

NOUVEAUX SCINTILLATEURS ET TECHNIQUES ASSOCIEES

M. Suffert

Centre de Recherches Nucléaires, CRN/BAEN, F-67037 Strasbourg
Cedex, France

Résumé : Après un court rappel de la physique de la scintillation, on passe en revue les développements récents dans le domaine des scintillateurs : BGO, CsI, BaF₂, phototubes spéciaux, photodiodes au Si, *phoswichs* et fibres scintillantes. Quelques applications de ces techniques à la détection des particules chargées et des gammas sont données.

Abstract : Following a brief reminder of scintillation theory the recent developments in the field of scintillators are reviewed : BGO, CsI, BaF₂, special phototubes, Si photodiodes, phoswichs and scintillation fibers. Some applications of these techniques to charged particle and gamma detection are given.

INTRODUCTION

1. PHYSIQUE DE LA SCINTILLATION

- 1.1. Définitions
- 1.2. Systèmes capables de produire de la luminescence
 - 1.2.1. Scintillateurs organiques
 - 1.2.2. Scintillateurs inorganiques

2. LE BGO

- 2.1. Mécanisme de la scintillation
- 2.2. Propriétés du BGO

3. LE CsI PUR ET LE CsI(Tl)

- 3.1. Le CsI pur
 - 3.1.1. Mécanisme de la scintillation
 - 3.1.2. Propriétés du CsI pur
- 3.2. Le CsI(Tl)
 - 3.2.1. Mécanisme de la scintillation
 - 3.2.2. Propriétés du CsI(Tl)

4. LE BaF₂

- 4.1. Mécanisme de la scintillation
- 4.2. Propriétés du BaF₂

5. AUTRES SCINTILLATEURS INORGANQUES

- 5.1. Le NaI(Tl)
- 5.2. Le CsF
- 5.3. Le CaF₂(Eu)

6. DETECTION DE LA LUMIERE DE SCINTILLATION

- 6.1. Photomultiplicateurs à localisation
 - 6.1.1. Photomultiplicateurs multianode
 - 6.1.2. Photomultiplicateurs à galette à microcanaux
 - 6.1.3. Amplificateurs de brillance
- 6.2. Phototubes pouvant fonctionner dans un champ magnétique
 - 6.2.1. Photodiodes à vide
 - 6.2.2. Phototriode et phototétrode
 - 6.2.3. Photomultiplicateur opérationnel dans un champ magnétique
- 6.3. Photodiodes au Si et techniques associées
 - 6.3.1. Mécanisme de fonctionnement et propriétés des PDS
 - 6.3.2. Electronique associée et bruit
 - 6.3.3. Couplage PDS-scintillateur
- 6.4. Chambres à fils photosensibles

7. MESURE D'ENERGIE ET DISCRIMINATION DE PARTICULES CHARGÉES

7.1. Scintillateurs inorganiques

7.1.1. Le CsI (Tl) comme détecteur de particules chargées

7.1.2. Le BaF₂ comme détecteur de particules chargées

7.2. Le *phoswich*

7.2.1. Principe de fonctionnement

7.2.2. Exemples de réalisations de *phoswich*

8. FIBRES SCINTILLANTES

8.1. Principe de fonctionnement

8.2. Fibres scintillantes en plastique

8.3. Fibres en verre scintillant

8.4. Fibres scintillantes liquides

8.5. Lecture de la lumière produite par les fibres scintillantes

8.6. Quelques applications

9. DETECTION DES GAMMAS

9.1. Tomographie par émission de positons

9.2. Détection gamma 4π à basse énergie (< 20 MeV)

9.3. Détection gamma à moyenne énergie (20 MeV à 5 GeV)

9.4. Détection gamma à haute énergie (1 à 50 GeV)

INTRODUCTION

Dans le titre de ce cours on aurait dû mettre "nouveaux". En effet la plupart de ces scintillateurs sont connus depuis longtemps (certains depuis près de 30 ans!) mais ont été "redécouverts" pour différentes raisons : bonne adaptation aux exigences des détecteurs modernes (CsI(Tl)), découvertes de nouvelles propriétés (BaF₂, CsI pur), formes d'utilisation particulières (*phoswich*, fibres scintillantes) etc.. Bien entendu, les techniques associées aux scintillateurs ont fait de grands progrès et on peut réaliser actuellement des détecteurs avec des scintillateurs inimaginables du temps de leurs découvertes.

Il est clair que les scintillateurs ont joué un grand rôle dans beaucoup de découvertes fondamentales en physique nucléaire et physique des particules (voir par exemple la référence /64/ qui cite l'expérience à l'origine du prix Nobel de Physique 1988). On peut même dire qu'actuellement, après une certaine éclipse due à l'utilisation des détecteurs à semiconducteur et visuels (chambre à bulles etc.) les scintillateurs sont de nouveau de plus en plus utilisés, pas seulement en physique nucléaire et en physique des particules mais aussi dans d'autres domaines (médical, spatial).

Dans ce cours, après quelques rappels sommaires de la physique de la scintillation, nous allons passer en revue les "nouveaux" scintillateurs inorganiques et les techniques récentes de détection de la lumière de scintillation. Après un rapide traitement de la détection des particules chargées et des fibres scintillantes, nous donnerons quelques exemples récents d'application des scintillateurs à la détection des gammas.

1. PHYSIQUE DE LA SCINTILLATION

Le processus de la scintillation est assez complexe. Le mécanisme exact est souvent mal connu, surtout pour les scintillateurs inorganiques. On ne donnera ici que des notions assez schématiques en ce qui concerne la physique de la scintillation. Pour plus de détails voir les références /1/ /2/.

1.1. Définitions

Lorsqu'un rayonnement pénètre dans un milieu matériel il va perdre son énergie soit directement (particules chargées) soit indirectement (photons, neutrons). Dans tous les cas l'énergie déposée est transformée soit en vibrations (chaleur) soit en photons (lumière).

On appelle scintillateur un milieu dans lequel une fraction non négligeable de l'énergie absorbée est transformée en photons susceptibles d'être détectés.

Le processus qui permet l'émission de photons est appelé luminescence.

La luminescence a un comportement temporel caractéristique du scintillateur avec une ou plusieurs décroissances d'intensité exponentielles dépendant des temps de vie des niveaux d'énergie impliqués. La scintillation est ainsi facilement distinguishable de l'émission de photons Čerenkov qui a lieu instantanément.

1.2. Systèmes capables de produire de la luminescence

Il existe essentiellement deux groupes de scintillateurs.

1.2.1. Scintillateurs organiques

Dans les scintillateurs organiques la luminescence est une propriété de la molécule. Il en résulte qu'on peut les utiliser sous différentes formes (cristaux, solutions, matières plastiques) ce qui rend la fabrication de ces scintillateurs aisée pour toutes sortes de formes et tailles.

Le mécanisme de la production de photons dans les scintillateurs organiques a été étudié en détail /1/. Schématiquement, ce sont les transitions des électrons, non localisés dans la molécule et qui occupent des orbitales moléculaires π , qui sont responsables de la luminescence (Fig. 1). La configuration de l'état fondamental (¹X) est un singulet avec les électrons π complètement appariés.

On trouve ensuite le premier état excité singulet ($^1X^*$) ainsi que des états singulets plus excités ($^1X^{**}$). Tous ces états ont des sous-états vibrationnels. Il y a aussi des états triplets ($^3X^*$, $^3X^{**}$) pour lesquels les transitions radiatives sont fortement inhibées. D'autre part, seuls les sous-états $^1X^*$ peuvent donner lieu à des transitions radiatives. Ces états ($^1X^*$) sont peuplés soit directement, soit par des transitions non radiatives à partir d'états plus élevés ($^1X^{**}$). Comme les transitions radiatives mènent surtout à des sous-états vibrationnels de l'état fondamental (1X), leurs longueurs d'onde sont plus grandes que celles de la transition $^1X \rightarrow ^1X^*$ et le milieu est ainsi transparent à sa propre émission de lumière.

Lorsqu'une particule chargée traverse le scintillateur les états électroniques π peuvent être excités : (i) directement par la particule incidente, (ii) par des électrons secondaires, (iii) par la recombinaison d'ions ou (iv) par des rayons X ou des photons ultraviolets qui suivent la recombinaison d'ions /3/ à /7/. En fait, la population des états $^1X^*$, à partir des états $^1X^{**}$, et donc l'émission de lumière peuvent être empêchées par des cheminements de désexcitation non radiatives dus à l'interaction mutuelle des molécules excitées ou le transfert de l'énergie d'excitation à des agents d'inhibition créés par la particule incidente /3/ à /5/. Ce processus s'appelle le "quenching" par ionisation. En fait, la fraction des états $^1X^{**}$ qui décroissent vers les états $^1X^*$ diminue avec l'accroissement de la perte d'énergie spécifique de la particule incidente, c'est-à-dire à basse énergie et pour des ions lourds. Par contre, le temps de vie de la décroissance lumineuse, de l'ordre de la ns, est indépendant du mode d'excitation (photons, e^- , p , $\alpha \dots$). C'est donc bien l'état $^1X^*$ qui est responsable de la luminescence et le quenching n'affecte que la population de cet état.

D'autre part, en plus de l'émission de lumière de scintillation décrite ci-dessus, appelée composante prompt, une composante retardée, non-exponentielle, avec une durée de vie supérieure à 300 ns a lieu (Fig. 2). Cette composante est attribuée à un processus d'annihilation d'états triplets : $^3X^* + ^3X^* \rightarrow ^1X^* + ^1X + \text{phonons}$ /3/. L'intensité de cette composante retardée ne dépend pratiquement pas de la perte d'énergie spécifique de la particule incidente et le rapport des intensités des deux composantes permet ainsi une identification de la particule incidente (séparation $n - \gamma$ par exemple).

Les différentes sortes de scintillateurs organiques et leurs propriétés ne seront pas traitées dans cette revue (voir par exemple /2/). Par contre, certains scintillateurs plastiques seront mentionnés lors de la description des fibres scintillantes plastiques.

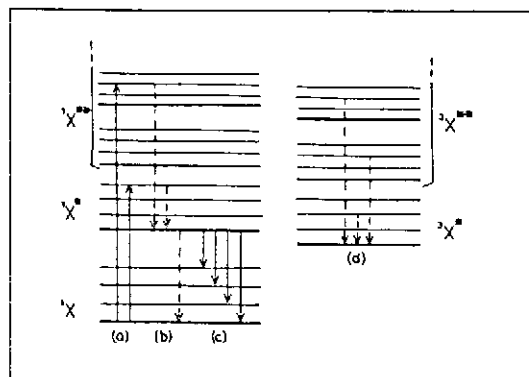


Fig. 1 : Diagramme schématisé des niveaux d'énergie d'une molécule X scintillante.

Lignes solides : transitions radiatives.

Lignes interrompues : transitions non-radiatives /2/.

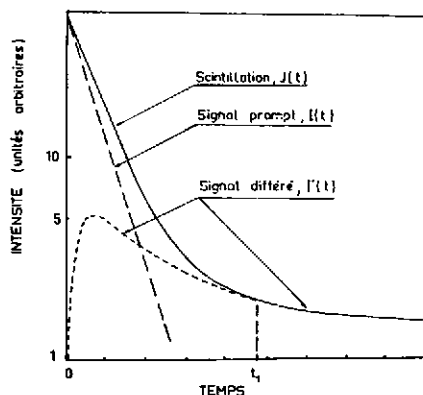


Fig. 2 : Représentation schématisée d'une décroissance lumineuse d'un scintillateur organique montrant la composante prompte $I(t)$ et la composante retardée $I'(t)$ /6/.

1.2.2 Scintillateurs inorganiques

Pour les scintillateurs inorganiques, la luminescence est essentiellement une propriété cristalline.

Il y a deux groupes de scintillateurs inorganiques :

Scintillateurs activés : la luminescence est produite par de faibles quantités d'impuretés introduites dans le réseau cristallin. Malheureusement, il n'est pas possible de prédire théoriquement les propriétés de luminescence d'un tel cristal. Par contre, il existe quelques ions qui produisent de la luminescence dans de nombreuses liaisons. La figure 3 montre par exemple le schéma des niveaux du Tl^+ . Les transitions radiatives sont $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ et $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$. Cette dernière est en principe interdite (couplage Russel-Saunders) mais possible pour des atomes de Z élevé. L'état 3P_0 constitue une trappe métastable. Ces niveaux de l'ion Tl^+ libre sont déplacés et dédoublés par le champ cristallin. Les propriétés de luminescence du Tl^+ dépendront donc de la nature du cristal dans lequel il a été introduit.

Scintillateurs intrinsèques : pour certains matériaux (BGO, BaF_2 , CsI) il n'est pas nécessaire d'introduire des impuretés pour produire de la luminescence. Par contre, pour les cristaux purs, la luminescence peut être soit une propriété du réseau cristallin idéal, soit produite par des défauts du réseau qui jouent alors le rôle d'activateurs.

Nous allons voir maintenant plus en détail le processus de luminescence dans un scintillateur inorganique.

En principe, le comportement des électrons dans un cristal pourrait être obtenu en résolvant l'équation de Schrödinger traitant tous les atomes dans le solide. En fait, la solution d'une telle équation n'est pas possible sans introduire des approximations simplificatrices (modèles).

Une base commode pour expliquer le mécanisme de la scintillation est constituée par le modèle des bandes d'énergie /10/. Dans ce modèle les électrons sont traités comme appartenant à un ensemble plutôt qu'à des atomes individuels. Dans un atome libre les niveaux électroniques sont discrets. Dans un cristal ces niveaux sont dédoublés en autant de niveaux qu'il y a d'atomes dans le cristal (principe d'exclusion de Pauli) et forment ainsi une bande quasi-continue d'énergies permises. La figure 4 montre le schéma des bandes dans un cristal pur.

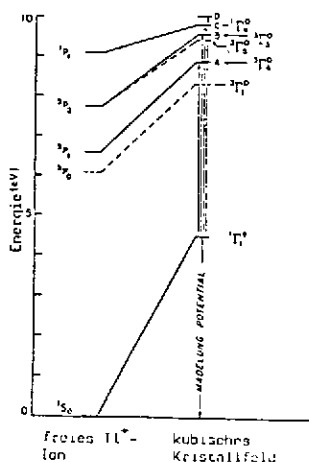


Fig. 3 : Schéma des niveaux de l'ion Tl^+ libre (à gauche) et dans un champ cristallin cubique /9/.

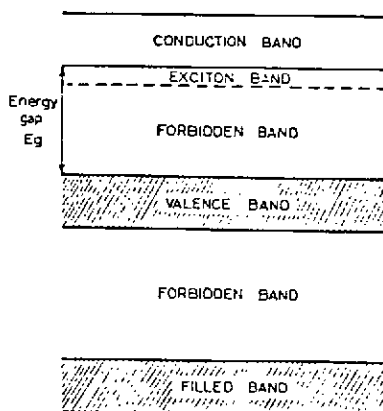


Fig. 4 : Bandes d'énergie dans un cristal idéal

Dans un isolant, comme les cristaux inorganiques, la bande interdite (*gap*) entre la bande de valence (remplie) et la bande de conduction est large de plusieurs eV, c'est-à-dire l'excitation thermique des électrons n'est pas suffisante pour faire passer un électron d'une bande à l'autre. Par contre, des photons lumineux ou, c'est le cas dans un scintillateur, l'excitation créée par une particule chargée peuvent extraire un électron de la bande de valence. Si l'énergie est suffisante, l'électron atteint la bande de conduction laissant ainsi un trou positif (t^+) dans la bande de valence (ionisation du cristal). Si l'énergie est trop faible, l'électron reste lié au trou formant un exciton (excitation du cristal). Les excitons se situent du point de vue énergie dans une bande située juste en-dessous de la bande de conduction (Fig. 4). Notons que des paires $e^- - t^+$ peuvent se recombiner pour former des excitons et que des excitons peuvent être dissociés par de l'énergie thermique en électrons et trous libres.

Aussi bien la paire $e^- - t^+$ que l'exciton peuvent migrer dans le cristal (ceci ne représente pas une conduction). Les centres activateurs (impuretés ou défauts du cristal) créent des niveaux supplémentaires situés dans la bande interdite (Fig. 5) par lesquels les paires (ou les excitons) sont capturés.

Dans les centres activateurs la recombinaison peut avoir lieu :

- avec émission de lumière (centres de luminescence)
- d'une manière non radiative (centres de *quenching*).

Pendant leur migration, les électrons peuvent également être capturés par des états métastables (pièges) sur lesquels ils peuvent demeurer assez longtemps avant de donner lieu à une luminescence retardée (*afterglow*).

Nous allons maintenant examiner plus en détail les processus de luminescence et de *quenching* en nous servant du modèle de la coordonnée de configuration /11/ /12/. Dans ce modèle, les énergies de l'état fondamental et de l'état excité du centre de luminescence sont portées en fonction d'une coordonnée généralisée q (distance interatomique moyenne) (Fig. 6).

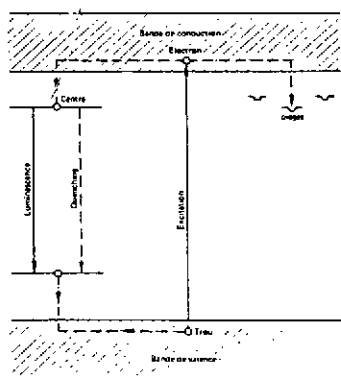


Fig. 5 : Migration des paires $e^- - t^+$ (ou d'excitons) jusqu'aux niveaux créés par les impuretés et piégeage des électrons.

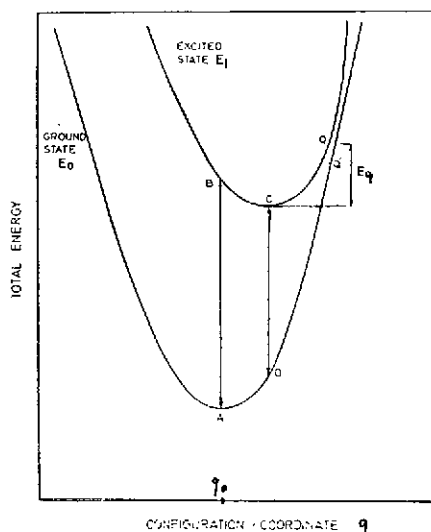


Fig. 6 : Diagramme de l'énergie potentielle d'un centre de luminescence. q_0 = distance moyenne interatomique du centre au repos et en équilibre.

La transition électronique entre l'état fondamental et l'état excité (excitation) suit la ligne AB puisque cette transition se passe pendant une durée faible comparée à celle nécessaire pour qu'un ion se déplace de manière appréciable (principe de Franck-Condon). Ensuite, en 10^{-12} à 10^{-13} sec., les atomes du centre se réajustent à un nouveau minimum d'énergie potentielle C . La différence d'énergie $E_B - E_C$ est dissipée par des vibrations du réseau (chaleur). A partir du point C on peut avoir une transition radiative vers le point D . Enfin, la différence d'énergie $E_D - E_A$ est de nouveau dissipée par des vibrations du réseau. On voit que l'énergie du photon émis ($E_C - E_D$) est inférieure à l'énergie d'excitation ($E_B - E_A$) (décalage de Stokes) et il n'y a pas d'absorption des photons émis par le scintillateur lui-même. En fait, les niveaux ont une certaine extension spatiale et ainsi l'absorption et l'émission peuvent se faire dans un certain intervalle d'énergie (Fig. 7) et on obtient des spectres d'absorption et d'émission.

