



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude du calorimètre électromagnétique à cristaux de germanate de bismuth de l'expérience L3 sur LEP

Patrice Lebrun

► **To cite this version:**

Patrice Lebrun. Contribution à l'étude du calorimètre électromagnétique à cristaux de germanate de bismuth de l'expérience L3 sur LEP. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1986. Français. NNT: . tel-00747138

**HAL Id: tel-00747138**

**<https://theses.hal.science/tel-00747138>**

Submitted on 30 Oct 2012

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

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

# THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

par

Patrice LEBRUN

o o o o o

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU CALORIMETRE  
ELECTROMAGNETIQUE A CRISTAUX DE GERMANATE  
DE BISMUTH DE L'EXPERIENCE L3 SUR LEP

Soutenue le 13 Mars 1986  
devant la Commission d'Examen

JURY:

MM P. BORGEAUD

J.P. BURQ

M. LAMBERT

L. MONTANET

P. PIROUE

M. SCHNEEGANS



*"Toute notion finit par perdre son utilité, sa signification même, quand on s'écarte indéfiniment des circonstances expérimentales où elle a été formée".*

*(Jean Perrin)*



## R E M E R C I E M E N T S

---

Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur le Professeur E. ELBAZ, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, pour la confiance qu'il m'a toujours témoignée.

Je remercie très chaleureusement Monsieur le Professeur J.P. BURQ et Monsieur le Professeur M. LAMBERT de m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions possibles en m'accueillant dans le groupe des hautes énergies.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur Bernard ILLE dont la constante disponibilité malgré l'énorme travail à fournir m'a permis de mener à bien l'ensemble de ma thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur J.P. BURQ d'avoir bien voulu accepter la présidence du Jury et je lui suis très reconnaissant pour les conseils et l'aide qu'il m'a apportés. Je remercie Monsieur M. SCHNEEGANS, Directeur de Recherche au Laboratoire de Physique des Particules d'Annecy, qui a accepté de participer à ce jury et de rédiger un rapport sur cette thèse. Je remercie très amicalement Monsieur le Professeur P. PIROUE de l'Université de Princeton, qui nous a très aimablement accueilli à Cornell, Monsieur le Professeur L. MONTANET du CERN et Monsieur le Professeur P. BORGEAUD du C.E.A. d'avoir bien voulu participer également à ce jury.

Je remercie Jean-Paul MARTIN qui a eu la lourde responsabilité de représenter le groupe de Lyon au CERN et qui nous a permis d'effectuer nos tests dans les meilleures conditions.

Je salue ici le tout nouveau Docteur Houmani EL MAMOUNI car nous avons passé, thésards que nous étions, trois années ensemble dans un esprit de très sympathique camaraderie.

Je remercie les Ingénieur et Techniciens du Groupe, Nico MADJAR, Michel REYNAUD, Guy JACQUET, Georges MAURELLI, Pierre SAHUC, qui grâce à leur grande compétence nous ont permis de tenir les engagements pris.

Je remercie également Michel GOYOT, Responsable du Service de Microélectronique de Lyon, avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler, et ses collaborateurs Jean-Claude MABO et Didier BON, qui ont pris en charge l'élaboration et la mise au point du préamplificateur hybride.

Je remercie aussi Michel CHEMARIN et Jean FAY pour leurs conseils et l'amitié qu'ils m'ont témoignée.

Je tiens aussi à montrer ma gratitude envers Monsieur le Professeur M. GIFFON qui m'a permis d'obtenir un poste d'assistant associé au Département de Mesures Physiques de St Etienne en attendant une situation définitive.

Je remercie le Service de l'Accélérateur Van de Graaff, en particulier Monsieur A. GARDON, Monsieur P. MAISSIAT et Monsieur S. VANZETTO qui nous ont permis d'effectuer nos mesures à très basse énergie. Je remercie aussi Monsieur J.P. MANIN, du Service de Radioprotection, de nous avoir permis de faire ces tests avec la plus grande sécurité possible.

Je remercie le Service Calcul de l'Institut qui s'est toujours fait un plaisir de me donner toutes les informations dont j'avais besoin.

Je remercie Madame A. DUCLOUX qui a dactylographié cette thèse avec un très grand professionnalisme, ainsi que Zlatko HERNAUS, un artiste, qui s'est occupé des dessins. Tous deux ont dû me supporter un bon moment ! Je remercie aussi Mademoiselle J. ROCHE, Responsable du Service de Documentation, qui m'a permis, malgré le nombre important de thèses à taper, d'avoir rapidement un manuscrit. Je remercie de même Madame R. RICARD et Monsieur M. COMBE qui ont participé à la mise en forme de ce document.

Enfin je remercie, pour leur aide, l'ensemble de la collaboration L3-BGO et plus particulièrement David STICKLAND, John BAKEN, et Monsieur le Professeur D. SUMNER du Groupe de Princeton, ainsi que J.T. HE, Y.S. LU et K.L. TUNG de l'Institut de Physique des Hautes Energies de PEKIN que nous avons eu l'honneur d'avoir à l'Institut comme chercheurs invités.

## RESUME

L'étude et la mise au point du calorimètre électromagnétique du détecteur L3 qui sera installé sur le collisionneur LEP fait l'objet de cette thèse. L'utilisation de cristaux de BGO (Germanate de Bismuth) de grandes dimensions, couplées à des photodiodes constitue son originalité. Les résolutions en énergie et en position ont été déterminées pour des énergies allant de quelques MeV à 50 GeV. Un effort important a été consacré à la mise au point d'électroniques adaptées à la lecture de photodiodes de grandes surfaces et à la gamme dynamique importante qu'il s'agit de couvrir. Par ses performances en résolution à basse énergie (inférieure à 1 GeV), ce calorimètre est bien adapté à la spectroscopie du toponium.

## ABSTRACT

The present thesis deals with the study and the design of the electromagnetic calorimeter that will equip the L3 detector on the LEP collider.

The originality of this set-up lies in the use of photodiodes coupled to large bismuth germanate oxide crystals.

The energy resolution and the position resolution of calorimeter prototype were determined in the energy range from a few MeV to 50 GeV.

An important effort was devoted to the design of electronics well-matched to the large area photodiodes readout and to covering of the wide dynamic range.

The excellent resolution obtained at low energy (less than 1 GeV) makes the electromagnetic calorimeter well-adapted to the toponium spectroscopy.



## SOMMAIRE

---

INTRODUCTION.....	p. 1
CHAPITRE I : L'EXPERIENCE L3 SUR LEP ET PHYSIQUE DU TOPONIUM.....	p. 3
1 - INTRODUCTION.....	p. 3
2 - RAPPEL DES CARACTERISTIQUES DU LEP.....	p. 4
3 - DESCRIPTION DU DETECTEUR L3.....	p. 7
4 - DESCRIPTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE.....	p. 11
5 - LE TOPONIUM.....	p. 16
REFERENCES.....	p. 28
CHAPITRE II : ETUDES AUX ENERGIES DE 1 GeV A 50 GeV.....	p. 31
MOTIVATION ET OBJECTIFS.....	p. 31
1 - DESCRIPTION DE LA LIGNE DE FAISCEAU.....	p. 31
2 - LE SPECTROMETRE DU FAISCEAU X3.....	p. 35
3 - IDENTIFICATION DES PARTICULES.....	p. 38
4 - INTENSITE.....	p. 39
5 - SYSTEME DE DECLENCHEMENT ET D'ACQUISITION.....	p. 40
6 - LE PROTOTYPE EXPERIMENTAL.....	p. 42
a) les cristaux.....	p. 42
b) les photodiodes.....	p. 43
c) préamplificateurs de charges.....	p. 46
d) le système de conversion analogique-digital.....	p. 46
e) le monitoring avec des diodes électro-luminescentes.....	p. 49
7 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	p. 54
a) intercalibration et calibration.....	p. 54
b) résolution en énergie.....	p. 57
c) linéarité.....	p. 61
d) la résolution en position et développement latéral des gerbes électromagnétiques.....	p. 62
e) pouvoir de séparation.....	p. 72
REFERENCES.....	p. 76

CHAPITRE III : ETUDES AUX ENERGIES 100 ET 180 MeV.....	p. 77
1 - INTRODUCTION.....	p. 77
2 - ELECTRONIQUES DE FILTRAGE.....	p. 77
3 - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	p. 84
4 - INTERCALIBRATION ET CALIBRATION.....	p. 86
5 - CONDITIONS DE BRUIT ET QUALITE DES CRISTAUX.....	p. 87
6 - RESOLUTION EN ENERGIE.....	p. 91
7 - RESOLUTION EN POSITION.....	p. 97
CONCLUSION.....	p. 99
REFERENCES.....	p.101
CHAPITRE IV : ETUDES AUX ENERGIES INFERIEURES A 20 MeV.....	p.103
1 - MOTIVATIONS.....	p.103
2 - SOURCES RADIOACTIVES.....	p.104
3 - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	p.107
4 - INTERCALIBRATION ET CALIBRATION PAR LES RAYONS COSMIQUES.....	p.111
5 - PIEDESTAL.....	p.114
6 - BRUIT.....	p.116
7 - DESCRIPTION DES REACTIONS NUCLEAIRES UTILISEES.....	p.120
8 - ANALYSE ET RESULTATS.....	p.123
9 - CONCLUSION.....	p.134
REFERENCES.....	p.137
CONCLUSION.....	p.139

## I N T R O D U C T I O N

---

Ce mémoire présente un travail effectué dans le cadre de la préparation de l'expérience L3 du LEP. Il a pour objet l'étude du calorimètre électromagnétique qui est une partie essentielle du détecteur L3 et dont la grande originalité réside dans l'utilisation pour la première fois en physique des particules de plus de 10 000 gros monocristaux de Germanate de Bismuth ( $3 \times 3 \times 24 \text{ cm}^3$ ). La longueur de radiation très faible  $X_0 = 1.13 \text{ cm}$ , liée à la très grande densité  $\rho = 7.12 \text{ g/cm}^3$  de ce cristal constitue le principal avantage sur le NaI (TI) ( $X_0 = 2.56 \text{ cm}$  ;  $\rho = 3.7 \text{ g/cm}^3$ ) utilisé antérieurement, par exemple dans "Crystal Ball" à SPEAR.

La présence d'un champ magnétique de 0.5 Tesla dans L3 nous oblige à utiliser des photodiodes de grandes surfaces ( $\approx 1 \text{ cm}^2$ ) comme moyen de mesure de la lumière émise au sein du cristal. Ceci constitue un problème nouveau, comparé à l'usage habituel de photomultiplicateurs : les photodiodes ont l'avantage d'être plus stables, d'avoir un rendement quantique plus grand, mais ont l'inconvénient de nécessiter une amplification du signal, et il importe de minimiser le bruit électronique qui en résulte.

Du fait de la nouveauté de ce calorimètre électromagnétique, un travail important sur trois années (1982 à 1985) a été nécessaire pour connaître les principaux paramètres qui le caractérisent, comme : la résolution en énergie, la résolution en position, la tenue aux radiations, l'influence de la température, les problèmes de calibration et de monitoring. Cette thèse constitue une partie de ce travail et est structurée comme suit :

Dans un premier chapitre on présente le contexte expérimental, présentation du collisionneur, description globale du détecteur, en insistant sur le calorimètre électromagnétique. Les propriétés du Germanate de Bismuth y sont ensuite résumées. Si ce calorimètre électromagnétique doit présenter des performances comparables à celles des calorimètres des autres détecteurs de LEP à haute énergie ( $\geq 10 \text{ GeV}$ ), il devrait par contre avoir une meilleure résolution aux énergies inférieures à 1 GeV. Ceci le rendrait très adapté à l'étude de certains domaines de la physique comme celui du toponium qui est présenté dans ce chapitre et où l'on montre l'intérêt de cette étude pour approfondir nos connaissances sur les interactions fortes et faibles. Nous nous intéressons plus spécialement à certains processus comme la désintégration semi-leptonique du quark top, les interférences toponium -  $Z^0$  et les transitions photoniques ou mésoniques entre les niveaux, chacun ayant une importance relative dépendant de la masse du quark top.

Dans le chapitre II, les résolutions en énergie et en position sont déterminées à des énergies allant de 50 GeV à 1 GeV à l'aide d'un faisceau test au CERN. Les caractéristiques des photodiodes utilisées (Hamamatsu S1790) y sont présentées, ainsi que l'électronique analogique et digitale associée, développée par Lyon et Princeton et couvrant une gamme dynamique de quelques MeV à 100 GeV.

Le chapitre III porte surtout sur la compréhension de l'origine du bruit électronique qui devient une contribution importante à la résolution en énergie aux énergies inférieures à 1 GeV. Aussi des tests ont été faits à CORNELL avec un faisceau de positrons de 180 MeV et 100 MeV. Les résultats et l'analyse des données constituent une partie de ce chapitre, complétée par une description de l'électronique filtrante qui est nécessaire dans ce domaine d'énergie pour minimiser le bruit.

Dans le chapitre IV on étudie la possibilité d'une méthode de calibration à l'aide de gammas de quelques MeV avec une précision de 1% . Pour ce faire des mesures ont été effectuées auprès d'un Van de Graaff à Lyon, avec des gammas de 6 MeV à 20 MeV produits par réactions photonucléaires.

Enfin une conclusion résume l'ensemble des performances du calorimètre électromagnétique et donne quelques informations supplémentaires sur des résultats récents, montrant le progrès considérable réalisé en trois ans.

## CHAPITRE I

L'EXPERIENCE L3 SUR LEP ET PHYSIQUE DU TOPONIUM

---

1 - INTRODUCTION

Quatre gros détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL sont en cours de réalisation et seront installés sur le nouveau collisionneur d'électrons et de positrons LEP (Large Electron Positron Collider). Ils vont nous permettre à partir de 1989 d'accroître nos connaissances dans le domaine des interactions faibles, notamment d'améliorer de façon très importante nos informations sur les bosons vecteurs intermédiaires  $Z^0$ ,  $W^\pm$ . Ils vont nous permettre aussi de continuer notre recherche des particules scalaires de Higgs prévues dans le modèle standard et non encore observées aux énergies actuellement accessibles (PETRA, PEP), les masses de ces particules, laissées libres par la théorie, sont entièrement arbitraires. La recherche du 6<sup>ème</sup> quark top qui dans la théorie standard doit prendre sa place auprès du quark bottom sera très important aussi et nous espérons ainsi confirmer les rares événements obtenus sur UA1 [1]. Les théoriciens nous ont proposé ces dernières années de nouvelles théories qui tentent d'unifier les quatre forces connues : électromagnétiques, faibles, fortes et de gravitation. Ainsi sont apparues, après le succès de l'unification des interactions électromagnétiques et faibles de Glashow-Salam-Weinberg et du modèle standard, les théories de grande unification GUT'S, la théorie supersymétrique SUSY et SUSY-GUT et la théorie des particules composites qui cherchent à unifier les trois premières interactions entre particules et qui prévoient des masses de particules échangées de  $10^{14}$  à  $10^{19}$  GeV. Puis d'autres théories comme la supergravité essaient d'expliquer l'interaction gravitationnelles, alors que les théories de supergravité étendues et les théories des super cordes ont l'ambition d'unifier la gravitation avec les trois autres forces. Il découle de ces théories des conséquences très importantes, comme, par exemple, l'existence d'un grand nombre de particules, aussi de nombreuses questions sont posées aux expérimentateurs pour permettre de départager les différentes "écoles".

La physique du  $Z^0$  et la "nouvelle physique", ce nom regroupe toutes les nouvelles théories, imposent aux détecteurs [2] :

- la mesure de l'énergie totale et des moments pouvant donner des indications sur l'énergie manquante,
- une très bonne détection des électrons et des muons ainsi qu'une mesure précise de leur impulsion en présence ou non de jets de haute énergie,
- la mesure des caractéristiques des jets de haute énergie,
- un très bon pouvoir de séparation des traces de particules chargées et des gammas car en moyenne, dans un processus  $Z^0 \rightarrow$  hadrons, 22 particules chargées et 23 photons sont produits. De plus les jets de haute énergie sont collimés à l'intérieur d'un cône d'ouverture inférieure à  $10^\circ$ ,

Le détecteur L3 qui sera décrit brièvement doit pouvoir répondre très bien à ces conditions. Le calorimètre électromagnétique qui le constitue et qui en est une partie originale le distinguant des autres détecteurs (ALEPH, OPAL, DELPHI) sera présenté plus précisément. Une des performances de ce calorimètre est la détection des gammas de faible énergie avec une très bonne résolution : entre 5 % environ à 100 MeV (voir chapitre III) et 2 à 3% à 1 GeV. Grâce à cela, le détecteur L3 est très bien adapté à la spectroscopie du toponium, aussi une partie de ce chapitre sera consacrée à cette physique.

Le collisionneur LEP doit nous fournir environ  $10^6 Z^0/\text{an}$  en majorité tous analysables contrairement aux événements de UA1 qui n'a mis en évidence que 20  $Z^0$  et tous dans les canaux de désintégration leptonique. Ceci montre que les collisions  $e^+ e^-$  nous permettent d'avoir des taux de production ou de observations de  $Z^0$  beaucoup plus important que dans les collisions  $p\bar{p}$ .

## 2. RAPPEL DES CARACTERISTIQUES DU LEP

Le LEP est un collisionneur d'électrons et de positrons dont les principaux paramètres techniques sont résumés dans le tableau I. Trois phases de fonctionnement sont prévues avec une énergie nominale par faisceau au maximum de luminosité qui sera dans l'ordre chronologique de 51.6 GeV, 86 GeV et 100 GeV. Cet accélérateur de 27 km de circonférence environ est en cours de construction au CERN sur la frontière Franco-Suisse. Le système d'injection (figure I.2.a) utilise un accélérateur linéaire (LINAC) où sont accélérés des électrons à 200 MeV pour produire dans une gerbe électromagnétique des positrons qui sont envoyés dans le second étage pour y être accéléré à 600 MeV, l'injection en électron est faite, après avoir retiré le convertisseur, en envoyant directement des électrons de 10 MeV environ dans le second étage. L'accumulation d'électrons et de positrons est réalisée par l'EPA et produit des pulses intenses injectés dans le PS pour y être accélérés à 3.5 GeV, puis envoyés dans le SPS et enfin injectés dans le LEP à une énergie de 20 GeV. Quatre paquets par faisceau sont produits et interagissent en quatre points où sont situées les zones expérimentales. La fréquence d'interaction est de  $1/22.23 \mu\text{s}$ .

Le détecteur L3 est placé sur le point d'interaction 2, figure I.2.b. Pour la première phase du LEP l'énergie nominale  $E_0$  par faisceau peut aller de 37 GeV à 63 GeV avec une luminosité maximum proportionnelle à  $E_0$  entre  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $2.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et une dispersion en énergie (distribution proche d'une gaussienne) comprise entre  $\sigma = 0.05 \%$  et  $0.17 \%$  [3], ceci toujours pour une luminosité maximum.

Avec une dispersion minimale comprise entre 0.05% et 0.11 %, la luminosité a un optimum à 49 GeV de  $1.6 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Les dimensions transversales de chaque paquet sont :

$$\sigma_x \approx 500 \mu\text{m}$$

$$\sigma_y \approx 50 \mu\text{m}$$

et de longueur

$$\sigma_z \approx 2\text{cm}$$

où x est la coordonnée dans la direction horizontale,

y est la coordonnée dans la direction verticale

et z est la coordonnée dans la direction du faisceau.

Paramètres du LEP au 30 juin 1981		
<b>PHASE I (51.5 GeV)</b>		
circonférence	26658.876	m
rayon moyen	4242.892	m
nombre d'intersections	4 + 4	
zones expérimentales équipées	4	
luminosité	$10^{31}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
énergie au maximum de luminosité	51.5	GeV
nombre de paquet par faisceau	4	
particules par paquet	$4.2 \times 10^{11}$	
courant par faisceau (moyenne)	3	mA
courant par faisceau (maximum)	6	mA
temps de révolution	88.924	$\mu\text{s}$
perte par rayonnement synchrotron	200.5	MeV/tour
<b>PHASE II (86 GeV)</b>		
énergie au maximum de luminosité	86	GeV
courant par faisceau (moyenne)	3.3	mA
courant par faisceau (maximum)	10.0	mA
<b>PHASE III (100 GeV)</b>		
énergie au maximum de luminosité	100	GeV
courant par faisceau (maximum)	5.5	mA

Tableau I

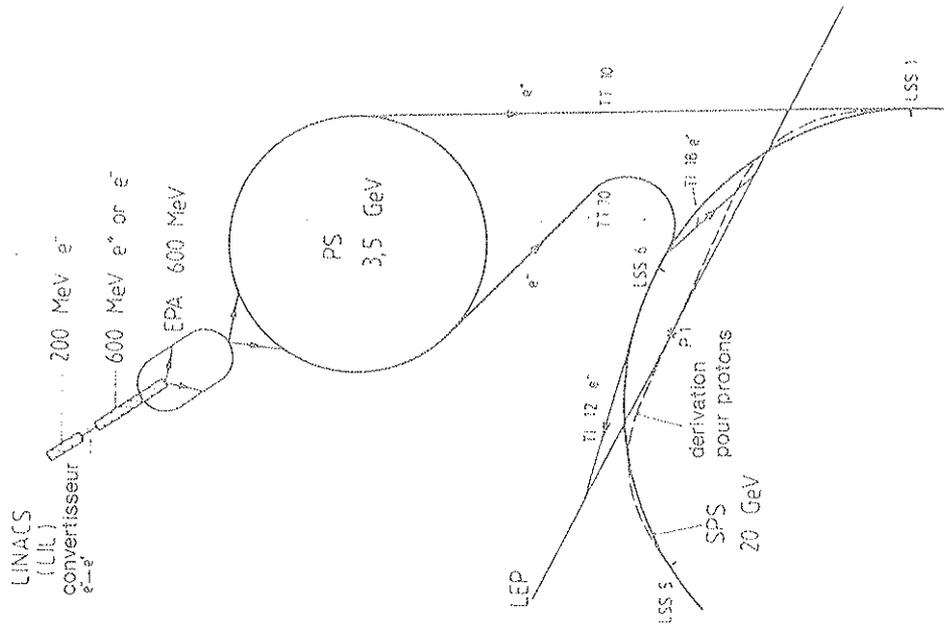


Figure 1.2.a : Schéma du système d'injection du LEP.

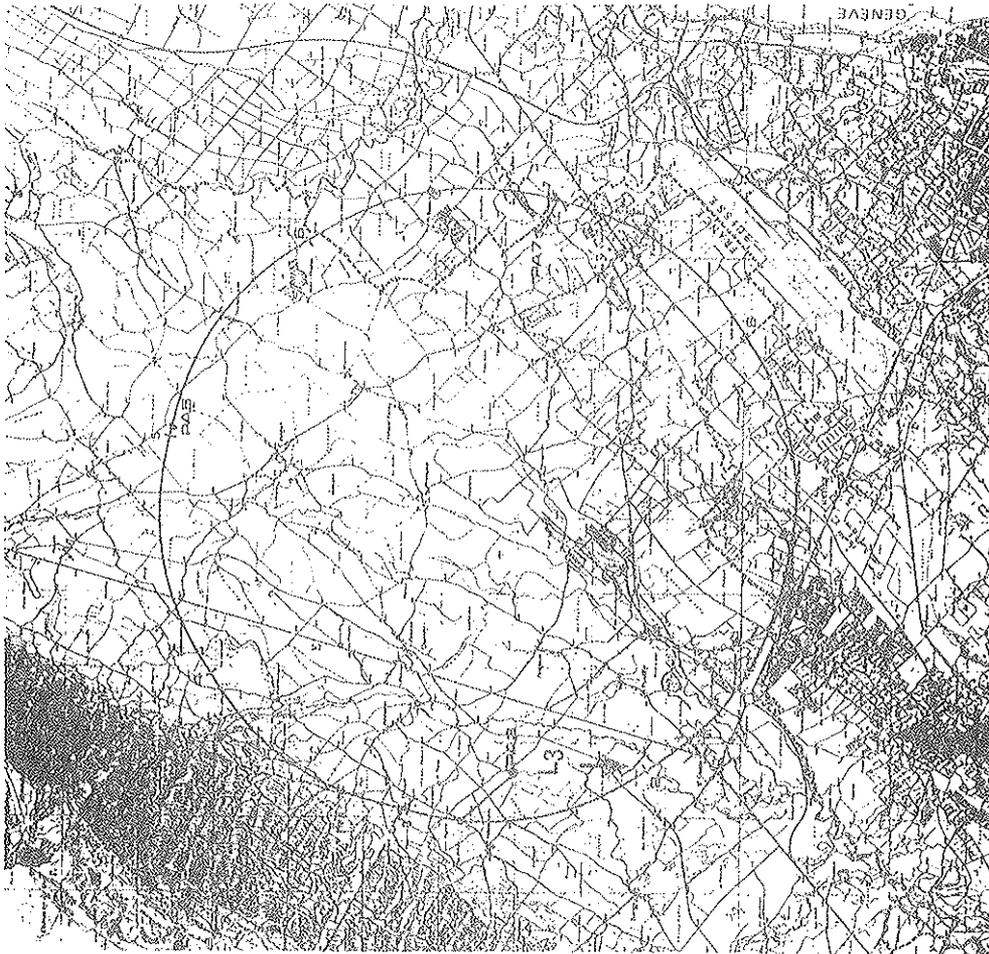
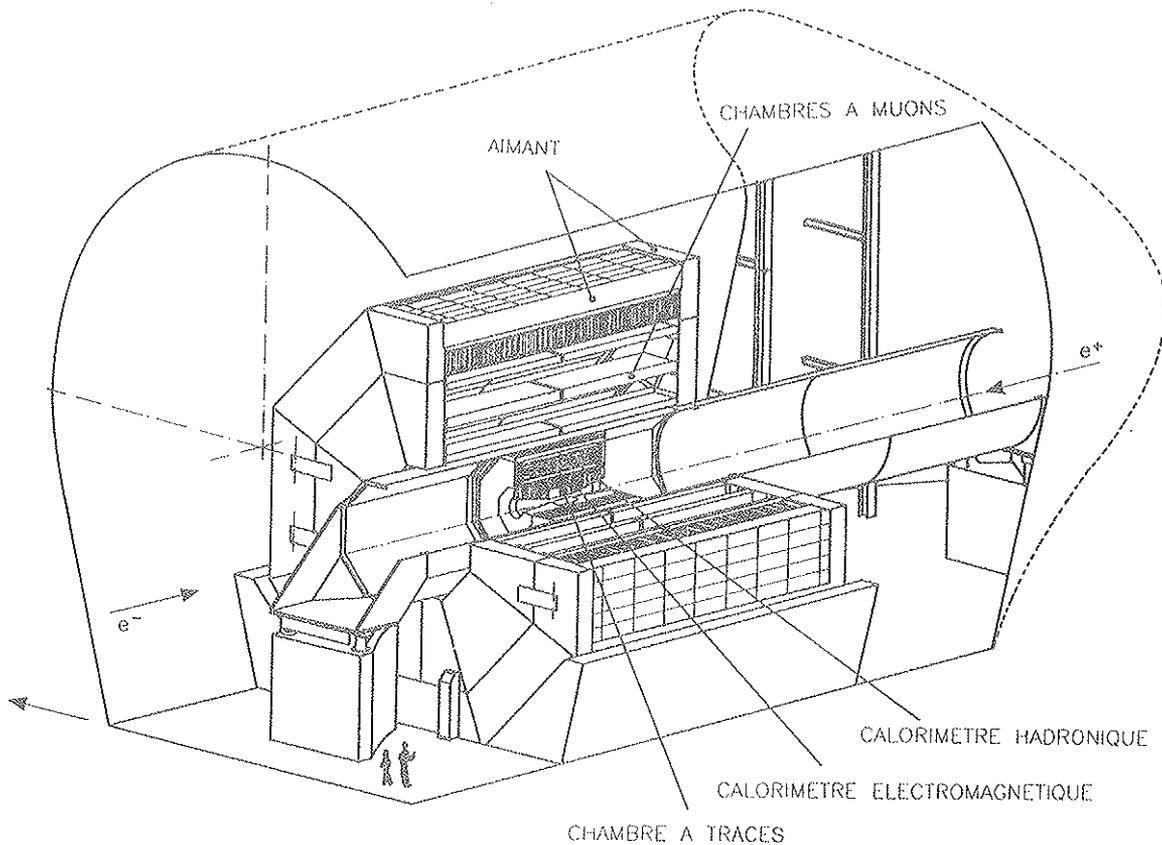


Figure 1.2.b : Carte géographique situant L3 sur LEP.

### 3. DESCRIPTION DU DETECTEUR L3. [4] [5]

Une vue générale du détecteur est présentée figure 1.3.a où l'on peut voir à partir du point d'interaction et en se déplaçant radialement vers l'extérieur :

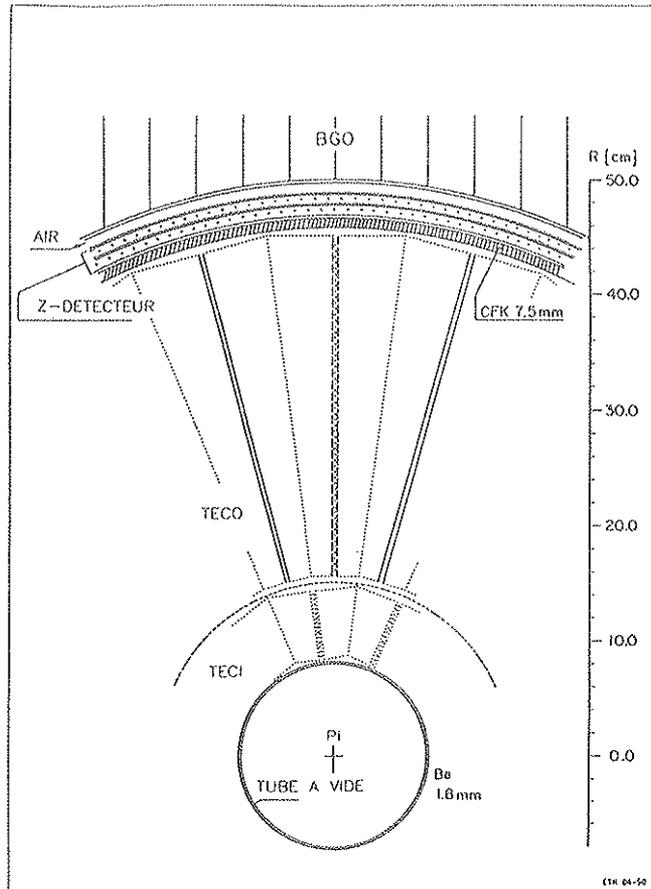
- le tube à vide du faisceau, en béryllium, de rayon interne de 80 mm et 1.5 mm d'épaisseur,



*Figure 1.3.a : Schéma général du détecteur L3.*

- le détecteur de vertex (figure 1.3.b) de rayon externe de 500 mm est constitué de deux chambres à expansion temporelle (TEC). La plus petite de rayon interne de 150 mm est constituée de 12 secteurs en  $\phi$  avec chacun 7 fils utilisés pour des mesures de haute précision du temps de dérive et 7 autres équipés pour des mesures de division de charge. Le principe de fonctionnement de ces chambres peut être trouvé dans la référence [4]. La chambre extérieure est segmentée en 24 secteurs de 56 fils avec la même répartition que la chambre interne. La longueur des chambres est de 1080 mm hors tout. La longueur de radiation entre le point d'interaction et le calorimètre électromagnétique n'excède pas 10% avec une pression du gaz de 2 bars. Le tube du faisceau fait partie intégrante de la TEC et ne peut en être dissocié. La résolution spatiale est comprise entre 25 et 55  $\mu\text{m}$  et la résolution des doubles traces est de 500  $\mu\text{m}$  dans la projection R- $\phi$ ,

- le calorimètre électromagnétique décrit plus en détail dans le paragraphe 4 est constitué de cristaux de BGO. Son rayon interne est de 505 mm et son rayon externe de 865 mm. Son encombrement longitudinal est de 1830 mm.



*Figure 1.3.b : Détecteur de vertex (Time Expansion Chamber : TEC)*

- le calorimètre hadronique est partagé en neuf anneaux notés HC et HB sur la figure 1.3.c. Chaque anneau est partagé en 16 modules identiques. Trois autres anneaux notés HF sont placés sur l'avant et l'arrière du détecteur, ils sont partagés en 8 modules. Les modules sont constitués de plaques d'uranium qui alternent avec des plans de chambres à fils (figure 1.3.d). Le calorimètre hadronique utilise de l'uranium qui en association avec le calorimètre électromagnétique où environ 70% de l'énergie des gerbes hadroniques est déposée, permet d'atteindre une résolution de  $10\% + 50\%/ \sqrt{E}$  (E en GeV) meilleure que les résolutions obtenues par les trois autres détecteurs installés sur LEP. L'uranium 238 est capable grâce à sa fission par des neutrons lents de compenser approximativement les fluctuations dues aux réactions nucléaires, il égalise ainsi la réponse en énergie du calorimètre hadronique aux composantes électromagnétique et hadronique de la gerbe [22]. Une plaque de cuivre de 17 mm d'épaisseur sur la partie intérieure du calorimètre hadronique procure une protection supplémentaire au calorimètre électromagnétique contre la radioactivité de l'uranium. A l'extérieur du calorimètre hadronique, un filtre à muons entoure celui-ci, il est constitué de couches de laiton de 1cm d'épaisseur alternant avec des tubes proportionnels en laiton. Ce filtre permet d'augmenter l'efficacité de la détection des muons.

