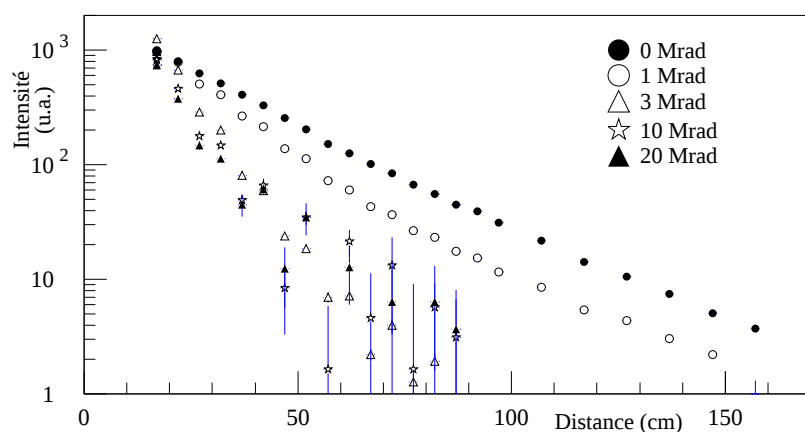


Figure 8.13 : Nombre de coups en fonction de la distance du point d'excitation et de la dose d'irradiation pour le scintillateur MN+R45

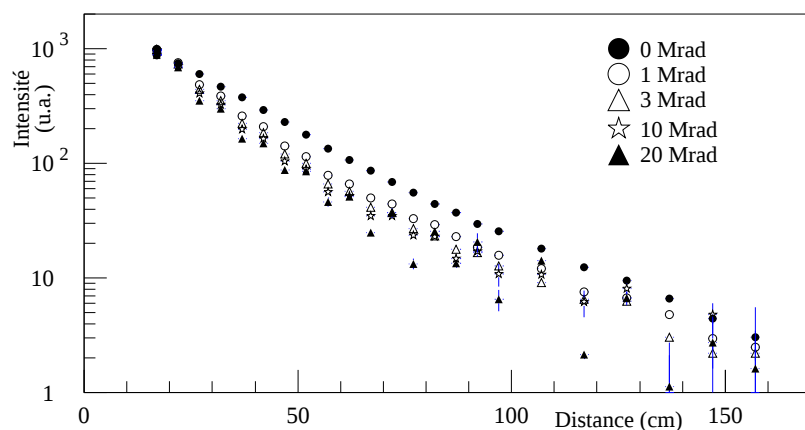


Figure 8.14 : Nombre de coups en fonction de la distance du point d'excitation et de la dose d'irradiation pour le scintillateur IBP+R45

Les résultats ont été ajustés par une fonction exponentielle. Les valeurs trouvées pour l'ajustement de la longueur d'atténuation (L_{att}) pour chaque scintillateur sont résumées au tableau 8.3.

Scintillateur	Dose (Mrad)	L_{att} (cm)
MN+PMP	0	19.7
	1	20.3
	3	12.9
	10	9.1
	20	8.1
IBP+PMP	0	36.3
	1	16.1
	3	23.3
	10	18.7
	20	12.6
MN+R45	0	22.2
	1	16.1
	3	7.9
	10	7.6
	20	7.9
IBP+R45	0	21.5
	1	16.2
	3	15.5
	10	14.9
	20	13.6

Tableau 8.3 : Longueur d'atténuation des scintillateurs en fonction de la dose d'irradiation

La longueur d'atténuation des scintillateurs en fonction de la dose est représentée à la figure 8.15.

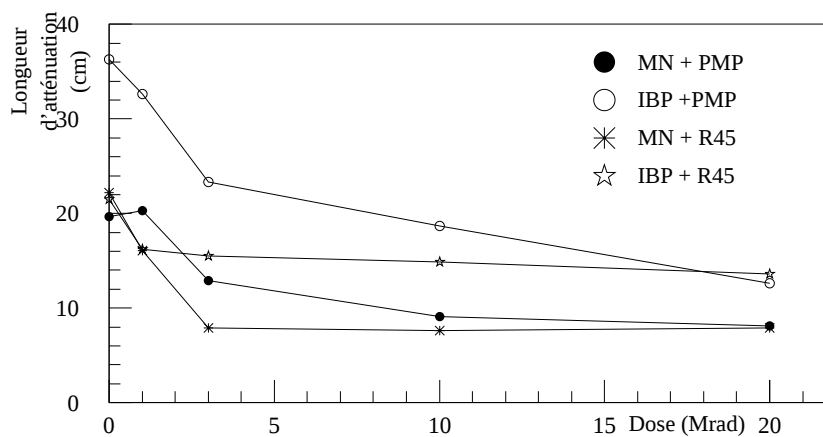


Figure 8.15 : Longueur d'atténuation des scintillateurs en fonction de la dose d'irradiation

8.3. Conclusion

Nous constatons que la forme des spectres d'émission des différents mélanges est indépendante de la dose d'irradiation, si ce n'est le rapport des intensités relatif solvant-soluté qui augmente avec la dose et reflète la dégradation du soluté.

Les temps de décroissance des scintillateurs ne varient que très peu avec l'irradiation.

L'absorption de tous les scintillateurs étudiés augmente dans la plage de longueur d'onde correspondant à leur spectre d'émission. Cela se traduira par une diminution observée de leur longueur d'atténuation.

Enfin, le rendement lumineux du scintillateur PMP est relativement peu sensible aux dégâts radiatifs. La diminution du rendement lumineux n'est que de 30% après une irradiation de 20 Mrad ce qui est en accord avec les mesures de Zorn [Zor90] qui indique une dégradation de 50% du rendement lumineux après une irradiation de 25 Mrad. Par contre, le scintillateur R45 se dégrade beaucoup plus rapidement. On constate une perte de 50% après 1 Mrad et de 75% après 20 Mrad. Cette mauvaise résistance aux radiations avait déjà été observée par Golovkin [Gol94].

Conclusion

Nous avons, tout au long de ce travail, étudié les propriétés des scintillateurs liquides binaires en vue de leur utilisation dans un but bien précis : construire des cibles actives de haute résolution formées d'un faisceau cohérent de capillaires.

Dans ce but, nous avons conçu et mis au point nos instruments pour caractériser ces milieux.

Nous avons développé tous les outils nécessaires aux tests de liquides scintillants pour ces détecteurs et une collaboration avec des laboratoires de chimie nous permettrait à présent de développer de nouveaux scintillateurs et de tester rapidement toutes leurs caractéristiques importantes.