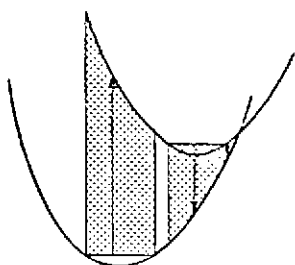


Fig. 7 : Etalement en énergie des spectres d'absorption et d'émission.

Malheureusement, le trajet $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D$ avec émission de lumière est en compétition avec un processus non radiatif (*quenching*). En effet, près des points Q, Q' un passage de l'état excité à l'état fondamental est possible et on peut ainsi avoir le trajet non radiatif $C \rightarrow Q \rightarrow Q' \rightarrow A$. La probabilité de passage de C à Q dépend de la température et de la différence d'énergie $E_q = E_Q - E_C$ et la probabilité de *quenching* est donnée par :

$$P_Q = a \exp(-E_q/kT)$$

et l'efficacité de luminescence ε est alors :

$$\varepsilon = \frac{P_L}{P_L + P_Q} = [1 + (a/P_L) \exp(-E_q/kT)]^{-1}$$

où P_L est la probabilité de luminescence.

On voit que certains matériaux qui ne présentent pas de luminescence à température normale le font à basse température (par exemple : NaI pur).

En résumé, le processus de scintillation dans les scintillateurs inorganiques est constitué par les étapes suivantes :

- création de paires particules-trous par la particule ionisante traversant le scintillateur (environ 50 eV par paire),
- soit diffusion de la paire à travers le réseau,
- soit recombinaison de la paire pour former un exciton qui diffuse ensuite; il semble que ce soit le processus prépondérant,
- capture de la paire ou de l'exciton par un centre de luminescence ou piégeage de l'électron dans le réseau,
- émission d'un photon ou *quenching*,
- éventuellement, l'électron quitte le piège et fait une transition radiative (*afterglow*) ou non.

L'intensité lumineuse de la scintillation produite par une particule dépend exponentiellement du temps :

$$I = I_0 \exp(-t/\tau)$$

La constante de temps τ , caractéristique du scintillateur, dépend de la durée de vie du niveau électronique impliqué. Certains scintillateurs présentent plusieurs constantes de temps, indiquant des processus multiples. Nous reviendrons sur ce point lors de l'examen des différents types de scintillateurs.

2. LE BGO

Les propriétés de luminescence du germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO) ont été découvertes en 1973 /13/ et c'est en 1975 que le BGO a été utilisé pour la première fois en tant que scintillateur /14/. Ce scintillateur a suscité un grand intérêt à cause de sa faible longueur de radiation ($X_0 = 1,12 \text{ cm}$) malgré son prix élevé.

2.1. Mécanisme de la scintillation

La figure 8 montre les spectres d'émission du BGO à différentes températures /15/. Ces spectres suggèrent la présence d'au moins deux raies d'émission dont le rapport des intensités varie avec la température. De même, l'émission de lumière se fait avec deux constantes de temps (Fig. 9) /16/.

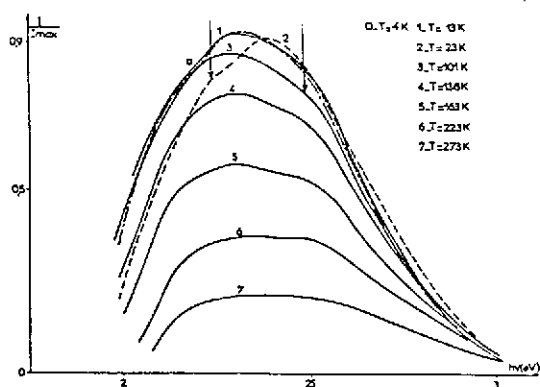


Fig. 8 : Spectres d'émission du BGO à différentes températures /15/.

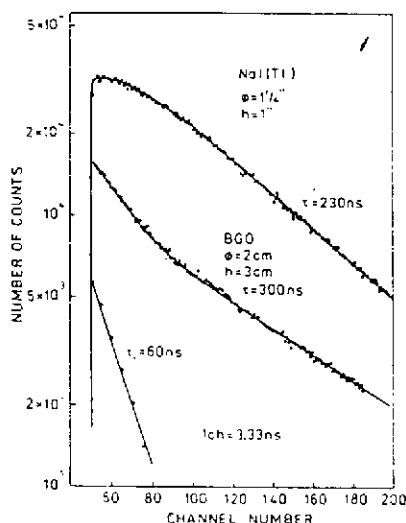


Fig. 9 : Formes des impulsions lumineuses du BGO et du NaI(Tl). L'intensité de la composante $\tau = 60 \text{ ns}$ du BGO est $\sim 10\%$ de la lumière totale /16/.

Ces faits montrent que le processus de luminescence dans le BGO est complexe et plusieurs mécanismes ont été proposés /13/ /15/. La figure 10 montre un exemple. La transition radiative est $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$. L'état 3P_1 peut aussi décroître d'une manière non radiative vers l'état 3P_0 ou 1S_0 si les énergies ΔE et $\Delta E'$ sont faibles par rapport à kT . Il y a ainsi une forte diminution de la luminescence si la température augmente.

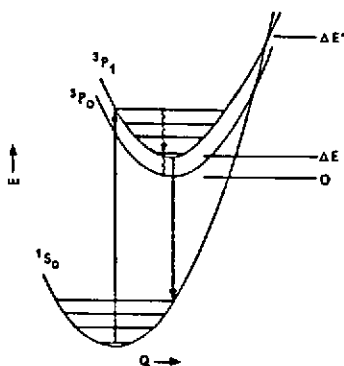


Fig. 10 : Transitions dans l'ion Bi^{3+} dans le BGO /13/.

2.2. Propriétés du BGO

Le tableau 1 donne les principales propriétés du BGO.

Le monocristal de BGO montre une bonne stabilité mécanique et thermique, il est chimiquement inerte vis-à-vis de la plupart des agents de nettoyage et il est non-hygroscopique. L'usinage et le polissage sont sans grands problèmes mais demandent un grand soin pour des cristaux de grandes dimensions /17/. Les impuretés ne doivent pas dépasser 10 ppm (matériel dit 5 N) pour un bon rendement lumineux /18/. Au début les cristaux de BGO ont été fabriqués par la méthode de Czochralski /14/. Maintenant, on utilise plutôt une méthode de Bridgeman modifiée /17/ mais de toute façon la fabrication est coûteuse (creusets en Pt, matière première).

La propriété la plus intéressante est évidemment la faible longueur de radiation (1,12 cm) qui permet la construction de détecteurs très compacts.

Le rendement lumineux par rapport à celui du $\text{NaI}(\text{Tl})$ est de l'ordre de 7% /14/ /16/ à température normale. La figure 11 montre la dépendance de ce rendement en fonction de la température ($-1\%/^{\circ}\text{C}$ à 20°C). On peut donc augmenter considérablement le rendement lumineux en refroidissant le cristal. A -150°C la résolution en énergie d'un ensemble BGO + photodiode au Si est aussi bonne (7,2% FWHM à 661 keV) que celle d'un ensemble $\text{NaI}(\text{Tl}) + \text{PM}$ /20/. Bien entendu, le fort coefficient de température demande une bonne stabilisation de la température du détecteur. Le pic du spectre d'émission se situe vers 480 nm, il est donc bien adapté aussi bien aux photomultiplicateurs qu'aux photodiodes au Si.

La figure 11 montre également la dépendance de la constante de temps principale de la température. Malgré cette constante de temps assez longue ($\sim 350 \text{ ns}$ à 20°C) la résolution en temps peut être excellente ($\sim 1 \text{ ns}$ FWHM pour le ^{60}Co). Ceci semble être dû à la pente très raide de la montée de l'impulsion lumineuse (Fig. 12) mais aussi à la très faible luminescence retardée ce qui permet un déclenchement sur le premier photoélectron /16/.

La sensibilité aux neutrons rapides et lents est nettement inférieure à celle du $\text{NaI}(\text{Tl})$ /21/ /22/.

Les résultats concernant les dommages dus aux radiations sont contradictoires /23/ à /27/. Le seuil d'apparition des dommages se situe entre 10^2 et 10^6 Rad . Le pourcentage d'impuretés semble jouer un rôle important. Ainsi, la résistance aux radiations pour des cristaux purs à 99,999% est cent fois supérieure à celle des cristaux purs à 99,99% /23/. L'effet des radiations n'est pas une

diminution de l'efficacité de scintillation mais une augmentation de l'absorption de la lumière de scintillation /24/. Cet effet est évidemment plus prononcé pour des cristaux longs. Il est certain que le BGO endommagé recouvre ses qualités originelles spontanément avec plusieurs constantes de temps /23/ /24/ /25/. Cet effet de récupération peut être accéléré par une exposition à de la lumière, de préférence verte, ou par un chauffage à 80°/24/. Il est à noter que l'exposition du cristal à la lumière UV produit des dommages analogues à ceux dus aux radiations.

Le prix du BGO par cm^3 varie fortement en fonction des quantités commandées et du fournisseur. De toute façon c'est un scintillateur cher même en tenant compte de sa faible longueur de radiation. En effet, l'économie due au rapport entre la longueur de radiation du BGO (X_0) et la longueur de radiation d'un autre scintillateur (X'_0) se situe entre X_0/X'_0 (mur de cristal) et $(X_0/X'_0)^2$ (boule de cristal) et elle n'est pas égale à $(X_0/X'_0)^3$.

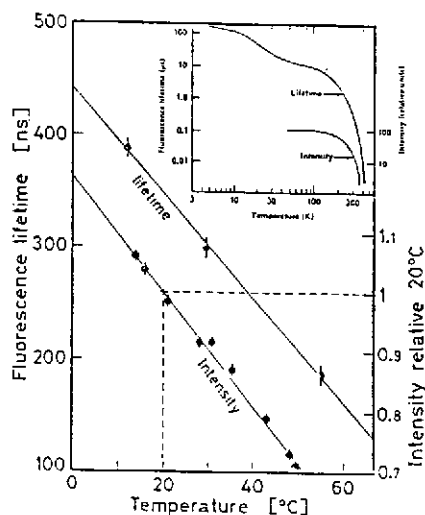


Fig. 11 : Rendement lumineux et constante de temps du BGO en fonction de la température /19/.

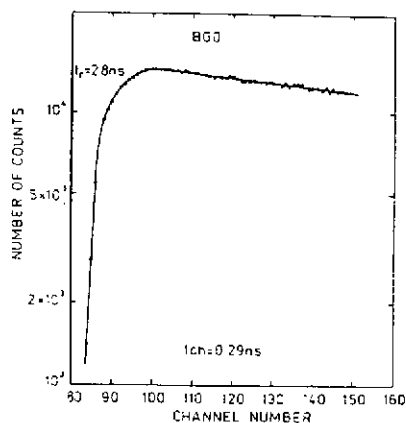


Fig. 12 : Partie initiale de l'impulsion lumineuse du BGO /16/.

3. LE CsI PUR ET LE CsI (Tl)

L'iodure de césium activé au thallium a été découvert en tant que scintillateur par Hofstadter en 1950 /28/, mais à cause de son spectre d'émission, piqué à 550 nm, mal adapté aux photomultiplicateurs et de sa constante de temps de l'ordre de la μs , on lui a préféré le NaI(Tl) ($\lambda = 410 \text{ nm}$, $\tau = 0.25 \mu\text{s}$) qui était aussi moins cher. C'est seulement récemment qu'on a "redécouvert" le CsI(Tl) /29/. En effet, son spectre d'émission est bien adapté aux photodiodes au silicium indispensables lorsqu'on travaille dans un champ magnétique intense (Fig. 13). De plus, sa longueur de radiation (1,86 cm) est nettement inférieure à celle du NaI(Tl) (2,59 cm), il n'est que très faiblement hygroscopique et il est très robuste du point de vue mécanique. Enfin, le comportement temporel de son impulsion lumineuse permet une identification de la particule incidente.

Il existe également du CsI activé au Na (voir Tableau 2) mais son hygroscopie a empêché son usage sauf cas spéciaux.

Le iodure de césium pur, connu aussi depuis longtemps, a retrouvé un certain intérêt depuis la découverte récente d'une composante rapide ($\lambda = 305 \text{ nm}$, $\tau = 10 \text{ ns}$) à température normale /31/.

3.1. Le CsI pur

3.1.1. Mécanisme de la scintillation

À l'heure actuelle, la physique de la scintillation ($\lambda = 305 \text{ nm}$, $\tau = 10 \text{ ns}$) du CsI pur n'est pas clair. Il semble que la luminescence soit une propriété intrinsèque du cristal (c'est-à-dire sans aide de centres activateurs) et correspond à la transition interatomique $I^- 5p^6 \rightarrow Cs^+ 5p^6$ ou $Cs^{2+} 5p^6$ (Fig. 14) /31/ /32/.

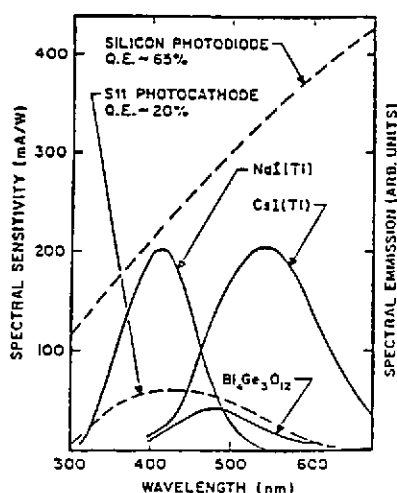


Fig. 13 : Spectres d'émission du CsI(Tl), du NaI(Tl) et du BGO comparés à la sensibilité spectrale des photomultiplicateurs et des photodiodes au silicium /30/.

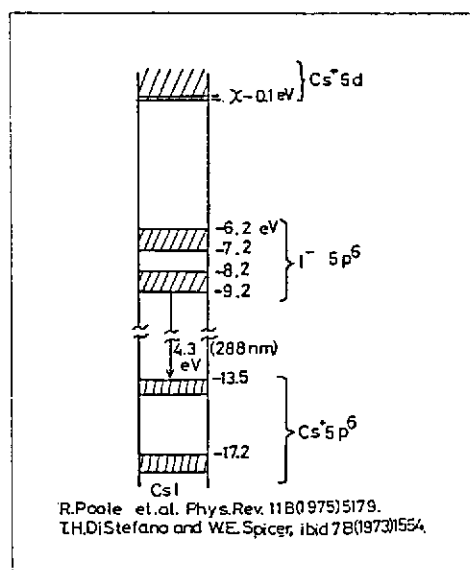


Fig. 14 : Transition interatomique $I^- \rightarrow Cs^+$ dans le CsI /32/.

La figure 15 montre les spectres d'émission de deux échantillons de CsI de qualités différentes. Le spectre de droite contient également une raie à $\sim 470 \text{ nm}$ dont l'origine est attribuée à des impuretés /33/. Un effet similaire a lieu si on chauffe le CsI à 550°C pendant une heure (Fig. 16) /31/.

3.1.2. Propriétés du CsI pur

Le tableau 2 donne les principales propriétés du CsI pur.

Il est clair que le principal avantage du CsI pur est sa composante rapide ($\lambda = 305 \text{ nm}$). En fait, elle a deux constantes de temps $\tau_1 = 10 \text{ ns}$ et $\tau_2 = 36 \text{ ns}$ avec un rapport des amplitudes $A_1/A_2 = 3$ /31/. La présence de cette composante rapide permet des résolutions en temps de l'ordre de 400 ps (FWHM) /33/ malgré le faible rendement lumineux (5 à 8% de celui de NaI(Tl) /31/).

Comme c'est un cristal pur on espère, comme pour le BaF_2 , une résistance aux radiations élevée. Si ceci se confirme, le CsI pur est un bon candidat pour les calorimètres auprès des futurs grands accélérateurs.

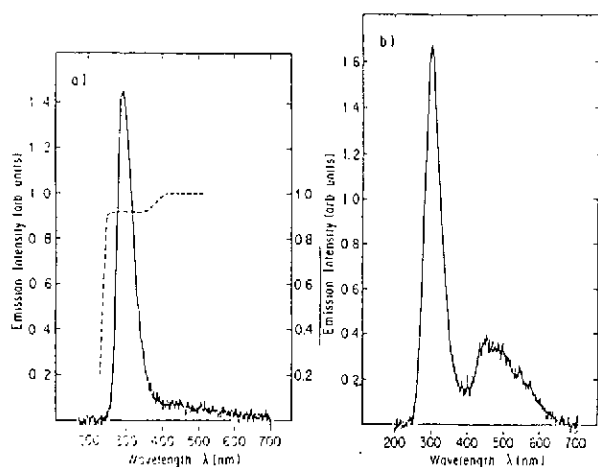


Fig. 15 : Spectres d'émission de deux échantillons du CsI de qualités différentes. La courbe en pointillés représente la transmission d'un CsI de 35 mm /33/.

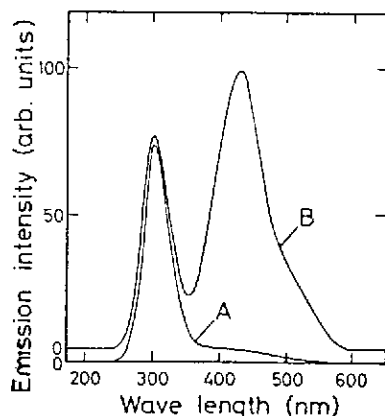


Fig. 16 : Spectres d'émission du CsI pur (courbe A) et après chauffage à 550°C (courbe B).

3.2. Le CsI(Tl)

3.2.1. Mécanisme de la scintillation

Il n'existe pas à l'heure actuelle une théorie cohérente pour le processus de scintillation dans le CsI(Tl). Ce qui va suivre va donc être fragmentaire et l'explication de certains phénomènes importants restera incertaine.

La figure 17 montre les spectres d'émission d'un cristal de CsI(Tl), de faible concentration en Tl, pour différentes particules ionisantes. La raie vers 330 nm peut être attribuée au CsI pur /34/. Son intensité augmente avec le dE/dx de la particule incidente. Cela pourrait s'expliquer si on admet que cette raie est due à la recombinaison d'électrons libres et de trous auto-piégés dont le nombre augmente avec le dE/dx de la particule incidente /34/. D'autre part, le CsI(Tl) présente une bande d'absorption, due à la présence de Tl, pour des photons de 330 nm. En conséquence, l'intensité de la raie à 330 nm diminue lorsque la concentration de Tl augmente /34/ et la lumière UV est alors transformée en lumière jaune. Il n'est pas clair si ce processus contribue à la variation de la constante de temps avec le dE/dx que nous verrons plus loin.