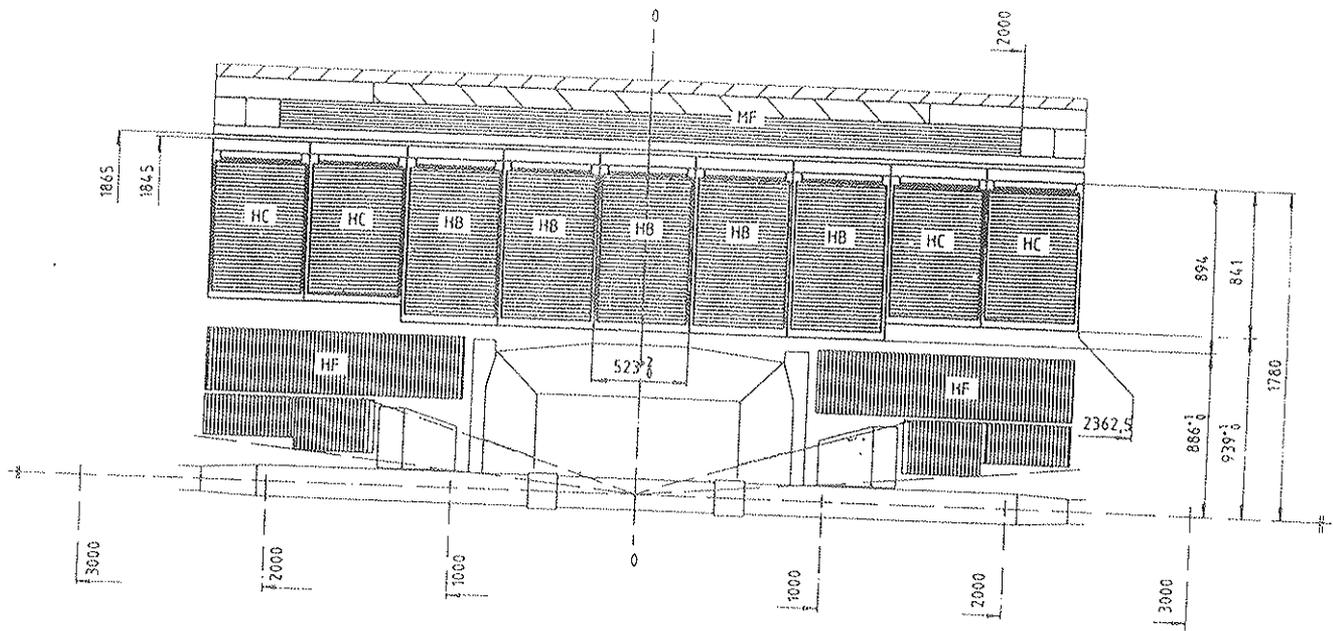


Figure 1.3.c : Implantation des modules du calorimètre hadronique.

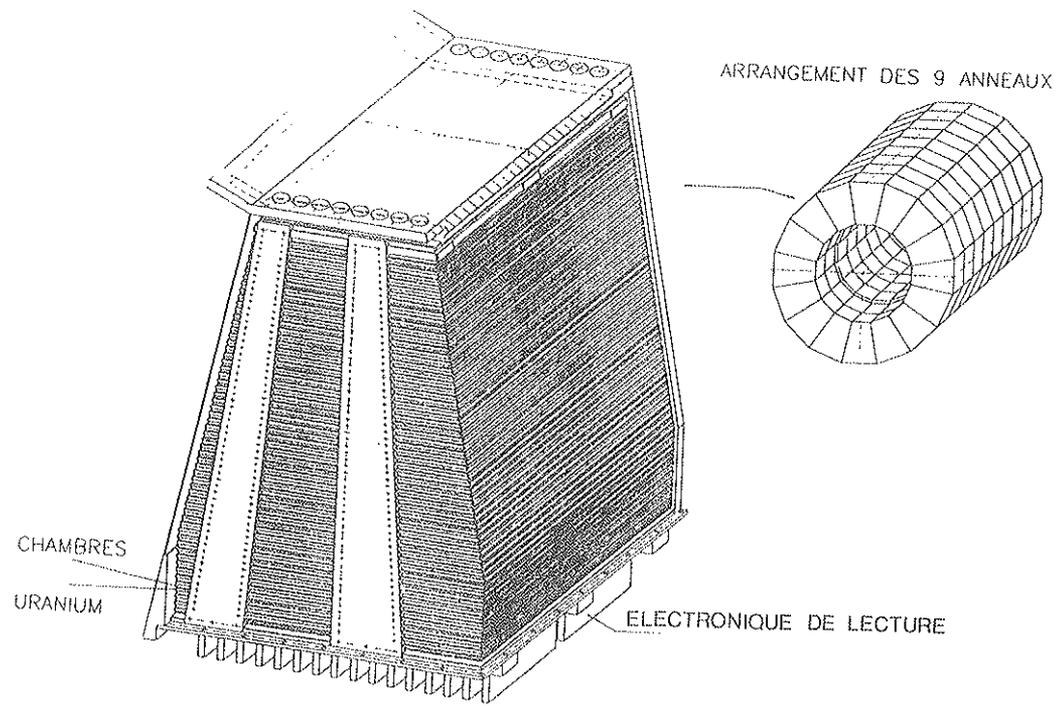


Figure 1.3.d : Schéma d'un module du calorimètre hadronique.

- les chambres à muons partagées en 16 modules formant 2 octogones de rayon interne de 2285 mm et de rayon externe de 5600 mm. Ces 2 octogones couvrent un angle polaire compris entre  $44^\circ$  et  $136^\circ$  avec une longueur hors tout de 11600 mm. Chaque module est composé de trois chambres à image (figure I.3.e) : une chambre interne constituée de 19 cellules de 16 fils, une chambre médiane séparable en deux parties et constituée pour l'ensemble de 30 cellules de 16 fils, une chambre externe semblable à la chambre médiane avec 42 cellules de 16 fils. Les deux chambres interne et externe comportent sur leurs deux faces des chambres planes destinées à la mesure en Z et comportent chacune 58 fils. Pour les chambres internes la résolution obtenue avec des muons cosmiques est  $\sigma = 136 \mu\text{m}$ ,

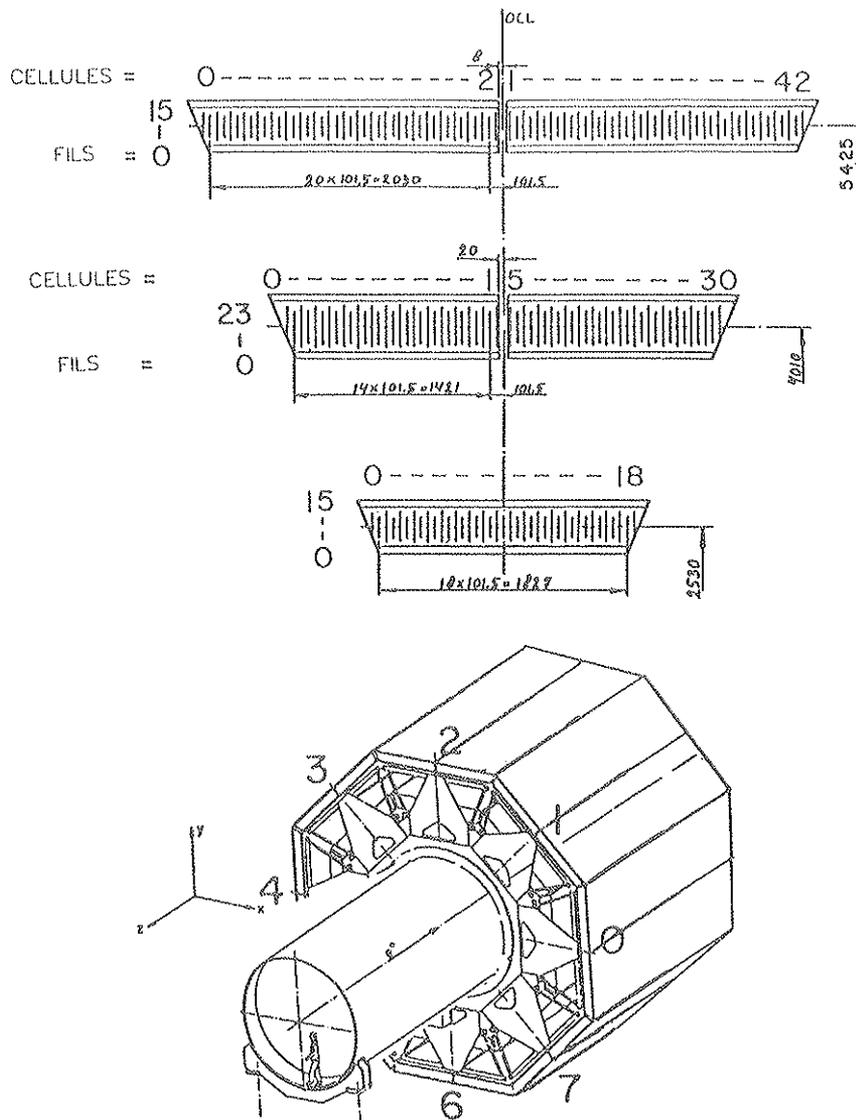
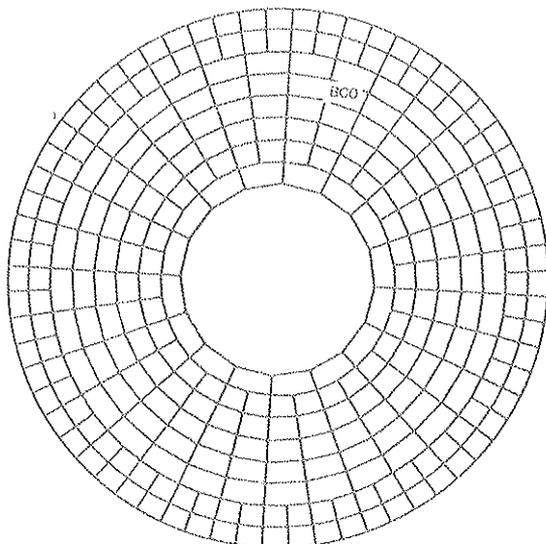


Figure I.3.e : Chambres à muons.

- l'aimant constitué d'un solénoïde en aluminium de forme octogonale produit un champ magnétique de 0.5 Tesla dans un volume de  $1300 \text{ m}^3$ .

Sur l'avant et l'arrière du détecteur se trouve un ensemble de détecteurs destiné à la mesure de la luminosité et à la détection de certains processus telles que les interactions à 2 photons. Ces détecteurs sont composés de cristaux de BGO répartis comme sur la figure 1.3.f.



*Figure 1.3.f : Détecteur de luminosité et d'étiquetage.*

#### 4. DESCRIPTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

Le calorimètre électromagnétique situé entre la TEC et le calorimètre hadronique est constitué d'un tonneau et de deux bouchons entourant ainsi entièrement le point d'interaction. L'angle polaire couvert par les bouchons est compris entre  $14^\circ$  et  $42^\circ$  ( $138^\circ$  et  $166^\circ$ ) et entre  $42^\circ$  et  $138^\circ$  pour le tonneau. L'ensemble est constitué de 12 000 cristaux (8000 pour le tonneau) qui pointent sur le point d'interaction en  $\theta$  et avec un décalage de 10 milliradians en  $\phi$  afin de réduire au maximum la dégradation de la résolution en énergie induite par les parois qui isolent et supportent les cristaux [6]. L'épaisseur de ces parois est de 0.2 mm et sont en fibre de carbone et d'epoxy. La figure 1.4.a montre l'agencement des cristaux en theta dans un demi tonneau, l'autre tonneau étant son symétrique par rapport au plan X, Y. La répartition en phi est donnée par la figure 1.4.b. Pour les calorimètres bouchons la répartition des cristaux n'est pas encore définie car plusieurs solutions peuvent être choisies comme le montre la figure 1.4.c.

Ces cristaux de Germanate de Bismuth (BGO -  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) sont pour la première fois utilisés en physique des particules avec des dimensions aussi importantes (figure 1.4.d). Ces cristaux seront fabriqués en grande partie par l'Institut de Céramique de Shanghai. Le L.A.P.P. (laboratoire d'Annecy de Physique des Particules) a développé pour cet Institut des méthodes de coupes, de polissage et d'uniformisation des cristaux (voir chapitre II).

Les caractéristiques physiques du BGO [7] sont résumées dans le tableau II et comparées au NaI (Tl) plus couramment utilisé jusqu'à ce jour.

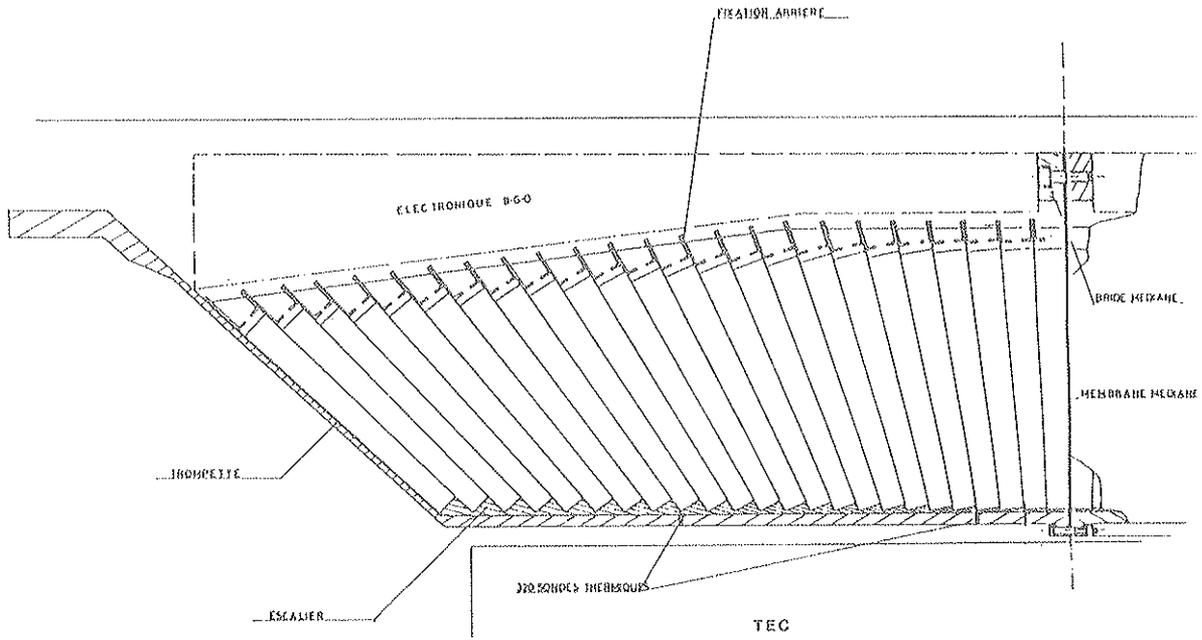


Figure 1.4.a : Disposition des cristaux en theta.

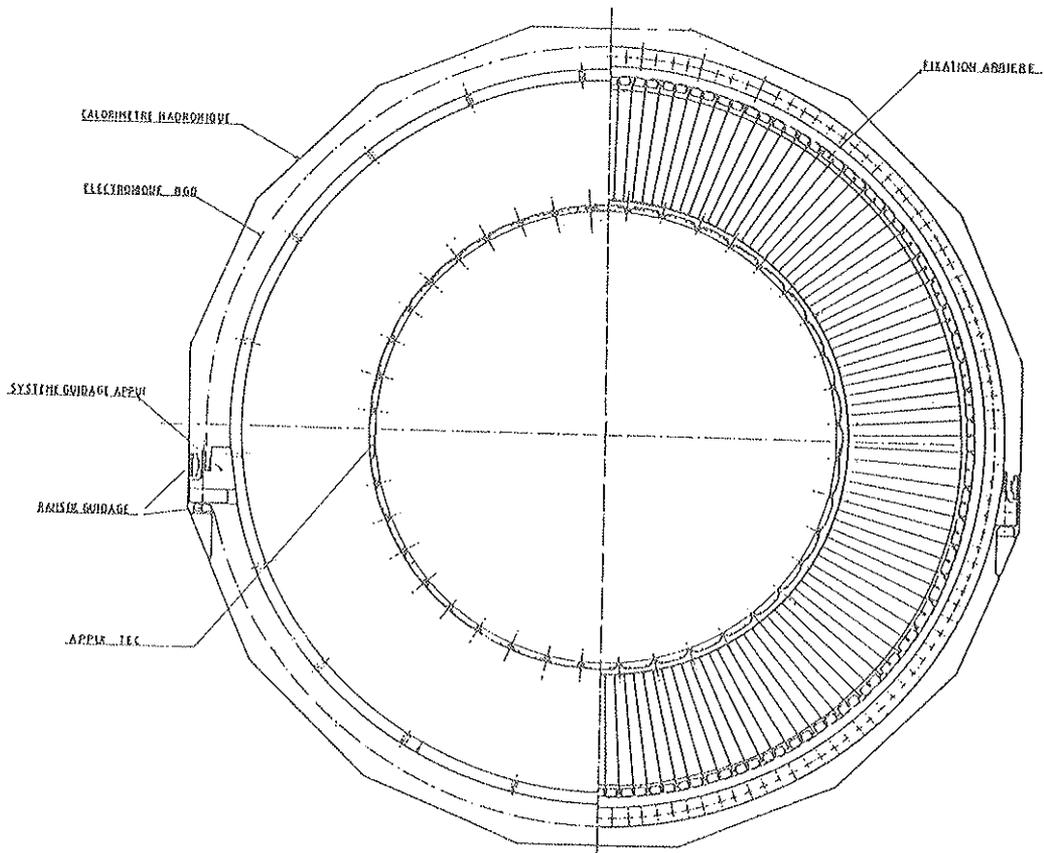


Figure 1.4.b : Disposition des cristaux en phi.

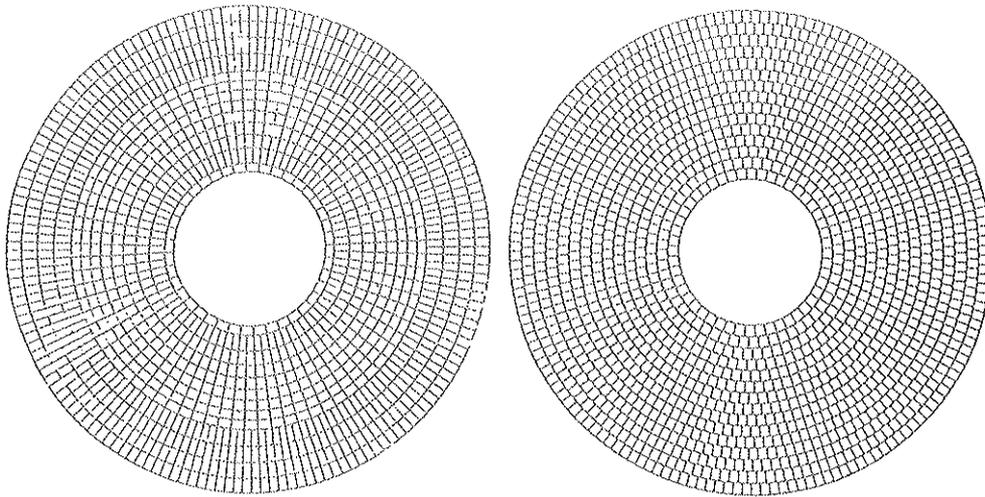


Figure 1.4.c : Deux dispositions possibles des calorimètres électromagnétiques bouchons.

	BGO	NaI(Tl)	
densité	7.13	3.7	g/cm <sup>3</sup>
longueur de radiation $X_0$	1.13	2.56	cm
longueur d'absorption nucléaire $\lambda_0$	24.0	41.3	cm
$X_0/\lambda_0$	0.062	0.047	
résolution en énergie (PM)	(0.3-1)%/ $\sqrt{E} + ..$	(2-4)%/ $E^{1/4} + ..$	
photons par MeV	$(0.5-1.5) \times 10^4$	$4 \times 10^4$	
dépendance du signal avec la température	- 1%/°C	+ 0.4%/°C	
temps de décroissance du signal	350	230	ns
indice de réfraction	2.15	1.7	
hygroscopicité	non	oui	
dureté	5	2	moHS

Tableau II : Caractéristiques physiques du BGO comparées au NaI(Tl)

Les grands avantages du BGO sont sa non hygroscopicité, sa faible longueur de radiation  $X_0 = 1.13$  cm, qui confère au calorimètre électromagnétique une compacité très importante ce qui permet de réduire considérablement le volume des détecteurs qui l'entourent et permet d'avoir des chambres à muons de grandes dimensions augmentant ainsi le "bras de levier" de celles-ci et atteindre une très bonne précision sur la mesure des trajectoires et donc de l'énergie des muons, par contre son rendement lumineux est 10 fois plus faible que celui du NaI(Tl). Le spectre d'émission du BGO est donné par la figure 1.4.e, il est centré autour de la longueur d'onde de 500 nm, c'est-à-dire dans le bleu vert, l'émission est isotropique et l'intensité lumineuse dépend fortement de la température (entre -1%/°C et -1.5%/°C à 20°C).

Les propriétés de fluorescence du  $\text{Bi}_4\text{Ge}_5\text{O}_{12}$  (BGO) dont les applications potentielles avaient été largement étudiées dans les années 1970, ont été ces dernières années remises à l'étude afin d'améliorer les performances de ce cristal. Sous l'impulsion du groupe des hautes énergies de Lyon, le laboratoire de

Type	Dimension en mm							Angle en deg.	
	A	ΔS	B	ΔP	ASP	BP	SP	α	β
1	20.12	20.18	20.37	23.58	25.57	30.15	33.96	1.250	2.226
2	20.12	20.17	20.55	23.58	25.57	30.15	33.96	1.568	1.930
3	20.12	20.20	20.33	23.86	25.60	30.01	32.94	1.131	2.115
4	20.12	20.28	20.32	23.83	25.60	30.01	32.62	1.131	2.115
5	20.12	20.33	20.50	23.36	25.56	29.22	31.38	0.715	2.257
6	20.12	20.30	20.43	23.83	25.56	29.22	31.38	0.715	2.257
7	20.12	20.35	20.47	23.15	25.43	29.16	30.83	1.068	2.107
8	20.12	20.34	20.46	23.82	25.43	29.16	30.83	1.068	2.107
9	20.12	20.33	20.56	23.87	25.34	29.43	30.42	1.184	2.184
10	20.12	20.42	20.45	23.83	25.22	29.26	30.68	1.131	2.115
11	20.12	20.40	20.41	23.31	25.18	29.13	30.23	1.131	2.115
12	20.12	20.47	20.40	23.07	25.06	28.98	29.94	1.131	2.115
13	20.12	20.50	20.53	23.43	25.94	28.33	29.53	1.632	1.906
14	20.12	20.52	20.37	23.66	26.42	28.61	29.82	1.632	1.906
15	20.12	20.56	20.36	23.65	26.41	28.43	29.33	1.665	1.771
16	20.12	20.37	20.45	23.22	26.34	28.21	29.25	1.665	1.771
17	20.12	20.35	20.38	23.30	26.30	28.43	29.17	1.771	1.665
18	20.12	20.61	20.33	23.37	26.34	27.66	28.61	1.868	1.591
19	20.12	20.63	20.32	23.33	26.40	27.66	28.55	1.868	1.591
20	20.12	20.63	20.41	23.32	27.47	27.47	28.42	1.771	1.665
21	20.12	20.65	20.50	23.03	26.73	27.27	27.36	1.665	1.771
22	20.12	20.68	20.23	23.84	27.33	27.07	27.31	1.665	1.771
23	20.12	20.70	20.23	23.66	27.82	26.68	26.82	1.665	1.771
24	20.12	20.11	20.13	23.43	27.13	26.53	26.41	1.521	1.921

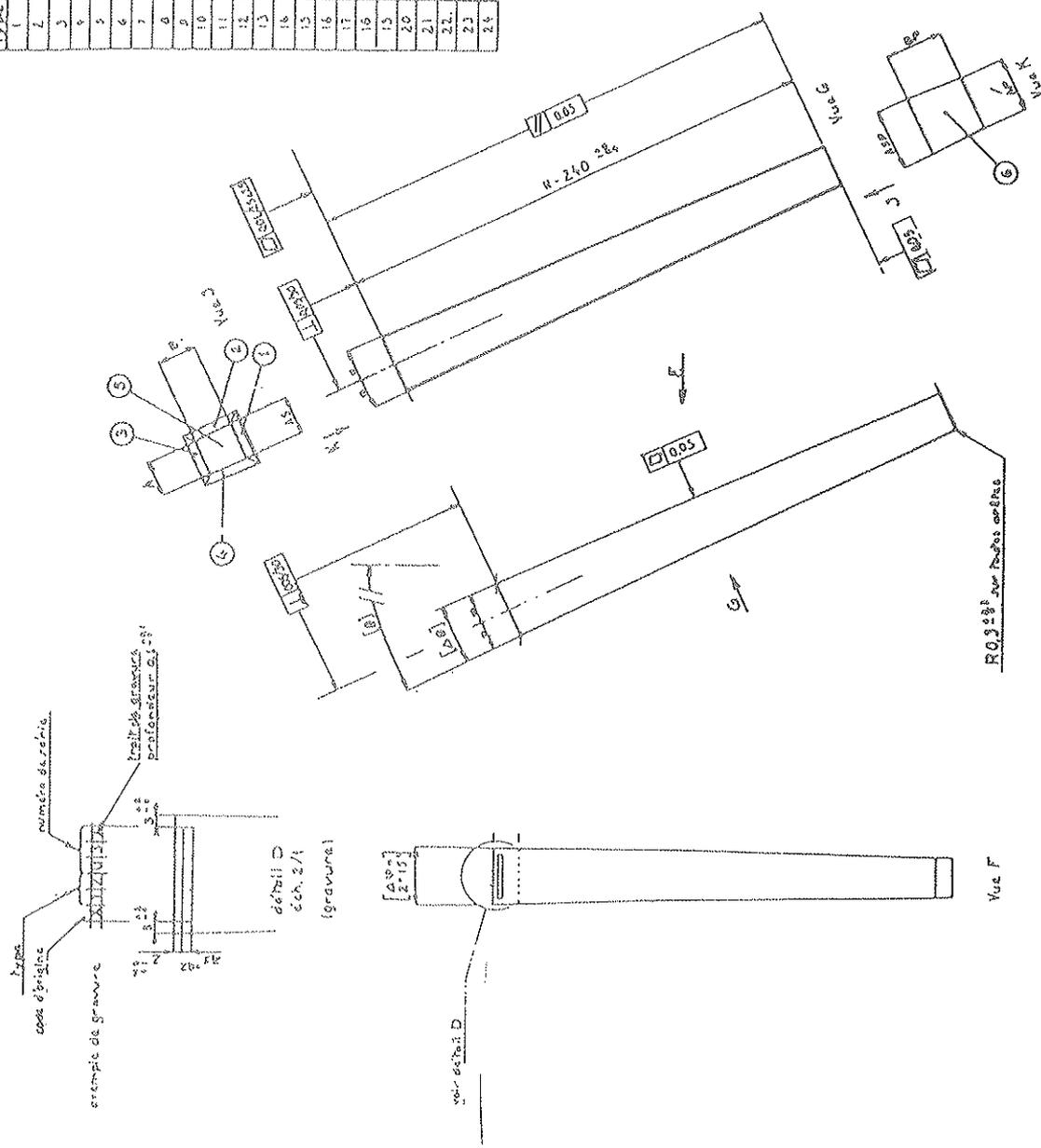


Figure 1.4.d : Géométries et dimensions des cristaux de BGO du tonneau.

physico-chimie des matériaux luminescents de Lyon a entrepris l'étude détaillée des propriétés optiques de cristaux de germanate de bismuth de différentes origines : absorption, réflectance, excitation, émission, temps de décroissance, photoconductivité ... [8]. Il est montré une grande dépendance des spectres d'excitation et d'émission avec la température, que les centres  $(\text{BiO}_6)^{9-}$  et  $(\text{GeO}_4)^{4-}$  sont responsables de l'absorption élevée dans l'ultra violet et qu'il y a des corrélations importantes entre cette absorption et la photoconductivité du cristal. La fluorescence verte, toujours présente quelle que soit la température, serait due aux ions  $\text{Bi}^{3+}$ .

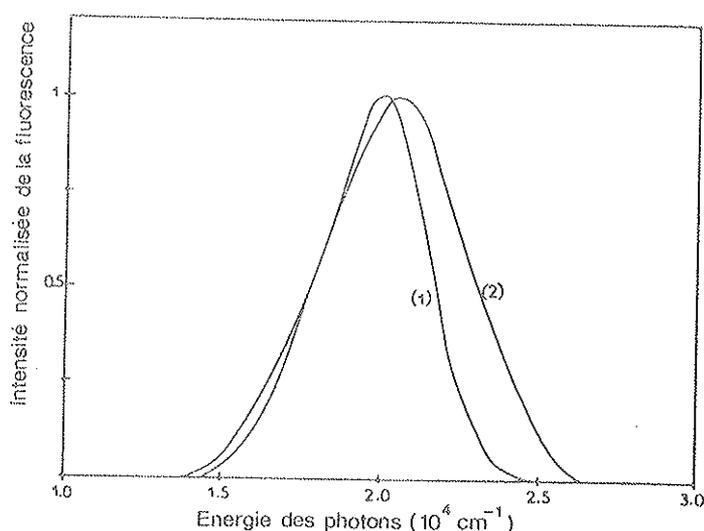


Figure 1.4.e : Spectre d'émission obtenu par excitation avec une lampe xenon (2970 Å) (1)  $T = 5^\circ\text{K}$  ; (2) température de la pièce [8].

Des impuretés présentes dans le cristal expliquent l'apparition à basse température d'une déformation du spectre d'émission dans le rouge. La concentration de ces impuretés est très faible et la fluorescence rouge est seulement observée sous une excitation laser directe. Les ions  $\text{Pb}^{2+}$  sont des candidats possibles pour ces impuretés. Des effets de saturation sont aussi montrés pour des intensités laser de quelques microjoules. Cette étude conclut que la fluorescence de ce cristal est complexe et qu'elle est produite par différents centres émetteurs incluant à la fois les ions  $\text{Bi}^{3+}$  non perturbés et perturbés et des impuretés en concentration de l'ordre d'une partie par million. Ces dernières jouent un rôle sans doute important dans le mécanisme de dommage par radiation.

La mesure de la quantité de lumière produite dans un cristal ne peut se faire à l'aide d'un photomultiplicateur à cause de la présence du champ magnétique. La solution est l'utilisation de photodiodes collées directement sur le cristal sur la face la plus éloignée du point d'interaction. La lumière est convertie en charges électriques sans aucune amplification contrairement à ce que l'on obtient avec les photomultiplicateurs. Des préamplificateurs de charge sont alors adaptés aux photodiodes et placés directement au dos de celles-ci. Le signal amplifié est ensuite envoyé par des câbles coaxiaux sur des amplificateurs de mise en forme adaptés à des convertisseurs analogiques digitaux placés sur le côté des modules HC du calorimètre hadronique placé sur l'avant du détecteur, ce qui correspond à 3 mètres de câbles environ (voir figure 1.3.e).

L'énergie mesurée peut aller de 6 MeV (calibration ou monitoring) à 100 GeV et impose à l'électronique d'avoir une très bonne linéarité avec des impulsions dont l'amplitude à mesurer va de quelques microvolts à environ 10 volts.

L'organisation du système de lecture du BGO est donnée figure 1.4.f. On distingue quatre niveaux :

le niveau 1 : chaque cristal a sa chaîne d'amplification et de conversion avec un microprocesseur Motorola 6805.

le niveau 2 : les 12 000 modules du niveau 1 sont pilotés par 150 unités contrôlées par microprocesseur 68020 de Motorola sur des cartes VME.

le niveau 3 : constitué de 16 unités contrôlées par d'autres microprocesseurs 68020, gèrent les 150 modules du niveau 2 dans un standard VME.

le niveau 4 : c'est le niveau le plus haut qui est composé d'un ordinateur (type VAX) interfacé avec le niveau 3 par l'intermédiaire d'un autre 68020.

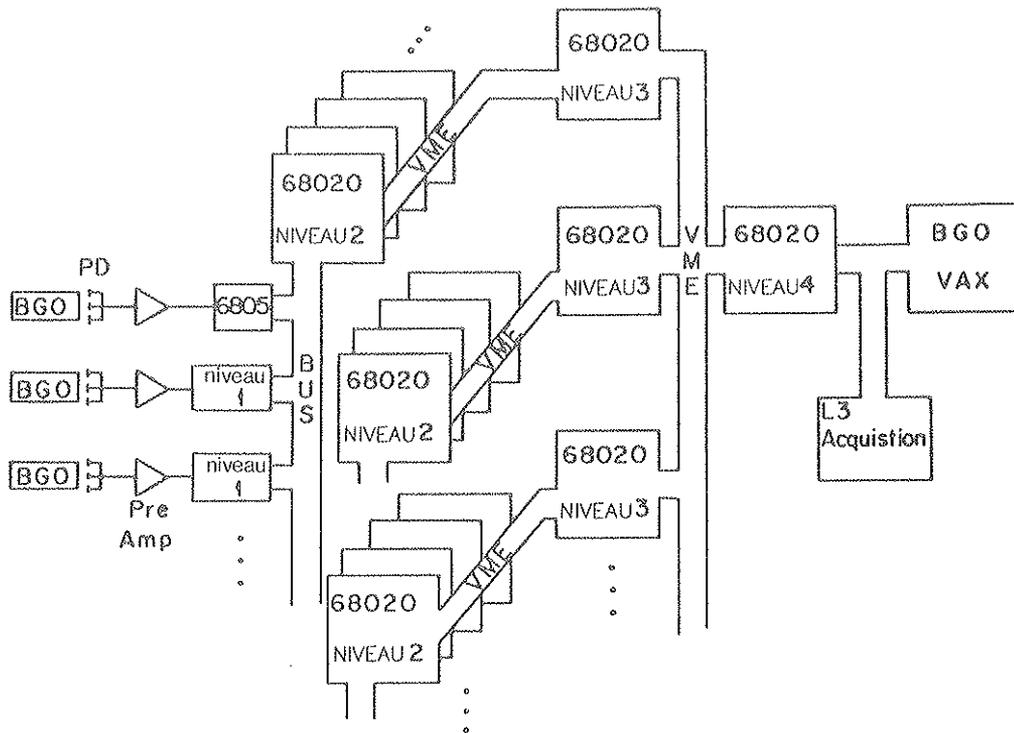


Figure 1.4.f : Architecture du système de lecture du BGO.