La mesure des spectres d'absorption et d'émission des mélanges solvant-soluté nous a permis de déterminer le décalage de Stokes des scintillateurs. L'obtention des spectres d'émission des scintillateurs permet aussi de choisir la sensibilité spectrale du photodétecteur qui optimise l'efficacité de détection de la lumière.

Les deux scintillateurs que nous avons étudiés présentent un décalage de Stokes important (≈ 40 nm) ce qui est une qualité essentielle pour leur utilisation dans les capillaires. Le scintillateur PMP présente son maximum d'émission dans la partie bleue du spectre lumineux, tandis que le scintillateur R45 émet dans la partie verte du spectre visible.

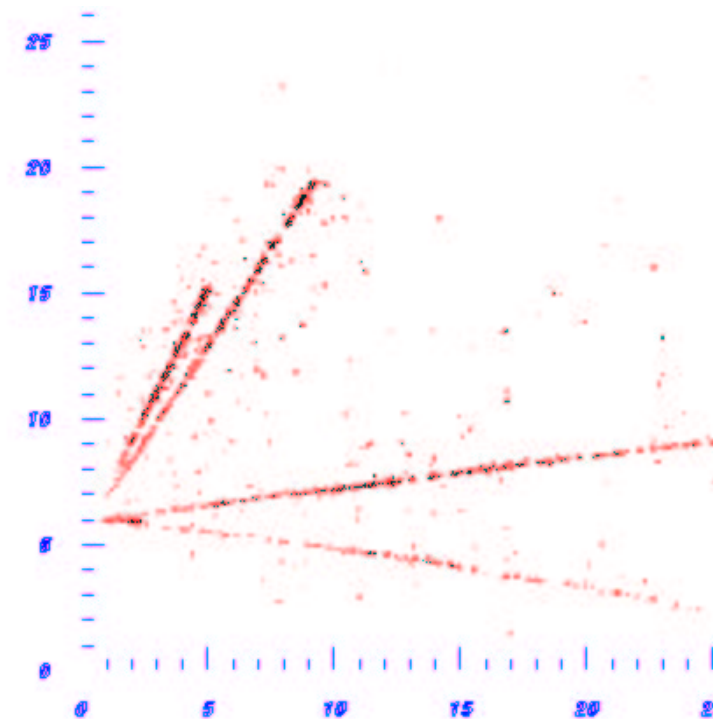
Nous avons déterminé les rendements lumineux et les temps de décroissance des scintillateurs. Le rendement lumineux doit être maximum pour travailler avec des capillaires de petit diamètre tout en gardant une probabilité d'émission de lumière non-négligeable. De même, les scintillateurs utilisés dans les expériences à taux d'événements élevé doivent avoir un temps de décroissance court pour pouvoir distinguer les informations provenant de deux événements successifs proches. Le rendement lumineux absolu des scintillateurs étudiés est élevé et comparable au rendement lumineux du scintillateur plastique NE102A. Leur temps de décroissance est court (≈ 6 ns). Ils conviennent donc pour des expériences à grand taux d'événements.

Nous avons mesuré de deux manières les longueurs d'atténuation des scintillateurs. Cette information est essentielle pour tous les détecteurs à fibres au sens large, et en particulier ceux remplis de scintillateurs liquides. En effet, dans ces détecteurs, la lumière de scintillation est guidée vers le photodétecteur par le milieu scintillant lui-même. Ce dernier doit donc être

transparent à sa propre lumière pour disposer de détecteurs de grande dimension. Les longueurs d'atténuation que nous avons mesurées sont inférieures aux mesures directes effectuées dans d'autres laboratoires. Les différences que nous avons observées sont toutefois complètement comprises et relèvent entièrement des spécificités des instruments de mesure.

Nous avons également mis en évidence l'évolution de ces propriétés en fonction des dégâts radiatifs. En effet, les détecteurs situés dans un environnement "chaud" doivent conserver leurs caractéristiques propres. Le scintillateur R45 présente une faible résistance aux radiations. Il est donc inadapté à des expériences situées dans des environnements fortement actifs. Par contre, le scintillateur PMP présente une bonne résistance aux dégâts radiatifs. La longueur d'atténuation des deux scintillateurs étudiés décroît rapidement avec la dose d'irradiation.

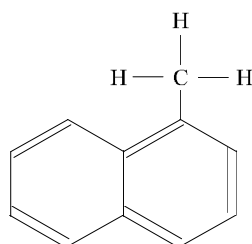
Enfin, sur base de notre expérience, nous avons également participé au développement de prototypes qui sont actuellement en fonctionnement au CERN. Le détecteur consiste en un assemblage cohérent d'un million de capillaires de 25 μm de diamètre intérieur. La dimension totale du faisceau de capillaires est 170 x 2 x 2 cm^3 . Nous présentons ci-dessous une interaction neutrino dans la cible active.



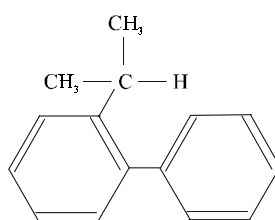
Les détecteurs constitués de capillaires remplis de liquide scintillant constituent encore une technique en développement. Ils peuvent toutefois apporter une réponse aux contraintes particulières des futures expériences en physique des hautes énergies.

Annexe 1 : Structure des scintillateurs organiques

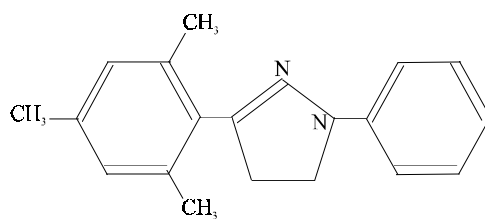
1-méthylnaphtalène



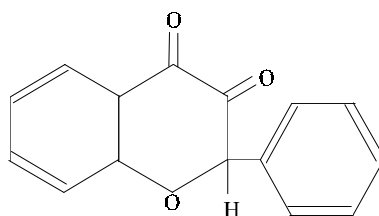
2-isopropyl-biphényl



1-phényl-3-mésityl-2-pyrazoline



3-hydroxy-flavone



Annexe 2 : Améliorations possibles de la mesure de spectres d'absorption.

A2.1. Facteurs sur lesquels on peut influencer

Trois améliorations permettraient d'améliorer la sensibilité de mesure des spectres d'absorption.