Le spectre large piqué vers 550 nm peut être attribué à la présence de Tl. Par contre, il n'est pas clair si cette émission de lumière jaune est produite directement par des transitions dans le Tl, comme dans le NaI(Tl) /35/ ou si la luminescence jaune est associée à des vacances de I /36/. Dans cette dernière interprétation, le Tl dans le cristal attire par son fort effet polarisant plusieurs ions I pour former un complexe de Fromherz et produit ainsi des vacances de I dans le réseau, responsables de la luminescence jaune. En fait, on peut obtenir cette dernière dans des cristaux de CsI pur dans lesquels on a créé des vacances de I par traitement thermique /36/.

Un autre point encore pas très clair du point de vue théorique concerne le comportement de l'intensité lumineuse par unité d'énergie déposée (dL/dE) en fonction de la perte d'énergie spécifique (dE/dx) de la particule incidente. La figure 18 (points) montre dL/dE en fonction de dE/dx . La courbe de la figure 18 est le résultat d'un calcul tenant compte de la formation, du transport et de la capture des porteurs d'énergie (paires $p-t$ ou excitons) /37/ /38/. Ce modèle

contient l'effet de saturation des centres d'activateurs pour les dE/dx élevés. Or il a été montré /39/ que la forme de dL/dE en fonction de dE/dx ne dépend pas de la concentration de Tl et que le modèle de la saturation des activateurs ne peut s'appliquer au CsI(Tl). Par contre, la diminution de dL/dE pour des dE/dx élevés serait le résultat d'un processus qui est une propriété intrinsèque de la densité d'ionisation dans le cristal /39/. Il faut noter la légère diminution de dL/dE pour les faibles dE/dx (électrons). Ce comportement de dL/dE en fonction de dE/dx aura des conséquences sur la linéarité $L = f(E)$.

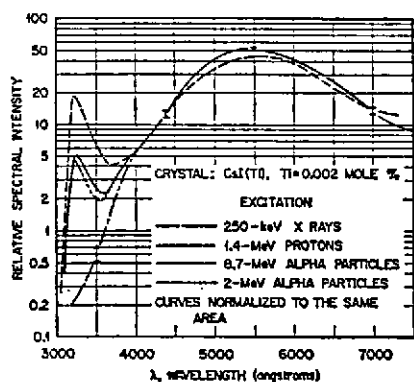


Fig. 17 : Spectre d'émission du CsI(Tl) par différents rayonnements (faible concentration de Tl) /34/.

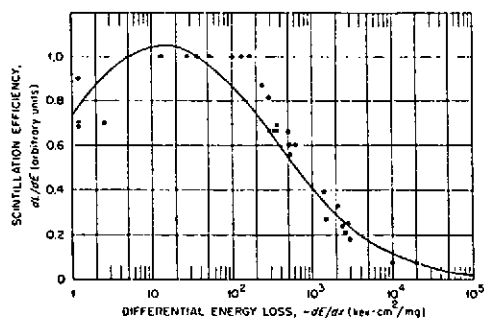


Fig. 18 : Efficacité de scintillation en fonction de la perte d'énergie spécifique: points = résultats expérimentaux, courbe = résultat théorique /37/.

3.2.2. Propriétés du CsI(Tl)

Le tableau 1 donne les principales propriétés du CsI(Tl).

Le CsI(Tl) n'est que faiblement hygroscopique. En fait, il suffit de garder l'humidité relative inférieure à 30% pour observer une bonne conservation de la surface du cristal. Cette propriété facilite également son usinage et les traitements de surface. Le CsI(Tl) est extrêmement robuste du point de vue mécanique, mais il flue sous de fortes pressions ($> 700 \text{ Kg/cm}^2$). Malgré sa structure monocristalline il est pratiquement impossible de le cliver.

Le CsI(Tl) possède un rendement lumineux équivalent à celui du NaI(Tl) (Fig. 13). Mesuré par une photodiode au Si, ce rendement dépend très peu de la température (Fig. 19) /29/ /40/. Le coefficient de température dans ce cas est de $0,1\%/^{\circ}\text{C}$ environ. C'est une propriété intéressante pour l'utilisation dans des expériences où il n'est pas toujours possible de stabiliser la température mieux que quelques $^{\circ}\text{C}$.

L'intensité lumineuse ne dépend pratiquement pas de la concentration de Tl /39/. La figure 20 montre une mesure récente /41/ effectuée avec des photodiodes. C'est également une propriété intéressante car la concentration de Tl peut varier d'un facteur 20 dans un cristal de 30 cm de long fabriqué par la méthode de Bridgeman-Stockbarger utilisée actuellement pour des grandes quantités de CsI(Tl).

Lorsque le CsI(Tl) est utilisé comme élément actif d'un calorimètre é.-m. il l'est sous la forme d'un barreau assez long (par ex. 30 cm). Il est alors important d'obtenir un rendement lumineux uniforme, mesuré à bout du barreau, quel que soit le point de production de lumière le long du cristal. Par des méthodes de traitement de surface (dépolissage) on peut obtenir des uniformités de rendement lumineux meilleures que 5%. Après traitement de surface, le cristal est enveloppé par un diffuseur blanc (téflon) pour augmenter le rendement lumineux général. Contrairement aux autres cristaux (BGO, BaF₂...) le degré de polissage de la face du cristal par laquelle s'échappe la lumière n'est pas critique. Par contre, les cristaux eux-mêmes doivent être bien transparents

et ne pas montrer de coloration ce qui indiquerait la présence d'impuretés ou une trop grande concentration de Tl.

La décroissance de l'impulsion lumineuse se fait avec deux constantes de temps τ_1 et τ_2 . La deuxième (τ_2) est égale à $7 \pm 0,5 \mu\text{s}$ et sa valeur est indépendante de la nature de la particule incidente. La première (τ_1) dépend de la perte d'énergie spécifique de la particule incidente et elle varie de $0,70 \mu\text{s}$ (électrons) à $0,42 \mu\text{s}$ (alphas de 4,8 Mev). De plus, le rapport de l'intensité lumineuse correspondant à la composante rapide (τ_1) à l'intensité lumineuse totale varie de 0,5 (électrons) à 0,75 (alphas) /42/. L'origine de ces phénomènes, qui n'existent pas dans le NaI(Tl), est incertaine /42/. Il est possible que l'excitation de la bande d'émission à 330 nm. qui dépend du dE/dx de la particule incidente /34/, joue un rôle dans ce processus, mais il n'existe pas d'étude systématique (mesure des spectres d'émission en fonction du temps de vie) à notre connaissance. Nous verrons plus loin l'application de ces propriétés du CsI(Tl) à l'identification des particules chargées.

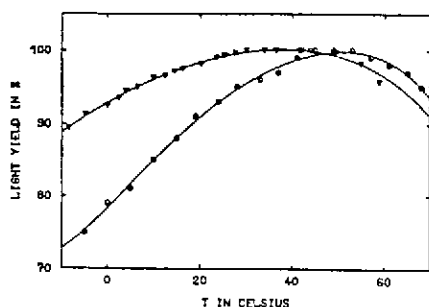


Fig. 19 : Rendement lumineux relatif du CsI(Tl) en fonction de la température mesuré avec une photodiode au Si (triangles) et avec un photomultiplicateur (cercles) /29/.

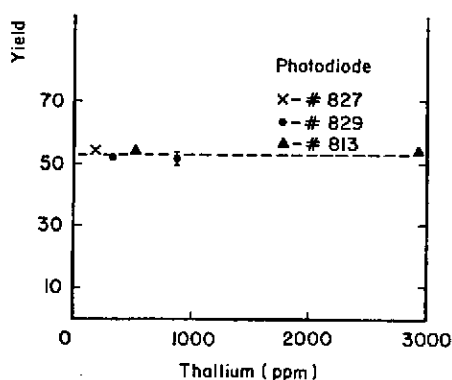


Fig. 20 : Rendements lumineux de cristaux de CsI(Tl) de $2,5 \times 2,5 \times 2,5 \text{ cm}^3$ avec différentes concentrations de Tl mesurés avec des photodiodes /41/.

La présence de ces deux constantes de temps très différentes rend difficile le traitement de l'impulsion (*shaping*) si l'on souhaite une bonne récupération de la ligne de base (pôle zéro). De toute façon, l'importance des constantes de temps limite sévèrement le taux de comptage pour un taux d'empilement des impulsions acceptable.

Les constantes de temps ne dépendent que très faiblement de la température ($2 \text{ ns}/^\circ\text{C}$).

Le CsI(Tl) présente une scintillation retardée (*afterglow*). Après 3 ms il reste une luminescence de quelques % de l'impulsion initiale. Ce phénomène limite également le taux de comptage admissible. De plus, le CsI(Tl) présente une phosphorescence prolongée après exposition à la lumière du jour qui peut empêcher toute utilisation du cristal pendant plusieurs heures si l'exposition a été intense. En fait, le degré de cette phosphorescence dépend de la présence d'impuretés et peut donc servir à détecter rapidement cette présence /41/.

Le CsI(Tl) n'est pas très résistant aux radiations. Des dommages (diminution du rendement lumineux) apparaissent après des expositions inférieures à 100 Rad /26/ /40/ /43/. Il n'y a que peu de récupération, même après des temps assez longs. Par contre, pour des expositions supérieures à 100 Rad un effet de saturation des dommages apparaît /26/. La diminution de rendement lumineux à dose égale est plus importante pour des cristaux qui présentent une forte phosphorescence. Il semble donc que la résistance aux radiations soit fonction du degré de pureté des cristaux.

Le prix du CsI(Tl) pour de grandes quantités ($\sim \text{m}^3$) est de l'ordre de $2 \text{ \$}/\text{cm}^3$ c'est-à-dire du même ordre de grandeur que le prix du NaI(Tl) si on tient compte de la différence des longueurs de radiation.

4. LE BaF₂

Le bifluorure de barium a été étudié en tant que scintillateur pour la première fois en 1971. Un rendement lumineux égal à 10% de celui du NaI(Tl) avec une constante de temps de 0,63 μ s (à $\lambda \approx 310$ nm) a été mesuré /44/. Ensuite, pendant une décennie, le BaF₂ a été peu utilisé comme scintillateur étant donné ces caractéristiques peu favorables associées à un prix élevé. En fait, jusqu'à récemment, le BaF₂ était vendu en tant que fenêtre optique!

C'est en 1982 qu'a été découverte la composante rapide du BaF₂ /45/. Les propriétés de cette composante ($\tau < 1$ ns, $\lambda = 190$ à 220 nm) permettent soit d'obtenir avec l'emploi de photomultiplicateurs UV rapides une résolution en temps exceptionnelle (110 à 220 ps FWHM pour le ⁶⁰Co /45/ /46/) soit une détection de la lumière par des chambres à fils photosensibles /47/. De plus, le rapport des intensités des deux composantes dépend de la nature de la particule et permet ainsi son identification /48/. Enfin, le BaF₂ est le scintillateur inorganique de loin le plus résistant aux radiations ($\sim 10^7$ Rad) et représente ainsi un bon candidat pour l'utilisation auprès des futurs grands accélérateurs (SSC, LHC).

4.1. Mécanisme de la scintillation

La figure 21 montre le spectre d'émission du BaF₂ /49/. Les raies à 195 nm et 220 nm ont la même constante de temps (0,88 ns, composante rapide). La composante lente à $\lambda \approx 310$ nm décroît avec deux constantes de temps τ_1 et τ_2 . Environ 90% de l'intensité totale est associée à $\tau_1 \approx 600$ ns, le reste décroît avec $\tau_2 = 430$ ns /45/ ou $\tau_2 = 9$ à 100 ns suivant la nature de la particule incidente /50/. Le rendement lumineux de la composante rapide est indépendant de la température alors que celui de la composante lente décroît fortement si la température augmente /51/ /52/. Ces propriétés très différentes des deux composantes montrent que leurs mécanismes de luminescence sont différents. Par contre, dans les deux cas il semble que la luminescence soit une propriété intrinsèque du cristal pur mais les mécanismes exacts sont incertains. Voici quelques tentatives d'interprétation.

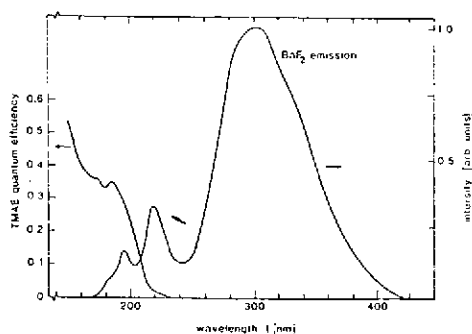


Fig. 21 : Spectre d'émission du BaF₂ irradié par des rayons X et efficacité quantique du TMAE /49/.

Pour la composante $\lambda = 310$ nm, $\tau = 0,6 \mu$ s la luminescence correspondrait à des états triplets de grande durée de vie d'excitons auto-piégés produits dans la région du halo de la trace de la particule ionisante /50/.

Pour la composante $\lambda = 195$ nm, $\tau = 9$ à 100 ns la luminescence serait produite par des transitions à partir d'états singulets dans le cœur de la trace de la particule. Ces états sont le résultat de collisions entre deux états triplets aboutissant à un état singulet excité et l'état fondamental. Ce processus d'inhibition bimoléculaire est renforcé pour des excitations à forte densité d'ionisation et on s'attend alors à une diminution de la constante de temps /50/.

La luminescence de la composante rapide ($\lambda = 220$ nm, 195 nm et éventuellement 180 nm) semble être due à une transition inter-bande (*crossover*) $2p F^- \rightarrow 5p Ba^+$ /53/. Ce genre de transition n'est pas un effet satellite faible mais peut contribuer d'une manière significative à la dissipation globale de l'énergie déposée par la particule incidente.

4.2. Propriétés du BaF_2

Le tableau 1 donne les principales propriétés du BaF_2 .

L'intensité lumineuse de la composante rapide du BaF_2 par rapport à l'intensité totale est de 20% à température normale /45/. L'intensité lumineuse de la composante rapide est indépendante de la température alors que celle de la composante lente varie avec un coefficient de -1 à $-2\%/^{\circ}C$ à $20^{\circ}C$ /51/ /52/.

Le pourcentage de composante rapide dépend fortement de la présence d'impuretés. Ainsi une contamination de 2 ppm de Pb (PbF_2 est utilisé dans le procédé de fabrication de BaF_2) absorbe presque totalement la lumière entre 200 nm et 210 nm /54/. L'état de surface influence également le rendement de la composante rapide. Ainsi ce dernier peut diminuer de 20% si la surface absorbe de l'humidité /55/. Enfin, la composante disparaît pour des particules fortement ionisantes (alphas) /48/ et permet ainsi une discrimination de la particule incidente.

Bien entendu, la présence de la composante rapide permet d'obtenir des résolutions en temps spectaculaires pour la combinaison BaF_2 - photomultiplicateur UV rapide. Ainsi des résolutions en temps (FWHM) de 400 ps peuvent être atteintes avec des cristaux de 1 litre de volume /56/ /57/ /58/ et de 100 ps à 200 ps pour des cristaux de petite taille /45/ /46/.

L'intensité lumineuse totale produite par un cristal de BaF_2 est d'environ 20% de celle d'un bon NaI(Tl) /45/. Malgré ce rendement assez faible, la résolution en énergie à 662 keV pour un cristal de BaF_2 de 1 litre de volume peut atteindre $\sim 9\%$ (FWHM) /56/ /57/ /58/. Pour obtenir ce résultat il faut soigner la collection de la lumière émise (diffuseur et couplage du PM). Etant donné le fort coefficient de température négatif on peut obtenir une résolution de 8% (FWHM) en refroidissant par exemple un cristal de BaF_2 de 1 litre de volume à $-30^{\circ}C$ /59/.

Il faut noter que le BaF_2 contient en général des traces de ^{226}Ra (homologue du Ba). Une contamination en poids de 10^{-13} suffit pour produire des pics correspondants à la désintégration du ^{226}Ra jusqu'à des énergies de 7,8 MeV (composante lente) /48/.

Le BaF_2 présente une faible section efficace pour la capture des neutrons lents /48/.

Les résultats concernant la résistance aux radiations diffèrent considérablement. Ceci est sans doute dû à la présence d'impuretés en quantités variables dans les différents échantillons /27/ /60/ /61/. Des mesures récentes, mais effectuées avec des échantillons de petite taille, ont montré que la transmission optique d'un cristal de BaF_2 après exposition à plusieurs 10^7 Rad ne diminue que de quelques % /62/. Après 10^8 Rad la transmission diminue d'environ 20% pour un cristal de 5 cm mais la transmission retrouve sa valeur d'avant irradiation dans la région 200 à 220 nm après quelques jours /27/. Cette récupération peut être fortement accélérée par une illumination avec une lampe à mercure /61/. Ces résultats doivent être confirmés pour des cristaux de tailles supérieures mais il est déjà clair à l'heure actuelle que le BaF_2 est le scintillateur inorganique le plus résistant aux radiations.

Le prix du BaF_2 est de l'ordre de 7 \$/cm³. C'est donc un scintillateur cher, mais il n'a jamais été fabriqué en grandes quantités. On peut donc espérer une forte diminution de prix si la demande augmente.

Tableau 1

Principales propriétés du BGO, CsI (Tl), BaF₂ et NaI (Tl)

		BGO	CsI (Tl)	BaF ₂	NaI (Tl)
Densité	g/cm ³	7,13	4,41	4,88	3,7
Hygroscopie		non	un peu	non	forte
Solubilité	g/100 g H ₂ O	-	85	0,12	185
Dureté	Mohs	5	2	3	2
Point de fusion	°C	1050	621	1360	651
Longueur de radiation X_0	cm	1,12	1,86	2,03	2,59
Rayon de Molière	cm	2,7	3,8	4,3	4,3
Longueur d'interaction	cm	23	36,4	29,4	41,3
(dE/dx) au minimum	MeV/cm	9,2	5,6	6,5	4,85
Maximum d'émission	nm	480	550	220 - 305	420
Indice de réfraction		2,1	1,8	1,56 - 1,49	1,85
Rendement lumineux L	% (S11)	10	45	5 - 16	100
Rendement en photons	N/MeV	5 à $15 \cdot 10^2$	$\sim 4 \cdot 10^4$	$\sim 10^4$	$\sim 4 \cdot 10^4$
$\Delta L/\Delta T$ à 20°C	%/°C	-1	+0,6	0; -1,2	-0,4
Constante de temps τ	ns	300	~ 900	0,8 - 600	230
$\Delta \tau/\Delta T$ à 20°C	ns/°C	-6,4	-2		
Luminescence retardée	% après 3 ms	0,05	< 4,5		< 5
Seuil dommage radiation	Rads	10^2 à 10^6	$\sim 10^2$	$\sim 10^7$	

5. AUTRES SCINTILLATEURS INORGANIQUES

Le tableau 2 donne les propriétés de quelques scintillateurs inorganiques peu utilisés ou au stade d'étude. Souvent, les caractéristiques ne sont connues que partiellement. Ci-dessous, nous donnons quelques détails pour certains d'entre eux.

5.1. Le NaI (Tl)

L'iodure de sodium activé au thallium a été découvert en tant que scintillateur en 1948 /63/. Pour les détails de cette découverte voir la référence /64/. Le NaI (Tl) a été le scintillateur inorganique le plus utilisé jusqu'au début des années 80 /35/.

Le tableau 1 donne les principales propriétés du NaI (Tl) qui sert souvent de référence pour les autres scintillateurs.