Il sera montré dans cette thèse que le calorimètre électromagnétique présente des performances à basse énergie supérieures aux autres calorimètres des détecteurs installés sur LEP, tout en étant capable d'obtenir d'aussi bonnes résolutions à plus haute énergie. Ceci procure à L3 une grande aptitude à l'étude de la spectroscopie du toponium.

## 5. LE TOPONIUM

La théorie électro-faible de Weiberg et Salam dans laquelle les particules élémentaires sont classées en famille, impose à ces familles d'être complètes. Nous connaissons jusqu'à maintenant deux familles complètes ( $u, d ; \nu_e, e$ ) et ( $c, s ; \nu_\mu, \mu$ ). Si l'on suppose cette théorie exacte (tout pour l'instant le laisse croire : résultats de UA1 et UA2) et comme une autre saveur : le bottom et un autre lepton  $\tau$  ont été mis en évidence, on est en présence d'une nouvelle famille incomplète et c'est pour ces raisons qu'un autre quark : le top et le neutrino  $\nu_\tau$  sont recherchés avec la quasi-certitude de les trouver (ne pas les "voir" serait une très grande surprise). Ainsi le quark top est le partenaire du quark bottom dans l'isodoublet faible et a une charge électrique de  $\frac{2}{3} |e|$ . Une limite inférieure expérimentale de la masse du quark top

de 22.7 GeV a été donnée sur PETRA [9]. Actuellement, une douzaine d'évènements de UA1 contenant un lepton et deux jets pourraient être expliqués par l'existence du quark top de masse comprise entre 30 GeV et 50 GeV [10]. Des considérations purement théoriques donnent une masse maximale de 350 GeV.

Le toponium  $\theta$ , qui nous intéresse ici, est un système lié  $t\bar{t}$  du quark top et de son antiquark. C'est donc un système beaucoup plus lourd que les autres quarkonia comme le charmonium  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ) de masse 3.097 GeV et le bottomonium  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ) de masse 9.460 GeV. Une étude non relativiste est donc beaucoup plus réaliste avec le toponium (grâce à la valeur élevée de sa masse).

L'interaction entre le quark et l'antiquark peut être décrite par un potentiel statique  $V(R)$  calculable dans la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) pour les faibles valeurs de  $R$  ( $R$  est la distance inter-quark). On a alors :

$$V_{\text{QCD}}(R) \approx -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(R)}{R} \quad R \rightarrow 0$$

avec la constante de couplage :

$$\alpha_s(R) \underset{R \rightarrow 0}{\sim} \left[ \frac{4\pi}{b_0 \text{Ln}(1/R^2 \Lambda^2)} \right] \left\{ 1 - \frac{b_1}{b_0^2} \frac{\text{Ln}[\text{Ln}(1/R^2 \Lambda^2)]}{\text{Ln}(1/R^2 \Lambda^2)} + B/\text{Ln}(1/R^2 \Lambda^2) + O\left[1/(\text{Ln}(1/R^2 \Lambda^2))^2\right] \right\} \quad [11]$$

où  $b_0 = 11 - 2/3 N_F$ ;  $b_1 = 102 - 10 N_F - 8/3 N_F^2$

et  $B = \frac{1}{b_0} \left[ \frac{31}{3} - \frac{10}{9} N_F \right] + 2 \gamma_E$

$N_F$  : le nombre effectif de saveurs ( $N_F = 5$  pour le système toponium)

$\Lambda$  : le paramètre de coupure ( $\Lambda \sim 300$  MeV)

$\gamma_E$  : la constante d'Euler ( $\sim .5772$ )

QCD ne décrit ici que la partie asymptotiquement libre quand  $R \lesssim .1$  Fermi. Un terme est alors généralement ajouté qui tient compte de la dépendance à longue portée : c'est-à-dire du confinement.

Deux types de modèles de potentiels sont utilisés. Le premier type est basé sur des calculs de QCD.

#### 1) Modèle de Cornell [12]

$$V(R) = -K/R + R/a^2 + c$$

ici  $\alpha_s$  est pris constant pour une masse de quark donnée : c'est la valeur moyenne de  $\alpha_s(R)$ .

## 2) Modèle de Richardson [13]

$$V(R) = \int \frac{d^3 Q}{(2\pi)^3} e^{i \vec{Q} \cdot \vec{R}} \left[ -\frac{4}{3} \frac{12\pi}{27} \frac{1}{\vec{Q}^2 \text{Ln}(1 + \vec{Q}^2/\Lambda^2)} \right] + c$$

Ce potentiel est obtenu à partir du potentiel dans l'espace des moments (Transformée de Fourier).

L'autre type de modèles est basé sur les données  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$ . On observe expérimentalement que  $(E_{n1} - E_{n2})/(E_{n3} - E_{n4})$  est indépendant de la masse des quarks où  $E_{ni}$  est l'énergie du  $i^{\text{ème}}$  état excité. Cette condition est réalisée par des potentiels  $V(R) = AR^\beta$  et comme  $T' - T = \psi' - \psi$ ,  $\beta$  doit être presque nulle, car  $E_{n2} - E_{n1} \sim M_Q^{-\beta/2 + \beta}$ .

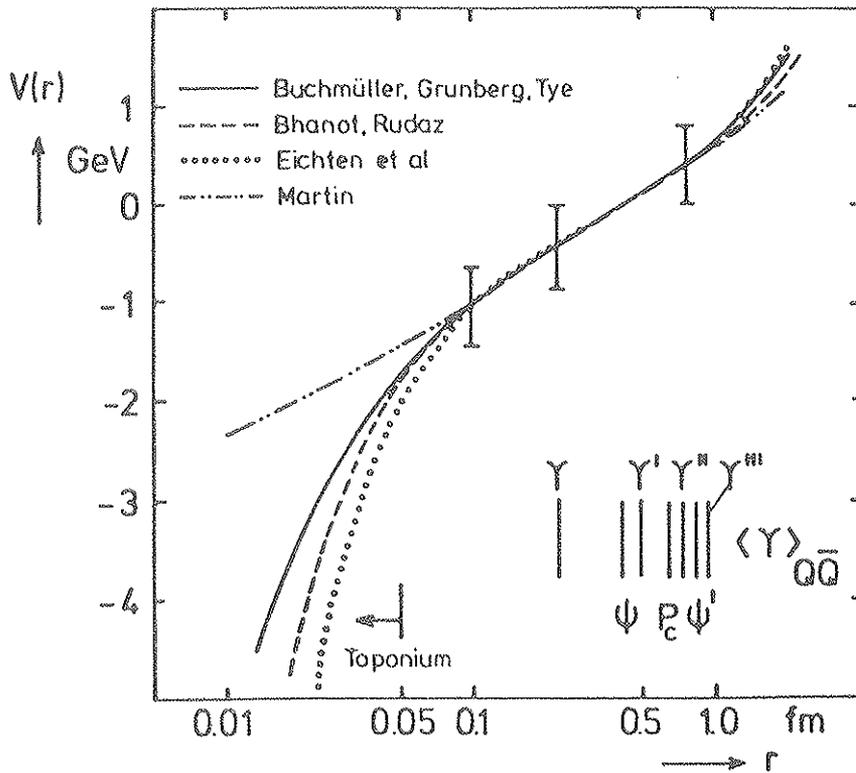
## 3) Loi en puissance [14]

$$V(R) = A (R/R_0)^\beta + c \quad (\beta > 0)$$

## 4) Modèle logarithmique [15]

$$V(R) = A \text{Ln}(R/R_0) + c$$

Avec ce dernier potentiel  $E_{n1} - E_{n2}$  ne dépend pas de la masse du quark. La **figure 1.5.a** montre que ces quatre modèles de potentiels sont équivalents pour le charmonium et le bottomonium.



**Figure 1.5.a** : Potentiel statique  $V(R)$  pour différents modèles. Les potentiels ont été normalisés à  $R = 0.5$  fm.

Pour des potentiels qui suivent une loi en puissance pure, le rayon moyen d'un état du toponium peut être extrapolé à partir des états  $(c\bar{c})$  et  $(b\bar{b})$  sachant que  $\langle R^2 \rangle^{1/2} \sim M_Q^{-1/(2+\beta)}$ .

Pour une masse du top de 40 GeV on a :

$$R_{1s} < 0.07 \text{ Fermi} \quad R_{2s} \approx 0.18 \text{ Fermi} \quad R_{3s} \approx 0.3 \text{ Fermi}$$

on remarque alors que seule la séparation entre les états 1S et 2S testera la validité des modèles dans la région asymptotiquement libre,  $R < 0.1$  Fermi (figure I.5.b).

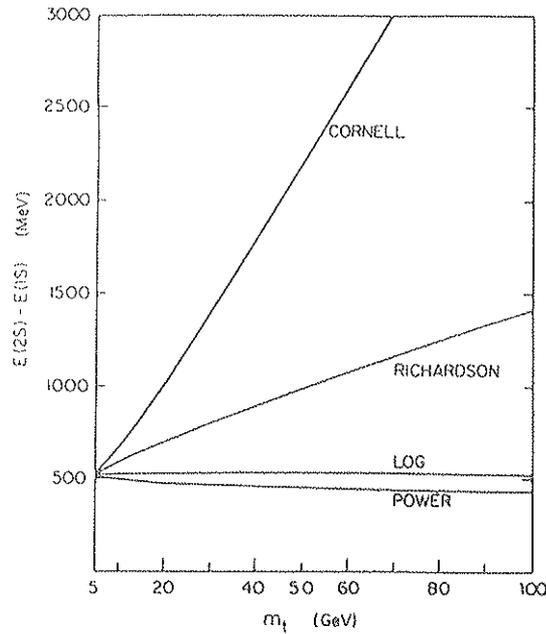


Figure I.5.b : Séparation des niveaux 2S-1S des différents types de potentiels en fonction de la masse du quark top  $m_t$  [11].

Les niveaux du toponium figure I.5.c sont donnés ici pour une masse du top de 45 GeV et en utilisant le potentiel de Richardson. Les corrections relativistes sont ignorées (les dégénérescences ne sont pas levées). Comme le spin total peut prendre les valeurs 0 et 1, on distingue :

- les états singulets  $S = 0, J = L$
- les états triplets  $S = 1, J = \begin{cases} 1 \\ L-1, L, L+1 \end{cases}$

la parité du système est  $P = (-1)^{L+1}$  et la parité de charge est  $C = (-1)^{L+S}$ .

La valeur de  $L$  maximale qui correspond à un niveau au-dessous du seuil est  $L_{MAX} = 17$  et il y a 424 états au total en-dessous du seuil. Le seuil à partir duquel des mesons top peuvent être produits est donné comme origine des énergies. La différence d'énergie entre l'état fondamental et ce seuil est :

$$\Delta E = 2 M_{Q\bar{q}} - M_{Q\bar{Q}}$$

où  $M_{Q\bar{Q}}$  et  $M_{Q\bar{q}}$  sont respectivement la masse de l'état fondamental ( $t\bar{t}$ ) et la masse du méson top.

La connaissance de  $\Delta E$  est importante car si la masse du quark top est déjà connue avec une bonne précision dans les expériences  $p\bar{p}$ , elle permettra de faciliter la recherche de la résonance ( $t\bar{t}$ ).  $\Delta E$  est compris entre 1.7 GeV et 2.6 GeV pour les différents types de potentiels prévus.

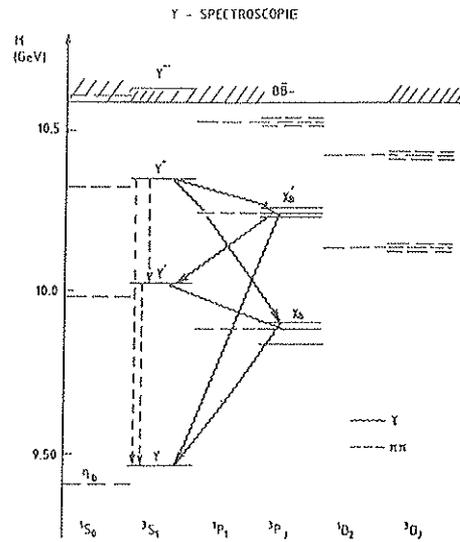
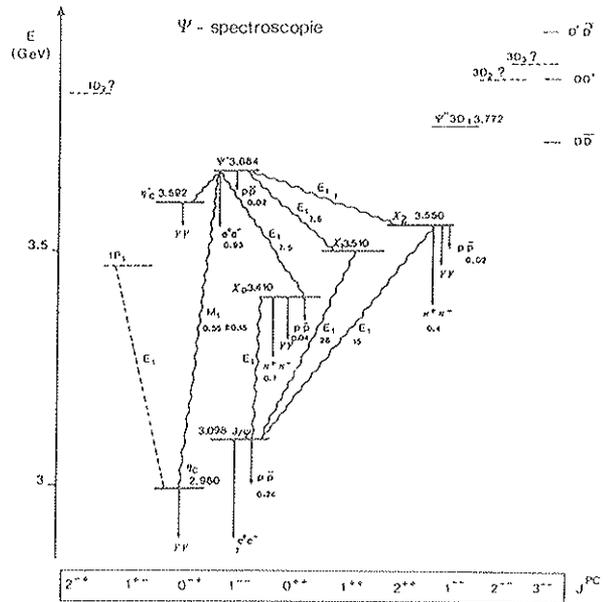
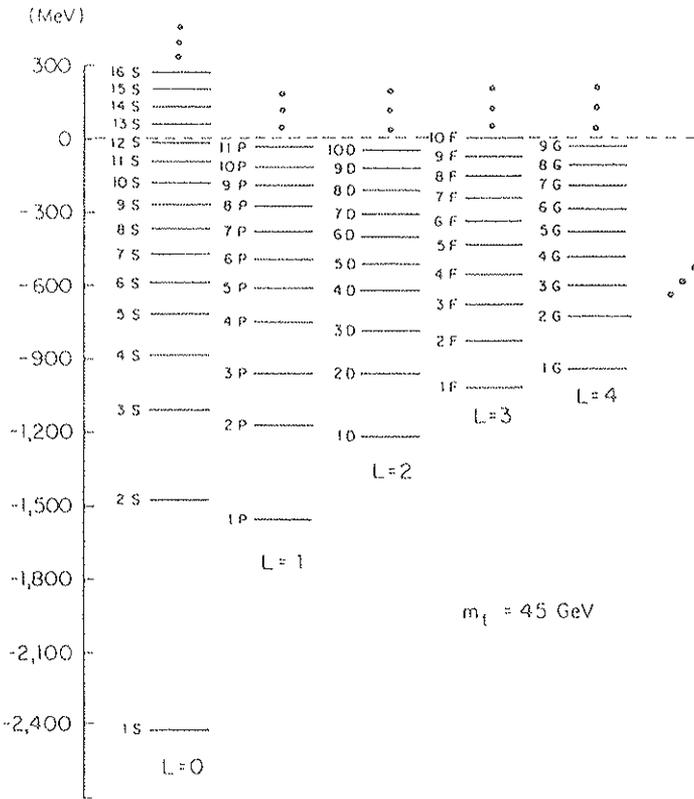


Figure 1.5.c : Spectre des états du toponium pour  $m_t = 45 \text{ GeV}$  déterminé avec le potentiel de Richardson [11] comparé aux spectres du charmonium et du bottomonium.

L'espacement des niveaux va de 900 MeV environ et diminue jusqu'en-dessous de 80 MeV pour les états proches du seuil. Ces valeurs sont bien sûr dépendantes de la masse du quark top  $M_Q$ . Avec la liberté asymptotique ( $V \sim 1/r \ln(1/r^2)$ ) on a :

$$E_{n2} - E_{n1} \sim M_Q / \ln(M_Q)$$

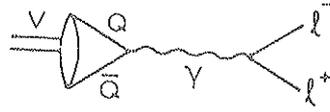
Pour l'état 1S :

$$\langle R^2 \rangle^{1/2} = 0.058 \text{ Fm}$$

$$\langle v^2/c^2 \rangle^{1/2} = 0.14$$

En l'absence d'interactions faibles, toutes les désintégrations des résonances ( $t\bar{t}$ ) passent par l'annihilation de la paire  $t\bar{t}$  dont la probabilité pour les états  $1^{--}$  est proportionnelle à  $|\psi(0)|^2$  qui est le carré du module la fonction d'onde à l'origine. Les modes de désintégration dominants sont les suivants [17] :

$$(t\bar{t}) \rightarrow \ell^+ \ell^- \quad (\ell = e, \mu, \tau)$$

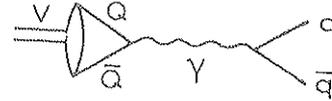


avec une largeur :

$$\Gamma_n(\ell\bar{\ell}) = 16\pi\alpha^2 \frac{|\psi_n(0)|^2}{M^2(t\bar{t})} e_Q^2 \equiv \Gamma_0(n) e_Q^2$$

où  $e_Q$  est la charge du quark lourd ( $t$ )

$$(t\bar{t}) \rightarrow q\bar{q} \quad (q = \text{quark léger})$$

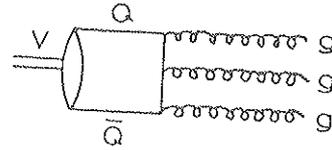


avec :

$$\Gamma_n(q\bar{q}) = 3 e_q^2 e_Q^2 \Gamma_0(n)$$

$e_q$  est la charge du quark léger

$$(t\bar{t}) \rightarrow 3g \quad (g = \text{gluons})$$

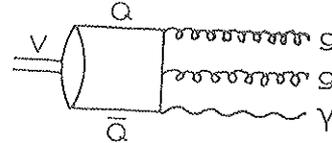


avec :

$$\Gamma_n(3g) = \frac{10(\pi^2 - 9)}{81\pi} \frac{\alpha_S^3}{\alpha^2} \Gamma_0(n)$$

$\alpha$  est la constante de structure fine,  $\alpha_S$  la constante de couplage fort.

$$(t\bar{t}) \rightarrow g g \gamma$$



avec :

$$\Gamma_n(g g \gamma) = \frac{36}{5} e_Q^2 \frac{\alpha}{\alpha_S} \Gamma_n(3g)$$

pour illustrer cela, si  $\alpha_S = 0.12$  et  $M(t\bar{t}) \approx 50 \text{ GeV}$  les rapports de branchement relatifs sont :

$$\Sigma \ell\bar{\ell} : \Sigma q\bar{q} : 3g : g g \gamma = 1 : 1.2 : 0.8 : 0.15$$

Les effets des couplages spin-spin et spin-orbite [16] lèvent les dégénérescences et les structures fines et hyperfines apparaissent. Ainsi l'écart entre les états  $S$  singulets et triplets de spin :

$$\Delta(nS) = M(n^3S_1) - M(n^1S_0)$$

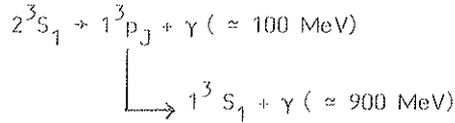
peut s'écrire :

$$\Delta(nS) = \frac{8/9 \alpha_S}{e_Q^2 \alpha^2} \Gamma_0(n)$$

soit :  $\Delta(1S) \approx 40 \text{ MeV}$

$$\Delta(2S) \approx 11 \text{ MeV}$$

Les écarts entre les états  ${}^3P_2$ ,  ${}^3P_1$  et  ${}^3P_0$  (états  $\chi_t$ ) sont très faibles de l'ordre de 5 MeV. Une observation de ces états pourrait donc être possible si la résolution du calorimètre est de l'ordre de 5% à 100 MeV. La désintégration en cascade par transition dipolaire électrique



est très intéressante car elle permet d'identifier très clairement les événements grâce à la coïncidence des deux gammas. Le taux de production est d'environ 1/jour pour  $m_t = 30 \text{ GeV}$  et diminue rapidement quand la masse augmente. Pour  $m_t = 45 \text{ GeV}$  par exemple le taux de production est de  $10^{-2}$ /jour.

Il est évident que les désintégrations des états toponium seront dominées par les interactions faibles lorsque la masse du quark top augmente. La figure 1.5.d montre les rapports de branchement pour l'état  $1{}^3S_1$  en fonction de la masse du top.

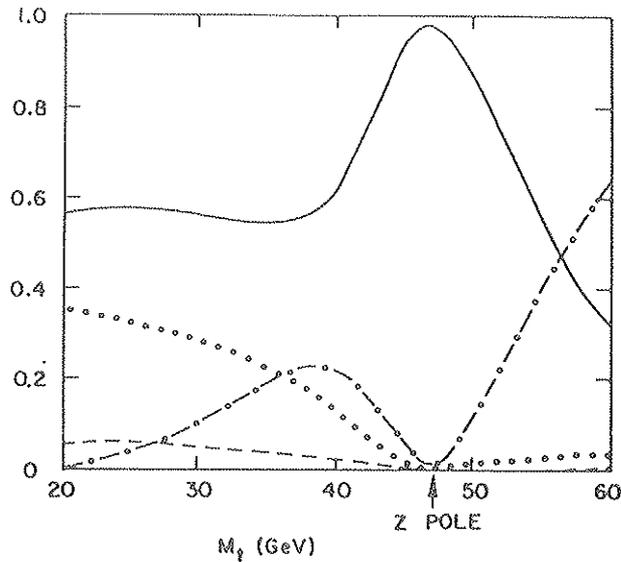
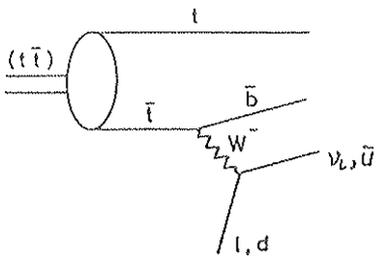
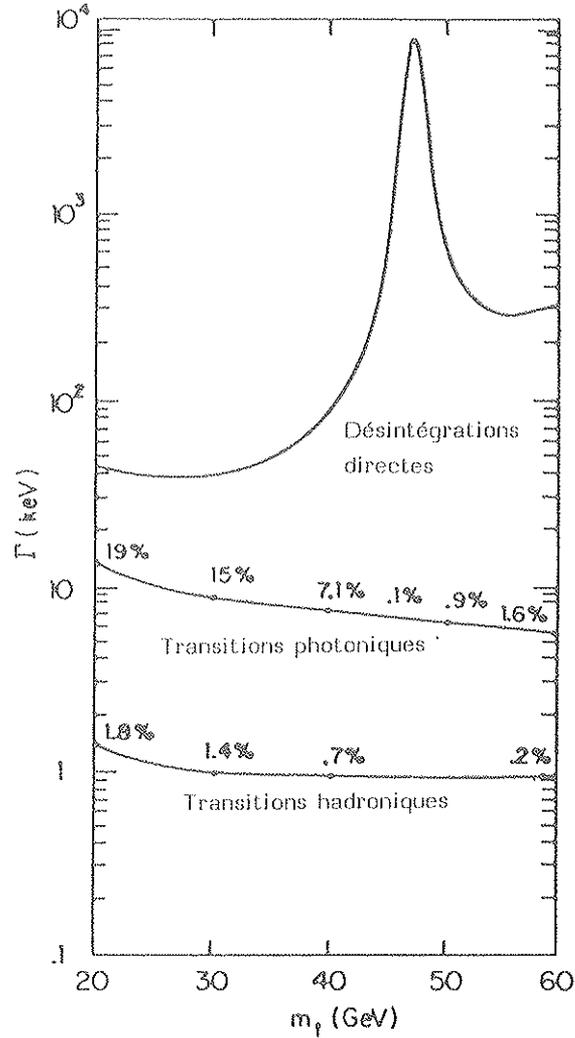


Figure 1.5.d : Rapport de branchement de la désintégration de l'état  $1{}^3S_1$  ( $t\bar{t}$ ) en fonction de la masse du quark top  $m_t$  [11].

- contribution de la désintégration électro-faible,
- ..... désintégration par trois gluons,
- - - - désintégration faible  $w^+$ ,
- · - · désintégration par deux gluons et un gamma.



A partir de la figure 1.5.d, on se rend compte que lorsque la masse du top est inférieure à 30 GeV l'influence des interactions faibles est négligeable et que les transitions entre les niveaux sont observables. La figure 1.5.e donne les largeurs partielles pour l'état  $3{}^3S_1$  en fonction de la masse du top, les transitions photoniques et hadroniques y sont montrées avec l'indication des rapports de branchement pour différentes valeurs de la masse du top. Au voisinage de la masse du  $Z^0$  virtuelle est dominante puis au-dessus de cette masse la désintégration faible du quark top devient importante.



*Figure 1.5.e* : Largeurs partielles de l'état  $3^3S_1$  ( $t\bar{t}$ ) en fonction de la masse du quark top  $m_t$ . Les rapports de branchement des transitions photoniques et hadroniques (en pourcent) sont données aussi pour différentes valeurs de  $m_t$  [11].

Dans tous les cas l'état  $1^3S_1$  sera facilement observable, environ 150 événements par jour avec  $M(t\bar{t}) = 60$  GeV et 3000 événements par jour avec  $M(t\bar{t}) = 90$  GeV pour une luminosité  $2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et une dispersion en énergie de 40 MeV. Par contre comme la largeur électronique des niveaux excités  $n^3S_1$  décroît rapidement quand  $n$  augmente, il devient alors très difficile de les observer ( $\Gamma_2/\Gamma_1 = 0.27$  ;  $\Gamma_3/\Gamma_1 = 0.11$  ;  $\Gamma_4/\Gamma_1 = 0.075$  ;  $\Gamma_{12}/\Gamma_1 = 0.05$ ) sauf si la masse du toponium est proche du pôle  $Z^0$ . Alors seul l'écart entre les niveaux qui diminue quand  $n$  augmente rend difficile l'observation des états proches d'un seuil des désintégrations permises par la règle de Zweig. Une résolution du faisceau inférieur à 50 MeV est alors nécessaire. Du fait de la non conservation de la parité d'espace et de la parité de charge par les interactions faibles, les états  $n^3P_1$  ( $1^{++}$ ) sont alors directement produits dans les collisions  $e^+e^-$ , mais ne sont observables que si  $m_t \approx M_{Z^0}/2$ , on a alors :  $\Gamma(1^3P_1 \rightarrow e^+e^-) = 22$  keV, soit environ 100 événements par jour à LEP1 [18]. Dans cette région de masse, les interférences entre le toponium et le  $Z^0$  deviennent importantes [19], (ce qui suit est largement inspiré de cette référence).

Si nous nous limitons à une gamme d'énergie éloignée du seuil, nous pouvons utiliser le formalisme du mélange des masses [20] [21]. Pour simplifier si nous prenons le cas seulement d'un état  $Z$  et d'une résonance du toponium ( $J^P = 1^{--}$ ), nous avons alors la matrice  $2 \times 2$  suivante :

$$M_0^2 = \begin{pmatrix} M_{V_0}^2 - i \Gamma_{V_0} M_{V_0} & \delta m^2 \\ \delta m^2 & M_{Z_0}^2 - i \Gamma_{Z_0} M_{Z_0} \end{pmatrix}$$

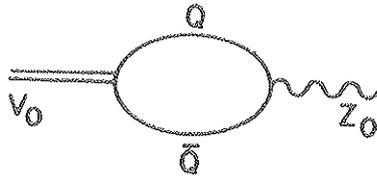
et la matrice de propagation :

$$D(s) = (M_0^2 - s1)^{-1}$$

1 est la matrice unité,

$M_{V_0}$  et  $M_{Z_0}$  sont les masses propres sans mélange avec une largeur  $\Gamma_{Z_0}$  et  $\Gamma_{V_0}$  supposée indépendante par la suite de la masse,

le terme  $\delta m^2$  induit le mélange dont l'origine est le couplage du  $Z^0$  avec le quark top.



sa valeur est :

$$\delta m^2 = 2\sqrt{3} |\psi(0)| \sqrt{M_{V_0}} \frac{e(1 - 8/3 \sin^2 \theta_w)}{4 \sin \theta_w \cos \theta_w}$$

$\psi(0)$  est la fonction d'onde de l'état  $(t\bar{t})$  à l'origine

$\theta_w$  est l'angle de mélange faible ( $\sin \theta_w \approx 0.22$ )

Les valeurs propres de cette matrice sont :

$$M_V^2 - i M_V \Gamma_V = \frac{1}{2} \left[ M_{V_0}^2 + M_{Z_0}^2 - i (\Gamma_{V_0} M_{V_0} + \Gamma_{Z_0} M_{Z_0}) \right] + \Delta^2$$

$$M_Z^2 - i M_Z \Gamma_Z = \frac{1}{2} \left[ M_{V_0}^2 + M_{Z_0}^2 - i (\Gamma_{V_0} M_{V_0} + \Gamma_{V_0} M_{Z_0}) \right] - \Delta^2$$

avec

$$\Delta^2 = \left[ (M_{V_0}^2 - M_{Z_0}^2 - i (M_{V_0} \Gamma_{V_0} - M_{Z_0} \Gamma_{Z_0}))^2 / 4 + (\delta m^2)^2 \right]^{1/2}$$

le mélange est caractérisé par  $\sin \theta = \delta m^2 / \Delta^2$  où  $\theta$  est un angle complexe et peut s'écrire plus simplement lorsque la résonance V est étroite et éloignée du Z :

$$\frac{1}{2} \sin \theta \approx \frac{\theta}{2} \approx \frac{\delta m^2}{M_{V_0}^2 - M_{Z_0}^2 + i M_{Z_0} \Gamma_{Z_0}}$$

or ceci est toujours valable même lorsque la résonance est proche du Z quand  $M_{V_0} = M_{Z_0}$  car le membre de droite reste toujours inférieur à 0.1 environ. Les fonctions d'onde physiques sont :

$$|V\rangle = \cos \frac{\theta}{2} |V_0\rangle - \sin \frac{\theta}{2} |Z_0\rangle$$

$$|Z\rangle = \sin \frac{\theta}{2} |V_0\rangle + \cos \frac{\theta}{2} |Z_0\rangle$$

Si nous considérons le cas où l'état  $V_0$  est proche de  $Z_0$  et que la largeur de  $V$  provient du mélange avec le  $Z$  et que l'état  $V_0$  n'est pas couplé directement aux états initial et final  $e^+e^-$  et  $\mu^+\mu^-$ , les couplages physiques de  $V$  et  $Z$  sont :

$$g_V = -\sin \frac{\theta}{2} g_{Z_0}$$

$$g_Z = \cos \frac{\theta}{2} g_{Z_0}$$

L'amplitude s'écrit alors :

$$A_{fi}(s) = g_{Z_0f} g_{Z_0i} \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{M_V^2 - i M_V \Gamma_V - s} + \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{M_Z^2 - i M_Z \Gamma_Z - s}$$

et elle s'annule au point  $s = M_{V_0}^2 - i M_{V_0} \Gamma_{V_0}$  qui est le carré de la masse complexe de l'état toponium pur ou nu (pas de mélange avec  $Z^0$ ).

Les hypothèses de départ sont proches de la réalité car si  $M_{V_0} \approx M_Z = 93 \text{ GeV}$ ,  $\Gamma_{Z_0} = 2.7 \text{ GeV}$ ,  $|\psi(0)|^2 = 65 \text{ GeV}^3$  pour l'état  $1S$  nous avons  $\delta m^2 = 20 \text{ GeV}^2$ .  $\Gamma_{V_0} \approx 100 \text{ KeV}$  peut être négligé et alors la largeur totale de l'état fondamental  $1S$  est :

$$\Gamma_V \approx \frac{(\delta m^2)^2}{M_{V_0}^2 \Gamma_{Z_0}} \approx 18 \text{ MeV}$$

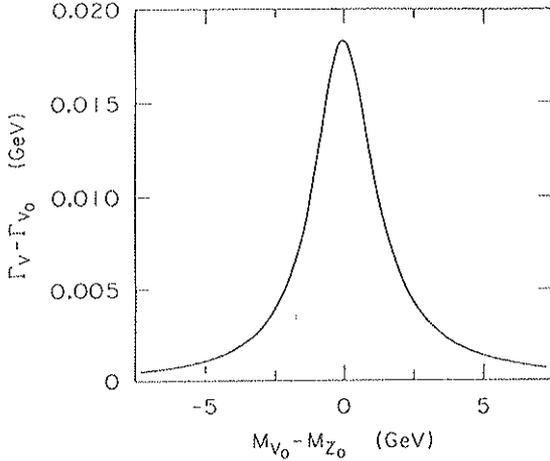
qui est plus grand de deux ordres de grandeur que la largeur nue.