1° Augmenter la distance parcourue par la lumière au travers de l'échantillon.

2° Augmenter la sensibilité du détecteur.

3° Travailler avec un spectrophotomètre plus sensible.

Dans ce but, un nouveau spectrophotomètre à double faisceau a été conçu et est en cours de réalisation.

A2.2. Spectrophotomètre développé

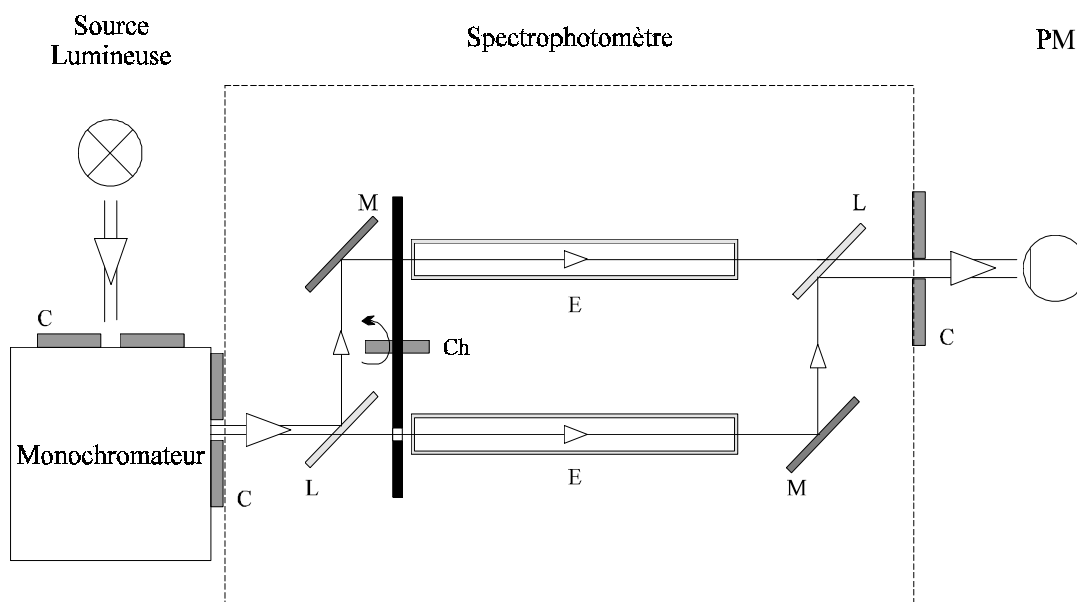


Figure A2.1 : Spectrophotomètre en développement

C : Collimateur

Ch : Collimateur rotatif

L : Lame semi-transparente

M : Miroir

E : Echantillon

Le schéma du spectrophotomètre est décrit à la figure A2.1.

La source lumineuse utilisée actuellement est une lampe halogène (mais peut être éventuellement remplacée par une lampe au Deutérium). La sélection en longueur d'onde est effectuée avant le passage au travers de l'échantillon à l'aide du monochromateur décrit au chapitre 4.

Le chemin optique est divisé en deux voies par une lame semi-transparente placée à 45° par rapport à la direction des rayons lumineux.

Une cuvette de parcours optique de 10 cm est placée sur chaque voie : l'une contient l'échantillon à étudier tandis que l'autre est utilisée comme référence.

Les deux voies optiques sont ensuite superposées au moyen d'une seconde lame semi-transparente, avant d'atteindre un tube photomultiplicateur (PM) qui donne l'intensité lumineuse finale par la lecture de courant.

On sélectionne un des faisceaux traversant les cuvettes à l'aide d'un obturateur rotatif (chopper) placé en amont des échantillons. Le chopper bloque alternativement le faisceau traversant une des cuvettes.

A2.3. Lecture

Le courant sortant du PM est converti en fréquence à l'aide d'un convertisseur courant fréquence (current digitizer IPC CD1).

L'obturateur possède des marqueurs optiques intégrés indiquant l'ouverture et la fermeture de chaque faisceau. Le signal d'ouverture génère une fenêtre temporelle fixe pendant laquelle on enregistre le nombre d'impulsions générées par le convertisseur de courant. Ce nombre d'impulsions est lu à l'aide d'une échelle CAMAC. Suivant le marqueur optique détecté, un signal logique indique, dans un registre d'entrée CAMAC (Input Register), quelle partie du faisceau est observée.

En outre, une mesure de courant est effectuée entre l'illumination de chaque cuvette afin de déterminer le bruit de fond du dispositif. Chaque rotation complète du disque obturateur correspond donc à quatre mesures.

Les modules CAMAC ainsi que le monochromateur sont commandés par ordinateur.

A2.4. Avantages du dispositif

- Le nouveau spectrophotomètre travaille avec des cuvettes de long trajet optique, ce qui améliore la sensibilité lors des mesures à faible absorption.
- Il est possible de travailler avec différentes sources lumineuses, pour élargir la plage utile de longueurs d'onde (λ).

- Le double faisceau permet de mesurer quasi-simultanément les transmissions de l'échantillon et de la voie de référence : on évite ainsi les fluctuations de la ligne de base.

A2.5. Etat d'avancement

Le spectrophotomètre est construit et l'alignement optique a été réalisé par faisceau laser.

Le montage électronique est en cours de développement et la logique de déclenchement des fenêtres temporelles est terminée.

Il reste à finaliser le programme de prise de données et à effectuer les premiers essais.