Même pour ce scintillateur ultra-connu, l'exact mécanisme de la luminescence n'est pas clair. Il semble que dans le cas du NaI (Tl) le Tl joue le rôle de centre de luminescence /35/.

Son principal défaut est sa forte hygroscopicité qui impose des enceintes étanches et rend ainsi difficile la réalisation de détecteurs modulaires.

5.2. Le CsF

Le fluorure de césium a été découvert en tant que scintillateur en 1952 /65/. Il a été redécouvert début 80 car on avait besoin d'un scintillateur dense et très rapide pour les tomographes par émission de positons /66/. Son rendement lumineux est faible (6% du NaI (Tl)) mais il possède une constante de temps de 2,8 ns permettant une résolution en temps de 230 ps (FWHM) /67/.

La très forte hygroscopicité du CsF l'a fait abandonner au profit du BaF₂ depuis la découverte de la composante rapide de ce dernier.

5.3. Le CaF₂ (Eu)

Le bifluorure de calcium activé à l'euporium est très utilisé dans les *phoswichs* comme détecteur ΔE car il possède une constante de temps (0,9 μ s) très différente des scintillateurs plastiques et il est chimiquement inerte et peut donc être en contact direct avec les échantillons.

6. DETECTION DE LA LUMIERE DE SCINTILLATION

Le nombre de photons produits dans un scintillateur et arrivant sur le dispositif photosensible est extrêmement variable. Ainsi une particule au minimum d'ionisation traversant une fibre scintillante de 1 mm ($\Delta E \sim 0,2$ MeV) produit environ 20 photons alors que 1 GeV déposé dans un cristal de CsI correspond à 4.10^7 photons. De même, la longueur d'onde de l'émission lumineuse peut varier de 180 nm (BaF₂) à 700 nm (CsI (Tl)).

Jusqu'à il y a dix ans le moyen presque exclusif de détection de la lumière produite par les scintillateurs était le photomultiplicateur (PM) classique (pour une revue voir par exemple /73/). Dans les expériences modernes, surtout en physique des particules, la nécessité d'autres moyens de détection est apparue, en particulier en ce qui concerne la sensibilité à la position et le fonctionnement dans des champs magnétiques intenses (~ 1 T). De plus, dans les détecteurs 4π il est nécessaire de minimiser la place réservée à la lecture de la lumière des scintillateurs afin de réduire le volume des parties du détecteur qui entoure les scintillateurs (calorimètre hadronique, aimant).

Une première étape était le développement à partir des PM classiques : PM multianode, PM spéciaux pouvant travailler dans un champ magnétique et diodes et triodes à vide.

Parallèlement, la lecture par photodiode au Si et, dans le cas du BaF₂, par chambres à fils photosensibles ont fait de grands progrès.

Toutes ces techniques récentes sont maintenant bien au point et nous allons les passer en revue en traitant avec plus de détail la photodiode au Si et les techniques associées.

Tableau 2
Propriétés de quelques scintillateurs inorganiques peu utilisés

		ZnWO ₄	CdWO ₄	CaWO ₄	PbMoO ₄	CsI(Na)	CsI(Eu)
Densité	g/cm ³	7,87	7,90	6,06	6,81	4,41	4,41
Hygroscopie		non				oui	non
Dureté	Mohs	4	4		3	2	2
Point de fusion	°C	1201	1325	1566	1060	621	621
Longueur de radiation	cm	1,16	1,10	1,51	1,22	1,86	1,86
Longueur d'interaction	cm	18,0	18,7	23,0	22,1	36,4	36,4
Maximum d'émission	nm	480	540	430	(512) [†]	420	550
Indice de réfraction		2,2	2,3	1,9	2,38	1,8	1,8
Rendement lumineux <i>L</i>	%	16 [*]	20 [*]	~ 20 [*]		90 [*]	24 [*]
$\Delta L/\Delta T$ à 20°C	%/°C	-0,87	-	-0,8		0,5	
Constante de temps	μs	20	8,9	3,8		0,6	1,0
Luminescence retardée	% [*]	< 0,05	< 0,05	1 à 5			
Références		/68,69/	/68/	/68/	/68/	/68,44/	
Observations					† à -180°C		

* % après 3 ms

^{*} CsI(Tl) = 100% (S20)

[†] NaI(Tl) = 100%

Tableau 2 (suite)

Propriétés de quelques scintillateurs inorganiques peu utilisés

		CsI	CsF	CaF ₂ (Eu)	BaF ₂ (Ce)	BaF ₂ (Eu)	BaF ₂ + plastique
Densité	g/cm ³	4,41	4,60	3,18	4,88	4,88	
Hygroscopie		non	forte	non			
Dureté	Mohs	2					
Point de fusion	°C	621	682	1402	1360	1360	
Longueur de radiation	cm	1,86			2,03	2,03	
Longueur d'interaction	cm	36,4			29,4	29,4	
Maximum d'émission	nm	305	390	435	365	593	410
Indice de réfraction		1,8	1,48	1,47		1,5	
Rendement lumineux L	%	~ 6 ⁺	~ 6 ⁺	50 ⁺	~ 10 ⁺		~ 15 ⁺
$\Delta L/\Delta T$ à 20°C	%/°C				~ 0		
Constante de temps	μ s	0,01	0,003	0,9	0,05	0,18	
Luminescence retardée	%*				~ 5		
Références			/66,67,70/	/44/	/71/	/68/	/72/
Observations							70% BaF ₂ (poudre) 30% MMA

* % après 3 ms

×CsI(Tl) = 100% (S20)

+NaI(Tl) = 100%

6.1. Photomultiplicateurs à localisation

Le développement récent des fibres scintillantes, entre autres, a montré la nécessité de disposer d'un PM pouvant localiser la lumière d'une manière très précise. Il y a plusieurs solutions à ce problème.

6.1.1. Photomultiplicateurs multianode

Le développement de PM à faible distance photocathode - première dynode (focalisation par proximité) et à structure de dynode en grille a permis de construire un PM très sensible à la position des photons incidents. En effet, le trajet des électrons secondaires dans la structure du PM est pratiquement rectiligne (Fig. 22). La figure 23 montre le résultat d'un balayage lumineux (largeur de la fente = 0,1 mm) de la photocathode. L'électrode réceptrice (dernière dynode) avait une surface de $2,54 \times 2,54 \text{ mm}^2$. On voit que la probabilité de réponse de l'électrode voisine (crosstalk) est faible ($\leq 5\%$).

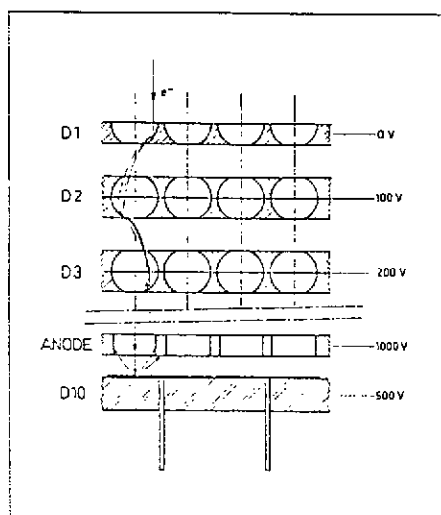


Fig. 22 : Trajet des électrons à travers les dynodes /74/.

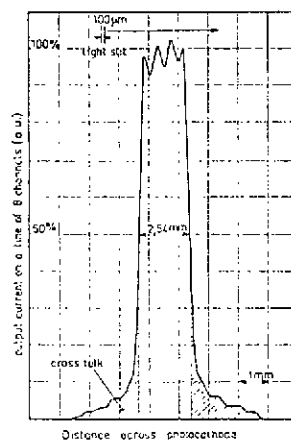


Fig. 23 : La réponse d'un damier récepteur ($2,54 \times 2,54 \text{ mm}^2$) à un balayage lumineux de la photocathode /74/.

Il y a plusieurs possibilités de lecture de l'anode (Fig. 24). La seule qui permet une lecture sans ambiguïté dans le cas d'impacts multiples est le système à anodes (ou dynodes) discrets (damier). La figure 25 montre schématiquement un exemple de structure interne d'un tel PM (RTC XP4702). La photocathode a une surface de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ et la dernière dynode est constituée par une matrice de 8×8 éléments. Le gain peut atteindre 10^6 à 10^7 et les fluctuations du temps de transit sont de l'ordre de la ns /76/. Il est clair que chaque canal doit posséder sa propre électronique si on veut profiter pleinement de la structure discrète des dynodes. Cela présente une certaine complexité mais permet d'inclure ce genre de détecteurs de lumière dans un système de déclenchement rapide /77/.

Bien entendu, il existe d'autres PM à localisation /78/ à /83/.

6.1.2. Photomultiplicateurs à galette à microcanaux

L'idée d'associer une photocathode à une galette à microcanaux (GMC) remonte à 1970 /84/. La figure 26 montre la structure et le principe de fonctionnement d'une GMC. Etant donné le temps de transit des électrons très court ($\sim 1 \text{ ns}$) les fluctuations de ce temps sont faibles ($\sim 150 \text{ ps}$) et on obtient une très bonne résolution en temps /86/.

6.1.3. Amplificateurs de brillance

Pour des taux de comptage faibles on peut associer un amplificateur de brillance (AB) avec un dispositif à transfert de charge (CCD). On peut obtenir ainsi des résolutions spatiales de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ /89/ mais le taux d'acquisition est limité par la CCD ($\sim 50 \text{ Hz}$). Un tel système a été utilisé récemment pour la localisation de la lumière émise par une avalanche électronique dans une chambre à fils /90/. On peut également associer un AB à un PM multianode /82/.

6.2. Phototubes pouvant fonctionner dans un champ magnétique

Beaucoup de détecteurs modernes travaillent dans un champ magnétique nécessaire pour la mesure du moment des particules chargées. Un certain effort a été fait pour réaliser des phototubes pouvant travailler dans un champ magnétique sans blindage. Mais on verra que : (i) le champ magnétique doit être modeste, (ii) l'angle entre l'axe du phototube et la direction du champ magnétique doit être faible, (iii) le gain du phototube varie fortement avec l'intensité du champ magnétique ce qui peut provoquer des problèmes d'étalonnage. L'usage de ces phototubes spéciaux est donc assez limité.

6.2.1. Photodiodes à vide

Les photodiodes à vide (PDV) ont été développées pour la détection de la lumière produite par des scintillateurs inorganiques (NaI (Tl)) en présence d'un champ magnétique de $0,35 \text{ T}$ /91/. La figure 28 montre l'efficacité d'une PDV (RTC AV29) en fonction de l'angle entre son axe et la direction du champ magnétique ($0,3 \text{ T}$). Cet angle doit rester inférieur à $\sim 60^\circ$ pour un bon rendement. Etant donné que la PDV n'a pas d'amplification interne, la charge recueillie sur l'anode doit passer par un amplificateur de charge à faible bruit (voir photodiodes au Si).

Récemment, l'idée d'une photodiode hybride a été avancée /92/. C'est une PDV dont l'anode est constituée par une diode au Si. Les photoélectrons sont accélérés à plusieurs keV et créent dans l'anode environ mille paires/photoélectrons. On obtient ainsi une amplification du même ordre. Par fragmentation de l'anode on pourrait réaliser une photodiode à localisation.

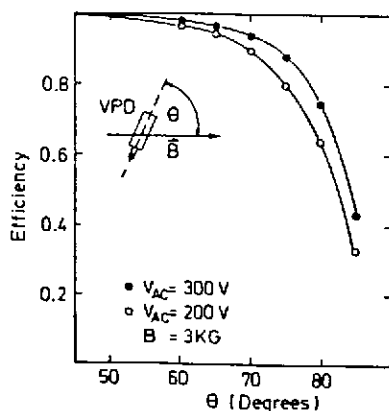


Fig. 28 : Efficacité d'une PDV (RTC AV29) en fonction de l'angle, son axe et $\vec{B}$ /91/.

6.2.2. Phototriode et phototétrode

En ajoutant une ou deux dynodes à grille à une photodiode à vide on obtient une certaine amplification. La figure 29 montre le principe de construction d'une phototriode /93/. La figure 30 donne les gains d'une triode et d'une tétrade en fonction du champ magnétique axial et la figure 31 les gains normalisés en fonction de l'angle entre l'axe du phototube et la direction du champ magnétique.

6.2.3. Photomultiplicateur opérationnel dans un champ magnétique

En utilisant des dynodes à grille et une focalisation de proximité on obtient un PM pouvant travailler dans un champ magnétique (Fig. 32). La figure 33 montre le gain et le courant d'obscurité d'un tel tube en fonction du champ magnétique axial et la figure 34 la dépendance du gain de la direction relative du champ magnétique.

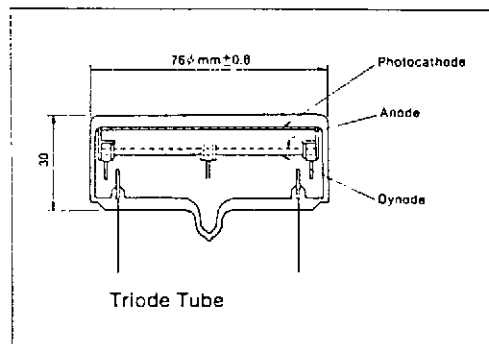


Fig. 29 : Construction d'une phototriode /93/.

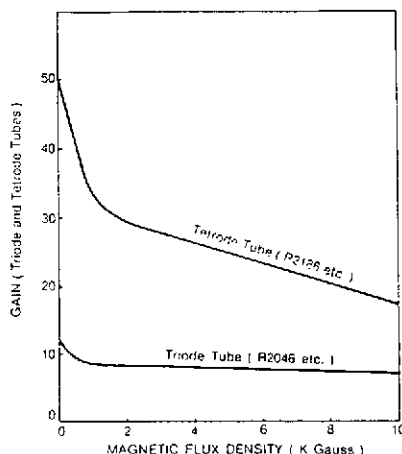


Fig. 30 : Gains en fonction du champ magnétique axial /93/.

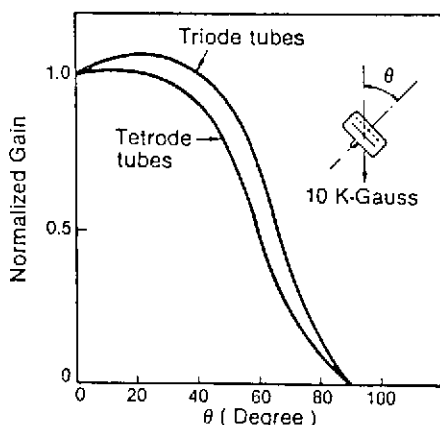


Fig. 31 : Gains normalisés en fonction de l'angle θ /93/.

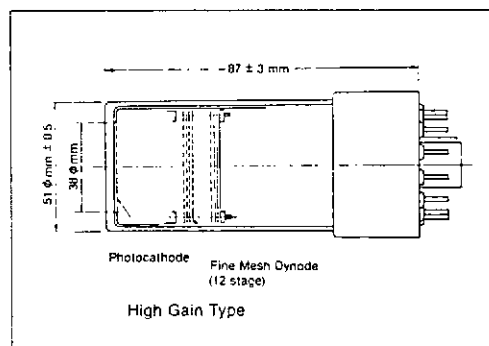


Fig. 32 : Construction d'un PM pouvant fonctionner dans un champ magnétique /93/.

6.3. Photodiodes au Si et techniques associées

L'utilisation des photodiodes au Si (PDS) s'est répandue ces dernières années principalement pour deux raisons : (i) l'obligation de travailler dans un champ magnétique intense (1 à 1.5 T) et (ii) l'obligation dans les détecteurs 4π d'économiser l'espace derrière les scintillateurs afin de réduire le volume, et donc le prix, des dispositifs qui entourent les scintillateurs. De plus, la PDS n'ayant pas de gain est un appareil extrêmement stable. Enfin, le gain en prix peut être substantiel lorsque le

nombre de scintillateurs est grand. Mentionnons que les PDS sont utilisées depuis plusieurs décades par les physiciens de l'espace.

L'efficacité quantique d'une PDS peut atteindre 80% (max. 20% pour un PM) mais il n'y a pas de gain. La charge recueillie doit donc être transformée en impulsion électrique par un préamplificateur. C'est alors le bruit de ce préamplificateur avec le bruit inhérent à la PDS qui va déterminer l'énergie minimum détectable avec un système à scintillateurs et la résolution en énergie près du seuil. Ce bruit va également dépendre de la mise en forme (*shaping*) de l'impulsion de sortie du préampli. Il faut donc traiter la PDS et l'électronique associée ensemble.

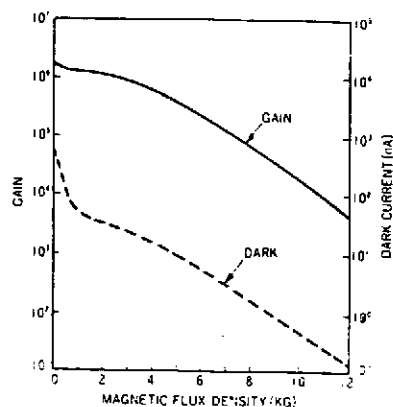


Fig. 33 : Gain et courant d'obscurité du tube R2490 (Hamamatsu) en fonction du champ magnétique axial.

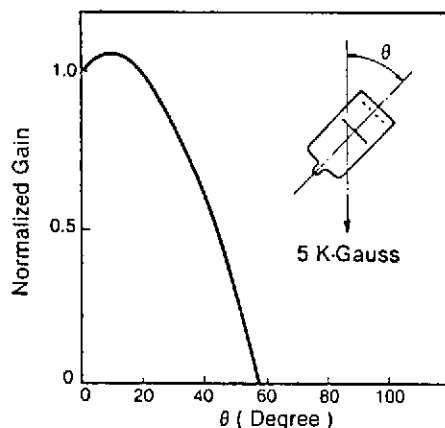


Fig. 34 : Gain normalisé d'un PM spécial en fonction de l'angle θ /93/.

6.3.1. Mécanisme de fonctionnement et propriétés des PDS

Il existe plusieurs sortes de PDS : à diffusion planaire, à diffusion planaire à faible capacité, PNN⁺ et PIN. Pour la détection des photons d'un scintillateur seul le type PIN est utilisé.

La figure 35 montre schématiquement la construction d'une photodiode PIN. La couche P est très mince pour présenter une bonne transparence même pour des longueurs d'onde faibles et la couche I est à haute résistivité afin d'améliorer le temps de réponse et minimiser le courant inverse.

La figure 36 montre l'état de la PDS au repos dans le modèle des bandes d'énergies. Lorsqu'on illumine la PDS avec des photons d'une énergie supérieure à l'énergie de gap (E_g) des électrons des trois couches sont amenés dans les bandes de conduction. Dans la couche déplétée et dans les parties des couches N et P correspondant aux longueurs de diffusion les électrons et les trous migrent vers les couches N et P respectivement (effet photovoltaïque) (Fig. 37). L'application d'une tension inverse (10 à 20 V) permet une collection plus rapide des charges et d'améliorer la linéarité.