Le déplacement de la masse est de  $4 \text{ MeV}$  soit  $\frac{\Delta M}{M} \lesssim 5 \cdot 10^{-5}$  et la conservation de la trace de la matrice de masse  $M_V^2$  après diagonalisation entraîne que  $M_V^2 - M_{V_0}^2 = -(M_Z^2 - M_{Z_0}^2)$  c'est-à-dire que les déplacements du carré de masse du  $Z_0$  et  $V_0$  sont identiques mais opposés, (voir figure 1.5.f), les variations des largeurs sont similaires (figure 1.5.g).

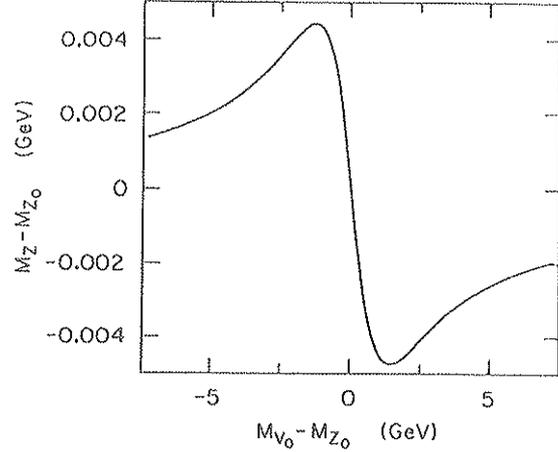
Ce formalisme peut être étendu à un nombre de niveaux arbitraires. Pour  $n$  états la matrice de masse de dimension  $(n+1) \times (n+1)$  s'écrit :

$$M_0^2 = \begin{bmatrix} M_{Z_0}^2 - i M_{Z_0} \Gamma_{Z_0} & \delta m^2 & \delta m^2 & \dots \\ \delta m^2 & M_{V_0}^2 - i M_{V_0} \Gamma_{V_0} & 0 & 0 \\ \delta m^2 & 0 & M_{V_0}^2 - i M_{V_0} \Gamma_{V_0} & 0 \\ \vdots & 0 & 0 & \ddots \\ \vdots & 0 & 0 & \ddots \end{bmatrix}$$

où  $\delta m^2$ ,  $\delta m'^2$  ... paramétrisent les mélanges entre le  $Z$  et les états du toponium  $V, V', \dots$ . Les mélanges directs entre les états toponium eux mêmes par l'intermédiaire d'un photon sont très faibles et peuvent être négligés. La diagonalisation de cette matrice  $M_0^2$  est possible au second ordre en  $\delta m^2$ ,  $\delta m'^2$  ... .

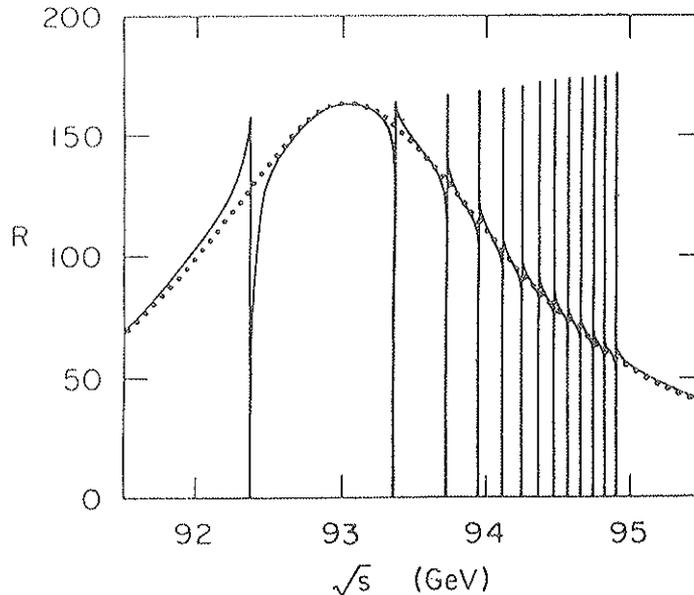


**Figure 1.5.f :** Variation de la masse physique du  $\theta$  due au mélange de l'état fondamental du toponium en fonction de la différence de masse des états "nus" ( $M_{Z_0} = 93$  GeV et  $M_{V_0}$  variable) [19].



**Figure 1.5.g :** Variation de la largeur de l'état fondamental du toponium avec la différence des masses "nus" du toponium et du  $Z$ . ( $M_{Z_0} = 93$  GeV et  $M_{V_0}$  variable) [19].

Si  $R$  est la section efficace pour  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$  normalisée à  $\sigma_{pt} = 4\pi\alpha^2/3Q^2$  où  $\alpha$  est la constante de structure fine et  $Q$  l'énergie dans le centre de masse,  $R$  devient nulle lorsque  $Q$  est identique à la masse d'un état toponium. La **figure 1.5.h** illustre cela pour une masse du Top de 47 GeV avec les 13 premiers états  $S$  obtenus par le potentiel de Richardson. Les largeurs (acquises par mélange) des états toponium diminuent lorsque l'énergie des niveaux augmente parce que  $|\psi(0)|$  diminue.



**Figure 1.5.h :**  $R(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  incluant le mélange du  $Z^0$  avec les treize premiers états du toponium et pour une masse du quark top :  $m_t = 45$  GeV [11]

— avec interférences  
 ...  $Z^0$  seul.

Au-delà du seuil :  $\Gamma_{V^0} \approx 10$  MeV, cela rend les effets des interférences avec  $Z$  beaucoup moins importantes dans  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . La figure 1.5.i montre les mêmes interférences que la figure 1.5.h mais en faisant intervenir la résolution en énergie du faisceau, une résolution d'environ 40 MeV est nécessaire pour pouvoir mettre en évidence les premiers niveaux.

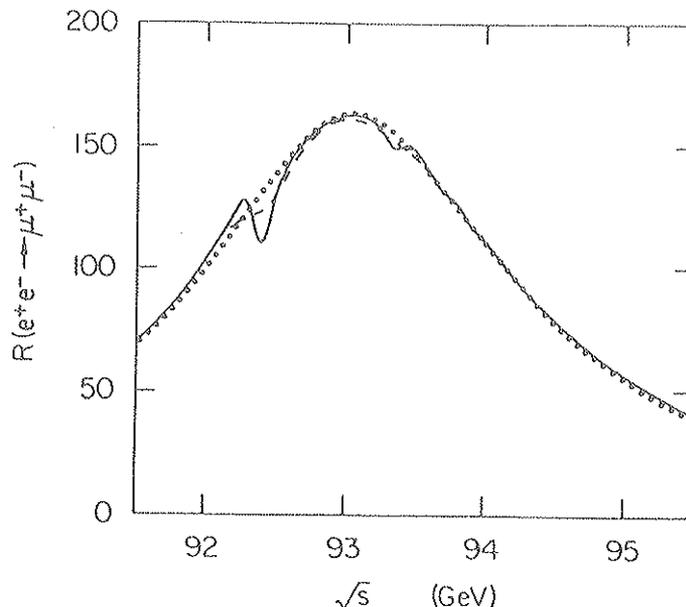


Figure 1.5.i : Elle est obtenue à partir des courbes de la figure 1.5.h, convoluées avec une gaussienne qui tient compte de la dispersion en énergie du faisceau  $\sigma_{\text{faisceau}}$  [11]

- $\sigma_{\text{faisceau}} = 40$  MeV
- -  $\sigma_{\text{faisceau}} = 100$  MeV
- ...  $Z^0$  seul.

Pour résumer, le système toponium peut se trouver à la limite entre la dominance des interactions fortes et des interactions faibles. Pour une masse du toponium inférieure à 60 GeV où les interactions fortes dominent, les transitions radiatives peuvent être observées mais seulement pour les quatre premiers niveaux qui ont un taux de production suffisamment important. Les énergies des gammas vont de 50 MeV à 900 MeV et montrent bien l'importance d'avoir un calorimètre électromagnétique avec de très bonnes performances à ces énergies. Seuls les deux premiers états nous permettront d'accroître nos connaissances sur QCD (variation de  $\alpha_s$  avec l'énergie). Le toponium apportera sans doute aussi des éléments déterminants pour mieux comprendre aussi la fragmentation des gluons (processus à trois gluons et à un photon et deux gluons).

Pour une masse supérieure à 60 GeV les interactions faibles dominent, la désintégration unique d'un quark top devient importante, le taux de production des états excités augmente. Les états  $1^{++}$  sont aussi directement produits et les probabilités de transitions photoniques deviennent très faibles. L'élargissement des niveaux pourront éventuellement les rendre indistincts.

Le toponium peut aussi être une fabrique de Higgs neutre suivant le mécanisme de Wilczek si  $m_{H_0} < m_{t\bar{t}} \lesssim 100$  GeV et d'autres canaux peuvent être ouverts si SUSY fait son apparition.

Il est indéniable à cause de tous ces points que la physique du toponium est riche et que son étude peut nous apporter une meilleure compréhension de la physique.

## REFERENCES CHAPITRE I

- [1] Proceedings of the twelfth slac summer institute on particle physics,  
Slac report N° 281,  
Collaboration UA2 : Latest results from the UA2 experiment at the CERN  $p\bar{p}$  collider at 540 GeV,  
p. 613,  
Collaboration UA1 : Physics results of the UA1 collaboration at the CERN proton-antiproton collider,  
p.634.
- [2] J.M. Dorfan,  
 $Z^0$  decay modes, experimental measurements,  
SLAC-PUB-3407, August 1984.
- [3] J.M. JOWETT,  
Luminosity and energie spread in lep,  
CERN-LEP-TH/85-04.
- [4] L3 technical proposal, mai 1983.
- [5] The construction of L3 et references internes, avril 1985.
- [6] D. BRAUN, U. MICKE, D. SCHMITZ,  
Influence of wall inside the BGO calorimeter on performance characteristics of the electromagnetic calorimeter,  
I. Physik Institut RWTH-AACHEN, L3-AC-A BGO/2.
- [7] E. LORENTZ,  
Status of BGO developement and perspectives of BGO calorimeters in high energy physics,  
NIM 225 (1984) p. 500-504.
- [8] F. ROGEMOND, C. PEDRINI, B. MOINE and G. BOULON,  
Fluorescence properties of BI GE O (BGO) single crystal under laser excitation : excited state dynamics  
and saturation effects,  
Journal of Luminescence, 34, N° 4, (1985).
- [9] TASSO COLLABORATION : M. ALTHOFF et al.,  
Phys. Lett., 138 B (1981) 441.
- [10] DI LELLA,  
Physics at  $p\bar{p}$  collider,  
Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Bari 18/24 july 1985.
- [11] E. EITCHEN,  
The last hurrah for quarkonium physics : the top system,  
Proceedings of the twelfth SLAC summer institute on particle physics,  
SLAC report N° 281.
- [12] E. Eitchen et al.,  
Phys. Rev., D 17 (1979) 3090,  
Phys. Rev., D 21 (1980) 203.
- [13] J. Richardson,  
Phys. Lett., 828 (1979) 272.
- [14] A. MARTIN,  
Phys. Lett., 928 (1980) 338.
- [15] C. QUIGG et J.L. ROSNER,  
Phys. Lett., 718 (1977) 153.
- [16] J.L. ROSNER,  
Spin dependent forces in quark models,  
CERN EFI 84/33.
- [17] L.M. SEHGAL,  
Electroweak interactions on toponium, Talk at the europhysics study conference on electroweak effects  
at high energies,  
PITHA 83/09 May 1983.

- [18] J.H. KUHN, S. ONO,  
Production and decay of toponium p-states,  
CERN PITHA 83/05.
- [19] P. J. FRANZINI and F. J. GILMAN,  
Mixing of the toponium with the Z boson,  
SLAC-PUB-3541, January 1985.
- [20] F.M. RENARD,  
Springer tracts in Mod. Phys., 63 (1972) 98.  
  
Y. DOTHAN and D. HORN,  
Nucl. Phys., B 114 (1976) 400.
- [21] S. COLMAN and H.J. SCHNITZER,  
Phys. Rev., 134 (1964) 863.
- [22] COLLABORATION WA78,  
Experimental study of uranium-scintillator and iron-scintillator calorimetry in the energy range  
135-350 GeV,  
CERN EP/85-126.



## CHAPITRE II

## ETUDES AUX ENERGIES DE 1 GeV A 50 GeV

MOTIVATION ET OBJECTIFS

Après des premiers essais en 1983 avec des cristaux de BGO parallélépipédiques et une électronique classique utilisable uniquement dans une gamme d'énergie restreinte, des tests ont été effectués pendant l'été 1984 avec des cristaux trapézoïdaux de dimensions identiques à celles qui constitueront le calorimètre électromagnétique de L3, pour déterminer les résolutions en position et en énergie dans la gamme de 1 à 50 GeV et afin de mettre au point l'électronique de lecture entièrement nouvelle. Les objectifs ont été de suivre la stabilité des caractéristiques de photodiodes pendant la période d'environ 6 mois qu'ont duré les tests, de mettre au point des méthodes d'uniformisation et de comparer les résultats avec des programmes de simulation pour améliorer notre compréhension sur le développement des gerbes électromagnétiques.

Ce chapitre se compose en trois parties. Les cinq premiers paragraphes concernent la ligne de faisceau, puis une description du dispositif expérimental avec la matrice de BGO, l'électronique de conversion, les photodiodes et un monitoring par diodes électro-luminescentes constituent le paragraphe 6, enfin le paragraphe 7 regroupe les résultats expérimentaux : résolution en énergie et comparaison avec la simulation, linéarité, résolution en position et pouvoir de séparation.

1. DESCRIPTION DE LA LIGNE DE FAISCEAU [1]

Le faisceau utilisé pour l'étude des caractéristiques du BGO aux énergies allant de 1 GeV à 50 GeV est un faisceau tertiaire. L'éjection des protons primaires a lieu à l'ouest du SPS du CERN, à une énergie de 450 GeV, et envoyé sur une cible T1 qui donne naissance à un faisceau secondaire de hadrons H3, d'énergie déterminée et fixée dans une gamme allant jusqu'à 350 GeV. Après collimation, ce faisceau est ensuite divisé en trois parties égales, X5, X7 et H3B, par un séparateur. Destiné à l'expérience  $\Omega$ , un faisceau de hadrons E1/H1, d'impulsion 280 GeV/c provenant de la même cible T1 avec un angle de production de 1.25 mrad est couplé en moment au faisceau H3. Cela impose à ce dernier une impulsion de -320 GeV/c pour un angle de production nul (figure II.1.a).

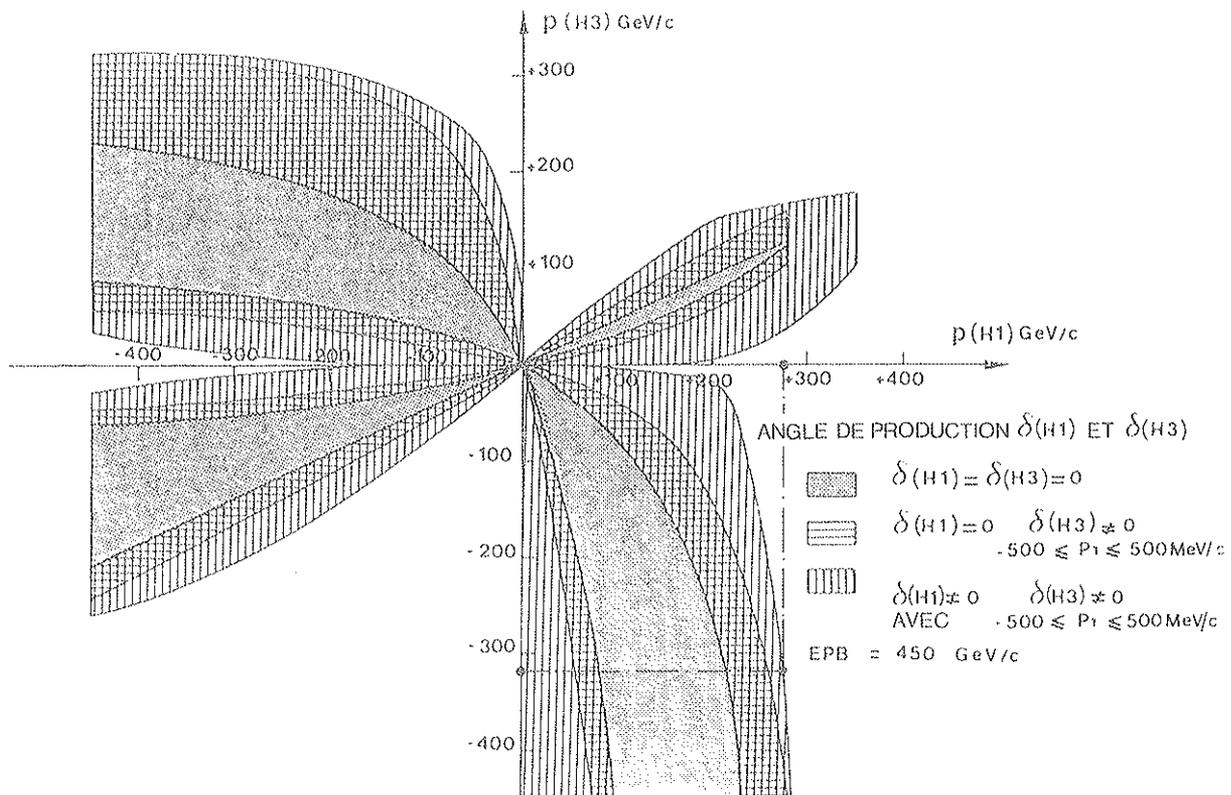


Figure II.1.a : Couplage en impulsion des faisceaux H1 et H3.

Le faisceau H3B est exploité directement en faisceau de hadrons pour l'expérience WA75, soit envoyé sur la cible XT3 où est créé le faisceau tertiaire X3 que nous utilisons. (XT3 est une cible en beryllium d'une longueur de 40cm). Le faisceau X3, dirigé sur la droite du faisceau H3B, est analysé en impulsion par un spectromètre focalisant et un ensemble d'appareillages permet d'en définir différents modes de fonctionnement (figure II.1.b).

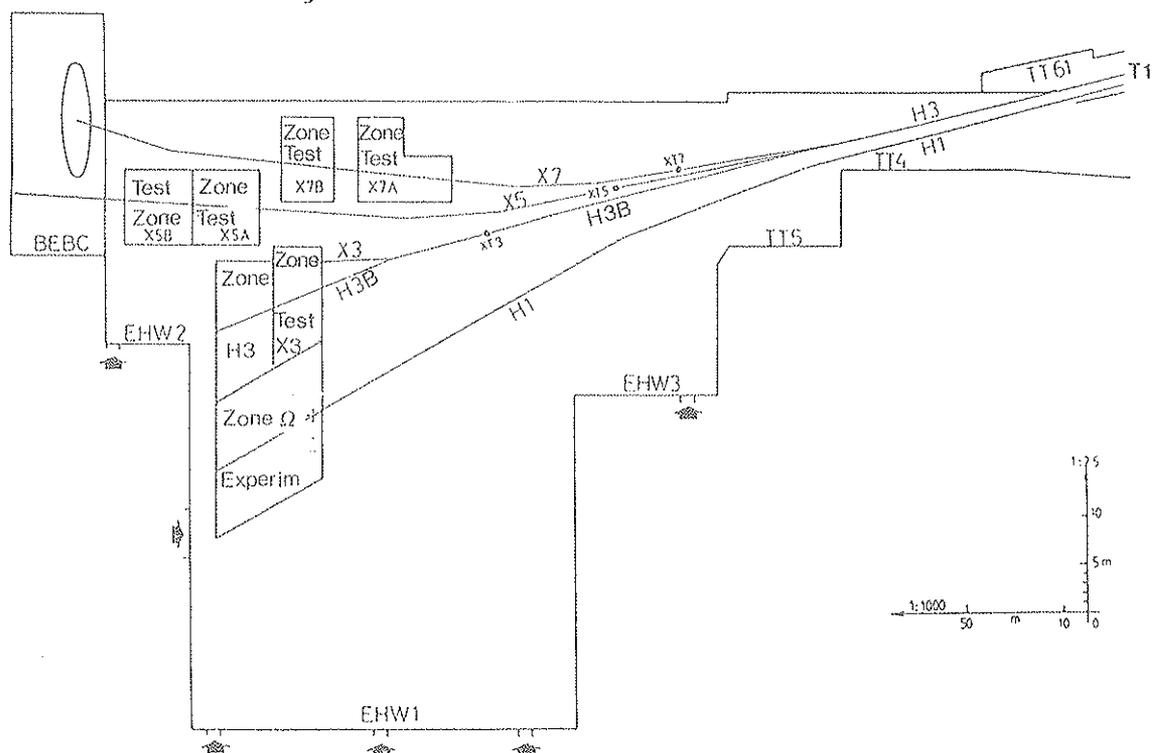


Figure II.1.b : Ensemble des lignes de faisceau de la zone expérimentale ouest du SPS.

Immédiatement après la cible XT3 d'où est issu le faisceau X3, deux aimants dipolaires SM1 et SM2 (figure II.1.d) à champ magnétique intense et le convertisseur en plomb CV1 qui suit, permettent le fonctionnement du faisceau en mode électrons seuls : les photons issus de la désintégration des  $\pi^0$  sont présents au niveau de CV1 et convertis en électrons et positons en interagissant dans le plomb, alors que toutes les autres particules chargées sont dirigées dans une autre direction par le champ magnétique. Le convertisseur est composé de deux feuilles de plomb de 4 et 6 mm d'épaisseur. Dans toute la suite de ce chapitre le système d'axes qui forme un trièdre direct, est le suivant : l'axe des Z est matérialisé par le faisceau et sa direction, l'axe des Y est vertical et l'axe des X est horizontal. Dans le sens des Z positifs, deux quadripôles Q1 et Q2 et un dipôle magnétique B1 suivent le convertisseur et sont communs à l'optique du faisceau H3. Viennent ensuite pour compléter l'optique de X3 deux dipôles magnétiques B2 et deux quadripôles magnétiques Q3 et Q4. Ces quatre derniers éléments composent le spectromètre du faisceau auquel est associé le collimateur C1 qui placé avant B2, définit la dispersion en impulsion du faisceau (figure II.1.c).

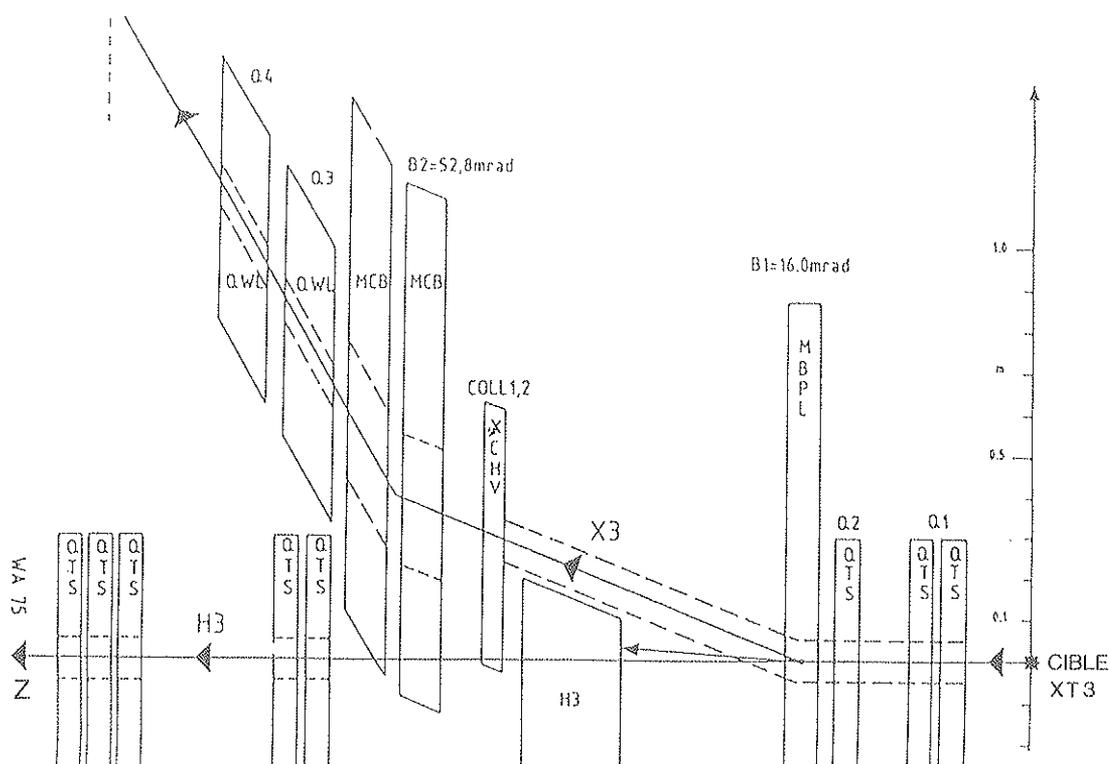


Figure II.1.c : Arrangement de la ligne de faisceau X3. (Aucun détecteur n'est montré ici).

Trois ensembles de chambres à fils récupérées d'une précédente expérience NA8-WA9 sont répartis le long de la ligne de faisceau :

- PC1(X) placé immédiatement après le collimateur C1, permet de mesurer l'étendue du faisceau suivant l'axe X ; on a ainsi une vérification de l'ouverture de C1,
- PC2(X) et PC2(Y) situés à la suite du quadripôle Q4,
- PC3(X) et PC3(Y) positionnés en bout de ligne de faisceau.

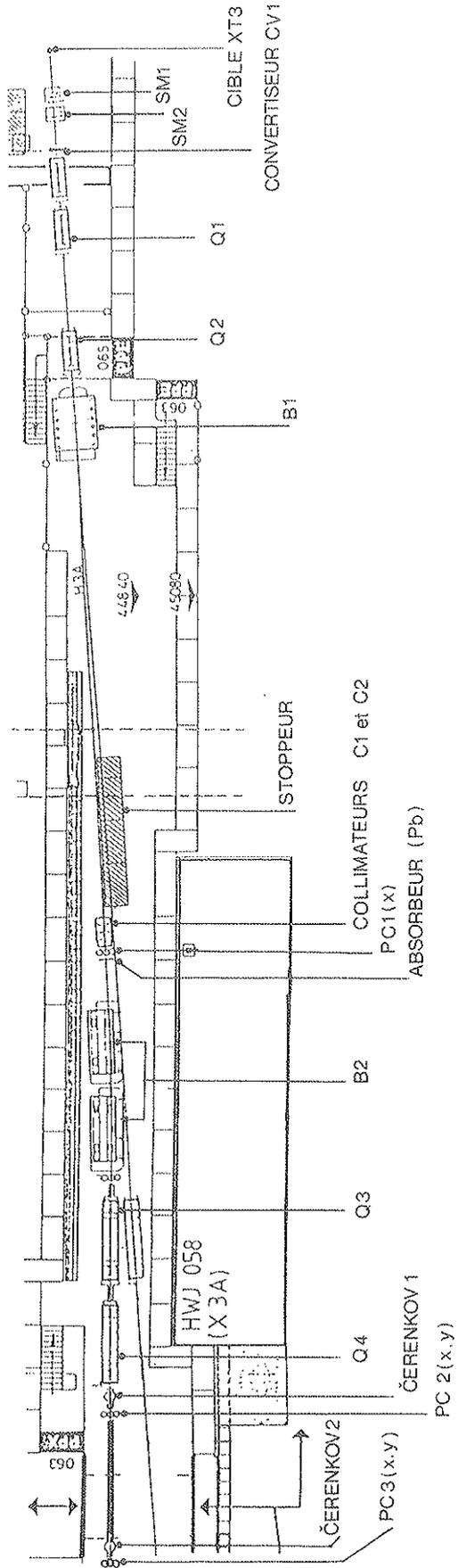


Figure II.1.d : Disposition des éléments du faisceau X3.

Ces deux derniers ensembles sont composés de deux chambres à fils pour chacune des directions de mesure. Les chambres à fils utilisées sont de type standard CERN. Ce sont des chambres de  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  possédant 96 fils de tungstène doré de  $10 \mu\text{m}$ . Le plan des fils est à 5 mm du plan cathodique constitué d'une feuille d'aluminium de  $10 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Deux feuilles en mylar-aclar de  $50 \mu\text{m}$  protègent les plans de haute tension. Les fils de mesure sont espacés de 1 mm avec une précision de  $\pm 50 \mu\text{m}$ . Le mélange de gaz est constitué de 25% d'isobutane et 75% d'Argon. L'alimentation haute tension possède un système de sécurité qui coupe la haute tension dès que la valeur du courant dans la chambre dépasse un seuil fixé au préalable. Les signaux des chambres proportionnelles à fils sont immédiatement amplifiés par des préamplificateurs en courant. Puis les signaux standardisés sont envoyés à l'aide de câbles torsadés de faible atténuation aux modules récepteurs (RM)-codeurs dans la salle de comptage.

Deux feuilles de plomb de 5 et 10 mm d'épaisseur, situées après la chambre PC1X, constituent un absorbeur et permettent de travailler en mode hadrons seuls en éliminant les électrons. Ce mode était surtout utilisé pour l'étude du calorimètre hadronique associé au calorimètre électromagnétique.

De plus deux compteurs cerenkov à seuil dont l'un est à l'intérieur des quadripôles Q3 et Q4 et l'autre entre les chambres PC2 et PC3 ont pour rôle d'identifier les électrons (figure II.1.d).

Un bloc de fer de 6m de long permet d'arrêter les particules du faisceau H3B lorsque la ligne de faisceau X3 est en fonctionnement.

## 2. LE SPECTROMETRE DU FAISCEAU X3

Une ligne de faisceau de particules chargées est équivalente à un montage optique. A un prisme correspond un dipôle magnétique qui sépare donc les différentes énergies dans l'espace : c'est le rôle des dipôles B2. Au quadripôle correspond une lentille divergente ou convergente et permet ainsi par exemple la focalisation du faisceau : c'est le rôle des deux quadripôles Q3 et Q4.

En utilisant ainsi l'optique matricielle, on peut déterminer l'impulsion des particules du faisceau avec une bonne précision à partir de la relation suivante [2] :

$$X_A = R_{11} X_B + R_{12} X_c + R_{16} \frac{\Delta P}{P_0} + r_{116} X_B \frac{\Delta P}{P_0} + r_{126} X_c \frac{\Delta P}{P_0} + r_{166} \left( \frac{\Delta P}{P_0} \right)^2$$

où  $\Delta P$  est l'écart entre l'impulsion de la particule et l'impulsion nominale  $P_0$  du faisceau et où  $R_{i,j}$  et  $r_{i,j,k}$  sont les éléments de la matrice de transfert de B vers A du 1er et 2ème ordre (figure II.2.a).  $X_A$  et  $X_B$  sont les coordonnées de la particule mesurées respectivement dans les chambres PC1(X) et PC3(X).  $X'_B$  est l'inclinaison de la trace dans la chambre PC3(X) et est égale à :

$$\frac{1}{\ell} (X_c - X_B)$$

$X_c$  étant la coordonnée dans la chambre PC2(X) et  $\ell$  la distance séparant cette dernière de PC3(X).

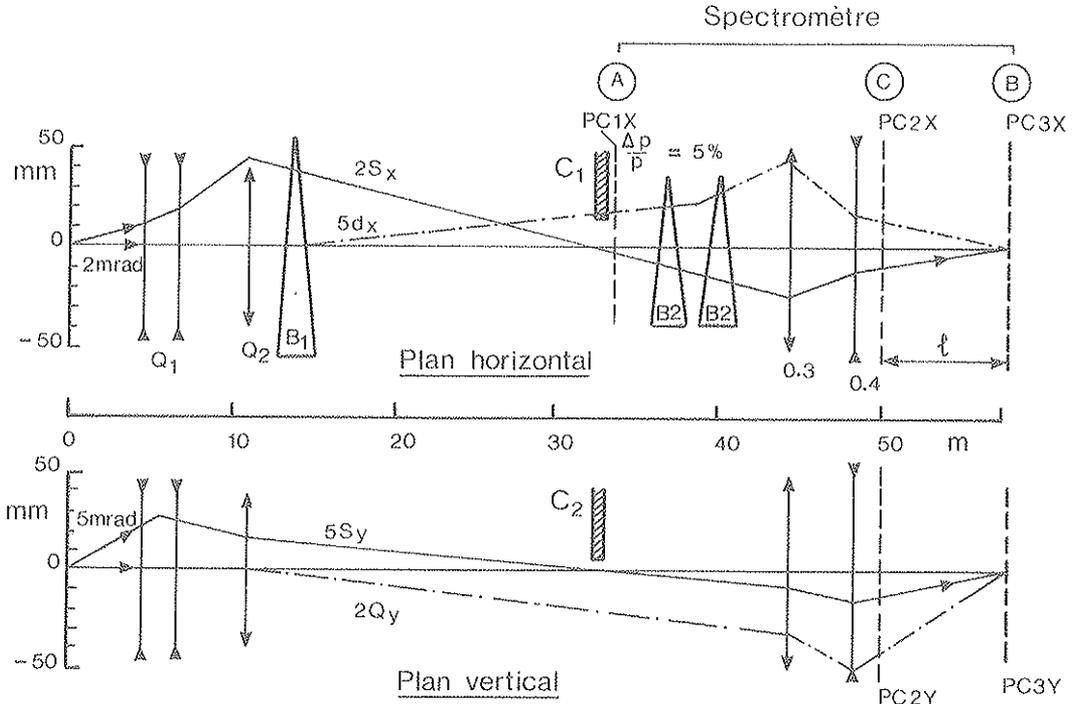


Figure II.2.a : Optique du faisceau X3.