Annexe 3 : Programme d'acquisition

A.3.1. Programme principal

```
/******  
*  
*      ACQUISITION PROGRAM RUNNING ON FIC-8232  
*      OPERATING SYSTEM : OS-9  
*      Graphics :                      HMINI Package  
*      CAMAC Interface Routines :      cbd8210.h      (Alain Ninane)  
*      CAMAC routines :                camac.h (Luc Michel)  
*  
*      Acquisition of 1 adc (2 entries) Lecroy 2249A  
*                      1 tdc (1 entry)  
*      Acquisition mode : POLLING  
*  
*      L.M. 06-04-94  
*****/  
  
#include <stdio.h>  
#include "cbd8210.h" /* CAMAC-VME interface */  
#include "camac.h" /* CAMAC routines */  
#include "h0/HMINI/hmini.h" /* HMINI PACKAGE */  
#include "h0/HIGZ/higz.h" /* HIGZ package (graph.output) */  
/*  
*      CAMAC DEFINES  
*/  
#define MAXCHAN 1024 /* Number of channels of A(T)DC */  
#define ADC 10 /* ADC Address */  
#define TDC 7 /* TDC Address */  
#define OR2088 8 /* OR Address */  
/*  
*      VME BRANCH DEFINES  
*/  
#define CRATE_ID 5 /* CAMAC CrateID */  
#define BRANCH_ID 0 /* CBD8210ID */  
#define CTLVME 0x20000008 /* Control VME Reg 1 */  
/*  
*      GRAPHIC DEFINES  
*/  
#define DIRSIZE 600 /* DIR. memory size */  
#define DATASIZE 6000 /* DATA memory size */  
#define DIVX 1 /* Screen division in x */  
#define DIVY 3 /* Screen division in y */  
#define ADC1_0 1000 /* Histo ID */  
#define ADC1_1 1001 /* Histo ID */  
#define TDC1_0 2000 /* Histo ID */  
HDIR_SIZE(DIRSIZE)  
HDATA_SIZE(DATASIZE)
```

```

/*
 *      ACQUISITION DEFINES
 */
#define N_COUNT          1000          /* Recording frequency          */
#define N_EVENT          100000       /* Total Number of events      */
/*
 *      ACQUISITION VARIABLES
 */
unsigned long pcrate;
unsigned int  adc1[N_COUNT],adc2[N_COUNT];
unsigned int  tdc[N_COUNT];
unsigned char lam_flag;
unsigned int  lam_mask,lam;
unsigned int  n_event;
unsigned int  n_ev;
FILE *fp;
/*
 *      GRAPHIC VARIABLES
 */
int devtype = 7879;                  /* Terminal type (XTERM) */
int ierr;
int err[3];                          /* Error Vector          */
unsigned int  adc1_plot[MAXCHAN],adc2_plot[MAXCHAN];
unsigned int  tdc1_plot[MAXCHAN];
char c;

main()
{
    char c;
    int val;
    int i,j,k;
    n_ev = 0;
/*
 *      Initialisation
 */
vme_init();
cam_init();
graph_init();
data_init();
acq_reset();
lam_mask = ( ( 0x1 << (TDC - 1) ) | (0x1 << (ADC - 1)));
/*
 *      START ACQ
 */
n_event = 0 ;
for (n_ev = 0; n_ev < N_EVENT ; n_ev++)
    {
        while ( lam_flag == 0 )          /* Wait for LAM          */
        {
            lam = r_glam(pcrate);
            if((lam & lam_mask) == lam_mask) lam_flag = 1;
        }
        read_event();
        if(n_event == N_COUNT)          /* Record & Plot histo's */
        {
            event_rec();
            hi_plot();
        }
    }
}

```

```

        acq_reset();                                /* Reset CAMAC          */
    }
    acq_off();
}
/***** END of Main Program *****/
vme_init()                                          /* Initializes VME          */
{
    unsigned long *pctlvme;
    pctlvme = (unsigned long *) CTLVME;
    *pctlvme = 0x80;                                /* Allows 32 bits Addresses */
}
cam_init()                                         /* Initializes & Reset CAMAC */
{
    pcrate = get_pcrate(BRANCH_ID,CRATE_ID);
    cam_Z(pcrate);
    acq_on();
}

acq_on()
{
    tdc_elam(pcrate,TDC);                            /* Allows TDC LAM           */
    adc_elam(pcrate,ADC);                            /* Allows ADC LAM           */
    cam_on(pcrate);
}

acq_off()
{
    cam_off(pcrate);
}

acq_reset()
{
    adc_C(pcrate,ADC);
    tdc_C(pcrate,TDC);
    lam_flag = 0;
    w_or2088(pcrate,OR2088,0xffff);                /* Send Restart signal to OR */
    w_or2088(pcrate,OR2088,0x0);                    /* RESET OR                  */
}

data_init()                                       /* Initializes data's        */
{
    int i;
    for(i = 0; i < N_COUNT ; i++)
    {
        tdc[i] = 0;
        adc1[i] = 0;
        adc2[i] = 0;
    }
}

graph_init()                                     /* Initializes DISPLAY        */
{
    unsigned short i;
    float rw,rd;
    hccini(DIRSIZE,DATASIZE);                      /* Allocates Space for Histos */
    if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();
    hccspa(&rw,&rd);                                /* Space left                 */
    igterm();
}

```

```

printf("#directory words left = %f #data words left = %f\n",rw,rd);
hccgd3(devtype,3,0); /* Set Device type & Char Size */
if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();
hccpl(6); /* Set Log. Unit for plot outp */
if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();
hcccls(0); /* Set Log. Unit for errors */
hccfra(DIVX,DIVY,1); /* Screen divisions */
if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();
/*
 *Histo. Booking
 */
hi1boo(ADC1_0,"XP2254$",512,0,1024,0);
if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();

/* Space left */

hccspa(&rw,&rd);
printf("#directory words left = %f #data words left = %f\n",rw,rd);
hi1boo(ADC1_1,"8852$",512,0,1024,0);
if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();

/* Space left */

hccspa(&rw,&rd);
printf("#directory words left = %f #data words left = %f\n",rw,rd);
hi1boo(TDC1_0,"TDC$",512,0,1024,0);
if( (ierr = hccerr(err)) >0) print_err();

/* Space left */

hccspa(&rw,&rd);
igterm();
printf("#directory words left = %f #data words left = %f\n",rw,rd);
/***** test log plot for tdc *****/
hc1log(TDC1_0);
for(i=0; i < MAXCHAN ; i++) /* Initializes arrays */
{
    adc1_plot[i] = 0;
    adc2_plot[i] = 0;
    tdc1_plot[i] = 0;
}
}

read_event()
{
    unsigned short i = 0 ;
    i = adc_read(pcrate,ADC,0);
    adc1[n_event] = i;
    adc1_plot[i] +=1;
    i = adc_read(pcrate,ADC,1);
    adc2[n_event] = i;
    adc2_plot[i] +=1;
    i = tdc_read(pcrate,TDC,0);
    tdc[n_event] = i;
    tdc1_plot[i] += 1;

    n_event +=1;
}

event_rec() /* Write Data to output file */
{
    unsigned short i;
    fp = fopen("acq_light.out","a");