La figure 38 montre la réponse spectrale et l'efficacité quantique d'une PDS-PIN /95/. La coupure à 1100 nm est due à l'énergie de gap de 1,12 eV dans le Si et celle vers 400 nm à l'épaisseur de la couche P. Cette dernière peut être réduite à ~ 200 nm avec une couche P extra-mince.

La dépendance de l'efficacité en fonction de la température dépend de la longueur d'onde λ . Pour $\lambda \sim 500$ nm le coefficient de température est de l'ordre de $-0,1\%/^{\circ}\text{C}$. Ceci explique que la combinaison CsI (Tl) + PDS présente un très faible coefficient de température vers 20°C (Fig. 19).

Une PDS est linéaire dans une gamme dynamique de l'ordre de 10^3 .

La question importante du bruit ne peut être traitée qu'après examen de l'électronique associée.

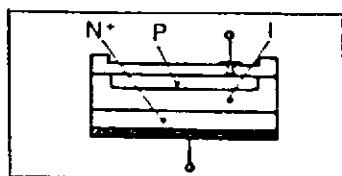


Fig. 35 : Construction d'une photodiode PIN /94/.

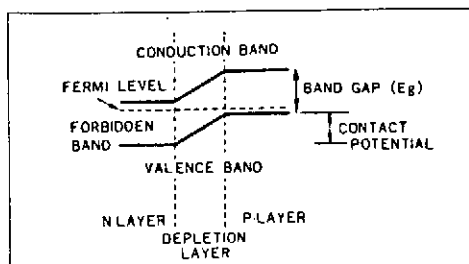


Fig. 36 : Le PDS au repos dans le modèle des bandes.

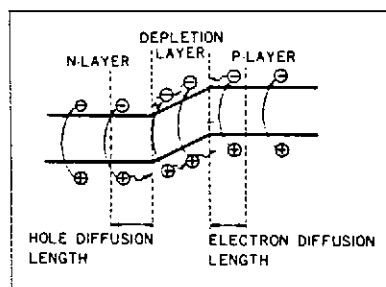


Fig. 37 : La situation dans une PDS après irradiation.

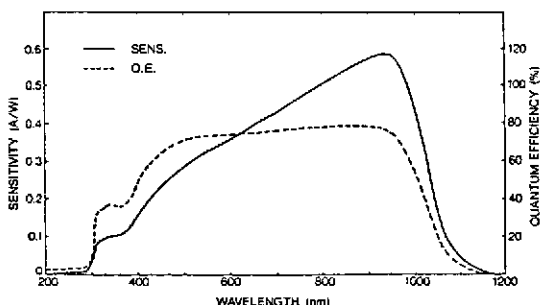


Fig. 38 : Réponse spectrale (courbe pleine) et efficacité quantique (courbe interrompue) d'une PDS (Hamamatsu S1723-06) /95/.

6.3.2. Electronique associée et bruit

La figure 39 montre schématiquement une chaîne électronique typique à faible bruit associée à une PDS. En général on a $R_1 \sim R_2 \sim 10^8 \Omega$, $C_1 \sim 1 \text{ pF}$ donc $R_1 C_1 \sim 100 \mu\text{s}$.

L'élément actif d'entrée du préamplificateur (PA) est en général un transistor FET à forte conductance. Le gain du PA exprimé en V/pC est de l'ordre de $1/C_1$ (pF).

L'amplificateur de mise en forme (SA) produit à partir de l'impulsion de sortie du PA (temps de descente $> 100 \mu\text{s}$) une impulsion approximativement gaussienne avec une constante de temps τ de l'ordre de la μs . Si on veut garder l'information initiale, τ ne doit pas être inférieur à la constante de temps du scintillateur.

Si le convertisseur analogue-numérique (ADC) est sensible à la charge il apporte une intégration supplémentaire qui peut être partiellement retirée de celle du SA (gain en longueur totale de l'impulsion).

Le bruit de la chaîne complète (Fig. 39) en négligeant les bruits produits par les éléments actifs du PA, du SA et de l'ADC est donné par /96/ :

$$(ENC)^2 = a_1 \tau [2kT/R_p + e I_p] + a_2 (1/\tau) [2kT R_s C^2] + a_3 [C^2]$$

où ENC = charge (en électrons) qui produirait le même signal de sortie que l'écart standard du bruit,

$kT = 25,85 \text{ mV} \cdot e$ à 300°K ,

R_p = résistance parallèle totale (PD + FET) $> 10^9 \Omega$,

I_p = courant parallèle total (PD + FET) dominé par le courant inverse de la PD ($\sim 1 \text{ nA}$ pour une bonne PD),

R_s = résistance série totale (PD + FET), $R_s(\text{FET}) = 1/g_m$,

C = capacité totale (PD + FET + câblage) $C(\text{PD}/\text{cm}^2) \sim 80 \text{ pF}$, $C(\text{FET}) \sim 30 \text{ pF}$.

Pour des impulsions réalistes $a_1 \sim a_2 \sim 1$. Le coefficient a_3 (bruit Flicker) est négligeable. En ne retenant que les termes principaux on peut écrire :

$$(ENC)^2 = A \tau I_{PD} + B (1/\tau) C^2$$

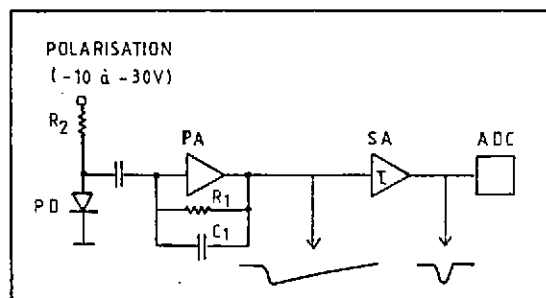


Fig. 39 : Schéma d'une chaîne électronique typique associée à une PDS. PA = préamplificateur de charge, SA = amplificateur de mise en forme, ADC = convertisseur analogique - numérique.

Un accroissement de la tension de polarisation augmente le courant inverse de la PD (I_{PD}) mais diminue C_{PD} . La figure 40 montre le bruit, I_{PD} et C_{PD} , en fonction de la tension de polarisation pour deux PD de qualités différentes. On voit que pour une tension de polarisation supérieure à 10 V le bruit varie guère à condition de choisir une PD avec un faible courant inverse (~ 1 nA).

Dans la relation ci-dessus B est un coefficient caractéristique du préampli. La figure 41 montre le bruit en fonction de la capacité connectée à l'entrée du préampli (PD déconnectée) pour différents types de préamplis tous dénommés "à faible bruit" /98/. Il est clair que le préampli correspondant à la droite en trait plein a été choisi pour notre expérience /99/.

Pour le choix de la constante de mise en forme τ les limites sont étroites. Il faut choisir τ plus grande que la constante de temps du scintillateur pour ne pas détériorer le rapport signal/bruit. Comme le 2^e terme dans la relation ci-dessus est en général prépondérant, on a intérêt à choisir τ aussi grand que possible, mais compatible avec le taux de comptage maximum admissible (empilement des impulsions).

Dans la réalisation pratique, il faut veiller à garder minimum le bruit apporté en supplément par les éléments actifs du préampli et de l'ampli de mise en forme.

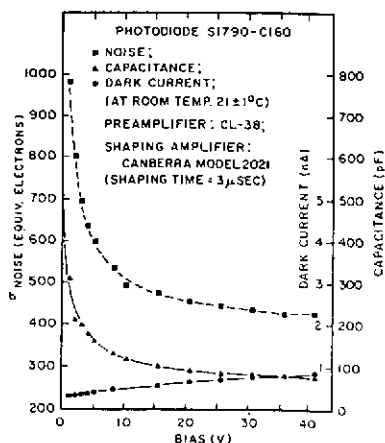
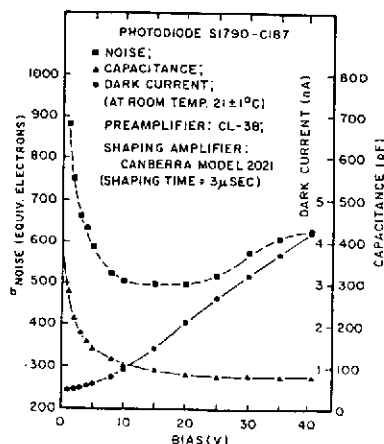


Fig. 40 : Bruit, $C(PD)$ et $I(PD)$ en fonction de la tension de polarisation pour une bonne PD (à droite) et une moins bonne PD (à gauche) /97/.

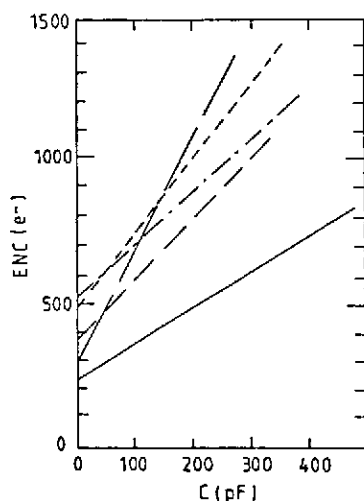


Fig. 41 : Bruit (NEC) en fonction de la capacité connectée à l'entrée pour différents préamplificateurs.

6.3.3. Couplage PDS - scintillateur

Supposons un scintillateur parallélépipédique ayant une de ses surfaces S ouverte, le reste étant recouvert d'un diffuseur de lumière. Soit s la surface de la photodiode. Elle recevra en gros une quantité de lumière proportionnelle à s/S . Une multiplication des PDS permettra d'augmenter cette quantité mais en même temps on accroît C , donc le bruit. La figure 42 montre le bruit (exprimé en keV équivalent) en fonction du nombre de PDS de 1 cm^2 chacune. On voit qu'à partir de quatre photodiodes il n'y a plus d'amélioration.

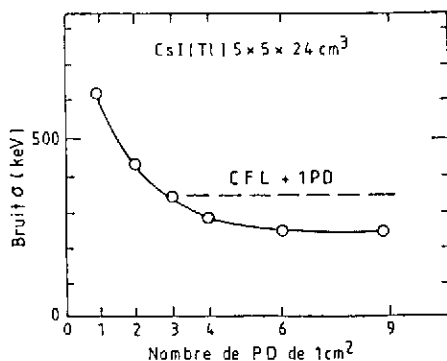


Fig. 42 : Bruit (en keV équivalent) d'un ensemble PD + CsI(Tl) ($5 \times 5 \times 24 \text{ cm}^3$) en fonction du nombre de PD (1 cm^2). Ligne en pointillés : lecture par convertisseur de fréquence + une PD ($3 \times 30 \text{ mm}^2$) /100/.

Un effet secondaire avec cette disposition des PDS sur la face du scintillateur opposée à l'entrée des rayonnements est la possibilité que des particules (secondaires) traversent les PDS créant des paires e^- - trous (effet de compteur nucléaire). Pour une épaisseur de couche déplétée de $100 \mu\text{m}$ cela correspond à $\sim 10^4$ paires. Cela peut représenter l'équivalent de 10 MeV ou plus d'énergie déposée dans le scintillateur et fausser la mesure.

Une autre possibilité de détection de lumière est de couvrir la surface S avec un concentrateur de flux lumineux (CFL) /101/ /102/. C'est en fait un convertisseur de fréquence dont le spectre d'absorption recouvre au maximum le spectre d'émission du scintillateur mais recouvre au minimum son propre spectre d'émission. La détection de la lumière se fait par la tranche par une seule PDS rectangulaire ($3 \times 30 \text{ mm}^2$). La figure 43 montre un tel arrangement /100/. Malgré

le mauvais rendement du CFL ($< 10\%$) le bruit (en keV) correspond à celui obtenu avec trois à quatre PDS de 1 cm^2 directement collées sur le cristal (Fig. 42) /100/.

Il est clair que le CFL ne peut être utilisé que si $S \gg 1\text{ cm}^2$. L'utilisation du CFL dans ce cas présente trois avantages : (i) la probabilité de l'effet de compteur nucléaire devient négligeable, (ii) on évite l'épineux problème du collage des PDS sur le scintillateur et (iii) le gain de prix peut être appréciable lorsque le nombre de scintillateurs à équiper est grand, le prix du CFL étant négligeable. Cette solution utilisant un CFL a été adoptée pour la première fois sur une grande échelle pour l'expérience PS197 au CERN /99/.

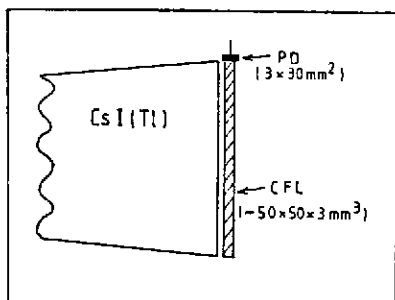


Fig. 43 : Lecture d'un cristal CsI(Tl) par un CFL + PDS /100/.

6.4. Chambres à fils photosensibles

L'utilisation de chambres à fils photosensibles pour la détection de la composante rapide ($\lambda = 195$ à 220 nm) de la lumière de scintillation du BaF_2 a été proposée en 1983 /47/. La figure 21 montre le spectre d'émission du BaF_2 et l'efficacité quantique du tetrakis - diméthylamino - éthylène (TMAE). On voit qu'il y a un certain recouvrement surtout dans la région de 195 nm /49/. La composante rapide, et elle seule, peut donc produire des photoélectrons (p.é.) dans le gaz TMAE. Si on incorpore ce gaz à sa pression partielle ($0,35\text{ Torr}$ à 20°C) dans une chambre proportionnelle multifils (MWPC) couplée à un cristal de BaF_2 on obtient ce qu'on pourrait appeler : scintillateur solide + chambre proportionnelle (SSPC). Si la MWPC est à basse pression (quelques Torr) elle est rapide /103/ et on profite pleinement de la faible constante de temps ($< 1\text{ ns}$) de la composante rapide du BaF_2 . La TMAE est complètement aveugle vis-à-vis de la composante lente ($\lambda = 310\text{ nm}$). Le rendement en p.é. peut être amélioré en chauffant à $\sim 50^\circ\text{C}$ /52/. La figure 44 montre un exemple de SSPC. On obtient environ 10 p.é./MeV déposés dans le BaF_2 /52/ /105/.

Une lecture bidimensionnelle de la MWPC permet une bonne localisation de la lumière émise par le BaF_2 /104/ /106/. Pour une revue récente de ce sujet voir référence /107/.

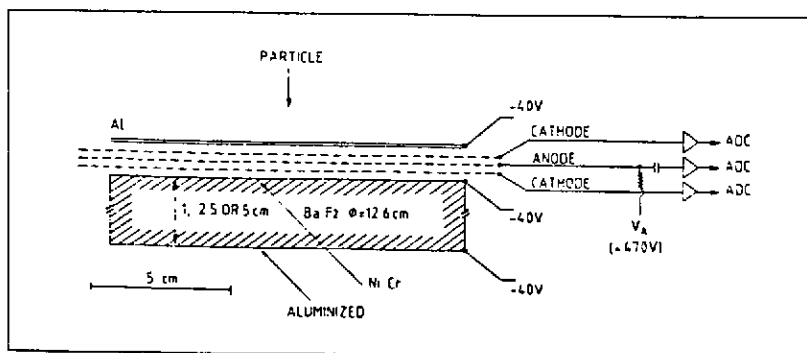


Fig. 44 : Schéma de construction d'un SSPC /104/.

7. MESURE D'ENERGIE ET DISCRIMINATION DE PARTICULES CHARGÉES

Il est clair qu'il existe actuellement des moyens très performants pour la détection des particules chargées (télescopes à semiconducteur, spectromètres magnétiques). Ces dispositifs présentent par contre un faible angle solide de détection. Or souvent on a besoin actuellement d'un détecteur 4π . En physique des particules on utilise généralement l'association d'un détecteur central dans un champ magnétique qui mesure le moment avec soit un calorimètre hadronique (énergie) soit un compteur Čerenkov (vitesse). En physique nucléaire une solution à ce problème serait une sorte de calorimètre hadronique 4π qui, en plus, serait capable de reconnaître les différents types de particules. Deux types de détecteurs répondent à cette demande.

7.1. Scintillateurs inorganiques

Nous avons vu précédemment que pour le CsI (Tl) et le BaF₂ la forme de l'impulsion lumineuse dépend du type de particule et permet donc une certaine discrimination. Une question importante concerne la linéarité de réponse puisque le rendement lumineux varie avec la perte d'énergie spécifique.

7.1.1. Le CsI (Tl) comme détecteur de particules chargées

Rappelons que l'impulsion lumineuse du CsI (Tl) est de la forme :

$$L(t) = L_1 \exp(-t/\tau_1) + L_2 \exp(-t/\tau_2)$$

avec $\tau_1 = 0,4$ à $0,7 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 7,0 \mu\text{s}$. La valeur de τ_1 dépend de l'ionisation spécifique de la particule chargée et le rapport L_1/L_2 du type de la particule /42/. En fait, la dépendance exacte n'est pas connue mais elle est assez marquée pour permettre une bonne discrimination entre les particules légères.

Ce principe a été utilisé pour la première fois en 1961 /108/ et il a été récemment repris /109/ /110/. L'avantage par rapport au détecteur *phoswich* est que la gamme d'énergie d'application est très large puisque c'est un détecteur homogène. Pour l'identification des particules deux méthodes sont possibles.

La première consiste à mesurer une quantité L_2 pendant l'intervalle $1,6 \mu\text{s}$ à $2,6 \mu\text{s}$ en fonction d'une autre (L_1) pendant l'intervalle 0 à $0,4 \mu\text{s}$ /109/. La figure 45 montre ces quantités pour un cristal de CsI (Tl) (diamètre = 5 cm, épaisseur = 3 cm). On obtient une bonne identification des particules jusqu'à $Z=3$.

Une deuxième méthode consiste à déterminer la forme de l'impulsion par la méthode classique du passage par zéro après différentiation. La figure 46 montre le temps de passage par zéro en fonction de l'intensité lumineuse pour un cristal de CsI (Tl) de $3 \times 3 \times 5 \text{ cm}^3$ couplé à une photodiode au Si (PDS) /110/. On obtient de nouveau une bonne séparation pour les particules légères.

Bien entendu, on peut associer un compteur E en CsI (Tl) à un compteur ΔE classique /111/ /112/.

La résolution en énergie d'un ensemble CsI (Tl) + PDS dépend essentiellement du bruit, donc entre autre, d'une bonne collection de lumière par la PDS /110/ à /112/. Cette résolution en énergie est comparable à celle obtenue avec un ensemble CsI (Tl) + PM /113/.

Un problème important est la réponse en fonction de l'énergie incidente. La figure 47 montre les courbes ajustées à cette réponse pour un CsI (Tl) de $3 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$ couplé à deux PDS /112/. Des non-linéarités de réponse peuvent provenir (i) de variations du rendement lumineux avec le dE/dx de la particule, (ii) de variations de la collection de lumière en fonction de la profondeur de pénétration de la particule, (iii) des pertes d'énergie par interactions fortes. Ce dernier effet, appréciable pour $E_p > 20 \text{ MeV}$ /114/, produit en plus une queue de distribution vers les basses énergies. Il faut donc étalonner en énergie le détecteur avec les différentes particules.