Les lèvres du collimateur  $C_1$  se déplacent horizontalement et permettent de définir la dispersion en moment du faisceau. L'écart maximum  $\Delta P$  de l'impulsion d'une particule autour de la valeur nominale  $P_0$  dépend donc de l'ouverture du collimateur  $C_1$ . La distribution de  $\frac{\Delta P}{P_0}$  est une distribution carrée de valeur moyenne nulle et dont la largeur est typiquement de 0.33% par millimètre d'ouverture du collimateur [3]. Par contre la distribution de  $\frac{\Delta P}{P_0}$  déterminée par le spectromètre est le produit de convolution de la précédente distribution avec la résolution du spectromètre qui dépend de l'énergie. A haute énergie, au-dessus de 15 GeV, la déviation standard de  $\Delta P/P_0$  est constante et minimale, alors qu'au-dessous de 15 GeV, elle augmente rapidement lorsque l'énergie du faisceau diminue. Cette variation est due à la diffusion coulombienne multiple qui est importante à basse énergie car proportionnelle à l'inverse de l'énergie de la particule (dans le cas où la masse est négligeable devant l'impulsion). Il faut souligner que le champ magnétique  $B$  dans le dipôle  $B_2$  de longueur  $L$  est gardé proportionnel à l'impulsion nominale du faisceau, afin que l'angle de déviation  $\theta_0$  reste constant. On a ainsi :

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{\Delta \theta}{\theta_0} = \frac{\Delta \theta P_0}{BL}$$

La limite de  $\frac{\Delta P}{P_0}$  quand  $P_0$  devient grand est alors uniquement la résolution spatiale des chambres à fils.

Finalement, la résolution du spectromètre  $R_{SP}$  peut s'exprimer en fonction de l'énergie par la relation suivante :

$$R_{SP} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + b^2}$$

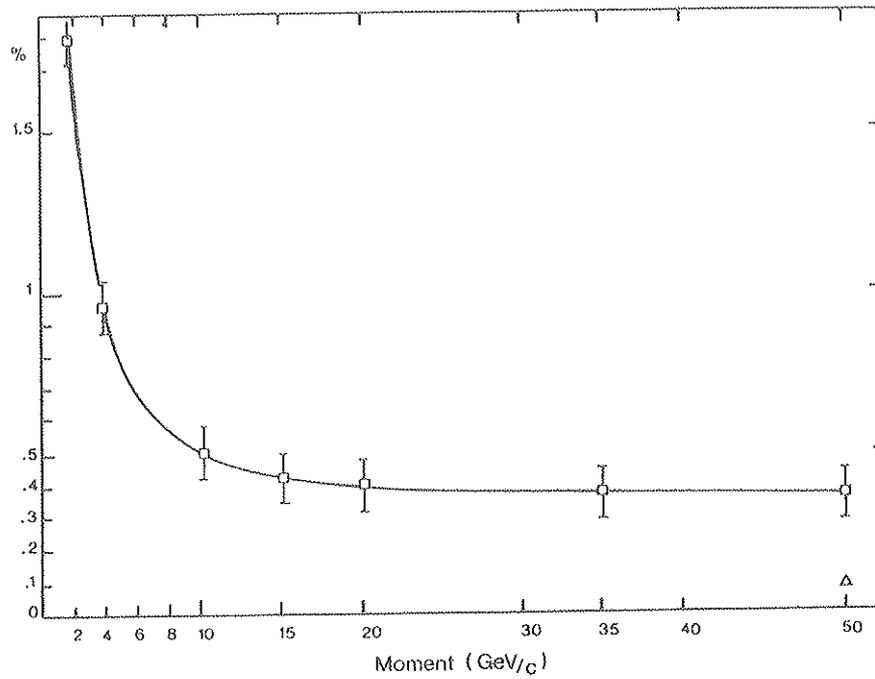
où  $a$  et  $b$  sont deux paramètres à déterminer. Pour cela il faut déconvoluer la distribution carrée initiale de la distribution mesurée par le spectromètre.

Ce calcul a été fait à partir d'une ouverture de collimateur de 3 mm. On obtient alors, si  $R_{SP}$  est exprimé en % et  $E$  en MeV :

$$a = 35.4 \cdot 10^2 \pm 2.3 \cdot 10^2 \text{ MeV}$$

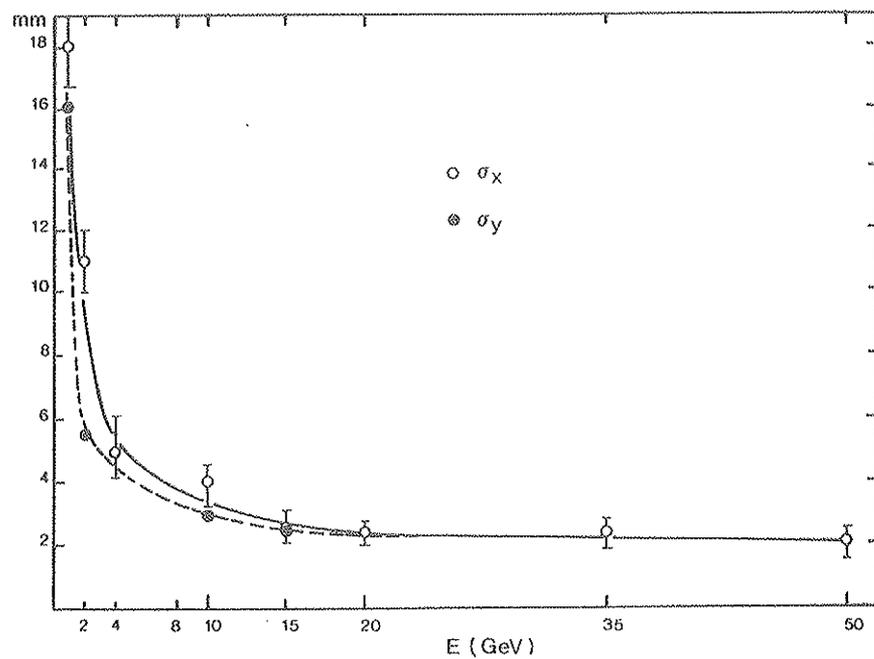
$$b = 0.37 \pm 0.09 \%$$

La courbe de résolution en impulsion du spectromètre est portée figure II.2.b.



*Figure II.2.b : Pouvoir de résolution en impulsion du spectromètre focalisant.*

La taille de la tâche du faisceau au point de focalisation dépend de l'énergie de la même manière (figure II.2.c).



*Figure II.2.c :  
Etendue du faisceau au  
point de focalisation.*

### 3. IDENTIFICATION DES PARTICULES

Pour identifier les électrons et les pions, deux compteurs Cerenkov à seuil équipent le faisceau X3. Le premier C1 de 8 m de long est placé à l'intérieur des deux derniers quadrupôles magnétiques et le deuxième C2 de 4.7 m est placé entre les deux derniers ensembles de chambres à fils PC2 et PC3.

La détection d'une particule chargée de masse  $m$  et d'impulsion  $p$  est possible si sa vitesse est supérieure à la vitesse de propagation de lumière dans le milieu traversé. Si ce milieu est un gaz on peut définir une pression seuil au-delà de laquelle la production de lumière est possible. Si  $P_S$  est cette pression exprimée en bars et  $n$  l'indice de réfraction du milieu on a :

$$P_S = \frac{m^2 C^2}{2(n-1) p^2}$$

$C$  : célérité de la lumière dans le vide.

L'inefficacité d'un compteur Cerenkov à seuil est due à la fluctuation du nombre moyen de photons détectés à la photo cathode du photomultiplicateur associé :  $1-e = e^{-N\Phi}$ . Ce nombre moyen  $N\Phi$  de photons est proportionnel à la longueur du compteur et à la différence entre la pression d'utilisation et la pression de seuil (figure II.3.a).

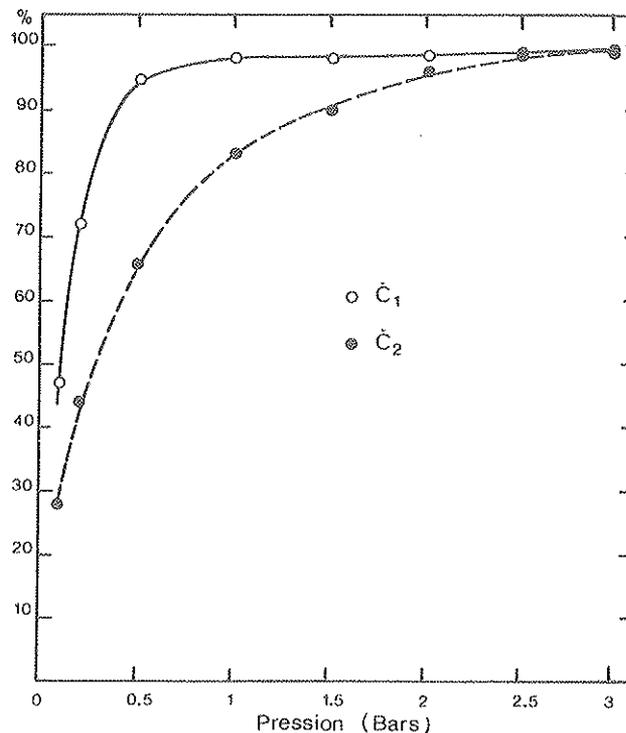


Figure II.3.a : Efficacité des deux compteurs Cerenkov à seuil en fonction de la pression avec des électrons de 4 GeV.

Ainsi pour signer les électrons d'énergie inférieure ou égale à 10 GeV, les compteurs Cerenkov sont remplis à 2.5 bars d'Helium. Pour une énergie supérieure, la pression est de 0.5 bar.

Le passage d'un électron est alors reconnu lorsque les deux compteurs Cerenkov émettent un signal simultanément.

Le faisceau X3 est accompagné de muons provenant essentiellement du halo du faisceau secondaire H3. Ce taux de muons est faible par rapport au taux de particules du faisceau X3, environ 2%, et dépend fortement des conditions de fonctionnement du faisceau H3. Un compteur de muons est placé tout à fait en bout de ligne de faisceau derrière la matrice. Il est constitué d'un bloc de fer de 1.20 m de long derrière lequel se trouve un scintillateur  $\mu 1$  de  $410 \times 420 \text{ mm}^2$  et d'épaisseur 6 mm. Il est séparé d'un deuxième scintillateur  $\mu 2$  de  $410 \times 420 \text{ mm}^2$  et de même épaisseur par un autre bloc de fer de 1 m de long. La coïncidence des deux signaux issus de  $\mu 1$  et  $\mu 2$  permet alors d'identifier les muons.

#### 4. INTENSITE

L'intensité du faisceau X3 dépend de l'énergie du faisceau incident H3 dont le taux de particules augmente quand son moment nominal augmente (figure II.4.a).

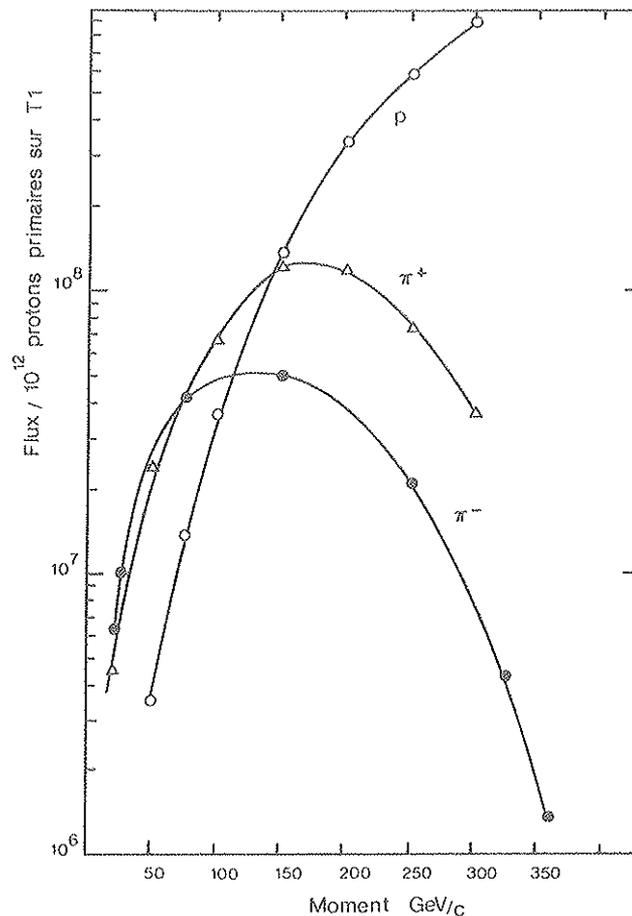
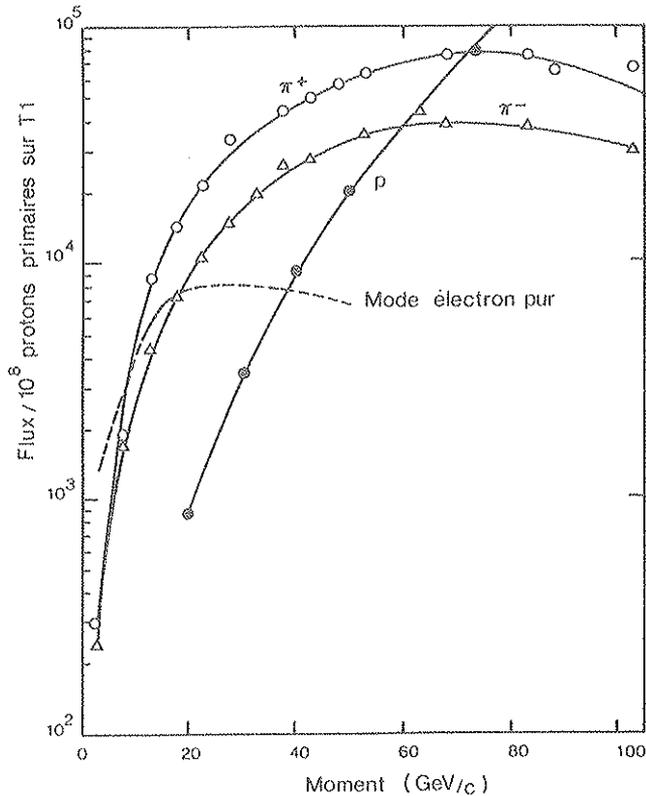


Figure II.4.a : Flux de particules en fonction de l'énergie nominale du faisceau H3. Pour un faisceau primaire de 450 GeV.

Dans le mode non séparé, le taux de  $\pi^-$  est compris entre 100 et 60 000 particules par cycle dans une gamme d'énergie de 1 à 50 GeV (figure II.4.b).

Dans le mode électrons seuls, le taux d'électrons est compris entre 1 000 et 6 000 particules par pulse dans la gamme d'énergie précédemment définie. Le rapport  $e/\pi^-$  est d'environ 100 à 2 GeV et diminue quand l'énergie augmente (figure II.4.b).



*Figure II.4.b* : Flux de particules en fonction de l'énergie nominale du faisceau X3.

## 5. SYSTEME DE DECLENCHEMENT ET D'ACQUISITION

Le signal de déclenchement des prises de données est élaboré à partir d'un ensemble de scintillateurs, des deux compteurs Cerenkov à seuil et des scintillateurs  $\mu 1$  et  $\mu 2$  pour signer les muons. L'ensemble est traité par une logique NIM qui fournit les signaux de déclenchement au système d'acquisition et aux différents systèmes électroniques de conversion (figure II.5.a).

Deux scintillateurs S1 et S2 de  $6.4 \times 6.4 \text{ cm}^2$  permettent de définir le faisceau. S1 est situé derrière la première chambre à fils PC1(x) alors que S2 se trouve juste après la dernière chambre à fils PC3(Y). Deux autres scintillateurs S3 et S4, placés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre à 20 cm en amont de la matrice, taille le faisceau sur une surface de  $1 \text{ cm}^2$ . Enfin un dernier ensemble de quatre scintillateurs, matérialisant les quatre côtés d'un carré de  $2 \text{ cm}^2$ , forme un système anti-halo (figure II.5.b).

Le calculateur utilisé pour l'acquisition est un VAX-11/750 équipé de trois méga octets de mémoire centrale, d'un dérouleur de bande 800/1600 bpi, d'un disque dur de 124 méga octets et d'une interface CAMAC parallèle Fisher. Le logiciel utilisé et le moniteur d'acquisition est celui développé par UA2 ( CERN).

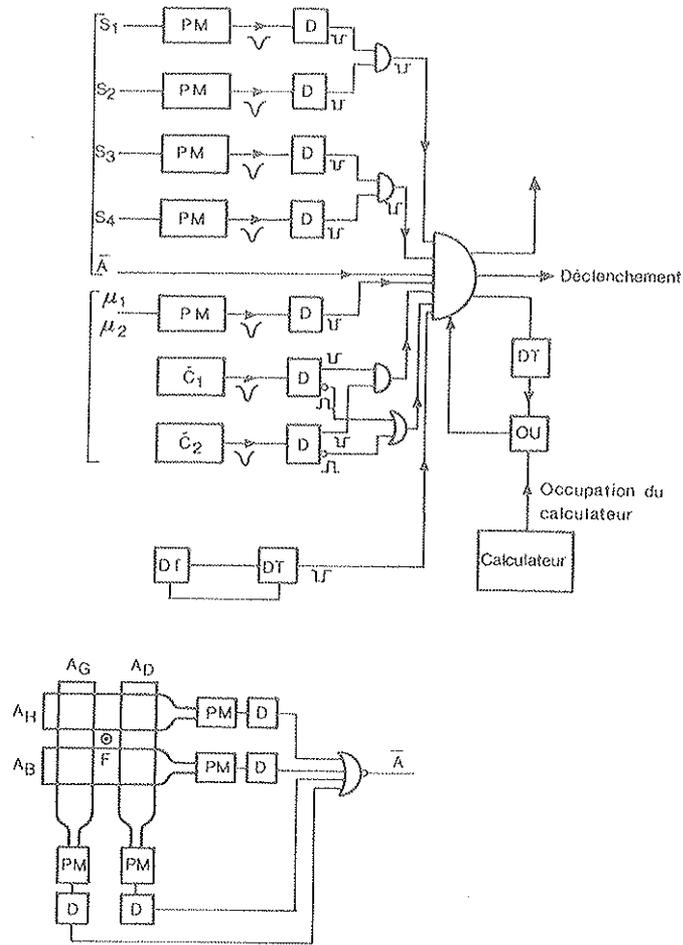


Figure 11.5.a : Synoptique du système de déclenchement.

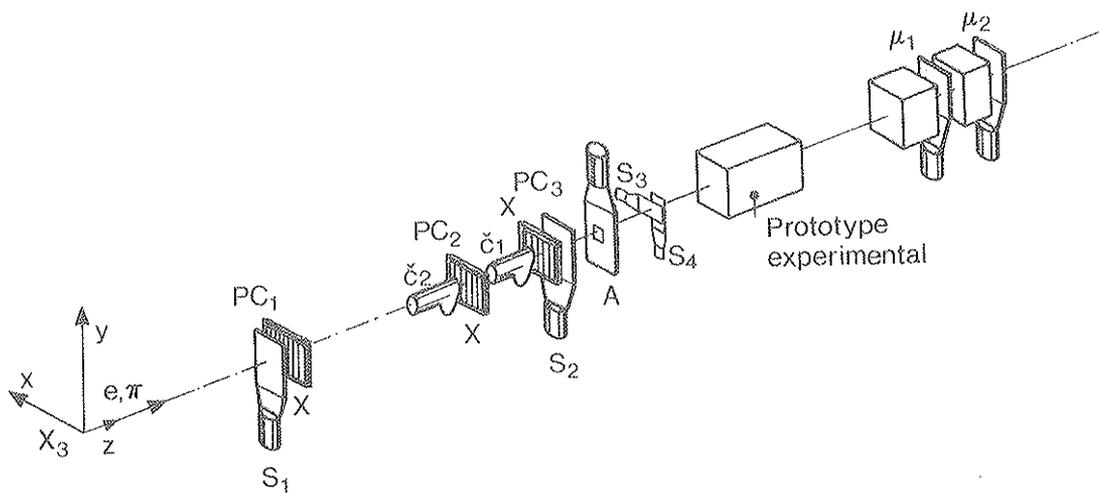


Figure 11.5.b : Détecteurs du faisceau X3.

## 6. LE PROTOTYPE EXPERIMENTAL

Le prototype expérimental est constitué d'une matrice de cristaux de BGO dont chaque cristal est équipé de photodiodes. Ces dernières sont connectées à des préamplificateurs de charge qui envoient le signal amplifié sur un système de conversion analogique digital à base de microprocesseurs.

### a) Les cristaux

Les cristaux de BGO sont au nombre de 25 et sont regroupés de manière à former une matrice carrée de  $5 \times 5$  (figure II.6.a). Ce sont des cristaux tronc-pyramidaux de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  à la grande base, de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  à la petite base et de 24 cm de long. Avec une telle géométrie nous sommes très proches de la configuration du calorimètre électromagnétique dans la direction  $\theta = 90^\circ$ . Les cristaux sont de deux provenances différentes : 9 ont été fabriqués par l'Institut de Céramique de Shanghai et les 16 autres proviennent de la compagnie Harshaw.

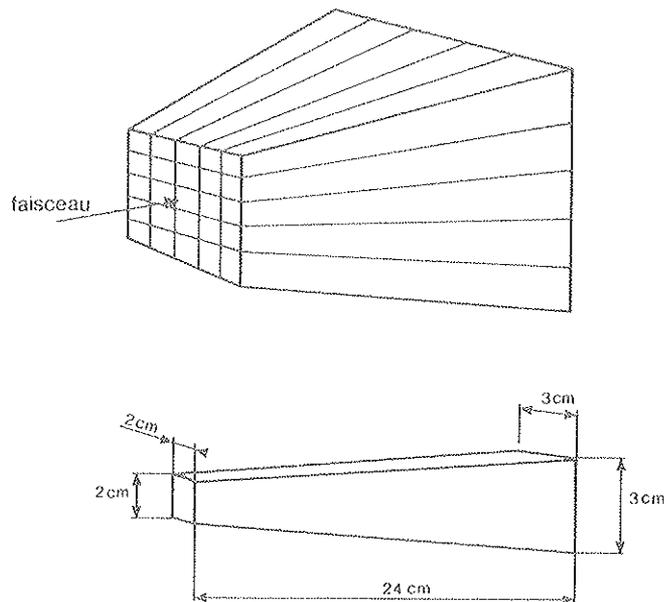


Figure II.6.a : Géométrie de la matrice.

La collection de la lumière produite par scintillation au sein du cristal sur les photodiodes est un problème important difficile à résoudre à cause de l'indice de réfraction du BGO très élevé : 2.15. De plus l'intensité de la lumière transmise dépend de la position du point d'émission le long de l'axe longitudinal du cristal. A cause des réflexions multiples l'intensité collectée est plus importante quand la distance qui sépare la zone émettrice des photodiodes augmente (environ 2.5 fois plus intense à l'extrémité opposée à la face du couplage). Ceci est néfaste pour la résolution en énergie, car si l'énergie de la particule incidente est plus élevée, l'énergie sera déposée dans la région du cristal plus proche de la face de collection (variation en  $\text{Log } E$ ) et donc la quantité de lumière collectée sera moins importante.

Tous ces cristaux ont été préalablement uniformisés [4] et testés par le laboratoire de physique des particules d'Annecy. De plus un test de vérification de l'uniformité de réponse des cristaux de BGO en fonction de la position a été effectué en utilisant les particules au minimum d'ionisation du faisceau. Pour ces mesures l'axe principal de la matrice était placé perpendiculairement à la direction du faisceau.

Pour chaque position et en tenant compte de l'épaisseur traversée on obtient une réponse relative à un point de normalisation choisi à 1cm de la face couplée aux photodiodes.

Cette uniformisation a été obtenue en dépolissant fortement deux faces latérales en vis à vis ; la face de couplage est aussi dépolie, mais plus faiblement, avec une poudre d'alumine de 30  $\mu\text{m}$ . Tous les cristaux de Shanghai ont été enveloppés de papier blanc, alors que les cristaux de Harchaw ont une enveloppe faite par la même firme. L'uniformisation ainsi effectuée a pour effet de ramener en tous points du cristal l'intensité de lumière collectée égale à la quantité de lumière minimale que l'on peut recevoir sur les photodiodes. La variation entre les extrémités de la quantité de lumière reçue est comprise entre - 30% et + 20% (figure II.6.b).

#### b) Les photodiodes

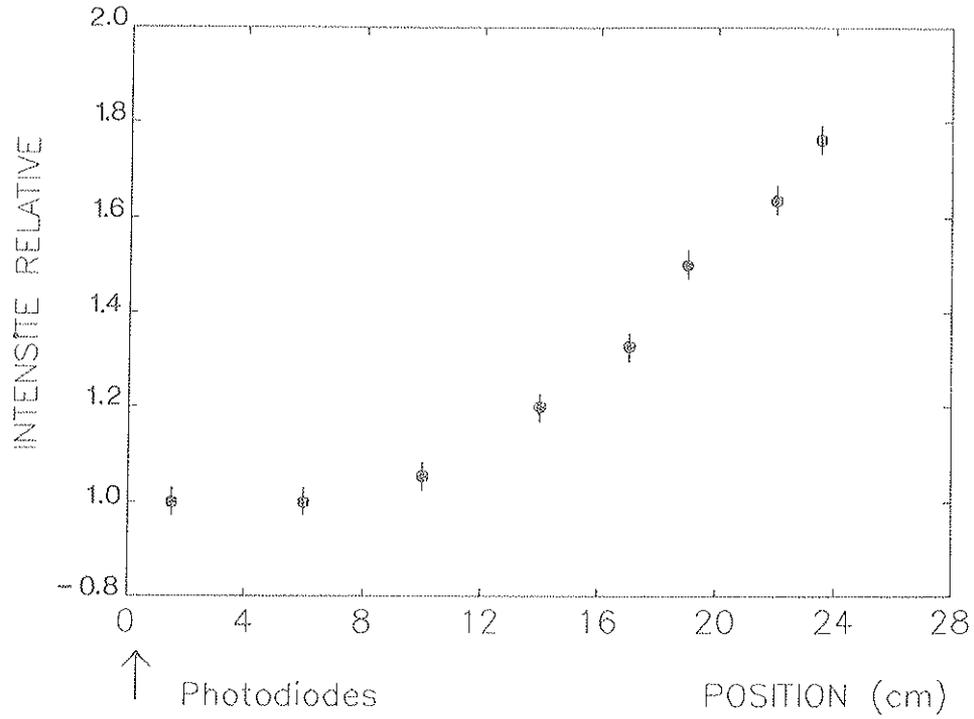
Les photodiodes sont utilisées comme des détecteurs nucléaires à semiconducteur. Une zone de déplétion est obtenue en polarisant la photodiode en inverse. Lorsqu'un photon interagit dans cette zone une paire électron-trou est créée et est collectée grâce à la différence de potentiel appliquée ; et il n'y a aucune amplification intrinsèque contrairement aux photomultiplicateurs. Pour cette raison une électronique amplificatrice de très bas bruit est nécessaire. En collection de charge, les performances sont d'autant plus grandes que la capacité et le courant inverse de la photodiode sont faibles (voir chapitre III).

Pour ces raisons les photodiodes utilisées et fabriquées par la firme Japonaise HAMAMATSU sont du type PIN, série S 1790 lot 01. Ce type est une version améliorée des photodiodes à diffusion PLANAR de faible capacité. Une couche de silicium très pur I entre les couches P et N augmente le temps de réponse, diminue la tension de claquage et le courant inverse.

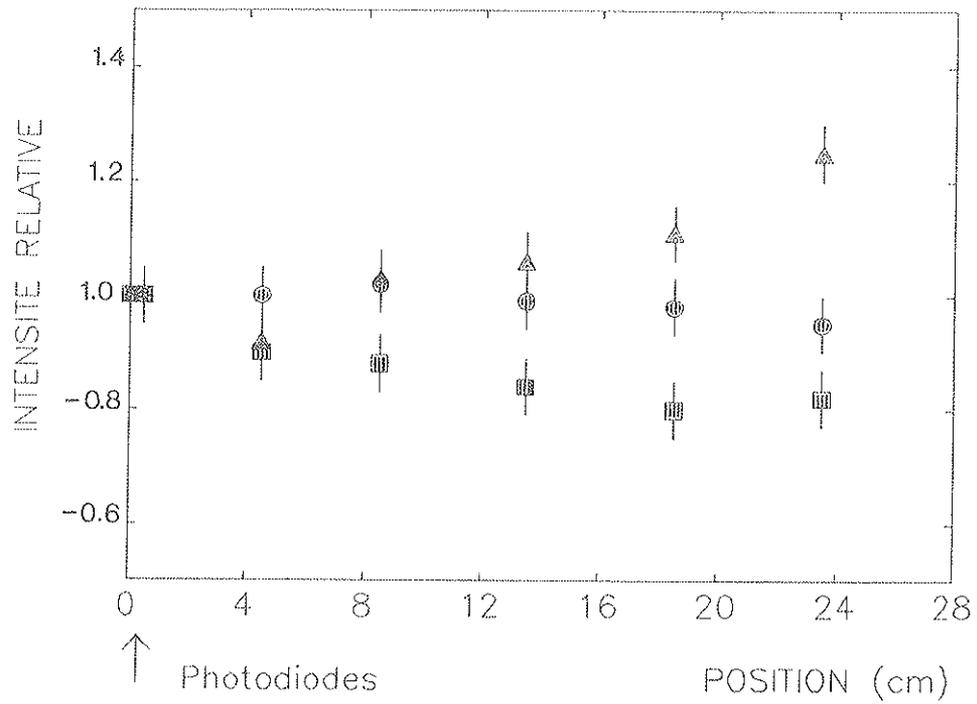
Une photodiode de ce type a un courant inverse très faible, de l'ordre de 1 nA à 10 volts (en polarisation inverse) et a une capacité de 80 pF environ au-delà de 10 volts quand la photodiode est entièrement déplétée. Trois photodiodes sont fixées sur la base de 3 x 3  $\text{cm}^2$  de chaque cristal par de la colle Dowcorning 3145 RTV d'indice de réfraction 1.5. La surface de détection est de 1  $\text{cm}^2$  par photodiode.

Une mesure du courant inverse de l'ensemble des trois photodiodes a été effectuée 36 heures après le collage, à une température ambiante de 26°C. Sur 7 cristaux le courant inverse présente un coude entre 10 et 15 volts de polarisation à partir duquel il augmente très rapidement (figure II.6.e). Un seul cristal a des photodiodes dont le courant inverse augmente rapidement à partir de 0.5 volt de polarisation en suivant la loi d'Ohm (figure II.6.c), le reste des cristaux a des photodiodes dont le courant inverse augmente très lentement avec la tension et dépasse rarement 10 nA à 40 volts (figure II.6.d), le coude observé (figure II.6.e) disparaît en fait lorsque la mesure est effectuée au moins 72 heures après le collage. Ceci montre que l'état de surface de la photodiode ou les caractéristiques du milieu qui est en contact avec la photodiode ont un effet important sur le courant inverse. Le courant inverse augmente aussi quand la température augmente et indépendamment de la tension de polarisation. Pour une tension de polarisation de 10 volts, la moyenne du courant inverse est de 4.5 nA à 26°C sur l'ensemble des cristaux avec une déviation standard relative de 39%. A une température de 20°C la moyenne est alors de 2 nA avec une déviation standard relative de 37% (figure II.6.f).

## REPONSE D UN CRISTAL NON UNIFORMISE



## REPONSE DE 3 CRISTAUX UNIFORMISES



*Figure 11.6.b* : Variation de la quantité de lumière reçue sur les photodiodes d'un échantillon de 3 cristaux (cas extrême) après uniformisation comparée à la réponse obtenue avant uniformisation.