```

```

for( i = 0 ; i < N_COUNT ; i++)
{
    fprintf(fp,"%d\t%d\t%d\n",tdc[i],adc1[i],adc2[i]);
}
n_event = 0;
fclose(fp);
}

hi_plot()                                /* Plot Histograms          */
{
    unsigned short i;
    for ( i=0 ; i < MAXCHAN ; i++)      /* Fill histogramms          */
    {
        int val;
        float val1,val2,val3;
        val1 = (float) adc1_plot[i];
        val2 = (float) adc2_plot[i];
        val3 = (float) tdc1_plot[i];
        val = i;
        hi1put(ADC1_0,val,val1);
        hi1put(ADC1_1,val,val2);
        hi1put(TDC1_0,val,val3);
    }

    tvnext();                            /* Clear Screen              */
    igterm();
    iclrwk();
    hc1plo(ADC1_0);                       /* Plot Histo's              */
    hc1plo(ADC1_1);
    hc1plo(TDC1_0);
}

print_err()
{
    printf("Error number %6d, in routine %2.2s%2.2s%2.2s\n",
           ierr,&err[0],&err[1],&err[2]);
    exit(1);
}

```

A.3.2. Fichier de definition du gestionnaire de branche camac

```

cbd8210.h
/* CAMAC BRANCH DRIVER CES-CBD8210 */

/* Camac Transfert Macros Definitions */

#define ADDR_BAS      0xf0000000        /* Bas Addr Camac transfert */
#define PB(x)         ((x)<<19)         /* Branch ID : Bits 19..21   */
#define PC(x)         ((x)<<16)         /* Crate ID : Bits 16..18   */
#define PN(x)         ((x)<<11)         /* Address : Bits 11..15    */
#define PA(x)         ((x)<< 7)         /* Sub-addr : Bits 7..10    */
#define PF(x)         ((x)<< 2)         /* Function : Bits 2.. 6    */
#define naf(p,s,n,a,f) ((p) | (s) | PN(n) | PA(a) | PF(f))
#define S_WRD      (ADDR_BAS | 0x02)    /* 16 bits transfert        */

```

```

#define s_naf(p,n,a,f)      (*(unsigned short*)naf(p,S_WRD,n,a,f))
#define L_WRD  (ADDR_BAS | 0x00)      /* 24 bits transfert */
#define l_naf(p,n,a,f)  (*(unsigned long*)naf(p,L_WRD,n,a,f))
#define get_pcrate(b,c) (0x800000 | PB(b) | PC(c) )
#define N28      28
#define N29      29
#define N30      30
#define A0       0
#define  A1      1
#define  A2      2
#define  A3      3
#define  A4      4
#define  A5      5
#define  A6      6
#define  A7      7
#define  A8      8
#define  A9      9
#define A10     10
#define A11     11
#define A12     12
#define A13     13
#define A14     14
#define A15     15
#define F0       0
#define F1       1
#define F2       2
#define F8       8
#define F9       9
#define F10      10
#define F11      11
#define F12      12
#define F16      16
#define F17      17
#define F18      18
#define F19      19
#define F20      20
#define F24      24
#define F25      25
#define F26      26
#define F27      27
/*
 *      CCA2 CRATE CONTROLLER COMMANDS
 */
/*
 * Control functions :      cam_C   Generates dataway C
 *                          cam_Z   Generates dataway Z
 *                          cam_on  Removes dataway I
 *                          cam_off Sets dataway I
 */
#define cam_C(p) {unsigned short d = s_naf(p,N28,A9,F26);}
#define cam_Z(p) {unsigned short d = s_naf(p,N28,A8,F26);}
#define cam_on(p) {unsigned short d = s_naf(p,N30,A9,F24);}
#define cam_off(p){unsigned short d = s_naf(p,N30,A9,F26);}
/*
 * Branch Demand functions :      e_bd   enable bd output
 *                                d_bd   disable bd output
 *                                t_bde  test bd  enable
 *                                t_bdp  test bd  present

```

```

*/

#define e_bd(p)          {unsigned short d = s_naf(p,N30,A10,F26);}
#define d_bd(p)          {unsigned short d = s_naf(p,N30,A10,F24);}
#define t_bde(p)  (!((unsigned short)(s_naf(p,N30,A10,F27) & CBD_Q) == 0))
#define t_bdp(p)  (!((unsigned short)(s_naf(p,N30,A11,F27) & CBD_Q) == 0))

/*
* r_glam reads lam register in CCA2
*/
#define r_glam(p) (l_naf(p,N30,A0,F0))

```

A.3.3. Fichier de définition des commandes CAMAC

```

camac.h
/*
*      CAMAC MACROS DEFINITIONS
*/
#define tdc_C(p,n)      { unsigned short d = s_naf(p,n,A0,F9);}
#define tdc_elam(p,n)   { unsigned short d = s_naf(p,n,A0,F26);}
#define tdc_dlam(p,n)   { unsigned short d = s_naf(p,n,A0,F24);}
#define tdc_read(p,n,a) s_naf(p,n,a,F0)

#define adc_C(p,n)      { unsigned short d = s_naf(p,n,A0,F9);}
#define adc_elam(p,n)   { unsigned short d = s_naf(p,n,A0,F26);}
#define adc_dlam(p,n)   { unsigned short d = s_naf(p,n,A0,F24);}
#define adc_read(p,n,a) s_naf(p,n,a,F0)

#define w_or2088(p,n,data) { s_naf(p,n,A0,F17) = data;}