7.1.2. Le BaF_2 comme détecteur de particules chargées

Pour le BaF_2 la composante rapide ($\lambda = 195$ à 220 nm , $\tau = 0,88 \text{ ns}$) disparaît pour des particules fortement ionisantes /48/ /50/ /56/ /115/. Par exemple la figure 48 montre l'intensité de la composante rapide d'un cristal de BaF_2 de $4 \times 2 \times 1 \text{ cm}^3$ couplé à un PM à fenêtre en quartz en fonction de l'intensité totale /115/. On reconnaît une bonne séparation des gammas et une certaine discrimination entre particules légères. Des résultats analogues ont été obtenus avec un BaF_2 de diamètre = 4 cm et de 5 mm d'épaisseur /116/.

L'intérêt de cette méthode est atténué par la séparation assez modeste des particules même légères et surtout par l'obligation d'utiliser un PM rapide à fenêtre en quartz.

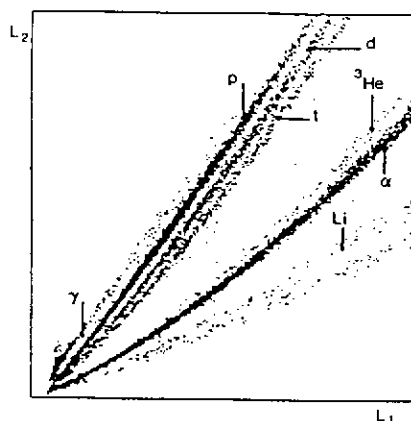


Fig. 45 : Intensités lumineuses L_1 et L_2 (voir texte) produites dans un CsI(Tl) à $7,5^\circ$ pour la réaction $\text{Ar} (30 \text{ MeV}/\alpha) + \text{CD}_2 /109/$.

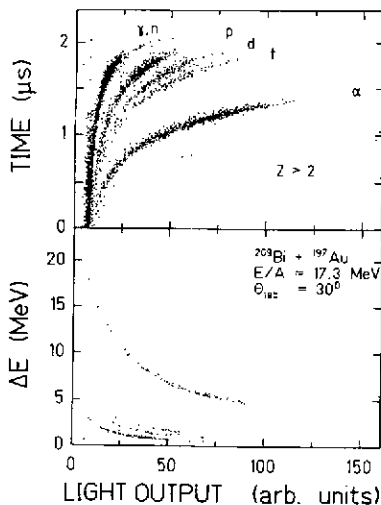


Fig. 46 : En haut : temps de passage par zéro en fonction de l'intensité lumineuse pour un cristal CsI(Tl) de $3 \times 3 \times 5 \text{ cm}^3$ couplé à une PDS. En bas : ΔE ($300 \mu\text{m Si}$) en fonction de l'intensité lumineuse du CsI(Tl) /110/.

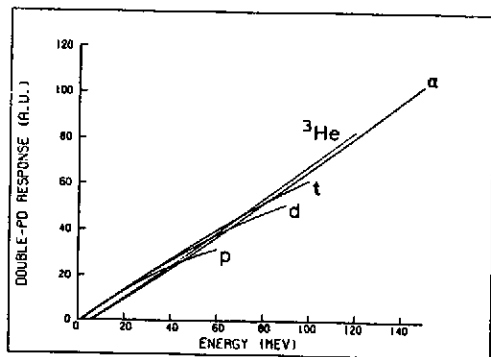


Fig. 47 : Courbes de réponse ajustées d'un CsI(Tl) de $3 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$ couplé à deux PDS /112/.

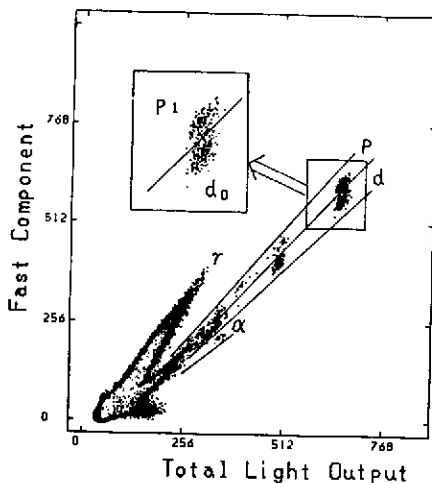


Fig. 48 : Intensité de la composante rapide d'un BaF_2 en fonction de l'intensité totale /115/.

7.2. Le phoswich

Le nom de *phoswich* pour l'association de deux scintillateurs ayant des constantes de temps différentes apparaît en 1952 [117]. L'avènement des détecteurs à semiconducteurs avait fait ensuite oublier ce type de détecteur, sauf pour la détection de particules dans la physique de l'espace. La nécessité de réaliser des systèmes de détection de particules chargées d'énergie moyenne et à grande multiplicité (détecteurs 4π) a redonné un intérêt certain à ce type de détecteur.

7.2.1. Principe de fonctionnement

Le *phoswich* (Fig. 49) est donc l'association de deux scintillateurs 1 et 2 ayant des constantes de temps différentes mais vu par le même photomultiplicateur. Il faut donc que le scintillateur 2 soit transparent à la lumière du scintillateur 1. En mesurant l'intensité de la lumière émise pendant 2 intervalles de temps judicieusement choisis on peut déterminer les énergies déposées dans les deux scintillateurs (Fig. 50). En général le scintillateur 1 est mince par rapport au parcours de la particule et sert ainsi de détecteur ΔE . Le scintillateur 2 mesure l'énergie restante $E_{tot} - \Delta E$. Le tableau 3 donne les couples de scintillateurs les plus utilisés. En général, le *phoswich* est associé à deux convertisseurs analogue-numériques dont les portes sont ouvertes suivant le principe donné dans la figure 50.

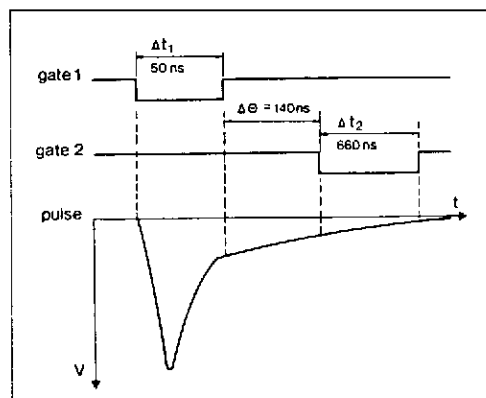
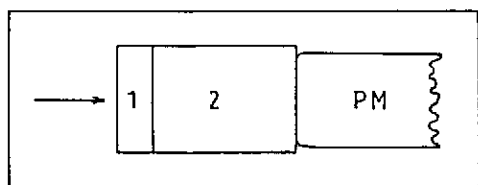


Fig. 49 : Principe du *phoswich*.

Fig. 50 : Impulsion sur l'anode d'un *phoswich* ($\text{CaF}_2(\text{Eu}) + \text{NE 110}$) et la position en temps des portes.

7.2.2. Exemples de réalisations de *phoswich*

La figure 51 montre l'intensité de la lumière émise par le détecteur ΔE ($\text{CaF}_2(\text{Eu})$ de 0,7 mm) en fonction de celle émise par le détecteur E (NE 110 de 5 cm) après corrections [118]. On remarque une séparation acceptable entre protons et deutons, par contre les particules de charge 2 sont confondues. Les figures 52 et 53 montrent les réponses des détecteurs E et ΔE aux différentes particules. La résolution en énergie de ce *phoswich* est de l'ordre de 6%.

En physique nucléaire le *phoswich* trouve son application principalement comme détecteur 4π pour les particules chargées à l'intérieur d'un détecteur 4π plus grand pour les transitions γ . Ainsi la "boule naine" [125] est constituée de 72 *phoswichs* BC-400 - BC-444. La géométrie est compatible avec le spectromètre de spin de Oak Ridge [129]. La figure 54 montre un diagramme $E - \Delta E$ après corrections. La séparation $p - \alpha$ est très bonne.

Un autre détecteur 4π à *phoswich* "Hystrix" est associé au détecteur multi-gammas "Nordball" [130]. Une version réduite (20% de 4π) "Ericius" [124] a permis d'expérimenter un mode d'opération particulier. En effet, la figure 55 montre les intensités lumineuses (ΔL) du détecteur ΔE (NE 102A de 0,1 mm) en fonction de celles du détecteur E (NE 115 de 1 cm) pour différentes positions en temps des portes correspondantes.

On voit que dans le cas de la figure du milieu il devient possible de discriminer α et protons sans calculs par un monocanal sur ΔL et d'inclure cette information dans le système de déclenchement rapide.

Pour des énergies de particules plus élevées le détecteur E doit s'allonger. La réponse des scintillateurs plastiques reste assez linéaire même pour des énergies de plusieurs centaines de MeV /131/. Ainsi chacun des 815 *phoswichs* de la "boule de plastique" est constitué d'un détecteur E (NE114) de 35,6 cm de long associé à un détecteur ΔE (CaF_2 (Eu)) de 4 mm. La figure 56 montre un diagramme $\Delta E - E$ pour p , d , t et π^+ . Ce dernier a été obtenu en demandant un signal retardé. Ainsi à chaque *phoswich* on a associé trois convertisseurs analogue-numériques et un convertisseur temps-numérique. Les figures 57 et 58 montrent la réponse des détecteurs E et ΔE aux différentes particules.

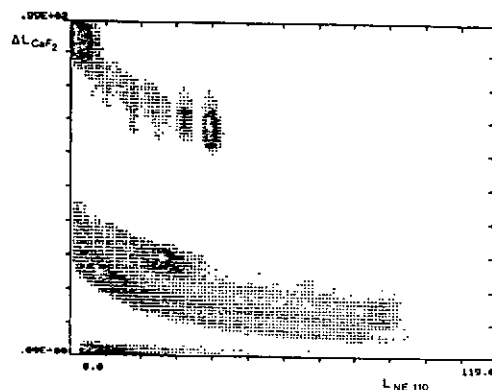


Fig. 51 : Intensité de la lumière émise par le ΔE (CaF_2 (Eu)) en fonction de celle émise par le E (NE 110) /118/.

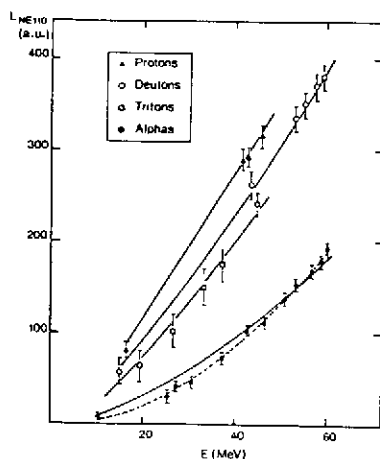


Fig. 52 : Réponse du détecteur E (NE 110) à différentes particules.

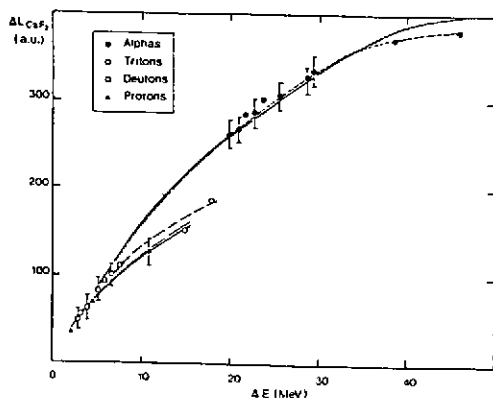


Fig. 53 : Réponse du détecteur ΔE (CaF_2 (Eu)) à différentes particules.

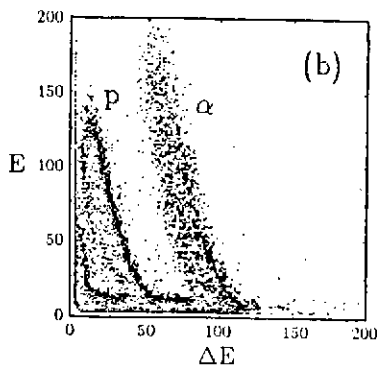


Fig. 54 : Diagramme $E - \Delta E$ d'un *phoswich* de la boule naine /125/.

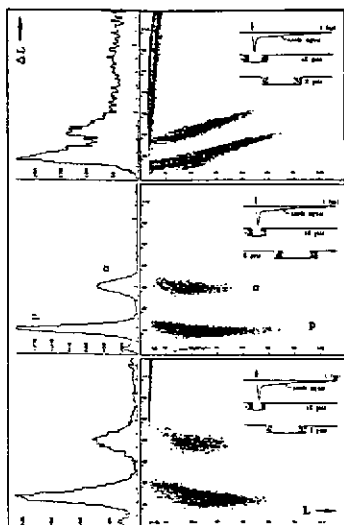


Fig. 55 : Diagrammes $\Delta E' - E$ d'un *phoswich* de ERICIUS avec différentes positions en temps des portes /124/.

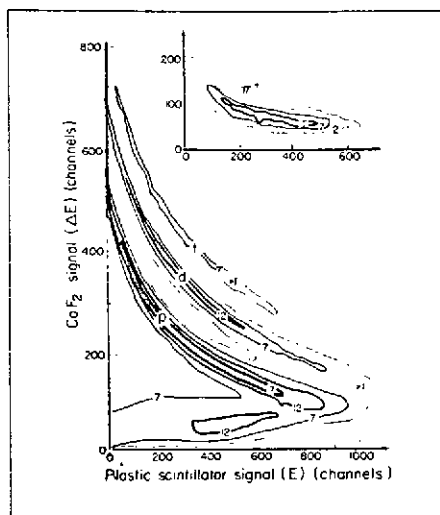


Fig. 56 : Diagramme $\Delta E - E$ pour p , d et t . Le diagramme pour les π^+ a été obtenu en demandant un signal retardé /121/.

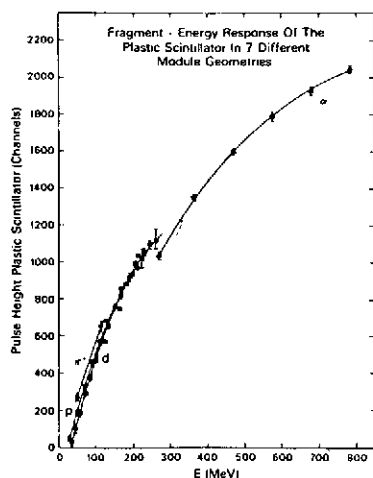


Fig. 57 : Réponse du détecteur E (NE 114) aux différentes particules /121/.

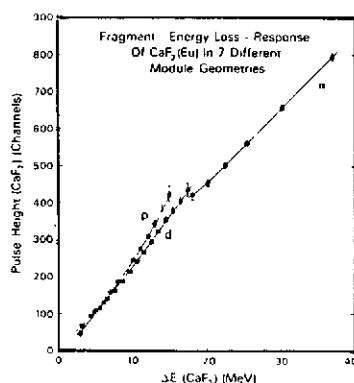


Fig. 58 : Réponse du détecteur ΔE (CaF_2 (Eu)) aux différentes particules /121/.

Tableau 3

Scintillateur 1 (ΔE)	Scintillateur 2 (E)	Références
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	$\text{CsI}(\text{Tl})$	/119/
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	NE 114	/120/ /121/
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	NE 110	/118/
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	NE 213 (LIQU.)	/122/
NE 102 A	NE 115, BC-444	/123/ /124/
BC-400	BC-444	/125/
$\text{NaI}(\text{Tl})$	$\text{CsI}(\text{Tl})$	/126/ *
BGO	$\text{CsI}(\text{Tl})$	/127/ /128/ *

*) Détection X et gamma dans l'espace

8. FIBRES SCINTILLANTES

Des fibres scintillantes (FS) en plastique ont été préparées et utilisées pour la première fois en 1957 /132/. Mais l'avènement des chambres à bulles, à étincelles et à fils pour la reconnaissance des traces de particules chargées a arrêté le développement des FS. C'est au début des années 80 que les FS ont connu une nouvelle vague d'intérêt, surtout parce qu'entre temps les techniques associées avaient fait de grands progrès. La FS actuelle est un bon candidat comme composante dans les détecteurs aux futurs grands accélérateurs (SSC, LHC ...). Pour une revue récente voir la référence /133/.

8.1. Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement est illustré dans la figure 59. La FS est constituée d'un cœur (indice de réfraction n), d'une gaine optique (*clad*, indice $n' < n$) et éventuellement d'une gaine absorbante ou réfléchissante. Une partie de la lumière de scintillation produite par la particule traversant la FS est piégée par réflexion totale ($\sim 4\%$) et à partir de cet instant la FS opère comme une fibre optique. Il faut donc que le décalage de Stokes soit assez important pour que la FS réabsorbe le minimum de lumière produite. Dans une bonne fibre la longueur d'atténuation ($1/e$) est de quelques mètres /135/ à /139/.

Il existe deux sortes de FS : en plastique et en verre.

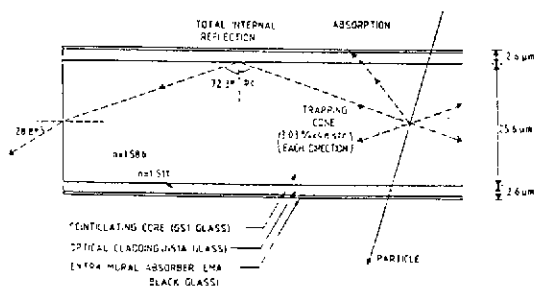


Fig. 59 : Principe de fonctionnement d'une fibre scintillante en verre /134/.

8.2. Fibres scintillantes en plastique (FSP)

Le cœur d'une FSP est constitué par un scintillateur organique auquel on a ajouté un ou plusieurs convertisseurs de fréquence (*wave length shifter*). En effet, nous avons vu que dans un scintillateur organique la luminescence est une propriété de la molécule. Or, en général, dans ces scintillateurs les spectres d'émission et d'absorption se recouvrent assez pour introduire une auto-absorption de la lumière émise pour les grandes longueurs de fibres. On ajoute alors un ou plusieurs convertisseurs de fréquence à faible concentration (0,01 à 1%) qui permettent de décaler la longueur d'onde de la lumière réémise jusqu'à ce que celle-ci présente une bonne transmission (plusieurs mètres) dans le matériel de base du cœur.

Le tableau 4 résume les propriétés des scintillateurs organiques et des convertisseurs de fréquence les plus utilisés.

Le tableau 5 compare trois types de scintillateurs plastiques utilisés pour la fabrication des FS.

On voit que les rendements (photons/keV déposé dans le scintillateur) sont peu différents. Par contre ils diffèrent en ce qui concerne la facilité de les travailler mécaniquement (donc leur prix) et par leurs résistances aux radiations.

Pour la résistance aux radiations les résultats ne sont pas toujours très concordants /133/. Il semble sûr que les scintillateurs acryliques soient environ dix fois moins résistants ($\sim 10^5$ Rad) /140/ que les deux autres types de scintillateurs, qu'un recouvrement partiel des propriétés avant irradiation ait lieu après quelques jours et que l'absence d'oxygène retarde l'effet des radiations. Récemment, on a trouvé un scintillateur (PVT + PTP + 3HF) qui supporte 10^7 Rad /141/.