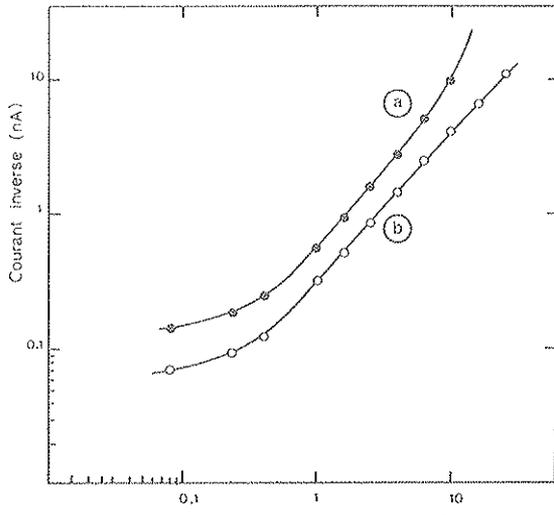


Figure 11.6.c Tension de polarisation ( Volt )

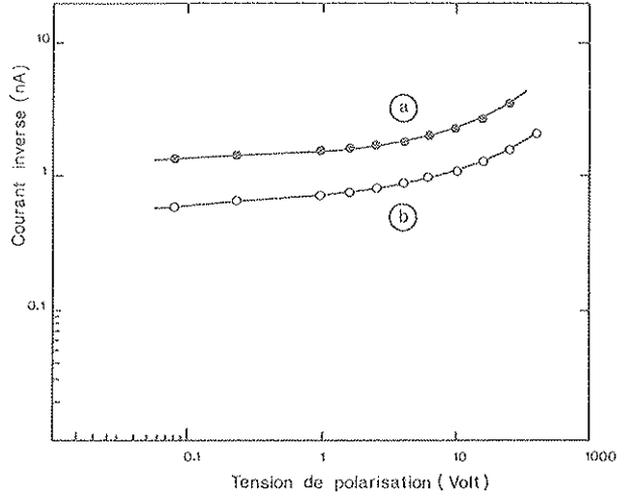


Figure 11.6.d

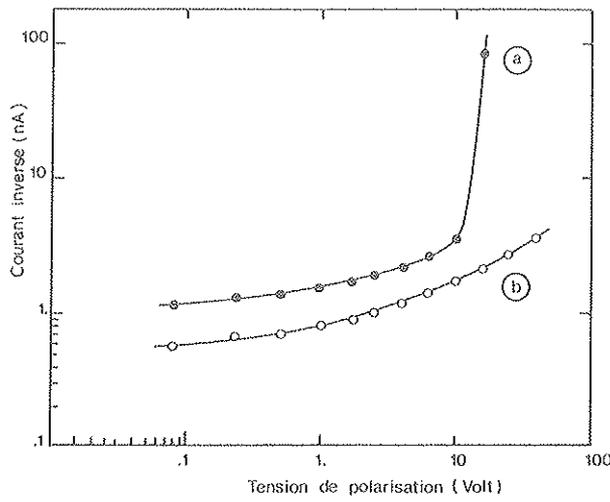


Figure 11.6.e

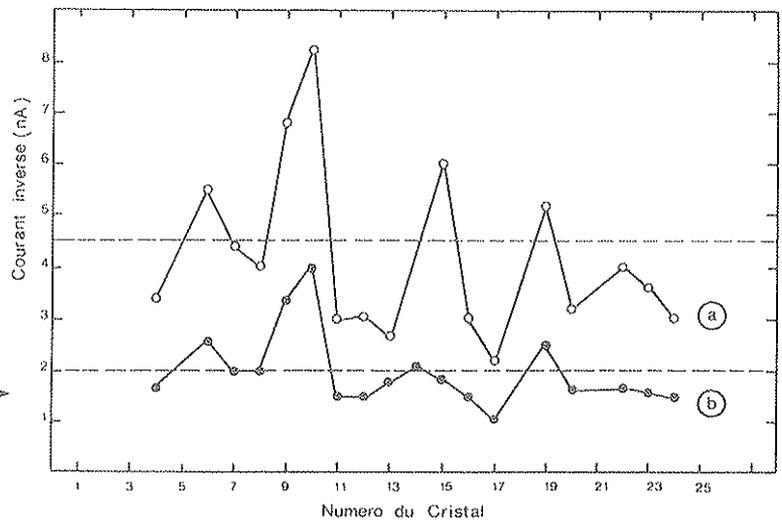
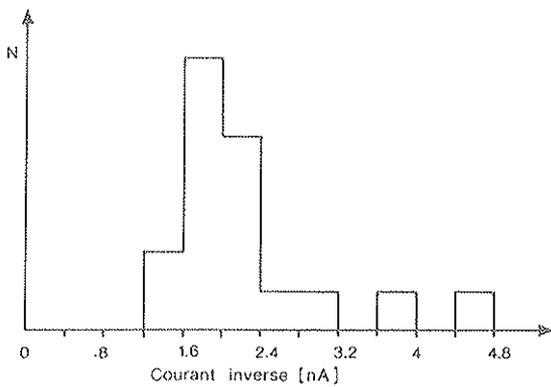


Figure 11.6.f

Figures 11.6.c, 11.6.d, 11.6.e, 11.6.f : Courant inverse de trois photodiodes en parallèle en fonction de la Tension de polarisation inverse : a) température de 26°C, 36 heures après collage,

b) température de 20°C, 5 mois après collage.

Les trois photodiodes sont reliées en parallèle au préamplificateur par l'intermédiaire d'un câble blindé de 30 cm environ et la tension de polarisation appliquée est de 12 volts. Cette tension correspond en moyenne à la tension minimale pour obtenir une zone déplétée d'épaisseur maximale de 100  $\mu$ m.

### c) Préamplificateurs de charges

Les préamplificateurs placés sur des cartes électroniques de conversion analogique-digitale se trouvent à l'extérieur d'une boîte métallique qui blinde et protège de la lumière l'ensemble BGO et photodiodes. Les préamplificateurs sont de même tous blindés séparément.

Parmi les préamplificateurs bas bruit, sensibles en charge et adaptés pour des photodiodes de grande capacité certains étaient fabriqués en technologie hybride par le service de microélectronique de Lyon [5]. Ils offrent ainsi une meilleure immunité au bruit, une grande fiabilité, un encombrement réduit, ainsi qu'une faible consommation d'énergie (90 mW avec une alimentation  $\pm 12$  V). On se rapproche ainsi de l'élément final qui sera utilisé dans L3.

Les préamplificateurs fournissent un signal d'amplitude maximale de 10 volts qui doit correspondre à une gamme d'énergies mesurées allant de quelques MeV à 100 GeV. Cependant il faut tenir compte du rendement lumineux de chaque cristal et pouvoir accepter 100 GeV dans tous les cas. Pour cela un gain nominal identique pour tous des préamplificateurs de 25 à 50  $\mu$ V/MeV doit être retenu.

### d) Le système de conversion analogique-digital

Le système de conversion analogique-digital doit pouvoir admettre cette grande gamme dynamique tout en ayant une bonne résolution [6]. L'Université de Princeton a mis au point un système expérimental nouveau et original à base de microprocesseurs pour parvenir à cet objectif. Les résultats donnés par la suite sont donc les premiers obtenus avec cette électronique. Le CAD (Convertisseur Analogique Digital) est réalisé à l'aide du microcalculateur 6805 de Motorola en technologie CMOS. Le système fonctionne par approximations successives en comparant la tension de sortie d'un CDA (Convertisseur Digital-Analogique) avec soit le signal direct, soit le signal issu de l'un des quatre étages successifs de gain 4 (figure II.6.g). Pendant la durée de la conversion le signal appliqué sur la chaîne des quatre amplificateurs doit être fixe : c'est le rôle de l'échantillonneur-bloqueur (SMP 10 ou SMP11 de PMI).

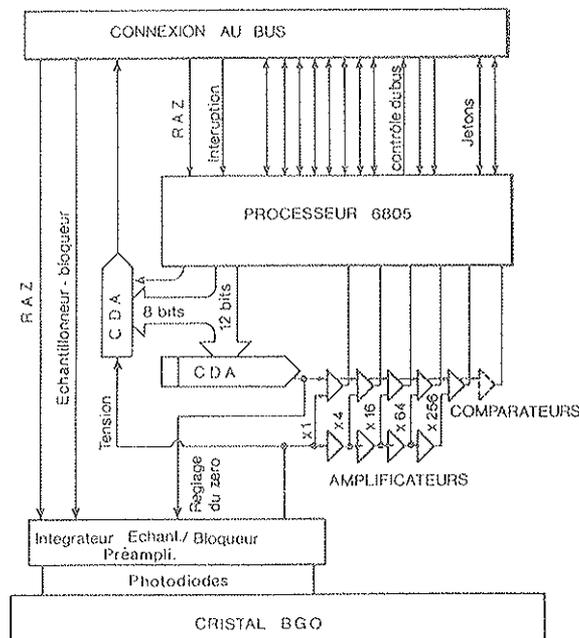
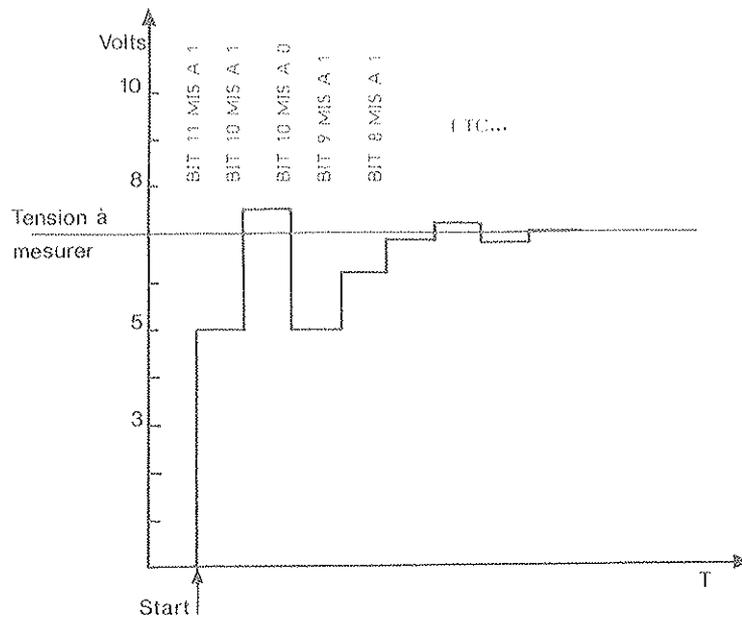


Figure II.6.g : Synoptique de l'ADC de Princeton.

Pendant que le signal analogique est maintenu à sa valeur crête à partir du signal de déclenchement, (figures II.6.h) le microprocesseur entre un mot de 12 bits très proche de la valeur maximale sur le CDA. Ce dernier présente donc une tension maximale très proche de la tension de référence de 10 volts sur les cinq comparateurs associés à chaque voie d'amplification. En sélectionnant la sortie du comparateur qui a basculé et dont la chaîne d'amplificateur associée présente le gain le plus élevé (le comparateur bascule lorsque la tension du CDA est plus grande que la tension du signal), le microprocesseur choisit la gamme dans laquelle il va travailler et affecte une valeur à l'exposant en base 4.

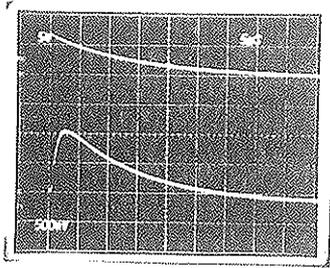
Ensuite il met tous les bits du CDA à zéro, puis successivement en partant du bit de poids le plus élevé, il le met à 1 et le laisse à 1 si le comparateur sélectionné ne bascule pas ou le remet à zéro s'il bascule et ainsi de suite jusqu'au bit de poids le plus faible (figure II.6.h).



*Figure II.6.i : Principe de conversion par approximations successives.*

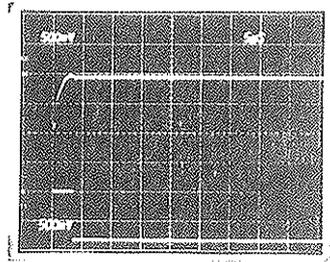
Cette méthode a l'avantage d'avoir un temps de conversion constant quelle que soit l'amplitude du signal détecté. La durée de conversion est actuellement proche de 500  $\mu$ s avec une version HMOS et pourra être réduite à 300  $\mu$ s environ avec une version CMOS, ces valeurs sont données pour une fréquence d'Horloge de 1MHz. Le mot obtenu est un mot de 15 bits virgule flottante avec 3 bits pour l'exposant en base 4 et 12 bits pour la mantisse. L'emploi de microprocesseur à l'avantage de pouvoir offrir une très grande adaptabilité, car le mode de fonctionnement peut entièrement être défini par programmation. Par exemple d'autres entrées comme la mesure de température ou de courant inverse des photodiodes peuvent être ajoutées et lues à n'importe quel instant. On peut aussi par exemple décider la conversion d'une autre gamme de gain inférieure à la gamme de conversion offrant la meilleure résolution et ceci afin de vérifier les gains relatifs des amplificateurs. Cependant l'inconvénient principal est le temps de conversion qui s'avère plus long que les CAD classiques.

Lors des prises de données le préamplificateur du cristal central de la matrice fournissait un signal de 26  $\mu$ V/MeV. La plage de conversion théorique s'étend donc jusqu'à 385 GeV avec une résolution de 0.367 MeV sur la gamme la plus sensible comprise entre 0 et 1.5 GeV, et une résolution de 93.9 MeV sur la gamme la plus élevée entre 96.25 GeV et 385 GeV (figure II.6.j).



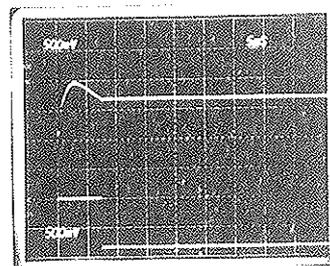
Entrée préamplificateur

Entrée échantillonneur-bloqueur



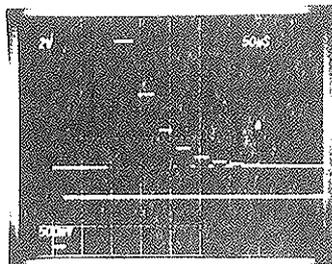
Sortie échantillonneur-bloqueur

Signal logique d'échantillonnage



Idem photo précédente mais temps différent.

Signal logique d'échantillonnage



Sortie du convertisseur digital-analogique

Signal d'interruption INT

*Figure II.6.h : Echantillonnage du signal de sortie du préamplificateur.*

Un microcalculateur architecturé autour d'un microprocesseur MC 68000 pilote les 25 systèmes de conversion. Il communique avec le système d'acquisition CAMAC du VAX par l'intermédiaire d'une mémoire FIFO.

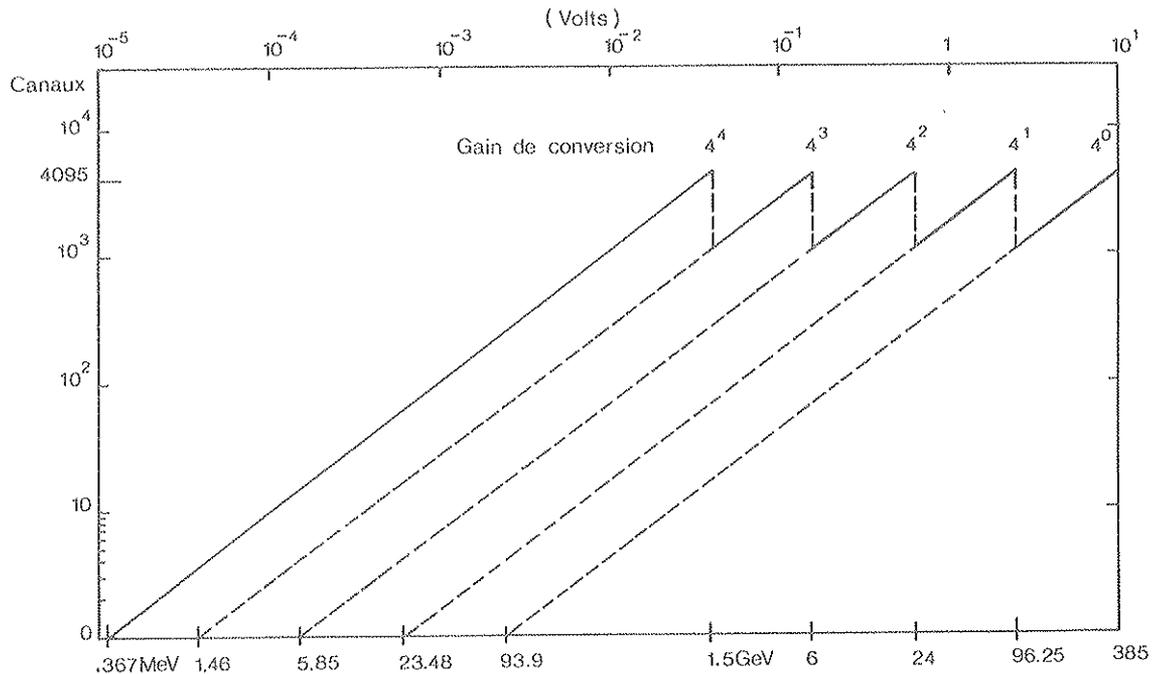


Figure II.6.j : Gamme théorique dynamique de conversion.

#### e) Le monitoring avec des diodes électro-luminescentes

Un système expérimental de monitoring a été de plus mis en place. Il est basé sur l'utilisation de Diode Electroluminescente (DEL). Deux types de DEL's furent utilisées, des DELS's jaunes HP 4150 à l'arseniure de Gallium dont l'intensité lumineuse est de 2 millicandela mais dont la longueur d'onde 585 nm ne correspond pas à la longueur d'onde de scintillation du BGO contrairement à l'autre type de DEL au carbure de silicium SLOAN B17, dont la longueur d'onde d'émission est 490 nm (figure II.6.k). Ces DEL bleues sont récemment apparues sur le marché et sont encore d'un coût très élevé par rapport aux autres. De plus, elles produisent une intensité lumineuse plus faible de l'ordre de 0.5 à 1 millicandela. Il est indispensable de monitorer dans la longueur d'onde de scintillation du BGO car l'évolution de la transmission de lumière dans le BGO peut ne pas être identique dans tout le spectre visible.

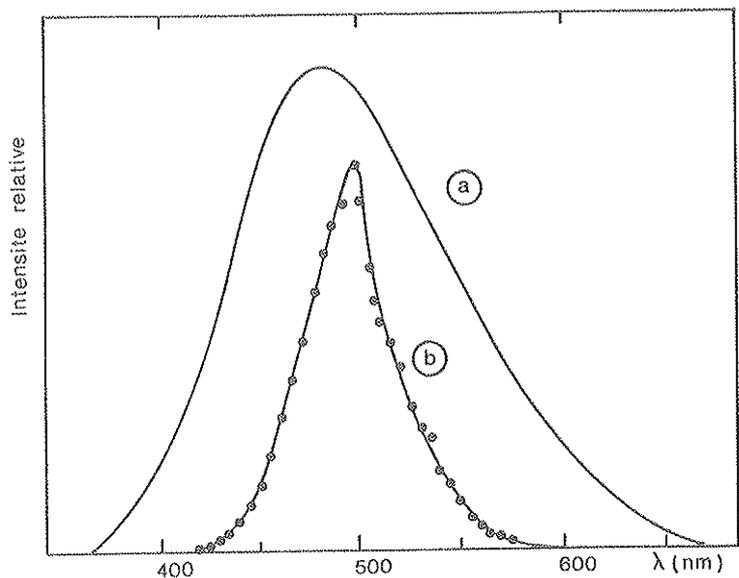


Figure II.6.k :  
Spectres d'émission des DEL bleues (b)  
comparés au spectre d'émission du BGO (a).

Ce monitoring est important car comme le montrent certains résultats de dommage par radiation [7] il semble que c'est essentiellement la transmission de la lumière qui est affectée et non pas le phénomène de scintillation proprement dit.

Pour les deux types, une DEL est excitée par la décharge d'une capacité de 1000 pF, chargée par une tension variable de 0 à 60 volts. La commande de décharge est issue d'un signal NIM de fréquence variable inférieure à 100 Hz (figure II.6.l).

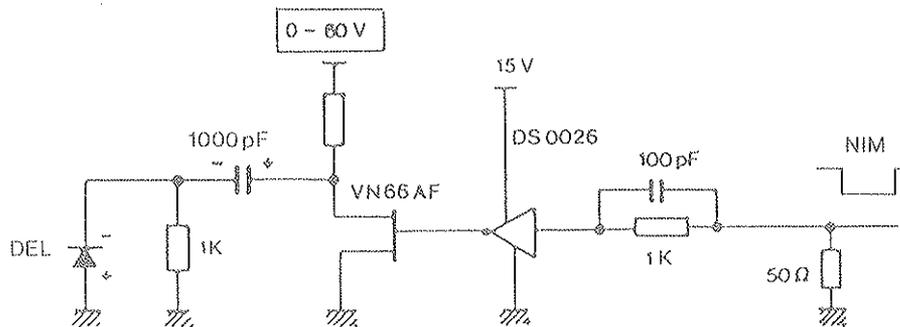


Figure II.6.l : Circuit électronique associé à chaque DEL.

Seule la largeur du signal TTL issu du signal NIM sur l'électronique associée aux DEL bleues était réglable de quelques nanosecondes à plusieurs microsecondes, contrairement à celle des DEL jaunes qui était fixée à 80 ns.

La réponse à l'impulsion électrique des DEL bleues est beaucoup plus rapide que celle des DEL jaunes (figure II.6.m) le signal lumineux suit de très près la forme du signal NIM alors que pour les DEL jaunes le temps de réponse est beaucoup plus important.

(a) bleues

(b) jaunes

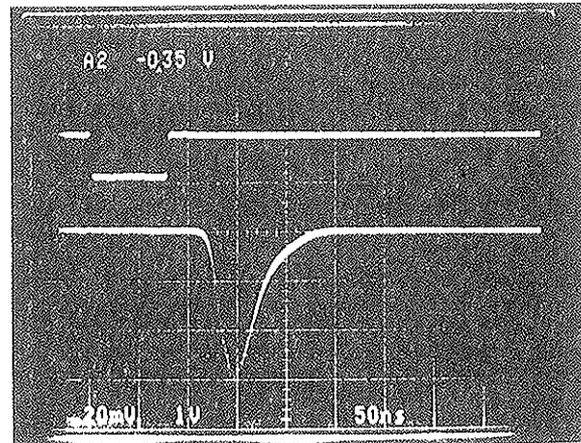
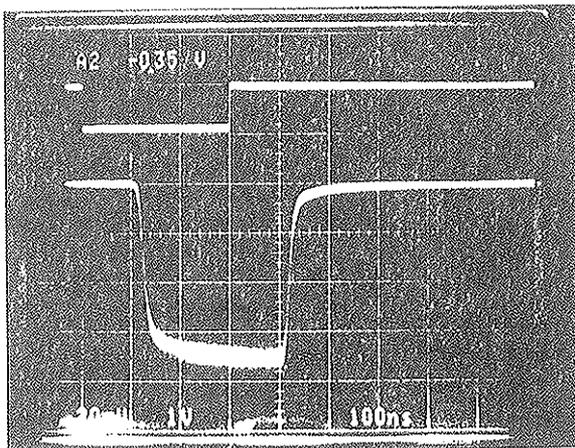


Figure II.6.m : Impulsion lumineuse des DEL bleues et jaunes (vue par un photomultiplicateur) :

Du fait du faible encombrement des DEL jaunes, huit de ces dernière ont pu être disposées sur la surface de  $1\text{cm}^2$  d'un diffuseur en plexiglass, alors que quatre DEL bleues seulement peuvent être utilisées pour la même surface. Les deux générateurs ainsi constitués ne pouvaient pas être utilisés simultanément car un seul toron de 30 fibres optiques en plastique de 1mm de diamètre était disponible.

Chaque cristal recevait une fibre optique couplée perpendiculairement à sa petite face. Bien que ce type de générateurs soit d'une grande stabilité à long terme, bien meilleure qu'un générateur à lampe par exemple, il est indispensable de monitorer la quantité de lumière produite, du fait notamment de la dépendance du rendement lumineux des DEL avec la température que nous avons mesurée et qui est de  $0.8\%/^{\circ}\text{C}$  à  $20^{\circ}\text{C}$  pour les DEL bleues et  $-0.8\%/^{\circ}\text{C}$  à  $20^{\circ}\text{C}$  pour les DEL jaunes (figure II.6.n).

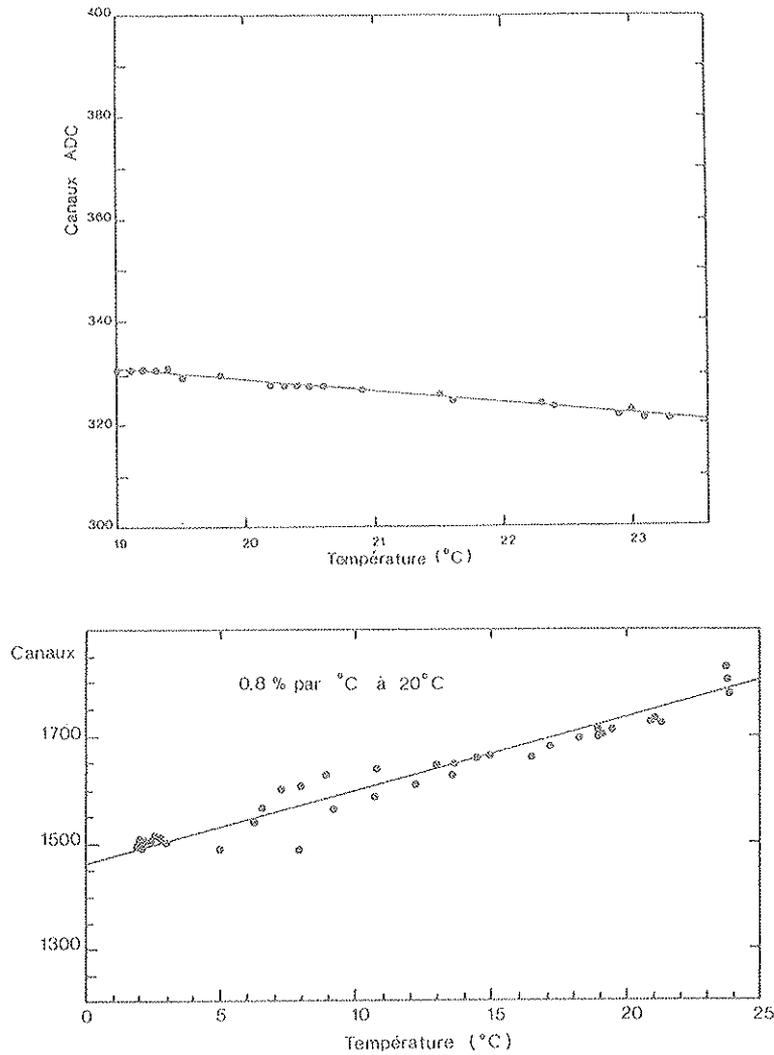


Figure II.6.n : Variation avec la température de la quantité lumière produite par les DEL :  
 a) jaunes  
 b) bleues

Pour ce faire deux fibres optiques illuminent deux photodiodes ORIEL de  $5\text{ mm}^2$  connectées à deux préamplificateurs de charge : un ORTEC et un CAMBERRA. Les signaux sont ensuite amplifiés et convertis par un ADC 2259B. Ce genre de moniteur est beaucoup plus stable que la détection par photomultiplicateur et peut être aussi continuellement contrôlé en utilisant une source radiative telle du  $^{57}\text{Co}$  en détection directe sur la photodiode.

La résolution relative de ce signal de moniteur est de 0.5% (largeur à mi-hauteur) comme le montre la figure II.6.o.





Malgré le relativement faible rendement lumineux des générateurs à DEL, certains avantages ne sont pas à négliger :

- aucune alimentation haute tension nécessaire,
- système de déclenchement et de pilotage du générateur très simple,
- grande stabilité et vieillissement beaucoup moins rapide qu'un système à lampe, la stabilité à court et moyen terme est meilleure que 1%,
- longueur d'onde d'émission bien définie contrairement au spectre d'une lampe à Xénon par exemple qui nécessite l'emploi de filtres notamment pour éliminer les rayons ultraviolets néfastes pour le BGO,
- simplicité de mise en oeuvre (pas d'optique sophistiquée, ni de filtres), les inconvénients comme vieillissement à très long terme, effets des radiations et de la température sont communs à tout autre système et nécessitent un monitoring très précis.

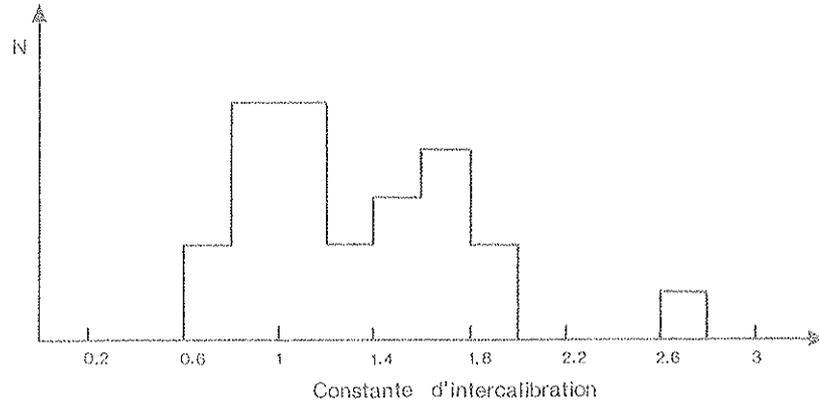
## 7. RESULTATS EXPERIMENTAUX

### a) Intercalibration et calibration

L'intercalibration de chaque cristal fut effectuée en utilisant un faisceau d'électrons à 10 GeV. Le déclenchement était produit lorsque les scintillateurs S1, S2, S3, S4 et A produisaient simultanément un signal. Les cristaux de la matrice étaient disposés de telle sorte que chacun de leur axe soit parallèle au faisceau. La matrice était ensuite déplacée dans les directions X ou Y afin que le faisceau soit au centre de la petite face du cristal à intercalibrer. Après soustraction du piedestal, le rapport de la position du pic d'énergie déposée dans le cristal central qui sert de référence au pic d'énergie déposée dans le cristal à intercalibrer constitue la constante d'intercalibration. Les constantes ainsi obtenues sont distribuées autour d'une valeur moyenne de 1.33 et avec une déviation standard de 0.5 (figure II.7.a). La dispersion importante des constantes d'intercalibration peut-être due à plusieurs facteurs :

- la qualité du cristal (transmission de la lumière et scintillation),
- la qualité du revêtement qui contribue à augmenter la quantité de lumière collectée sur les photodiodes,
- la qualité du couplage optique entre les photodiodes et le cristal,
- la dispersion des gains de l'électronique (relativement faible),
- le rendement quantique des photodiodes.

Le dernier facteur ne semble apporter en fait qu'une contribution négligeable. En effet jusqu'à présent aucune variation de rendement quantique de photodiode provenant d'un même lot n'a pu être mise en évidence.



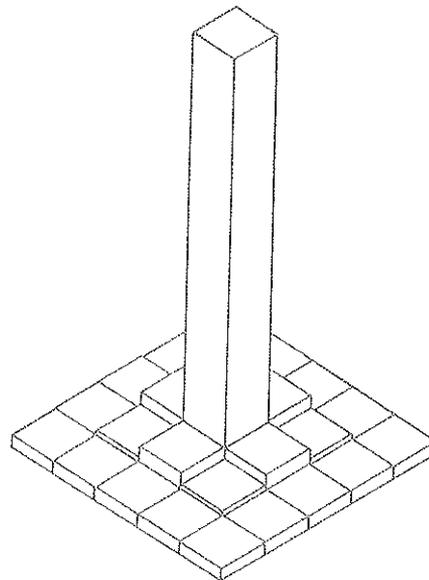
*Figure II.7.a : Histogramme des constantes d'intercalibration.*

La connaissance avec précision des constantes d'intercalibration est nécessaire pour sommer les énergies déposées dans les 25 cristaux car la gerbe électromagnétique se développe latéralement et longitudinalement dans tout le volume. L'erreur sur les constantes d'intercalibration est difficilement estimable, car la position du cristal par rapport au faisceau était difficilement contrôlable du fait de l'éclatement de la matrice (reconstruction de l'impact impossible par une méthode barycentrique décrite plus loin).

En utilisant le programme EGS 4 qui est une version "patchy" en Fortran 77 de EGS 3, la simulation du développement des gerbes électromagnétiques dans la matrice effilée a été étudié. L'énergie seuil utilisée pour cette simulation est de 1 MeV pour les photons et de 1.5 MeV pour les électrons. Si l'on augmente ces seuils, EGS donne des répartitions d'énergie déposée différentes dans chacun des cristaux.

Les tableaux I et II montrent que les seuils retenus sont suffisamment faibles pour que les résultats obtenus soient en très bon accord avec les résultats expérimentaux concernant les quantités d'énergie déposée dans chaque cristal, pour différentes énergies de particules incidentes (figure II.7.b).

Pour la simulation, de part l'utilisation dans le système de déclenchement des scintillateurs  $S_3$  et  $S_4$ , seules les particules à l'intérieur d'une surface de  $1 \text{ cm}^2$  sont prises en compte et sont distribuées uniformément dans cette étendue.



*Figure II.7.b :*  
"Légoplot" de l'énergie déposée  
dans chaque cristal à 10 GeV  
obtenu avec EGS.

ENERGIE (GeV)	1	2	4	10	20	35	50
Energie déposée dans le cristal central en %	76.2	76.1	76.1	76.5	76.6	77.4	78.1
Energie déposée dans les neuf en %	96.0	95.9	95.9	96.2	96.3	96.4	96.6
Energie déposée dans le reste de la matrice en %	4.0	4.1	4.1	3.8	3.7	3.6	3.4

Tableau I : Résultats expérimentaux. (erreur relative de 3%).

ENERGIE (GeV)	1	2	4	10	20	35	50
Energie déposée dans le cristal central en %	75.6	75.7	76.1	76.6	76.8	77.1	77.3
Energie déposée dans les neuf en %	95.9	96.0	96.0	96.1	96.2	96.3	96.3
Energie déposée dans le reste de la matrice en %	4.1	4.0	4.0	3.9	3.8	3.7	3.7

Tableau II : Résultats de simulation. (erreur relative de 2%).

Avec ce programme, on peut estimer aussi le défaut d'énergie, correspondant aux fuites des gerbes électromagnétiques sur l'arrière, sur l'avant et autour de la matrice et dont les résultats sont compilés dans le **tableau III**. On peut s'apercevoir que les pertes autour de la matrice ne varient que très peu avec l'énergie incidente, mais que par contre, elles augmentent à l'arrière de la matrice.