```

Bibliographie

- [Adi92] M. Adinolfi, C. Angelini, J. Bähr, A. Cardini, C. Cianfarani, C. Da Vià, D. De Pedis, M. De Vincenzi, A. Duane, J.-P. Fabre, V. Flaminio, W. Flegel, A. Frenkel, M. Gruwé, K. Harrison, P. Lendermann, D. Lucchesi, G. Martellotti, C. Mommaert, D.R.O. Morrison, R. Nahnauer, G. Penso, E. Pesen, C. Roda, A. Sciubba, D.M. Websdale, G. Wilquet, V. Zacek
'A high resolution detector based on capillaries filled with liquid scintillator'
Nucl. Instr. and Meth. A 311 (1992) 91-97
- [Agi94] M. Aguilar-Benitez, R.M. Barnett, C. Caso, G. Conforto, R.L. Crawford, S. Eidelman, C. Grab, D.E.Groom, A. Gurtu, K.G. Hayes, J.J. Hernández, K. Hikasa, G. Höler, S. Kawabata, D.M. Manley, A. Manohar, L. Montanet, R.J. Morrison, H. Murayama, K. Olive, F.C. Porter, M. Roos, R.H. Schindler, R.E. Shrock, J. Stone, N.A. Törnqvist, T.G. Trippe, C.G. Wohl, R.L. Workman
'Review of Particles Properties'
Phys. Rev. D50, 1173 (1994)
- [Ang89] C. Angelini, W. Beusch, I.J. Bloodworth, J.N. Carney, D.J. Crennel, M. De Vincenzi, A. Duane, J.P. Fabre, C.M. Fisher, V. Flaminio, A. Frenkel, K. Harrison, P. Hughes, J.B. Kinson, E. Lamanna, H. Leutz, G. Martellotti, J.G. Mc Ewen, D.R.O. Morrison, G. Penso, S. Petrera, E. Quercigh, C. Roda, A. Sciubba, O. Villalobos-Baillie, M.F. Votruba, D.M. Websdale
'High resolution tracking with scintillating fibres'
Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 12-137
- [Ans88] R.E. Ansorge, C. Aurouet, P. Bareyre, P. Bonamy, C.N. Booth, M. Bouchard, M. Bourdinaud, M. Cordier, J. Crittenden, J. Dupont, J. Dupraz, K. Einsweiler, C. Engster, J.-P. Fabre, J.-M. Gaillard, J.-L. Garavel, K. Hultqvist, C. Jeanney, S.G. Katvars, M. Lefebvre, L. Linssen, B. Mc Cluskey, B. Merkel, J.-P. Meyer, D.J. Munday, P. Nappey, J.M. Pentney, S. Reynaud, J.G. Rushbrooke, J.-C. Thevenin, W.Y. Tsang, A.R. Weidberg, P.S. Wells, S.A. Wotton, T.O. White

'Performance of a scintillating fibre detector for the UA2 upgrade'
Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988) 33-49

[Ape74] D.J. Apers

'Notice d'utilisation de l'irradiateur panoramique au cobalt 60'
Laboratoire de Chimie Inorganique et Nucléaire U.C.L. (1974)

[Bäh91] J. Bähr, E. Birckner, A. Capone, D. De Pedis, W. Flegel, B. Friend, M. Gruwé, K. Hiller, P. Lendermann, C. Mommaert, R. Nahnauer, E. Pesen, G. Stafanini, G. Wilquet, K. Winter, V. Zacek
'Liquid scintillator filled capillary arrays for particle tracking'
Nucl. Instr. and Meth. A 306 (1991) 169-176

[Ben93] S. Benck

'Réalisation d'un système de mesure de spectre d'émission'
Rapport de D.E.A., Université catholique de Louvain (1993), non publié

[Ber93] K. Bernier

'Mesure de l'efficiencce quantique absolue de photodiodes'
Mémoire de Licence, Université catholique de Louvain (1993), non publié

[Bir64] J.B. Birks

'The theory and practice of scintillation counting'
Pergammon Press, Oxford (1964) 39-67

[Bir90] E. Birckner

'Developement of liquid scintillators for use in capillaries'
Proceedings of the 'Workshop on applications of scintillating fibers in particle physics, sept. 3-5 1990 Blossin'.
Ed. R. Nahnauer, IHEP Berlin-Zeuthen (1990) 153-156

[Bol61] L.M. Bollinger and G.E. Thomas

'Measurement of the time dependance of scintillation intensity by a delayed coïncidence method'
Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 1044

- [Bra83] B.H. Bransden and C. Joachain
'Physics of atoms and molecules'
Longman, London (1983) 442
- [Bro] F. Brouillard
'Optique, Syllabus du cours PHYS 2902' p24
- [Bro79] F.D. Brooks
'Development of organic scintillators'
Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 477-505
- [Bro86] A. Bross, R. Ruchti, W. Binns, M. Bourdinaud, G. Hall, J. Kirkby,
A. Klovning, A. Longoni, R. Mc Intyre, D. Potter
'Scintillation techniques and optical devices -Summary report of the working
group'
Rapport CERN-PRE 86-094
- [Buo94] S. Buotempo, J.-P. Fabre, F. Galeazzi, S. Golovkin, G. Grégoire,
K. Harrison, K. Hoepfner, J. Konijn, E. Kozarenko, I. Kreslo,
A. Kushnirenko, G. Martellotti, M.A. Mazzoni, A. Medvedkov, L. Michel,
C. Mommaert, M.R. Mondardini, J. Panman, G. Penso, Y. Petukhov,
W.P. Siegmund, R. Strack, V. Tyukov, V. Vasilchenko, P. Vilain,
G. Wilquet, K. Winter, H. Wong, K. Zymin
'Development of large volume, high resolution trackin detectors based on
capillaries filled with liquid scintillators'
Nucl. Instr. and Meth. A360 (1995) 7-12
- [BUR90] BURLE 'Photomultiplier catalog' (1990)
- [Car93] A. Cardini, V. Cavasinni, B. Di Girolamo, V. Flaminio, S.V. Golovkin,
A.M. Gorin, A.V. Kulichenko, A.E. Kushnirenko, A.I. Pyshev, I. Manuilov,
V.G. Vasilchenko
'Comparison of plastic scintillating fibers and capillaries filled with liquid
scintillator'
Rapport Pise INFN PI/AE 19/93

- [CHR92] CHROMEX
 '250 IS/SM Scanning spectrograph-Monochromator Users manual version 4.10'
 (1992)
- [CMS94] CMS Collaboration
 'The Compact Muon Solenoid Technical Proposal'
 Rapport CERN-LHC 94-38
- [D'Am90] C. D'Ambrosio, H. Leutz, M. Taufer, H. Güsten
 'New organic scintillators with large Stokes' shifts'
 Rapport CERN-PPE 90-96
- [D'Am93] C. D'Ambrosio, T. Gys, H. Leutz, D. Piedigrossi, D. Puertolas, S. Tailhardat, T. Shimizu, O. Shinji
 'Further results on photo-electron counting with small diameter scintillating fibers'
 Rapport CERN-PPE 93-218
- [Foe49] T. Förster
 'Experimentelle und theoretische untersuchung des zwischenmolekularen übergangs von elektronenanregungsenergie'.
 Zeitschrift für Naturforschung 4A (1949) 321-327
- [Gol91] S.V. Golovkin, A.M. Gorin, A.V. Kulichenko, A.E. Kushnirenko, A.I. Peresypkin, A.I. Pyshev, V.I. Rykalin, A.A. Zaichenko
 'Development of tracking detectors based on capillaries with liquid scintillator'
 Nucl. Instr. and Meth. A305 (1991) 385-390
- [Gol94] S.V. Golovkin, A.A. Konstantinchenko, V.A. kozlov, A.E. Kushnirenko, A.I. Pyshev, V.M. Shershukov, V.G. Vasil'chenko, K.V. Zimyn
 'Radiation damage studies on new liquid scintillator and liquid-core scintillating fibers'
 Rapport Protvino IHEP 94-33 (1994)
- [Gra69] H.B. Gray
 'Les électrons et la liaison chimique'