Un problème dans les FSP est la diminution de l'efficacité de scintillation pour les faibles diamètres ($< 0,5$ mm). En raison de la faible concentration des convertisseurs de fréquence, la lumière primaire doit voyager sur une certaine distance ($\sim 0,4$ mm) avant d'être absorbée. Une augmentation de la concentration des convertisseurs de fréquence conduirait à une trop forte auto-absorption. Au prix d'une complication mécanique, on peut entourer chaque fibre d'une gaine réfléchissante (Aluminium). Récemment, l'utilisation d'un convertisseur unique (PMP) présentant un décalage de Stokes très élevé a permis de préparer un scintillateur dans lequel la localisation de la lumière est de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$ /139/.

8.3. Fibres en verre scintillant (FSV)

Un verre scintillant est en fait un scintillateur inorganique. Le tableau 6 donne les principales propriétés d'un verre scintillant (GS1). On voit que la constante de temps (55 ns) est assez grande et la longueur d'atténuation (2-20 cm) très courte. Le rendement lumineux (1,5 photons/keV) est faible mais compensé en partie par un dE/dx plus grand. De plus, la saturation (*quenching*) pour des particules fortement ionisantes qui est important pour les scintillateurs organiques /1/ est faible pour les scintillateurs inorganiques car dans ces derniers les porteurs d'énergie (excitons par exemple) sont rapidement éloignés de la zone à forte ionisation. Ainsi le rapport des rendements lumineux pour des α de 5,5 MeV et des particules au minimum d'ionisation déposant également 5,5 MeV est de 40% pour le GS1 alors que ce rapport est de 7% pour le NE 102A /133/. Le verre scintillant possède également une bonne résistance aux radiations (10^6 Rad) et il est ainsi bien adapté à la réalisation de cibles actives. La présence de Li dans le verre scintillant GS1 permet la détection de neutrons lents. Il existe toute une série d'autres verres scintillants pouvant servir de matériel de base pour des fibres /145/.

8.4. Fibres scintillantes liquides

Un scintillateur liquide (par exemple NE 235) peut être introduit dans des tubes en téflon et constitue ainsi une fibre scintillante /146/. Le rendement lumineux est faible mais la longueur d'atténuation est bonne (1,5 m). Celle-ci commence à se détériorer à 10^5 Rad.

8.5. Lecture de la lumière produite par les fibres scintillantes

Une particule au minimum d'ionisation traversant une fibre scintillante en plastique de 1 mm de diamètre produit environ 2000 photons dont 3% sont piégés par réflexion totale. Au bout de la fibre on recueille 20 à 60 photons dépendant de la longueur de fibre parcourue. Cela correspond à 4 à 12 photoélectrons dans un bon photomultiplicateur (PM). Deux cas peuvent se présenter. Ou bien on veut mesurer la lumière globale produite par tout un faisceau de fibres : on amène alors ce faisceau sur un PM /147/ /148/ /149/. Ou bien on veut mesurer la lumière produite par chaque fibre (ou par quelques fibres adjacentes) : il faut alors utiliser un PM multianode /82/ ou des amplificateurs de brillance /150/ /151/. Ce dernier système est pratiquement obligatoire avec des fibres en verre scintillant si on veut profiter de leurs très faibles diamètres /142/ /143/. La lecture de FSP par photodiode à avalanche a également été proposée /152/.

8.6. Quelques applications

Nous avons déjà vu que les fibres en verre scintillant sont principalement utilisées pour la réalisation de cibles actives /142/ /143/.

Il y a deux principales utilisations des fibres en scintillateurs organiques (FSP) : mesure des traces des particules chargées et calorimétrie.

Un grand détecteur utilisant des FSP (le SFD) fait partie du détecteur UA2 au collisionneur $p\bar{p}$ du CERN /153/. Il est composé de 60 k fibres de 235 cm de long ($\varnothing = 1$ mm chacune) lues par 32 unités amplificateur de brillance + CCD. Il permet la localisation des traces (*tracking*) et des gerbes avec une précision de l'ordre du mm (Fig. 60).

Les FSP peuvent également servir dans la détection d'ions lourds. Ainsi la figure 61 montre l'image de la trace d'un ion ^{56}Fe de 200 MeV/A dans un arrangement de FSP de $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$ de section /154/.

En calorimétrie les FSP remplacent avantageusement les plaques de scintillateurs organiques utilisées en général /146/ à /149/. Le principe consiste à emprisonner les FSP dans un matériau de Z élevé (Pb). On obtient ainsi un calorimètre homogène et hermétique. Ce sujet est traité en détail par R. WIGMANS.

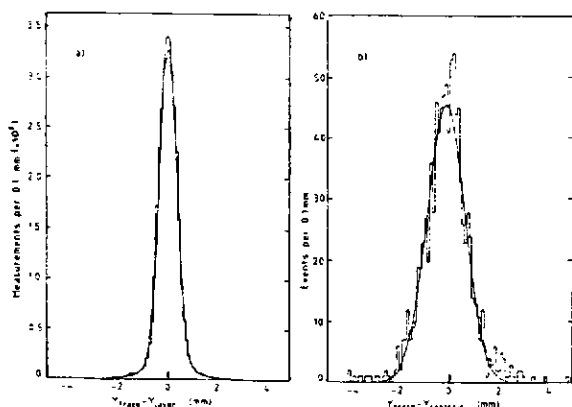


Fig. 60 : Localisation des traces (a) et des gerbes (b) dans le SFD de UA2 /153/.

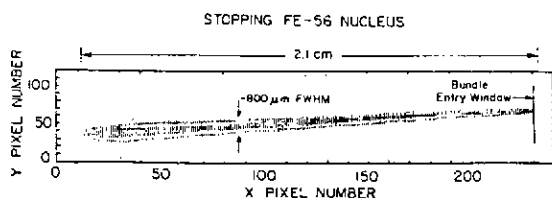


Fig. 61 : Hauteur de l'impulsion (= y) en fonction du numéro de la couche du FSP (= x) d'une trace de ^{56}Fe . Chaque couche représente 0,1 mm /154/.

Tableau 4

Scintillateurs organiques et convertisseurs de fréquence /133/

	λ_{max}	τ	eff. quant.	ph/keV
1. Scintillateurs	(nm)	(ns)	(%)	
Naphtalène	322	96	23	4,8
Anthracène	400	4,9	36	17
p-Terphenyl	340	0,95	93	10
Polyvinyle Toluène	312	14	7	
Polystyrène	332	23	3	
2. Convertisseurs de fréquence				
PBD	360	1,1	92	
Popop	410	1,4	93	
bis-MSB	420	1,3	94	
BBQ	480	18	-	
K27	500	< 5	86	
3HF	510	< 1	36	

Tableau 5

Propriétés des scintillateurs plastiques /133/

		PVT	Acrylique	Polystyrène
Nom commercial		NE-BC-	Plexipop Altustipe	KSTI
Polymère de base		Polyvinyle toluène	Polymétacrylate de méthyle	Polystyrène
Scintill. additionnel		-	10-15% naphtaline	-
Convertisseur de fréquence 1		2% * p-Terphenyl	1% butyl PBD	1% Butyl PBD
Convertisseur de fréquence 2		0,1%* Popop	0,01% Popop	0,01% Popop
Densité	(g/cm ³)	1,03	1,18	1,06
Indice de réfraction moyen		1,60	1,49	1,59
Point de ramollissement	(°C)	75	180	98
Longueur de radiation	(cm)	42,4	34,4	41,3
dE/dx^{**}	(MeV/cm)	2,0	2,3	2,0
Rendement en photons **	(ph/keV)	10	3-9	8-10
Constante de temps	(ns)	3	3-7	3
Maximum d'émission	(nm)	430	430	430
Longueur d'atténuation typique	m	2	1-1,5	1-2
Résistance aux radiations	Rad	$\leq 10^6$	$\leq 10^5$	$\leq 10^6$
Fabrication et usinage		difficile	facile	moyennement facile

* pour NE 102A

** pour particules au minimum d'ionisation

Tableau 6

Propriétés du verre scintillant GS1* /133/

Composition (en poids)	SiO ₂ = 55%, MgO = 24%, Al ₂ O ₃ = 11%, Li ₂ O = 6% et Ce ₂ O ₃ = 4%
Densité	= 2,64 ± 0,1 g/cm ³
Indice de réfraction moyen	= 1,586 ± 0,005
Température de transition	= 620°C
Longueur de radiation et d'interaction	= 9,77 cm et 37,4 cm
dE/dx (particules au minimum d'ionisation)	= 4,6 MeV/cm
Rendement en photons	= 1,5 ± 0,5 photons/keV
Constante de temps	= 55 ns
Longueur d'onde au maximum	= 395 nm
Longueur d'atténuation	= 2 à 20 cm
Localisation de la lumière	~ 1 μm

(* Levy Hill Laboratories)

9. DETECTION DES GAMMAS

Le champ d'application préférentiel des scintillateurs inorganiques est la détection des gammas, donc aussi des π^0 ($\rightarrow 2\gamma$ à 98%) et η ($\rightarrow 2\gamma$ à 39% et $\rightarrow 3\pi^0$ à 32%). Les énergies à mesurer varient de quelques keV à 100 GeV. Même en se limitant aux "nouveaux" scintillateurs (BGO, CsI(Tl), BaF₂) il n'est pas possible de citer toutes les applications. Je ne traiterai que quelques cas particuliers.

9.1. Tomographie par émission de positons (TEP)

Dans la TEP il faut détecter les deux photons de 511 keV émis à 180° avec la meilleure résolution spatiale et le plus grand angle solide possible. Une très bonne résolution en temps est également souhaitable. L'idéal serait un détecteur 4π mais pour des raisons de prix on se limite à une ou plusieurs tranches et on déplace l'objet à examiner par rapport à cette tranche ce qui allonge évidemment l'examen.

Pour des raisons de rapidité et de densité seuls les scintillateurs NaI(Tl), CsF, BGO et BaF₂ rentrent en ligne de compte. Le NaI(Tl) et le CsF étant très hygroscopiques le montage de centaines de petits cristaux est problématique.

Nous avons vu que le BGO permet une très bonne résolution en temps /16/. De plus son fort coefficient d'absorption (0,944 cm⁻¹ à 0,5 MeV) optimise le rapport pic/Compton pour un volume donné. Il y a donc un certain nombre de dispositifs TEP en fonctionnement utilisant le BGO /155/ /156/.

La résolution spatiale s'améliore constamment (Fig. 62) surtout en augmentant le nombre de cristaux par anneau de détection. Il devient alors difficile d'associer à chaque cristal un photomultiplicateur. Différents systèmes ont été imaginés pour diminuer le nombre de PM (voir références dans /157/). On peut utiliser également des photodiodes à avalanche /158/.

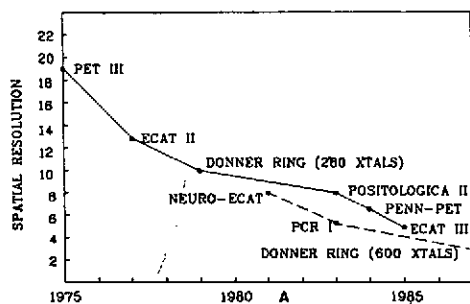


Fig. 62 : Résolutions spatiales des scanners à TEP pendant ces dernières années /157/.

La découverte de la composante rapide du BaF₂ /45/ a déclenché une recherche concernant des TEP au BaF₂. Le problème ici est la détection de la lumière UV (195 à 220 nm) de la composante rapide. L'utilisation de PM-UV de petite taille n'était pas triviale /159/ mais ce problème est maintenant résolu /160/. L'utilisation du BaF₂ permet d'obtenir au moyen de la mesure du temps de vol une information supplémentaire qui accroît la sensibilité d'une TEP par un facteur 5 environ /161/.

Une autre solution pour la détection de la composante rapide du BaF₂ est la chambre à fils photosensible /47/. Cette technique permet une couverture à peu de frais de grandes surfaces de cristaux de BaF₂. Les premiers prototypes ont donné des résolutions spatiales de l'ordre de 5 mm et des résolutions en temps de quelques ns /162/ /163/. Cette dernière cependant ne permet pas l'emploi d'une méthode de temps de vol. Par contre, cette technique permet en principe de réaliser des TEP à grand angle solide et à relativement bas prix.

9.2. Détection gamma 4π à basse énergie (< 20 MeV)

Pour l'étude des réactions induites par ions lourds ou par neutrons lents un détecteur gamma 4π est indispensable. L'idée est de mesurer la multiplicité des gammas, leurs énergies individuelles et la somme des énergies. De plus, la bonne résolution en temps du BaF_2 permet la discrimination des neutrons par temps de vol même pour des longueurs de vol de l'ordre de 20 cm.

Pour la disposition des cristaux il existe principalement deux possibilités. Ou bien les axes de tous les cristaux pointent vers le point d'émission des gammas. Dans ce cas une géométrie commode est celle dite du icosaèdre tronqué (ballon de foot) avec des cristaux tronconiques de bases pentagonale et hexagonale. Dans ce cas tous les compteurs ont pratiquement le même angle solide mais la géométrie est figée /57/.

Dans une autre géométrie dite de "château" tous les cristaux ont même forme et taille et sont empilés pour former un détecteur 4π (Fig. 63) /56/. Ce système permet une extension du détecteur par rajout d'anneaux mais les angles solides ne sont pas identiques.

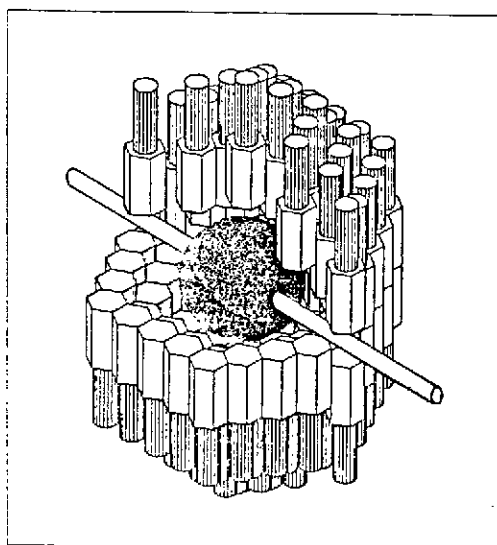


Fig. 63 : Vue schématique du château de cristal /56/.

9.3. Détection gamma à moyenne énergie (20 MeV à 5 GeV)

Dans la physique des énergies intermédiaires ($p\bar{p}$, $B\bar{B}$...) les détecteurs actuels sont à caractère exclusif, c'est-à-dire la cible (ou le point d'intersection) est entourée d'une chambre de vertex, d'une chambre centrale (mesure du moment), éventuellement d'un compteur temps de vol ou RICH et d'un calorimètre électromagnétique possédant de bonnes résolutions spatiales et en énergie, même à 20 MeV. En effet, la masse invariante d'une particule se désintégrant en deux gammas (π^0 , η) est donnée par $m = [2E_1 E_2 (1 - \cos \Psi)]^{0,5}$. On voit que si on veut identifier un certain nombre de ces particules il faut connaître l'énergie et la position de tous les gammas avec précision. Le détecteur qui répond le mieux à ces exigences est un calorimètre modulaire $CsI(Tl)$ + photodiode ou $Si(PDS)$ (présence d'un champ magnétique intense).

Il existe actuellement deux projets de ce type en cours de réalisation : (i) CLEO II à Cornell /40/ /41/ dont le calorimètre é.-m. est composé de 8000 cristaux de $CsI(Tl)$ ($\sim 5 \times 5 \times 30$ cm³) chacun lu par 4 PDS, (ii) le *Crystal Barrel* (CB) (PS 197, LEAR-CERN) /99/ /164/ de taille plus modeste dont nous allons étudier quelques caractéristiques.

La figure 64 montre schématiquement le CB. Le calorimètre é.-m. (4) est composé de 1380 cristaux de $CsI(Tl)$ tronconiques de 30 cm de long (volume $\sim 0,7$ litre). Chaque cristal est lu par

une PDS ($3 \times 30 \text{ mm}^2$) par l'intermédiaire d'un convertisseur de fréquence (Fig. 43) /100/. La présence de deux constantes de temps pour le CsI(Tl) (0,8 et $7 \mu\text{s}$) a nécessité le développement d'un amplificateur de mise en forme spécial pour un bon recouvrement de la ligne de base (0,1% après $15 \mu\text{s}$) tout en conservant une largeur d'impulsion raisonnable ($\sim 5 \mu\text{s}$) /165/.

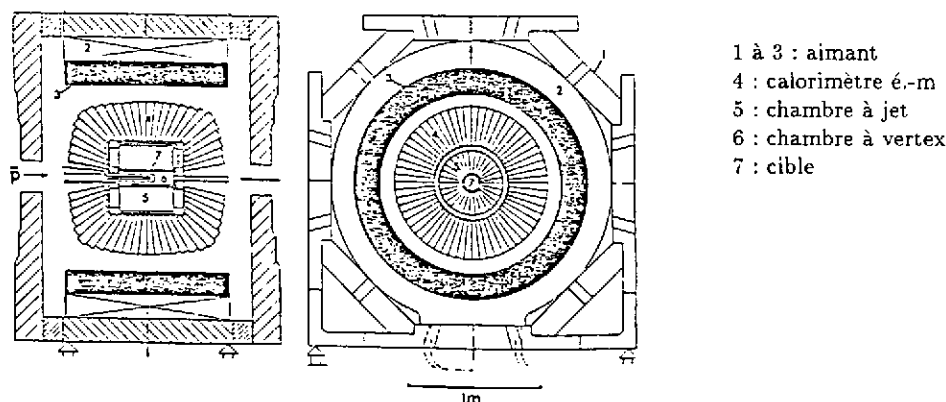


Fig. 64 : Le crystal barrel /164/.

Un seul cristal est trop petit pour contenir un grand pourcentage de l'énergie de la gerbe produite par des photons de quelques 100 MeV. Il faut donc additionner les énergies déposées dans 9 à 25 cristaux /166/. La figure 65 montre la résolution en énergie (simulation EGS) pour des sommations de 9 et 25 cristaux en supposant un bruit (σ) par module de 300 keV. En dessous de 200 MeV la résolution est déterminée essentiellement par ce bruit. La résolution angulaire (σ) est de l'ordre de 1° .

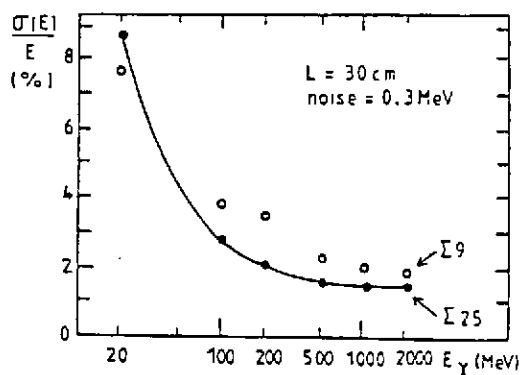


Fig. 65 : Simulation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie gamma /167/.