Pour déterminer l'énergie de la particule incidente, nous ne pouvons pas utiliser seulement le cristal touché et ceci pour deux raisons essentielles :

- l'énergie laissée dans le cristal dépend de la position de la particule incidente,
- les fluctuations relatives de l'énergie déposée dans ce cristal sont importantes :  $\sigma > 3\%$ .

La sommation sur 9 ou 25 cristaux est alors nécessaire

Energie (GeV)	$\Delta$ l'avant de la matrice	$\Delta$ l'arrière de la matrice	Autour de la matrice	Total
1	0.26	0.37	2.5	3.13
2	0.17	0.46	2.47	3.10
4	0.14	0.62	2.39	3.15
10	0.1	0.95	2.3	3.35
20	0.07	1.27	2.22	3.56
35	0.05	1.38	2.14	3.57
50	0.05	1.52	2.13	3.70

Tableau III : Déficit d'énergie à l'avant, à l'arrière et autour de la matrice en %. (erreur relative de 2%).

#### b) Résolution en énergie

Les résolutions relatives en énergie obtenues en ajustant une gaussienne sur les pics d'énergie somme, les contributions du bruit et du faisceau sont portées sur la **figure II.7.d**, la résolution relative calculée après soustraction de la dispersion en impulsion du faisceau est aussi représentée sur cette figure. La résolution est sensiblement la même avec 9 ou 25 cristaux à cause de l'importance du bruit. Une explication à cela est donnée plus loin.

Après soustraction du bruit, on obtient la résolution intrinsèque à la nature des cristaux et à la géométrie de la matrice (**figure II.7.e**). Les résultats du programme de simulation portés sur les mêmes figures montrent un comportement semblable, les valeurs simulées des résolutions étant toutefois systématiquement meilleures de 0.4% environ (**tableau IV**).

Cette différence peut provenir de divers facteurs non simulés et difficiles à apprécier comme :

- la qualité des cristaux (bulles et impuretés),
- la non uniformité longitudinale de la réponse des cristaux,
- neutrons dans le faisceau,
- présence de l'erreur sur les constantes d'intercalibration dont l'effet quantitatif sur la résolution reste à investiguer.

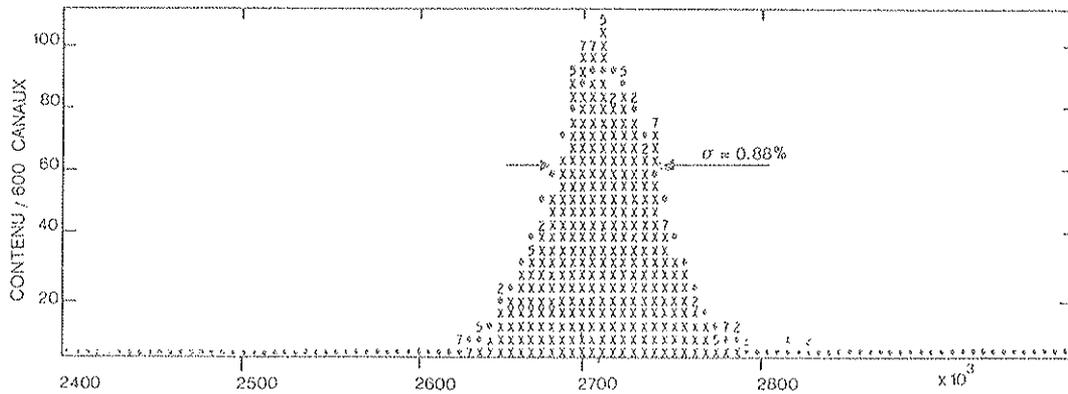
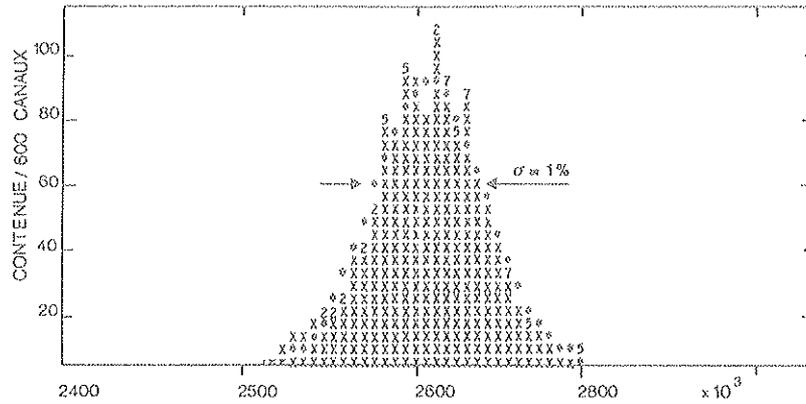
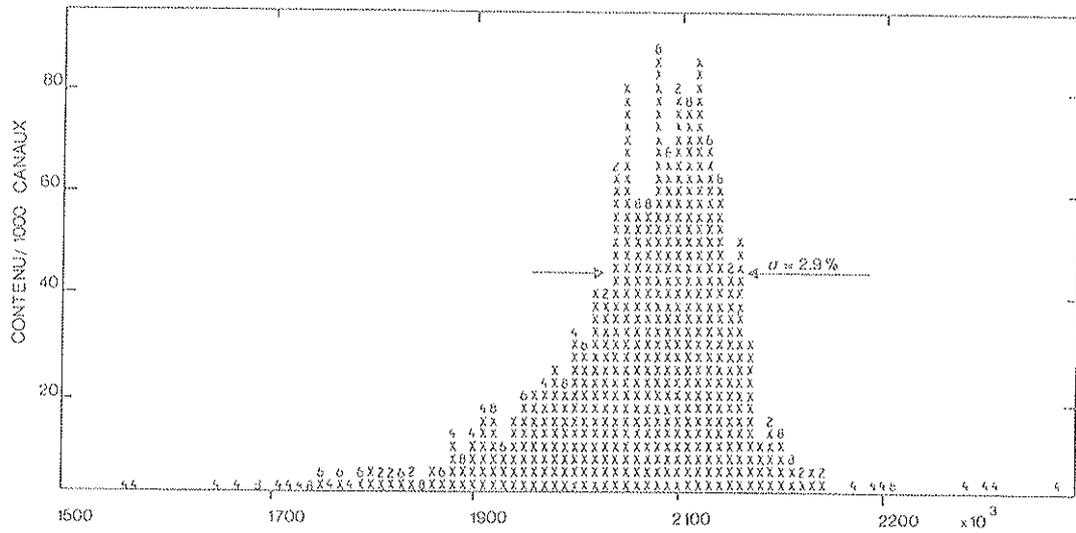


Figure 11.7.c : Comparaison à 10 GeV dans l'énergie déposée dans :  
 (a) le cristal central seul,  
 (b) la matrice centrale de neuf cristaux,  
 (c) la matrice entière.

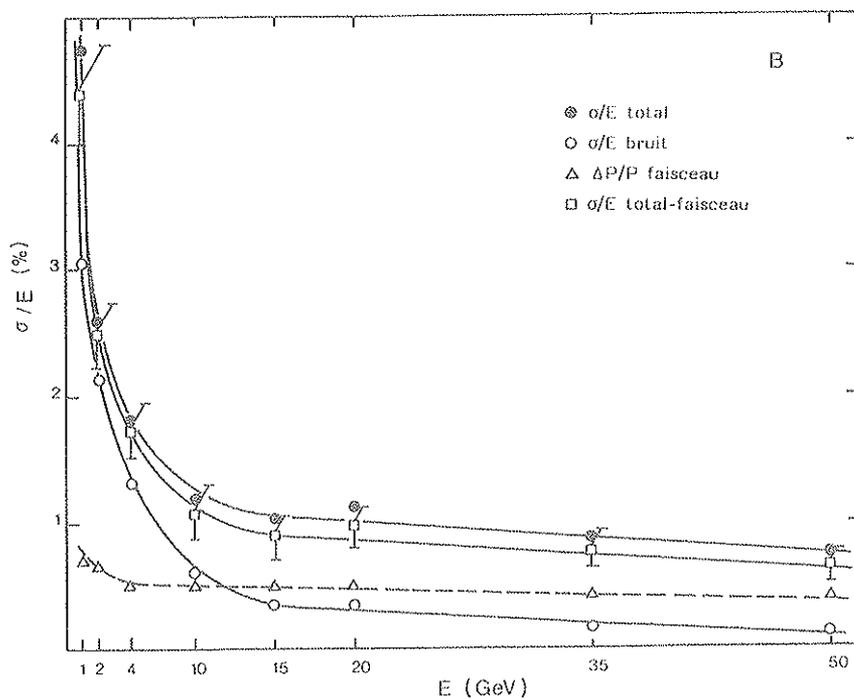
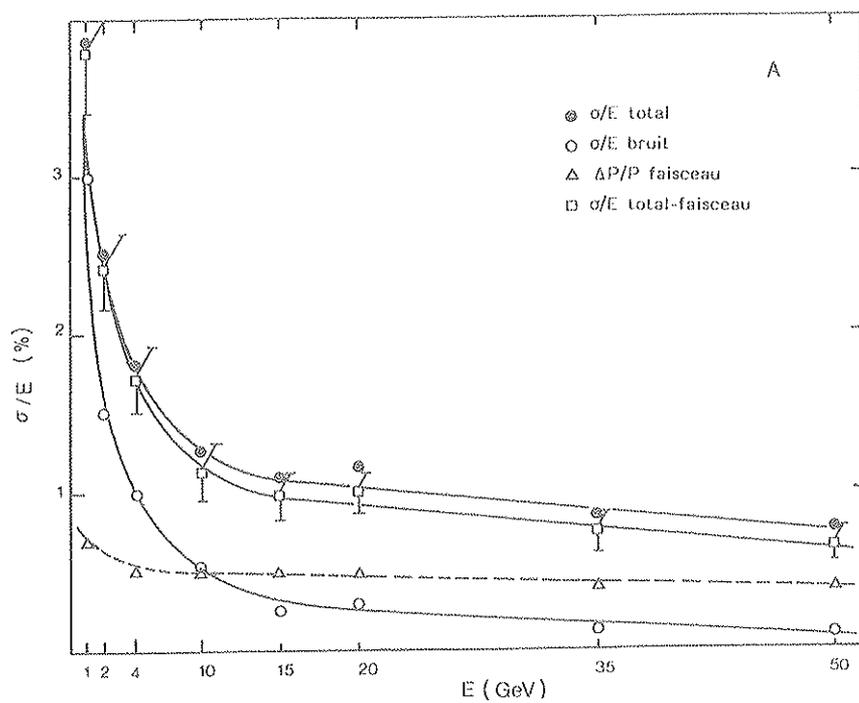


Figure II.7.d : Résolution en énergie avec :  
 (a) sommation de 9 cristaux,  
 (b) sommation de 25 cristaux.

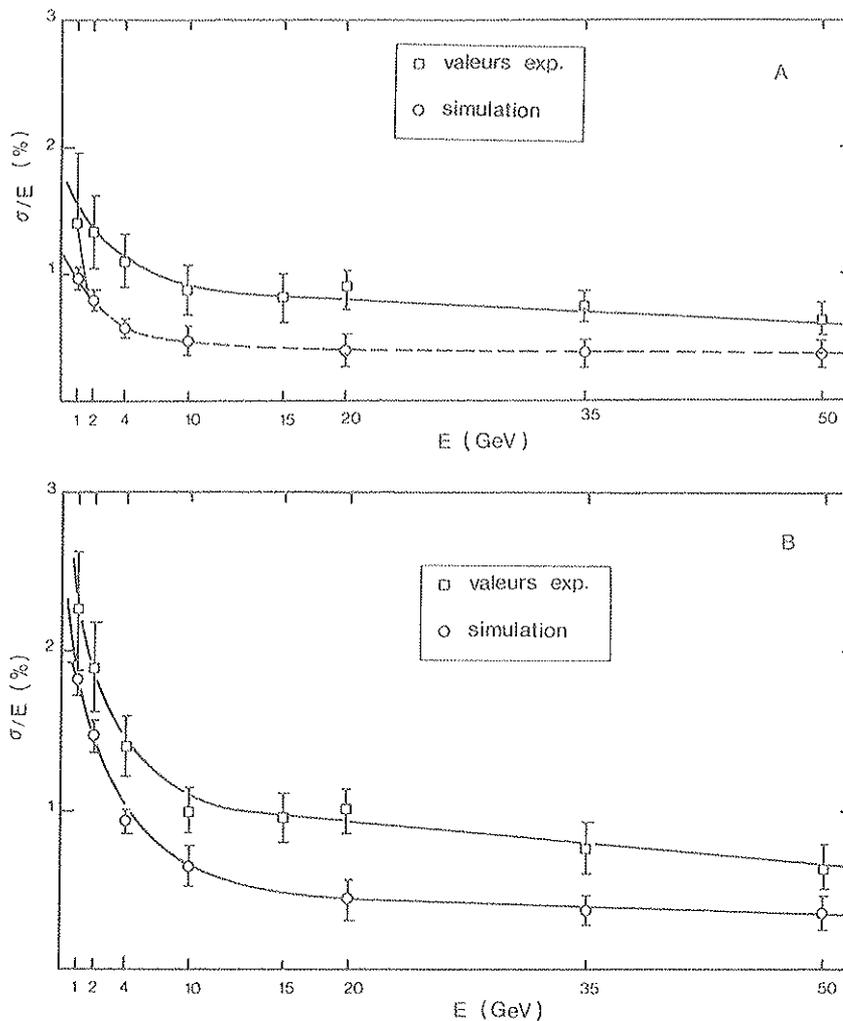


Figure 11.7.e : Résolution relative, après soustraction du bruit électronique, en fonction de l'énergie et comparaison avec EGS.

- (a) avec la somme de 9 cristaux,  
 (b) avec la somme de 25 cristaux.

Trois facteurs interviennent dans la résolution en énergie :

- 1) la fluctuation latérale de la gerbe,
- 2) la fluctuation longitudinale,
- 3) le bruit électronique sur chacune des voies.

Pour diminuer la contribution 1), il suffit d'augmenter le nombre de cristaux comme le montre le tableau IV à 1 GeV la résolution est améliorée en prenant 25 cristaux plutôt que 9, mais par contre la contribution du facteur 3) provenant essentiellement des photodiodes et du rayonnement électromagnétique ambiant augmente, il faut alors trouver un compromis. C'est pour cette raison que la résolution mesurée avec 25 ou 9 cristaux est sensiblement la même quand le bruit est pris en compte. Le nombre de cristaux intervient nullement sur le facteur 2) qui ne peut être réduit que par l'augmentation de la longueur des cristaux, ce facteur ne joue pratiquement aucun rôle en-dessous de 4 GeV (tableau III) et commence à être légèrement plus important au-dessus, c'est pour cette raison que les résolutions en énergie à 50 GeV sont identiques que l'on prenne 25 ou 9 cristaux (tableau IV), si l'on tient compte du bruit, il faut alors mieux faire une sommation sur 9 cristaux.

E (GeV)	1	2	4	10	15	20	35	50
EXP $\sigma/E$ (%) 9 CRI	2.26	1.90	1.41	1.02	0.96	1.02	0.74	0.65
EGS $\sigma/E$ (%) 9 CRI	1.83	1.46	0.93	0.65	-	0.44	0.37	0.35
EXP $\sigma/E$ (%) 25 CRI	1.44	1.34	1.12	0.88	0.84	0.93	0.76	0.64
EGS $\sigma/E$ (%) 25 CRI	0.98	0.81	0.57	0.47	-	0.40	0.38	0.37

*Tableau IV : Résolution en énergie après soustraction du bruit pour 9 et 25 cristaux effilés et comparaison avec EGS.*

### c) Linéarité

Le défaut de linéarité en fonction de l'énergie, que l'on peut définir par  $e = \frac{1}{m} \left( \frac{S}{E} - m \right)$  avec  $m = \langle \frac{S}{E} \rangle$  et où  $S$  est la position du pic en canaux de la somme de 9 ou 25 cristaux et  $E$  l'énergie nominale du faisceau, est différent de zéro et n'est pas constant contrairement à ce que l'on pourrait s'attendre de par les résultats de simulation avec EGS (figure II.7.f). La sommation sur 9 cristaux et la sommation sur 25 donnent les mêmes résultats. S'il y avait une non linéarité effective de la réponse BGO et électronique associée, il est naturel de penser qu'elle devrait être différente suivant le nombre de cristaux que l'on utilise, or ce n'est pas le cas. De plus si l'on porte ce défaut de linéarité en fonction de  $1/E$  on se rend compte (figure II.7.f) que l'on a une relation du type :

$$e = c + \frac{b}{E}.$$

Sur des lignes de faisceau de ce type, ayant à couvrir une grande gamme d'énergie, des champs magnétiques rémanents dans les aimants en amont des collimateurs peuvent engendrer un déplacement constant de l'énergie nominale quelle que soit cette énergie. Si  $\Delta E_0$  est cette différence entre l'énergie effective et l'énergie attendue, et si on suppose que la réponse  $S$  du BGO et de l'électronique est linéaire, on doit avoir :  $S/(E + \Delta E_0) = c$  où  $c$  est une constante. On a alors :

$$\frac{S}{E} = c \left( 1 + \frac{\Delta E_0}{E} \right)$$

ou bien

$$\frac{1}{m} \left( \frac{S}{E} - m \right) = \frac{c - m}{m} + \frac{c}{m} \frac{\Delta E_0}{E}$$

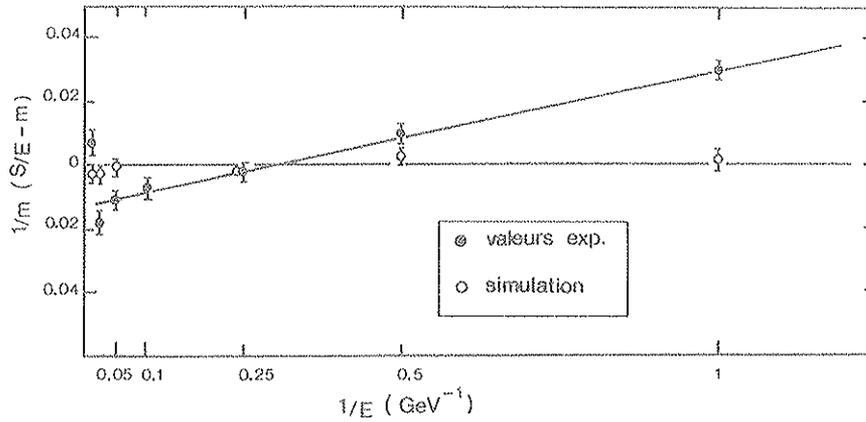


Figure 11.7.4 : Ecart à la linéarité en fonction de  $1/E$ .

A partir du point à l'ordonnée et de la pente du défaut de linéarité, on obtient :

$$\frac{c - m}{m} = 0.012 \pm 0.003 \quad \text{et} \quad \frac{c \delta E_0}{m} = 42.5 \pm 4 \text{ MeV}$$

soit :

$$\delta E_0 = 43 \pm 5 \text{ MeV}$$

Ce qui entraîne une erreur de 4.3% à 1 GeV. Ce résultat est cohérent avec les paramètres de la ligne de faisceau (valeur des champs rémanents).

Finalement ces résultats ne remettent pas en cause la linéarité de la réponse de la matrice, mais impose une étude encore plus approfondie de la ligne de faisceau.

#### d) La résolution en position et développement latéral des gerbes électromagnétiques

La segmentation latérale du détecteur permet de déterminer aisément, dans le cas où il y a développement d'une gerbe électromagnétique, la position du point d'interaction de la particule incidente avec le cristal. On comprend facilement que la proportion d'énergie laissée dans chacun des cristaux entourant le point d'interaction dépend de sa position. Une méthode barycentrique peut alors être utilisée. Si on définit une matrice centrée sur le cristal touché, et  $X_i$  la position des cristaux d'une même colonne comme indiqué sur la figure 11.7.g et  $E_{i,j}$  l'énergie déposée dans le cristal de la ligne  $i$  et de la colonne  $j$ , on peut calculer la position  $X$  de la façon suivante :

$$X_{BGO} = \frac{\sum_i X_i \sum_j E_{ij}}{\sum_{ij} E_{ij}}$$

et de la même manière on a  $Y_{BGO}$ .

Le choix de la position  $X_i$  semblerait assez naturel pour des cristaux parallélépipédiques, mais il peut poser des problèmes pour des cristaux effilés. En fait la démarche que j'utilise ne considère pour le moment les  $X_i$  que comme des paramètres homogènes à une distance prise égale à 30 mm en valeur absolue (distance maximale qui sépare les deux axes de cristaux adjacents).

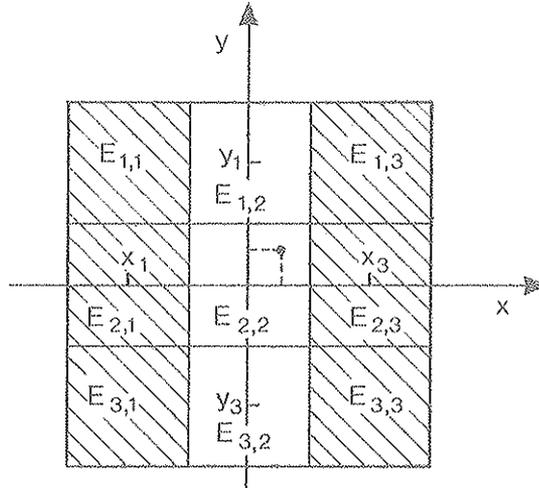


Figure 11.7.g : Schéma illustrant la détermination de la position par la méthode barycentrique.

Pour cette étude nous utilisons un faisceau d'électrons avec uniquement S1 et S2 comme scintillateurs pour le déclenchement, ce qui permet d'avoir des particules sur toute la surface de la petite face du cristal au centre de la matrice. La position  $X_{CH}$  de l'impact la particule sur la matrice est mesurée grâce aux chambres à fils de la ligne de faisceau.

On peut approximer  $X_{BGO}$  en ne prenant en compte que les cristaux directement voisins du cristal touché. On a alors :

$$X_{BGO} = \Delta \left( \frac{E_D - E_G}{E_t} \right)$$

où  $\Delta$  est le paramètre pris égal à 30 mm, et  $E_t$  l'énergie totale déposée dans 25 cristaux,  $E_D$  et  $E_G$  sont les énergies déposées dans les 3 cristaux d'une même colonne respectivement à droite et gauche du cristal central ( $X$  positif et  $X$  négatif).

Les résultats montrent que la relation entre  $X_{CH}$  et  $X_{BGO}$  n'est pas linéaire (figure 11.7.h) et est identique quelle que soit l'énergie de la particule incidente, tout au moins entre 1 GeV et 50 GeV.

En partageant en bandes de 2mm de largeur suivant  $X$  sur la petite face du cristal central, on peut avoir la valeur moyenne de  $X_{BGO}$  pour chacune de ces régions en fonction de leur position réelle (figure 11.7.i). En ajustant les points obtenus par un polynôme de degré 5. On a :

$$X_{REEL} = \alpha \frac{E_D - E_G}{E} + \beta \left( \frac{E_D - E_G}{E} \right)^5$$

avec

$$\alpha = 11.7 \pm 0.9 \text{ mm}$$

$$\beta = 1069 \pm 270 \text{ mm}$$

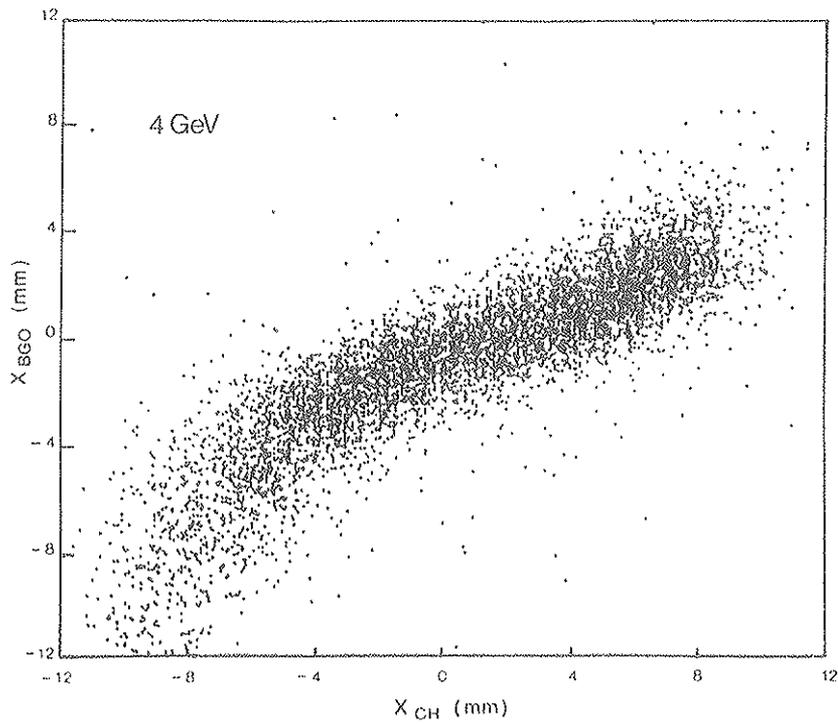
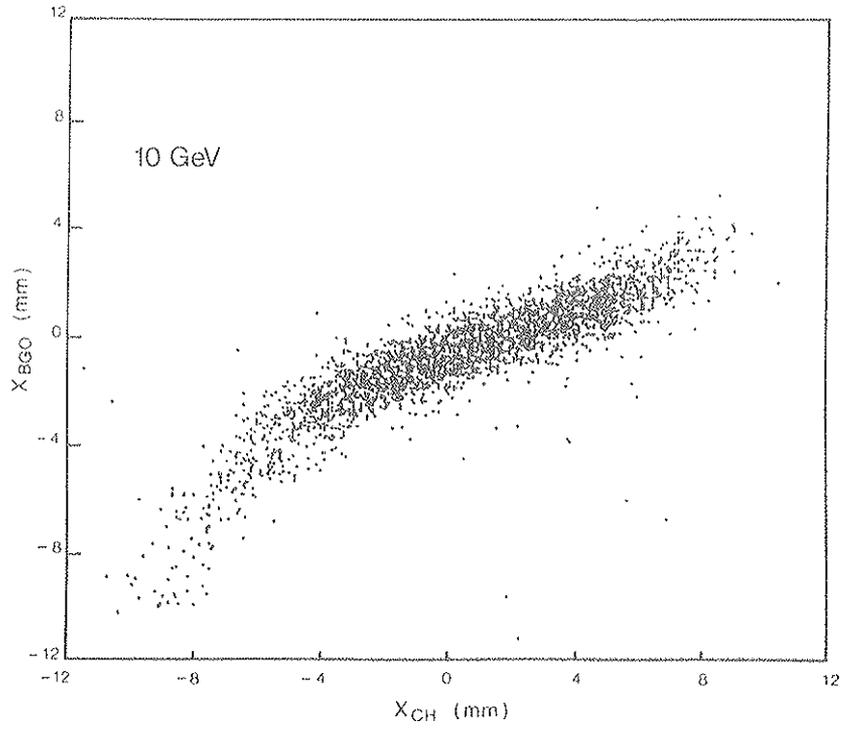


Figure II.7.h :  $X_{BGO}$  en fonction  $X_{CH}$  pour chaque évènement à 4 GeV et à 10 GeV.



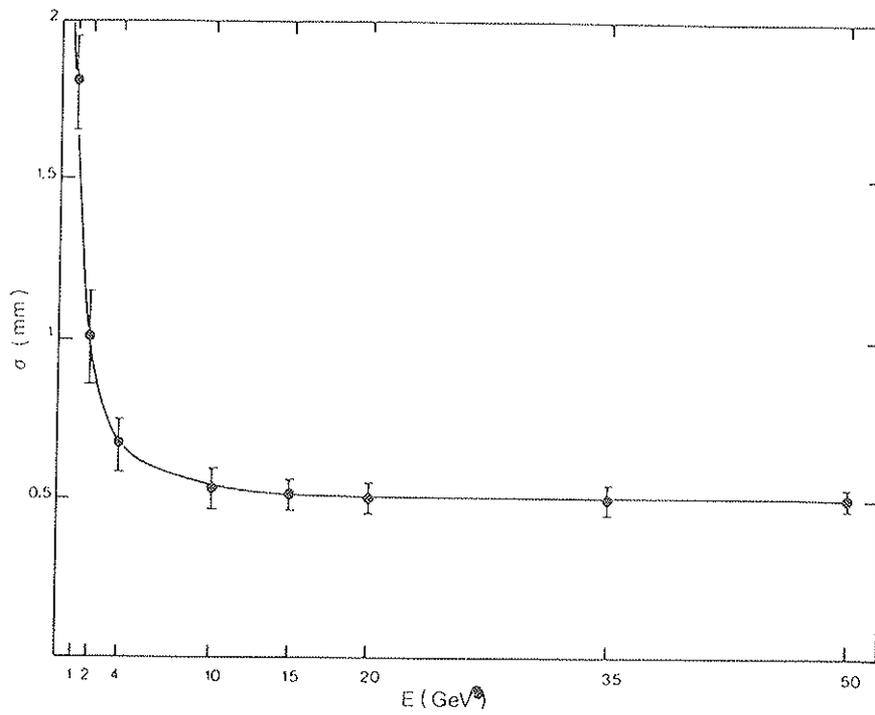


Figure II.7.j : Résolution en position des chambres à fils au niveau de la matrice de BGO en fonction de l'énergie du faisceau.

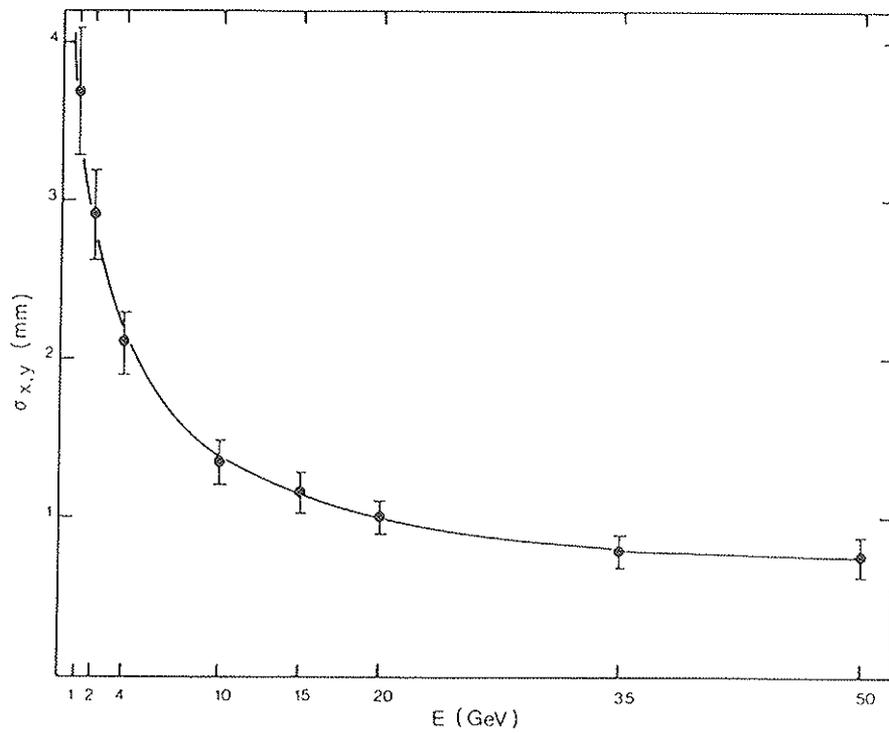
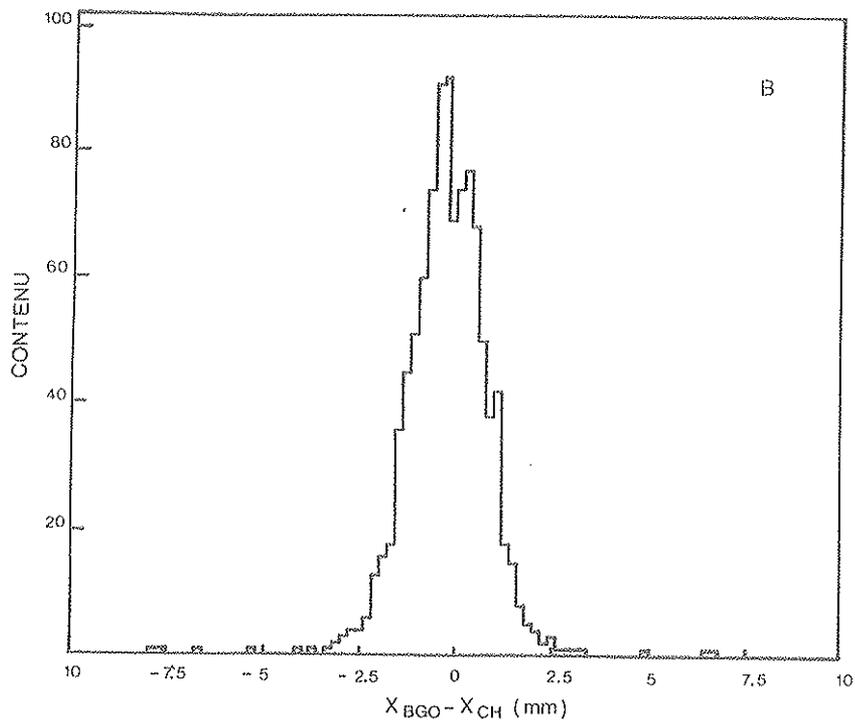
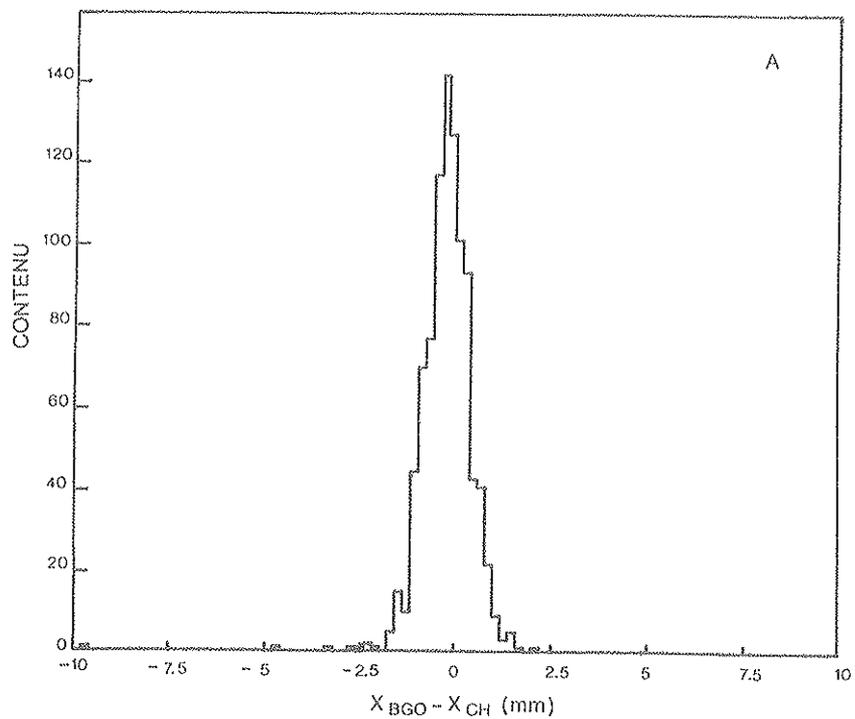


Figure II.7.k : Résolution moyenne de la matrice de BGO en fonction de l'énergie.