Ediscience, Paris (1969) 152

[Gra69b] H.B. Gray

'Les électrons et la liaison chimique'

Ediscience, Paris (1969) 165

[Gri88] A. Grimes, C. Hamilton, D. Kaplan, I. Leedom, S. Reucroft

'Some aspects of the theory of plastic based scintillating fibers'

Rapport NUB-2943 (1988)

[Haw90] C.M. Hawkes, M. Kuhlen, B. Milliken, R. Stroynowski, E. Wicklund,

T. Shimizu, O. Shinji

'Decay times and light yield measurement of plastic fibers and capillaries filled with liquid scintillators'

Nucl. Instr. and Meth. A292 (1990) 329-336

[Höp95] K. Höpfner,

'Development of a high-resolution active target detector for the detection of the reaction $\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$ '

Thèse de doctorat Humbolt University Berlin (1995), communication privée

[Hou73] H. Houtermans

'Probability of non-detection in liquid scintillation counting'

Nucl. Instr. and Meth. 112 (1973) 121-130

[Jon91] M. de Jong, J. Konijn, C.A.F.J. van der Poel, J.L. Visschers, E. Arik,

E. Eskut, A.A. Mailov, G. Onengüt, E. Pesen, M. Serin-Zeyrek, R. Sever,

P. Tolun, M.T. Zeyrek, N. Armenise, M.G. Catanesi, M.T. Muciaccia,

S. Simone, K. Höpfner, P. Lendermann, T. Patzak, M. Gruwé,

C. Mommaert, P. Vilain, G. Wilquet, C.H. Hahn, J.Y. Kim, I.T. Lim,

E. Di Capua, C. Luppi, S. Ricciardi, B. Saitta, P. Zucchelli, M. Kazuno,

H. Shibuya, R. Beyer, J. Brunner, J.P. Fabre, R. Ferreira, W. Flegel,

R. Meijer Drees, H. Overas, J. Panman, A. Rozanov, G. Stefanini, K. Winter,

H. Wong, K. Nakazawa, K.S. Chung, I.G. Park, J.S. Song, K. Kodama,

N. Ushida, S. Aoki, T. Hara, D. Favart, G. Grégoire, X. Lauwerys,

V. Lemaitre, L. Michel, A. Artamonov, P. Gorbunov, V. Khovansky,

V. Shamanov, V. Smirnitsky, D. Frekers, H. von Heynitz, K. Hoshino,
M. Kobayashi, M. Nakamura, Y Nakamura, K. Niu, K. Niwa, T. Nakano,
O. Sato, K. Nakamura, T. Okusawa, M. Teranaka, S. Buontempo, A. Cocco,
A. Ereditato, G. Fiorillo, F. Marchetti-Stasi, V. Palladino, F. Riccardi,
P. Strolin, G. Baroni, A. Capone, D. de Pedis, S. Di Liberti, U. Dore,
P.F. Loverre, D. Macina, M.A. Mazzoni, F. Meddi, G. Piredda, G. Rosa,
R. Santacesaria, G. Grella, G. Romano, Y Sato, I. Tezuka
'A new search for ν_μ - ν_τ oscillations'
Rapport CERN-PPE 93-131

[Kno89] G.F. Knoll
'Radiation detection and measurement 2nd edition'
John Wiley & Sons, New York (1989) 216

[Kno89b] G.F. Knoll
'Radiation detection and measurement 2nd edition'
John Wiley & Sons, New York (1989) 218

[Kno89c] G.F. Knoll
'Radiation detection and measurement 2nd edition'
John Wiley & Sons, New York (1989) 231

[Kno89d] G.F. Knoll
'Radiation detection and measurement 2nd edition'
John Wiley & Sons, New York (1989)

[LED78] E. Browne, J.M. Dairiki, R.E. Doebler
'Table of Isotopes 7th Edition'
Ed C.M. LEDERER and V.S. SHIRLEY
Wiley Interscience Publication
John Wiley & Sons, New York (1978)

[Lem95] V. Lemaître
'Il est possible de déterminer des profils de faisceau à l'aide d'hodoscopes à
fibres scintillantes',
Thèse annexe , Université catholique de Louvain (1995)

[Ler88] J.M. Lerner and A. Thevenon
'The optics of spectroscopy a tutorial Version 2.0'
Instruments S.A. Inc. (1988) 11

- [Mic90] L. Michel,
'Propagation de la lumière dans des fibres optiques',
Rapport de D.E.A., Université catholique de Louvain (1990), non publié
- [ORI93] Catalogue ORIEL 1993
- [Osb91] T. Osborne, J.O. Petersen, D. Samyn
'HMINI Common Histogramming Library'
Librairies CERN (1991)
- [PHI90] PHILPS
'Photomultiplier Data Handbook'
(1990)
- [PHA85] PHARMACIA LKB BIOCHROM
'Basic UV/visible Spectrophotometry'
(1985)
- [PHA90] PHARMACIA LKB BIOTECHNOLGY
'NOVASPEC II Visible spectrophotometer Instruction Manual'
(1990)
- [RCA80] RCA Photomultiplier Handbook (1980) 164
- [Rey57] G. T. Reynolds,
'Filament scintillation counter',
Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 1098
- [Son87] P. Sonderegger
'Fiber calorimeters: dense, fast, radiation resistant'
Nucl. Instr. and Meth. A257 (1987) 523-527
- [Suf88] M. Suffert,
'Nouveaux scintillateurs et techniques associées',
Comptes rendus de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1988) 49-99
- [VEL92] Catalogue VEL (1992)