Un détecteur gamma original, mais qui n'existe qu'à l'état de prototype, est basé sur le principe de la lecture du BaF_2 par chambres à fils photosensibles (6.4.). La figure 66 montre une coupe schématique du détecteur. Il est composé de 14 galettes de BaF_2 (dia. = 12,6 cm, épaisseur 1, 2,5 et 5 cm) et de 14 chambres à fils photosensibles (TMAE). Il combine les avantages d'un calorimètre à échantillonnage (mesure du dépôt d'énergie dans les trois dimensions donc mesure de l'angle d'incidence du photon ou de l'électron) avec ceux d'un calorimètre homogène (bonne résolution en énergie à basse énergie). Ce détecteur a été étudié entre 0,1 et 9 GeV /168/ /169/. La figure 67 montre le dépôt d'énergie par cristal à 200 MeV et la figure 68 la réponse des e^- de 9 GeV. La résolution en énergie est donnée par $\sigma/E (\%) \approx 3,9\% [E (\text{GeV})]^{-0,5}$ et la résolution spatiale par $\sigma (\text{mm}) \approx 3,6 \text{ mm} [E (\text{GeV})]^{-0,5}$. Pour une revue plus détaillée à ce sujet voir référence /107/.

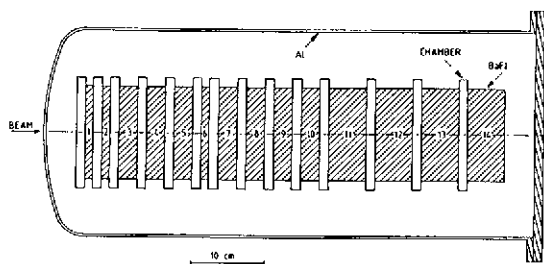


Fig. 66 : Coupe schématique du calorimètre /168/.

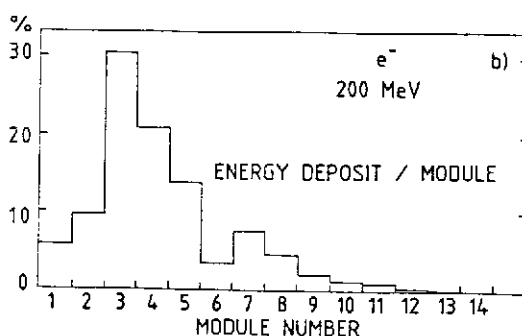


Fig. 67 : Dépôt d'énergie par cristal à 200 MeV /168/.

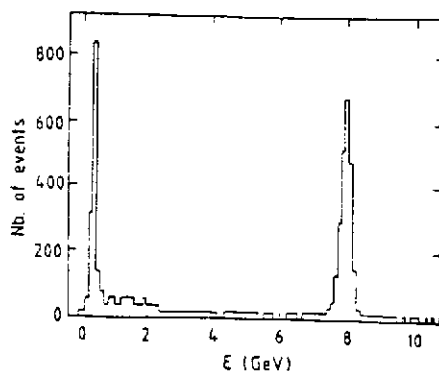


Fig. 68 : Réponse du détecteur à 9 GeV/c /169/.

9.4. Détection gamma à haute énergie (1 à 50 GeV)

L'utilisation de scintillateurs inorganiques en physique des particules est rare. L'exemple le plus récent est le calorimètre é.-m. en BGO de l'expérience L3 auprès du LEP-CERN /170/. Ce détecteur est composé de ~ 7600 cristaux de BGO de 24 cm de long et d'une section de l'ordre de $27 \times 27 \text{ mm}^2$. La figure 69 montre une coupe d'un demi-baril. Il y a 162 modules/rangée. Chaque cristal est lu par deux photodiodes au Si de $1,5 \text{ cm}^2$ couvrant environ 35% de la surface arrière du BGO. Le bruit (σ) par module est de l'ordre de 1 MeV.

La gamme dynamique est énorme (du bruit à $\sim 50 \text{ GeV}$) mais dans une expérience auprès d'un collisionneur on connaît exactement l'instant du prochain événement éventuel. On peut donc remettre à zéro la ligne de base $\sim 1 \mu\text{s}$ avant cet instant.

La figure 70 montre la résolution en énergie pour des électrons entre 2 GeV et 50 GeV /17/. L'amélioration constatée au fil des années est due à la diminution du bruit/module, une meilleure géométrie et une meilleure intercalibration des modules. A 180 MeV et 100 MeV les résolutions en énergie sont de 4% et 5,6% respectivement.

Les deux demi-barils sont maintenant construits et tous les cristaux sont étalonnés à 2, 10 et 50 GeV.

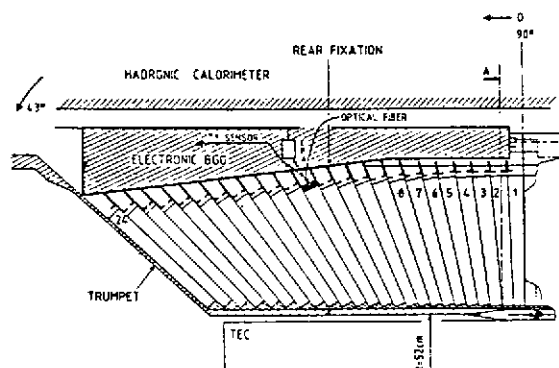


Fig. 69 : Coupe d'un demi-baril du calorimètre BGO /17/.

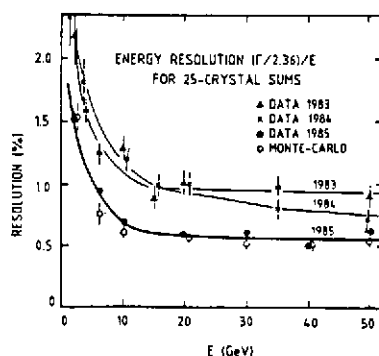


Fig. 70 : Résolution en énergie du calorimètre BGO /17/.

REFERENCES

- /1/ BIRKS, J.B., The theory and practice of scintillation counting (Pergamon Press, Londres. 1964)
- /2/ BROOKS, F.D., Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 477
- /3/ KING, T.A. et VOLTZ, R., Proc. Roy. Soc. A 289 (1966) 424
- /4/ VOLTZ, R., LOPES DA SILVA, J., LAUSTRIAT, G. et COCHE, A., J. Chem. Phys. 45 (1966) 3306
- /5/ VOLTZ, R. et LAUSTRIAT, G., J. Physique 29 (1968) 159
- /6/ VOLTZ, R., DU PONT, H. et LAUSTRIAT, G., J. Physique 29 (1968) 297
- /7/ LOPES DA SILVA, J. et VOLTZ, R., Rev. Phys. Appl. 7 (1972) 127
- /8/ LAUSTRIAT, G., Mol. Crystals 4 (1968) 127
- /9/ Luminescence of inorganic solids, P. Goldberg (édit.) New York 1966, p.82
- /10/ BLOCH, F., Z. Phys. 52 (1928) 555
- /11/ VON HIPPEL, A., Z. Phys. 101 (1936) 680
- /12/ SEITZ, F., Trans. Faraday Soc. 35 (1939) 74
- /13/ WEBER, M.J. et MONCHAMP, R.R., J. Appl. Phys. 44 (1973) 5495
- /14/ NESTOR, O.H. et HUANG, C.Y., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 22 (1975) 68
- /15/ MONCORGE, R., JACQUIER, B. et BOULON, G., J. of Luminescence 14 (1976) 337
- /16/ MOSZYNSKI, M., GRESSET, C., VACHER, J. et ODRU, R., Nucl. Instr. Meth. 188 (1981) 403
- /17/ SCHNEEGANS, M., Nucl. Instr. Meth. (à paraître)
- /18/ LORENZ, E., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 500
- /19/ CARIUS S., Thèse Stockholm 1986
- /20/ DERENZO, S.E., Nucl. Instr. Meth. 219 (1984) 117
- /21/ HÄUSSER, O. et al., Nucl. Instr. Meth. 213 (1983) 301
- /22/ YAMAMOTO, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A249 (1986) 484
- /23/ KOBAYASHI, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 107
- /24/ LAVIRON, C. et LECOQ, P., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 45
- /25/ BOBBINK, G.J. et al., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 470
- /26/ BIELER, CH. et al., Nucl. Instr. Meth. A234 (1985) 435
- /27/ CAFFREY, A.J. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 230
- /28/ HOFSTADTER, R., Nucleonics 6 (5) (1950) 70
- /29/ GRASSMANN, H., LORENZ, E. et MOSER, H.G., Nucl. Instr. Meth. 228 (1985) 323
- /30/ BEBEK, C., Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 258
- /31/ KUBOTA, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A268 (1988) 275
- /32/ SAKURAGI, S. et al., 2nd Techn. KEK Meeting on "Radiation Detector and Dosimetry", KEK, Janv. 1987
- /33/ KOBAYASHI, H. et al., KUNS - 900 Nov. 1987
- /34/ GWIN, R. et MURRAY, R.B., Phys. Rev. 131 (1963) 508
- /35/ HEATH, R.L., HOFSTADTER, R. et HUGHES, E.B., Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 431
- /36/ KNOEPFEL, H., LOEPFE, E. et STOLL, P., Helv. Phys. Acta 30 (1957) 521

- /37/ MEYER, A. et MURRAY, R.B., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 7-2/3 (1960) 22
- /38/ MURRAY, R.B. et MEYER, A., Phys. Rev. 122 (1961) 815
- /39/ GWIN, R. et MURRAY, R.B., Phys. Rev. 131 (1963) 501
- /40/ BLUCHER, E. et al., Nucl. Instr. Meth. A249 (1986) 201
- /41/ CLEO II updated proposal, CLNS 85/634, Janv. 1985, Univ. de Cornell
- /42/ STOREY, R.S., JACK, W. et WARD, A., Proc. Phys. Soc. 72 (1958) 1
- /43/ SCHLÖGL, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1983) 89
- /44/ FARUKHI, M.R. et SWINEHART, C.F., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 18-1 (1971) 200
- /45/ LAVAL, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 169
- /46/ CHANG, T. et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 398
- /47/ ANDERSON, D.F., Nucl. Instr. Meth. 217 (1983) 217
- /48/ WISSHAK, K. et KÄPPELER, F., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 91
- /49/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 586
- /50/ KUBOTA, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1986) 291
- /51/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A238 (1985) 564
- /52/ SUFFERT, M. et CHARPAK, G., EP Int. Rep. 86-03, CERN, Juin 1986
- /53/ VALBIS, YA.A. et al., JETP Lett. 42 (1985) 172
- /54/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A272 (1988) 917
- /55/ ANDERSON, D.F. et LAMB, D.C., Nucl. Instr. Meth. A260 (1988) 377
- /56/ BECK, F.A., dans Proc. Conf. on Instr. for Heavy Ion Nucl. Res., Oak Ridge, TN, Oct. 1984, édit. D. Shapira (Harwood, 1985) p.129
- /57/ WISSHAK, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 101
- /58/ KARLE, W., et al., Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 507
- /59/ WISSHAK, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 583
- /60/ MAJEWSKI, S. et ANDERSON, D., Nucl. Instr. Meth. A241 (1985) 76
- /61/ MURASHITA, M. et al., Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) 67
- /62/ MAJEWSKI, S. et BENTLEY, M.K., Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 37
- /63/ HOFSTADTER, R., Phys. Rev. 74 (1948) 100
- /64/ HOFSTADTER, R., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 22 (1975) 13
- /65/ VAN SCRIVER, W. et HOFSTADTER, R., Phys. Rev. 87 (1952) 522
- /66/ MULLANI, N. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 27 (1980) 572
- /67/ MOSZINSKI, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 179 (1981) 271
- /68/ MOSER, H.G., Diplomarbeit, Munich 1984
- /69/ ZHU, Y.C. et al., Nucl. Instr. Meth. A244 (1986) 579
- /70/ DAUWE, C. et MOTOKO-KWETE, Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 321
- /71/ TAILOR, R.C. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 243
- /72/ SHIMIZU, T. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 370
- /73/ BOUTOT, J.P., NUSSLI, J. et VALLAT, D., Advances in Electronics and Electron Physics, Vol 60 (1983) 223
- /74/ BOUTOT, J.P., LAVOUTE, P. et ESCHARD, G., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 34 (1987) 449
- /75/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 359
- /76/ COMBY, G. et MEUNIER, R., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 246
- /77/ COMBY, G. et al., Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) 165

- /78/ KURODA, K. et al., Rev. Sci. Instr. 52 (1981) 337
- /79/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 32 (1985) 448
- /80/ SALOMON, M. et MARENS, J., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 254
- /81/ SALOMON, M. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 34 (1987) 525
- /82/ KURODA, K., Nucl. Instr. Meth. A241 (1985) 581 et 588
KURODA, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 114
- /83/ SUZUKI, S. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 35 (1988) 382
- /84/ CHEVALIER, PH., BOUTOT, J.P. et PIETRI, G., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 17(3) (1970) 75
- /85/ DHAWAN, S. et MAJKA, R., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 24 (1977) 270
- /86/ PIETRI, G., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 24 (1977) 228
- /87/ OBA, K. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 26 (1979) 346
- /88/ CECKOWSKI, D.H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 28 (1981) 677
- /89/ ATKINSON, M.N. et al., Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 333
- /90/ CHARPAK, G. et al., Nucl. Instr. Meth. A258 (1987) 177
- /91/ BATLEY, R. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1985) 75
- /92/ DESALVO, R., CLNS 87-92, Univ. de Cornell
- /93/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 32 (1985) 355
- /94/ Silicon Photocells, Hamamatsu (Japon) Janv. 1985
- /95/ YAMAMOTO, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1987) 542
- /96/ GROOM, D. et al., Nucl. Instr. Meth. 219 (1984) 141
- /97/ BIAN, Z., DOBBINS, J. et MISTRY, N., Nucl. Instr. Meth. A239 (1985) 518
- /98/ WALTHER, D., Communication privée, CB coll., CERN 1988
- /99/ The crystal barrel proposal, CERN /PSCC/P90, Oct. 1985
- /100/ ROHRBACH, W., Communication privée, CB coll., CERN 1988
- /101/ KEIL, G., Nucl. Instr. Meth. 89 (1970) 111
- /102/ LORENZ, E., MPI-PAE/Exp. EL.147, Munich, Mars 1985
- /103/ BRESKIN, A. et al., Nucl. Instr. Meth. 165 (1979) 125
- /104/ ANDERSON, D.F. et al., Nucl. Instr. Meth. 228 (1984) 33
- /105/ FRANCKE, T. et SUFFERT, M., CERN-EP/88-113, Sept. 1988
- /106/ ANDERSON, D.F. et al., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 8
- /107/ WOODY, C.L. et ANDERSON, D.F., Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 291
- /108/ BIGGERSTAFF, J.A. et al., Nucl. Instr. Meth. 10 (1961) 327
- /109/ ALARJA, J. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1986) 352
- /110/ KREUTZ, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 120
- /111/ VIESTI, G. et al., Nucl. Instr. Meth. A252 (1986) 75
- /112/ MEIJER, R.J. et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 521
- /113/ SALMIERI, L. et al., Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 410
- /114/ CARLSON, R.F. et al., Nucl. Instr. Meth. A236 (1985) 100
- /115/ MURAKATAMI, T. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1986) 163
- /116/ DAFNI, E., Nucl. Instr. Meth. A254 (1987) 54
- /117/ WILKINSON, D.H., Rev. Sci. Instr. 23 (1952) 414
- /118/ PASTOR, C. et al., Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 209

- /119/ BODANSKI, D. et ECCLES, S.F., Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 464
- /120/ MAIER, M.R., RITTER, H.G. et GUTBROD, H.H., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 27 (1980) 42
- /121/ BADEN, A. et al., Nucl. Instr. Meth. 203 (1982) 189
- /122/ PASTOR, C. et al., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 87
- /123/ LIDEN, F. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1987) 305
- /124/ LIDEN, F. et al., Nucl. Instr. Meth. (à paraître)
- /125/ SARANTITES, D.G. et al., Nucl. Instr. Meth. A264 (1988) 319
- /126/ BLEEKER, J.A.M. et OVERTOOM, J.M., Nucl. Instr. Meth. 167 (1979) 505
- /127/ COSTA, E. et al., Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) 572
- /128/ PIRO, L. et al., Nucl. Instr. Meth. A257 (1987) 429
- /129/ JÄÄKELÄINEN, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 385
- /130/ HERSKIND, B. et al., Nucl. Phys. A447 (1985) 395c
- /131/ MC MAHAN, M.A., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 42
- /132/ REYNOLDS, G.T. et CONDON, P.E., Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 1098
- /133/ KIRKBY, J., CERN-EP/87-60, Mars 1987
- /134/ ATKINSON, M. et al., Nucl. Instr. Meth. A254 (1987) 500
- /135/ BORENSTEIN, S.R. et STRAND, R.C., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 29 (1982) 402 et NS 31 (1984) 396
- /136/ ALLEMAND, L.R. et al., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 522
- /137/ BLUMENFELD, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 54
- /138/ TAKASAKI, F. et al., Nucl. Instr. Meth. A262 (1987) 224
- /139/ DESTUEL, P. et al., CERN-EF/88-09, Juillet 1988
- /140/ SCHÖNBACHER, H. et WITZELING, W., Nucl. Instr. Meth. 165 (1979) 517
- /141/ ZORN, C. et al., Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 701
- /142/ ATKINSON, M.N. et al., Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 333
- /143/ RUCHTI, R. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 441
- /144/ SPOWART, A.R., Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 441, 140 (1977) 19, 150 (1978) 159
- /145/ BROSS, A.D. et al., Nucl. Instr. Meth. A247 (1986) 319
- /146/ BACHMANN, L. et al., Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 85
- /147/ BURMEISTER, H. et al., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 530
- /148/ BLUMENFELD, H. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1985) 326
- /149/ WIGMANS, R., Proc. 6th Workshop on the INFN Eloisatron Project, Erice, Juin 1988
- /150/ KONAKA, A. et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 70
- /151/ TAKASAKI, F. et al., Nucl. Instr. Meth. A262 (1987) 224
- /152/ BORENSTEIN, S.R. et al., Phys. Scripta 23 (1981) 550
- /153/ GAILLARD, J.M. et al., (UA2 coll.), Proc. DPF Conf., Eugene, Oregon, (1985) p. 912
- /154/ BINNS, W.R. et al., Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 402
- /155/ THOMPSON, C.J. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 26 (1979) 583
- /156/ DERENZO, S.E. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 659
- /157/ MUEHLLEHNER, G. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 639
- /158/ LIGHTSTONE, A.W. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 33 (1986) 456
- /159/ MOSZYNSKI, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 226 (1984) 534

- /160/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 33 (1986) 364
- /161/ GARIOD, R., et al., Proc. Workshop TOF Tomography, IEEE, S^t Louis (1982)
- /162/ MINE, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 385
- /163/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 377
- /164/ SUFFERT, M. 8^e Eur. Symp. on N - $\bar{N}$ Interactions, Thessalonique, Sep. 1986. p. 105
- /165/ JAMNIK, D. et ESSLINGER, K., Communication privée, CERN 1988
- /166/ AMSLER, C. et al., EP Int. Rep. 86-02, CERN, Mars 1986
- /167/ SCHOTT, W., Communication privée, CERN 1986
- /168/ ANDERSON, D.F. et al., Nucl. Instr. Meth. 228 (1984) 33
- /169/ BOUCLIER, R. et al., Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 69
- /170/ The L3 Technical proposal, CERN Report CERN/LEPC/83-5 (Mai 1983)