- [WEA86] 'Handbook of Chemistry and Physics 67th Edition'
 Resp Editor : R.C. Weast, Ass. Editors M.J. Astle, W.H. Beyer
 CRC Press Inc. Boca Raton, Florida (1986)
- [Wel66] C.R. Wells
 'Principles and practice of gaz chromatography'
 John Wiley & Sons, New York (1966)
- [Wic74] E.H. Wichmann
 'Physique quantique Berkeley: cours de physique, volume 4 3^e édition'
 Librairie Armand Colin, Paris (1974) 27
- [Wol92] C. WOLTERS
 'Longueurs d'atténuation de scintillateurs liquides'
 Mémoire de Licence, Université catholique de Louvain (1992), non publié
- [Zac91] G. Zacek
 'Low energy neutrino physics with scintillating fibres'
 Proceedings of the 'Workshop on applications of scintillating fibers in particle physics, sept. 3-5 1990 Blossin'.
 Ed. R. Nahnauer, IHEP Berlin-Zeuthen (1990) 111-119
- [Zor90] C. ZORN
 'Preliminary study of radiation damage in liquid scintillators'
 IEEE Trans. on Nucl. Sci. 37 (1990) 487

Table des matières

Introduction	1
I.1. Détecteurs à fibres	1
I.1.1. Historique	1
I.1.2. Principe de fonctionnement	1
I.1.3. Types de détecteurs	2
I.1.4. Propriétés requises du milieu scintillant	2
I.1.5. Applications des détecteurs à fibres	3
I.2. Buts de ce travail	4
I.2.1. Motivation : l'expérience CHORUS	4
I.2.2. Description du détecteur	4
I.2.3. Type de détecteur étudié	7
I.2.4. Propriétés étudiées	7
I.2.5. Scintillateurs étudiés	7
Chapitre 1 : Scintillateurs Organiques liquides	9
1.1. Structure électronique des composés organiques	9
1.2. Etats excités des électrons π	11
1.3. Principe de Franck-Condon	13
1.4. Processus de scintillation	15
1.4.1. Excitation du solvant	15
1.4.2. Désexcitation du solvant	16
1.4.3. Excitation du soluté	17
1.4.4. Désexcitation du soluté	17
1.5. Estimation du rendement lumineux d'un scintillateur organique	17
Chapitre 2 : Purification du solvant	20
2.1. Comparaison entre le 1-méthyl-naphtalène commercial et utilisé au CERN	21
2.2. Purification "chimique" : distillation	22
2.2.1. Chromatographie	22
2.2.2. Spectrophotométrie	24
2.3. Purification "physique" : barbotage	24

2.3.1. Méthode utilisée	25
2.3.2. Tests et résultats	25
2.4. Isopropyl biphényl	26
2.5. Conclusions	27
Chapitre 3 : Spectres d'absorption	28
3.1. Notions de base	28
3.2. Dispositif de mesure	29
3.2.1. Spectrophotomètre	29
3.2.2. Echantillon	30
3.2.3. Lecture des données	30
3.3. Mesures	30
3.3.1. Ligne de base	30
3.3.2. Stabilité	31
3.3.3. Mesures brutes	32
3.3.4. Résultats	34
3.4. Analyse	36
3.4.1. Spectres d'absorption du scintillateur seul	36
3.4.2. Evaluation de la longueur d'atténuation des scintillateurs	38
3.4.3. Pureté du solvant	40
3.5. Conclusions	41
Chapitre 4 : Spectre d'émission	42
4.1. Principe de mesure	42
4.2. Dispositif expérimental	42
4.2.1. Source lumineuse	43
4.2.2. Excitation du scintillateur	43
4.2.3. Monochromateur	45
4.2.4. Lecture et enregistrement	47
4.3. Mesures	48
4.3.1. Précautions générales	48
4.4. Résultats	50
4.4.1. Traitement des données	50
4.4.2. Résultats	52
4.5. Autres applications	55
4.5.1. Sources d'excitation diverses	55
4.5.2. Sources lumineuses diverses	56
4.6. Conclusions	57

Chapitre 5 : Rendements lumineux	58
5.1. Dispositif expérimental	58
5.1.1. Dispositif mécanique	59
5.1.2. Schéma électronique	60
5.1.3. Acquisition des données	61
5.2. Mesures et résultats	63
5.2.1. Résultats bruts obtenus	64
5.2.2. Corrections	64
La figure 5.10 montre le spectre d'émission du R45 à l'endroit de passage de la particule ionisante et le spectre lumineux détecté par la photocathode du PM.	67
5.2.3. Résultats	68
5.3. Conclusions	68
Chapitre 6 : Temps de décroissance	70
6.1. Dispositif expérimental	71
6.2. Spectres à 1 photo-électron	72
6.2.1. Simulation de multiplication d'électrons	74
6.3. Mesures et résultats	77
6.3.1. Calibration et résolution temporelle	77
6.3.2. Résultats	78
6.4. Conclusion	82
Chapitre 7 : Longueur d'atténuation	83
7.1. Principe de la mesure	83
7.2. Dispositif expérimental	84
7.2.1. Banc optique	84
7.2.2. Photodétecteur	84
7.2.3. Capillaire et support	85
7.2.4. Source d'excitation	85
7.3. Mesures et résultats	89
7.3.1. Précautions	89
7.3.2. Mesures	90
7.3.3. Résultats	90
7.4. Conclusion	92
Chapitre 8 : Résistance aux radiations	94
8.1. Irradiateur au cobalt	94

8.1.1. Source radioactive	94
8.1.2. Description générale	95
8.1.3. Commande des sources	95
8.1.4. Echantillons	96
8.1.5. Débit de dose	96
8.2. Mesures et résultats	96
8.2.1. Absorption	97
8.2.2. Spectres d'émission	98
8.2.3. Rendements lumineux	101
8.2.4. Temps de réponse	103
8.2.5. Longueur d'atténuation	104
8.3. Conclusion	107
Conclusion	108
Annexe 1 : Structure des scintillateurs organiques	110
1-méthyl-naphtalène	110
2-isopropyl-biphényle	110
1-phényle-3-mésityl-2-pyrazoline	110
3-hydroxy-flavone	110
Annexe 2 : Améliorations possibles de la mesure de spectres d'absorption.	111
A2.1. Facteurs sur lesquels on peut influencer	111
A2.2. Spectrophotomètre développé	111
A2.3. Lecture	112
A2.4. Avantages du dispositif	112
A2.5. Etat d'avancement	113
Annexe 3 : Programme d'acquisition	114
A.3.1. Programme principal	114
A.3.2. Fichier de définition du gestionnaire de branche camac	118
A.3.3. Fichier de définition des commandes CAMAC	120
Bibliographie	121