*Figure II.7.1 : Histogramme de  $X_{BGO} - X_{CH}$  pour deux énergies :*  
(a) 10 GeV,  
(b) 4 GeV.

En fait la résolution en position n'est pas uniforme sur toute la surface du cristal, elle est meilleure sur les bords qu'au centre, comme on peut s'y attendre (figure II.7.m).

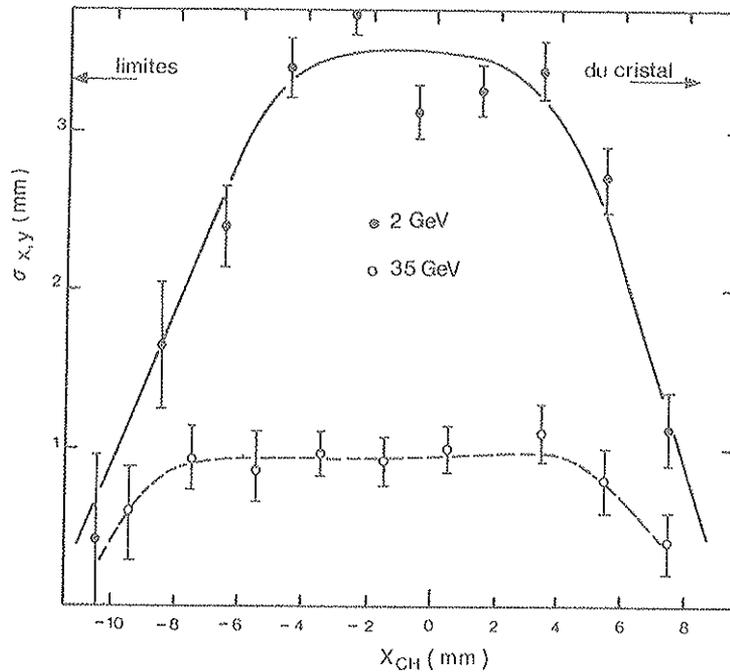


Figure II.7.m : Résolution en position en fonction de la position à 2 GeV et 35 GeV.

Une autre quantité liée au développement latéral de la gerbe électromagnétique utilisant le moment d'ordre 2 peut être définie comme :

$$SIG_X = \left[ \frac{\sum_i X_i^2 \sum_j E_{ij}}{\sum_{ij} E_{ij}} - \left( \frac{\sum_i X_i \sum_j E_{ij}}{\sum_{ij} E_{ij}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

et de la même façon  $SIG_Y$  suivant l'autre direction Y (figure II.7.n).

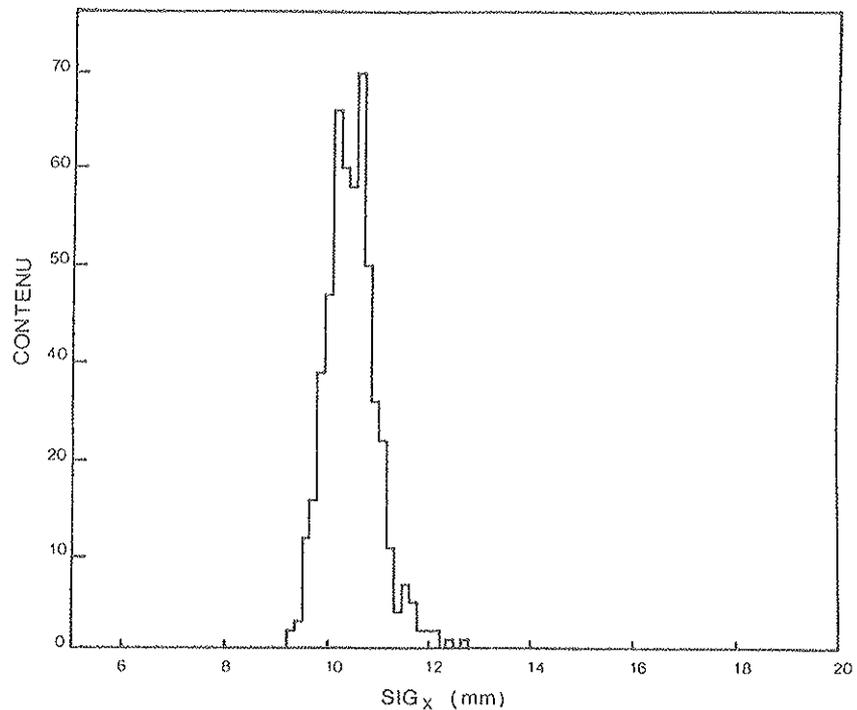


Figure II.7.n : Histogramme de  $SIG_X$  pour X compris entre -4 et 4mm par rapport au centre du cristal à 10 GeV.

Cette valeur dépend de la position incidente de la particule (figure II.7.o).

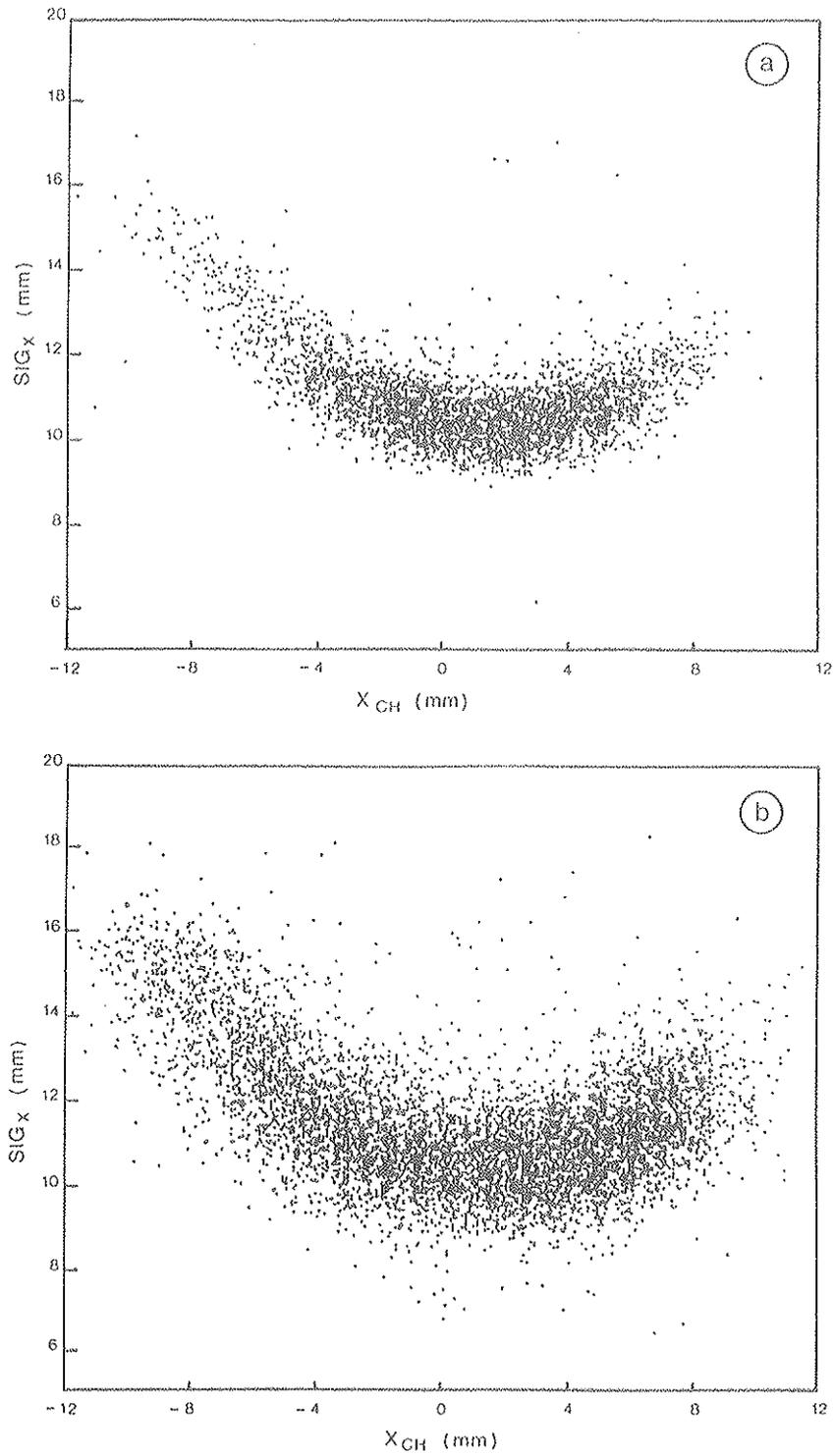


Figure II.7.o :  $SIG$  en fonction de  $X_{CH}$  pour chaque évènement et à deux énergies.

(a) 10 GeV

(b) 4 GeV.

On montre (figure II.7.p) que  $SIG_{X,Y}$  suit une parabole en fonction de la position qui est :

$$SIG_{X,Y} = \gamma \left( \frac{E_D - E_G}{E_L} \right)^2 + \epsilon$$

avec

$$\gamma = 33.3 \pm 0.4 \text{ mm et } \epsilon = 10.5 \pm 0.1 \text{ mm.}$$

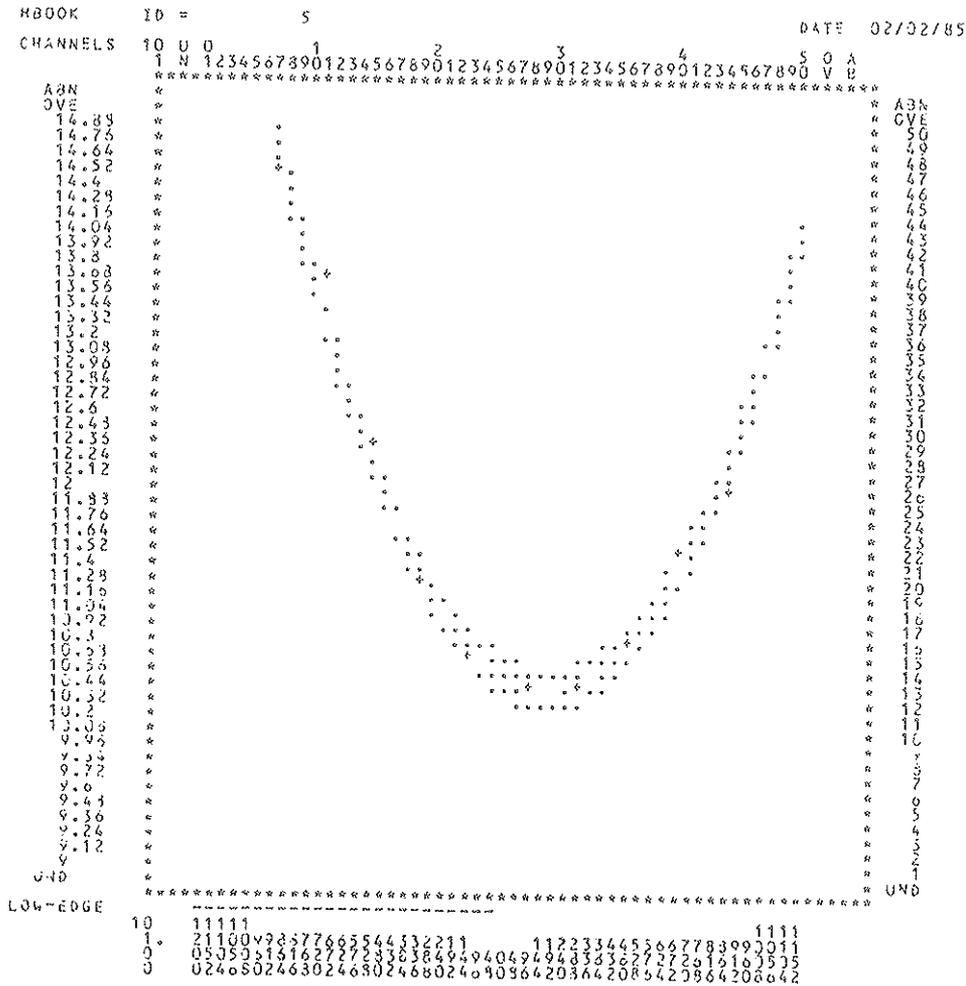


Figure 1.7.p : Lissage par une parabole des points expérimentaux  $SIG_{X,Y}$  en fonction de la position.

Si on porte les deux quantités  $SIG_X$  et  $SIG_Y$  en fonction de l'énergie, on se rend compte qu'elles restent constantes (figure II.7.q). Ceci montre bien que l'extension latérale des gerbes électromagnétiques est très peu dépendante de l'énergie de la particule.

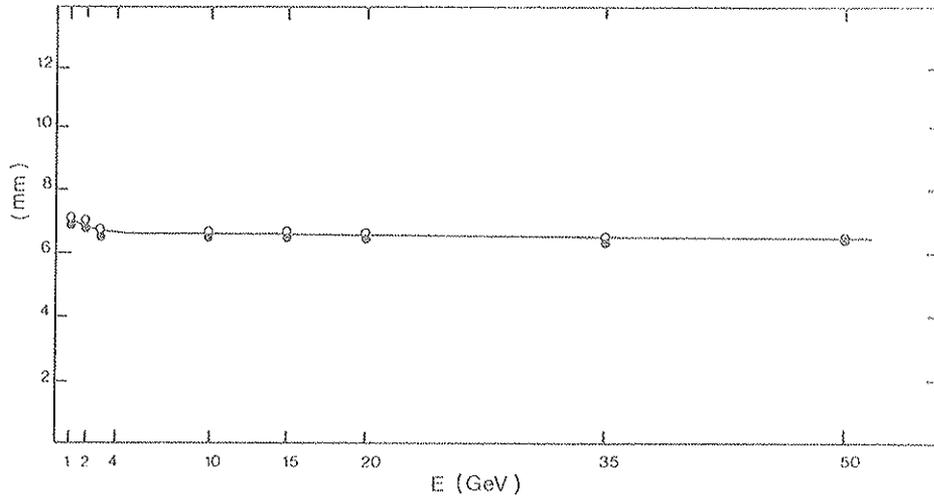
L'extension latérale d'une gerbe électromagnétique est caractérisée par l'unité Molière ou rayon de Molière :

$$\Gamma_m = \frac{21 \text{ MeV}}{\epsilon_{cv}} X_0$$

où  $X_0$  est la longueur de la radiation et  $\epsilon_{cv}$  l'énergie perdue par ionisation par longueur de radiation.

Le rayon de Molière du BGO est  $\Gamma_m = 2.24 \text{ cm}$  [8], c'est-à-dire que 95% de l'énergie se trouve dans un cylindre de rayon 4.48 cm.

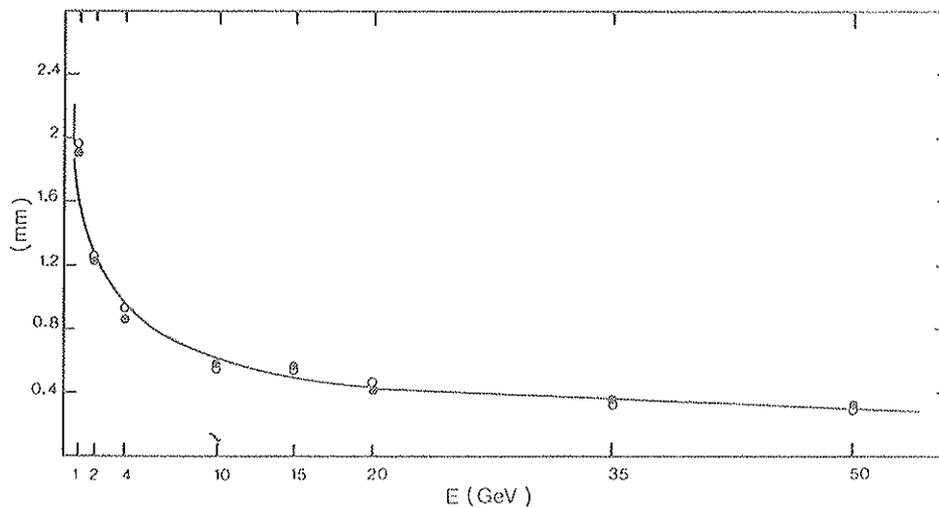
On remarque bien que  $\Gamma_m$  n'est pas liée à l'énergie incidente de la particule.



*Figure II.7.q* :  $SIG_{X,Y}$  en fonction de l'énergie.

- $SIG_X$  -  $4 \text{ mm} < X < 4 \text{ mm}$
- $SIG_Y$  -  $4 \text{ mm} < Y < 4 \text{ mm}$

La déviation standard de  $SIG_{X,Y}$  est aussi une grandeur très importante car elle reflète la fluctuation latérale de la gerbe. Cette fluctuation est importante à basse énergie et diminue lorsque l'énergie augmente (figure II.7.r)  $\sigma(SIG_{X,Y})$  est homogène à une distance, mais non directement utilisable en tant que telle.



*Figure II.7.r* :  $\sigma(SIG_{X,Y})$  en fonction de l'énergie.

- $\sigma(SIG_X)$
- $\sigma(SIG_Y)$

Ce sont ces fluctuations de l'extension latérale de la gerbe électromagnétique qui limitent la résolution en position.

Si on fait coïncider  $\sigma(\text{SIG}_{X,Y})$  avec  $\sigma_{X,Y}$  à 10 GeV par exemple, on vérifie bien que  $\sigma(\text{SIG}_{X,Y})$  est très proche de  $\sigma_{X,Y}$  pour toutes les autres énergies (figure II.7.s).

De plus, comme  $\sigma_{X,Y} = 2.38 * \sigma(\text{SIG}_{X,Y})$ , on obtient la valeur de 2.5 cm si on fait le calcul  $2.38 * \text{SIG}_{X,Y}$ . Cette valeur peut être directement comparée à  $\Gamma_m = 2.24$  cm donnée précédemment.

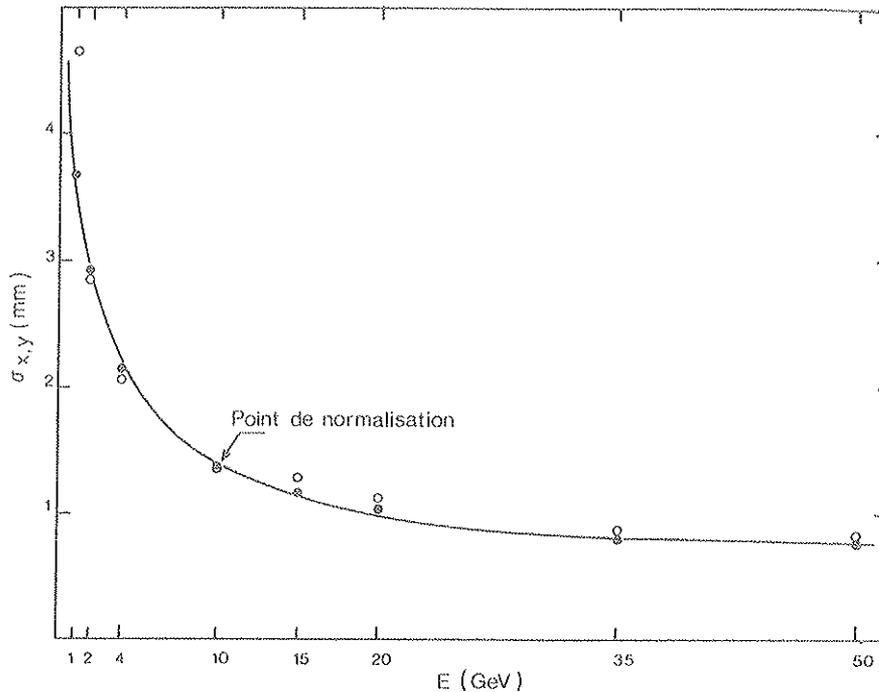


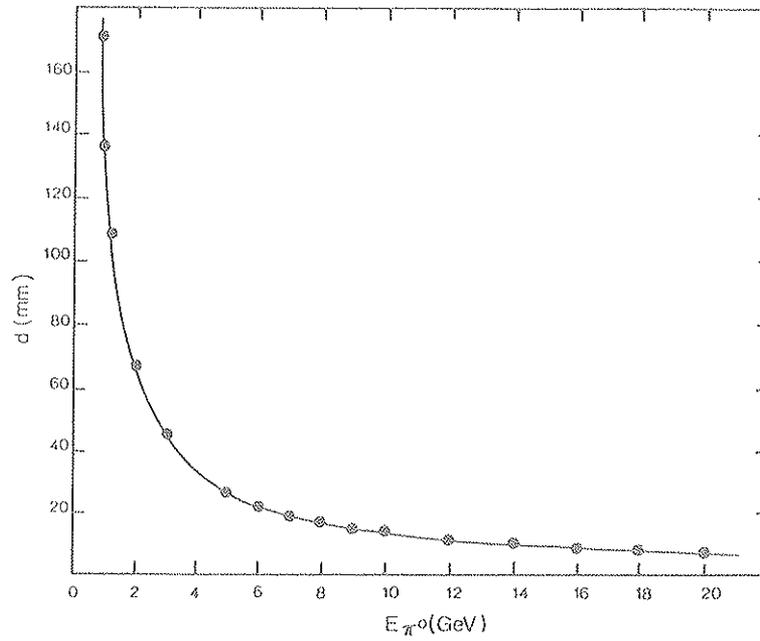
Figure II.7.s : Comparaison de  $\sigma_{X,Y}$  avec  $\sigma(\text{SIG}_{X,Y})$  normalisé à 10 GeV avec  $\sigma_{X,Y}$ .

- $\sigma_{X,Y}$
- $\sigma(\text{SIG}_{X,Y})$ .

#### e) Pouvoir de séparation

$\text{SIG}_{X,Y}$  peut être utilisé pour savoir si un même cristal a détecté une ou plusieurs particules. C'est ce que j'appellerais le pouvoir de séparation du calorimètre électromagnétique. Il semble évident, si deux particules entrent dans un cristal en deux endroits différents, que l'extension latérale de la gerbe résultante (combinaison de deux gerbes) est plus importante que celle créée par une seule particule ayant une énergie égale à la somme des deux autres et dont la position incidente serait celle déterminée par la méthode barycentrique. (On sait que SIG ne dépend pas de l'énergie). Cette information est notamment précieuse pour discriminer un  $\gamma$  de deux gammas issus de la désintégration d'un  $\pi^0$ .

Lors de la désintégration d'un  $\pi^0$  l'angle minimum d'émission produit deux gammas d'énergies identiques. Sur la figure II.7.t est portée la distance minimum que l'on peut avoir entre deux gammas de désintégration d'un  $\pi^0$  au niveau du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie du  $\pi^0$ . Le  $\pi^0$  est supposé produit dans la zone d'interaction primaire.



*Figure II.7.t* : Distance minimum au niveau du calorimètre électromagnétique, séparant deux gammas issus de la désintégration d'un  $\pi^0$  au point d'interaction.

A partir des données sur faisceau j'ai simulé deux gammas de désintégration d'un  $\pi^0$  de 10 et 20 GeV avec des électrons de 4 GeV, (valeur la plus proche de 5 GeV disponible), séparés de 14 mm et de 10 GeV séparés de 6.6 mm.  $SIG_{X,Y}$  obtenu avec un électron de 10 GeV est alors comparé au  $SIG_{X,Y}$  de deux électrons de 4 GeV ainsi que pour un électron de 20 GeV avec deux électrons de 10 GeV (figure II.7.u).

Sur la figure II.7.v on montre l'importance de la contamination avec deux gerbes électromagnétiques en fonction de l'efficacité sur la sélection d'une gerbe, la sélection est obtenue en imposant à  $SIG_{X,Y}$  d'être inférieur à une valeur seuil.

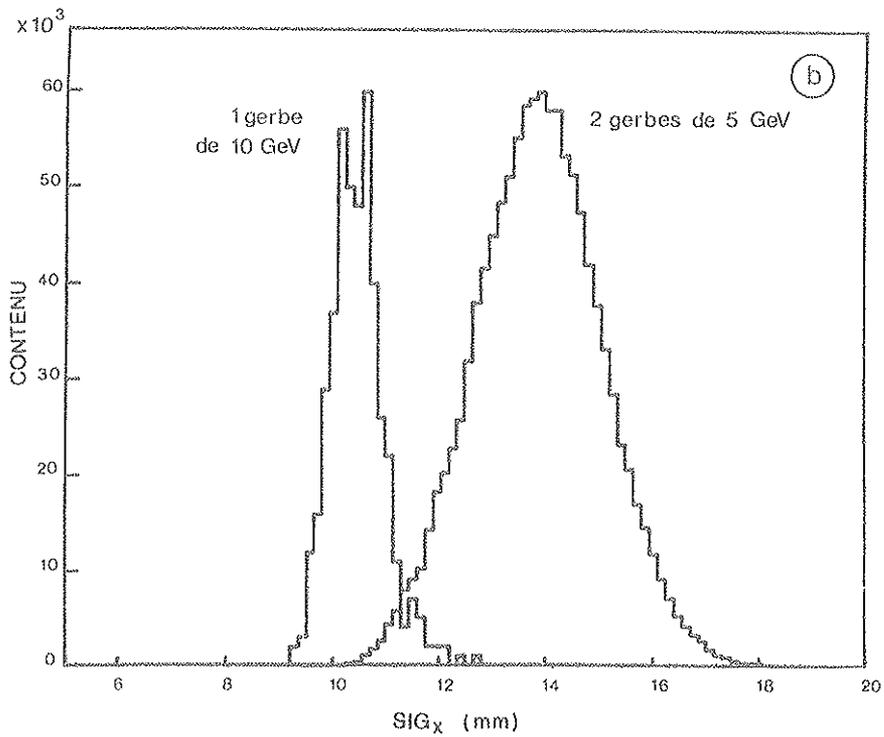
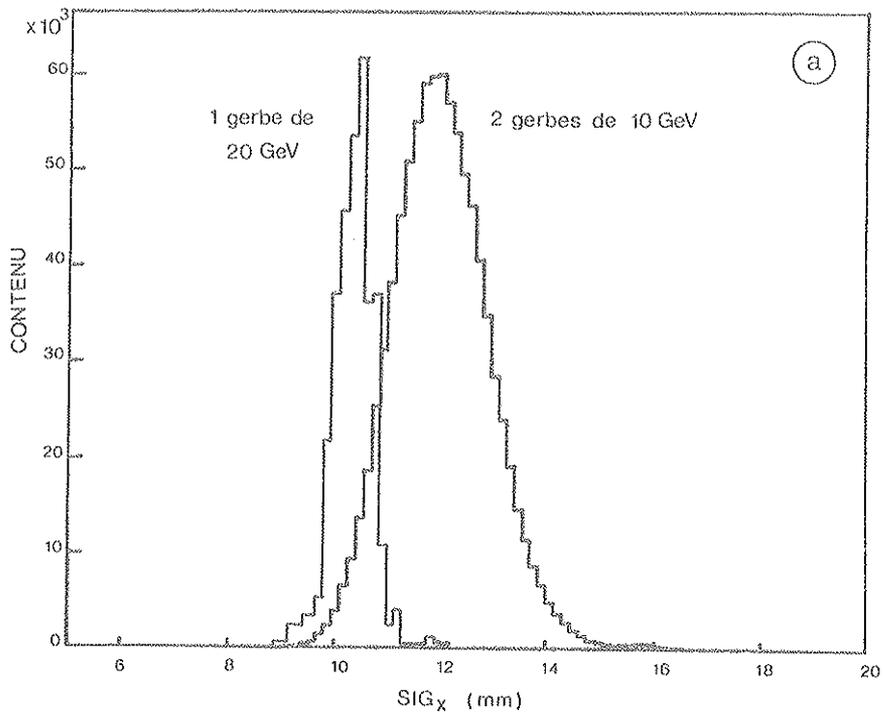
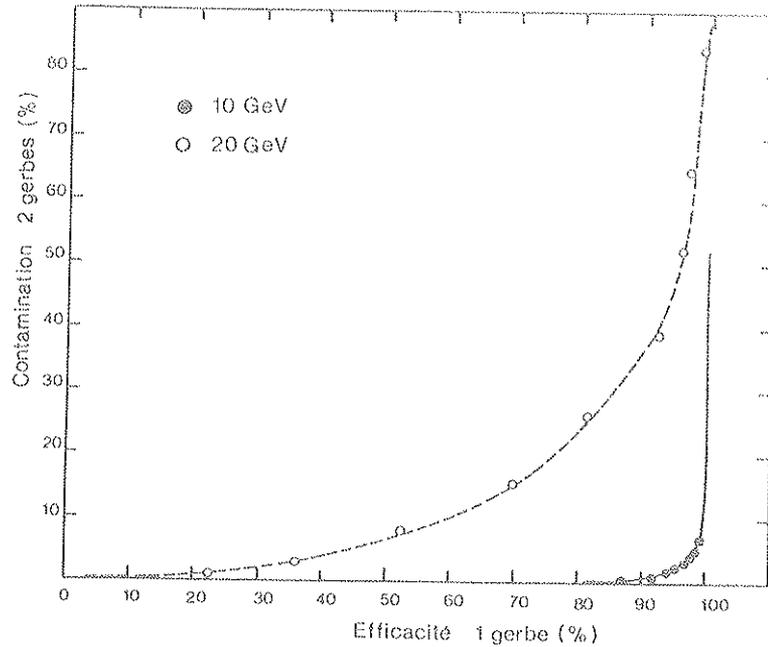


Figure 11.7.a : Histogramme de  $SIG_{x,y}$  obtenu avec 1 et 2 électrons.

(a) 2 gerbes équivalentes à la désintégration d'un  $\pi^0$  de 20 GeV au point d'interaction,

(b) 2 gerbes équivalentes à la désintégration d'un  $\pi^0$  de 10 GeV au point d'interaction.



*Figure II.7.v : Pouvoir de discrimination d'une gerbe, de deux gerbes pour un angle minimal d'émission de gammas correspondant à la désintégration d'un  $n^{\circ}$  de 10 et 20 GeV au point d'interaction.*

## 8. CONCLUSION

Ces premières séries de mesures sur des cristaux tronç-pyramidaux de BGO associé à une électronique utilisée pour la première fois, nous ont permis de définir les problèmes et les performances d'un tel ensemble de 25 cristaux avec des positons de 1 GeV à 50 GeV. Des résultats recueillis, nous pouvons dégager les points suivants :

- résolutions en énergie comprises entre 4% et 0.8% avec un niveau de bruit électronique moyen par cristal de 5.5 MeV. Ces résolutions peuvent être améliorées en diminuant le niveau de bruit, en utilisant des enrobages de meilleure qualité pour augmenter la quantité de lumière collectée sur les photodiodes (voir chapitre IV) et en optimisant l'uniformisation de la réponse des cristaux. Une résolution de 1.5% environ à 2 GeV peut alors être atteinte comme le montrent les résultats très récents et que nous résumons dans la conclusion générale de cette thèse,

- résolution en position comprise entre 3.8 et 0.8 mm avec cette géométrie.

- les caractéristiques des photodiodes S 1790 Hamamatsu sont restées très stables une fois collées sur les cristaux avec la colle Dowconning 3145 RTV, mais il faut noter que l'absence de fenêtre sur les photodiodes les rend très sensibles aux conditions de couplage (poussière, colle, ...).

Lors de ces tests qui inauguraient à la fois une nouvelle géométrie des cristaux et un prototype d'électronique, la résolution en énergie d'environ 2% à 1 GeV que nous souhaitons obtenir, n'a pas été atteinte. La cause principale en était le niveau de bruit électronique. Ces résultats nous ont permis de prendre ainsi conscience de l'importance de ce bruit qui va devenir une de nos préoccupations essentielles dans les chapitres suivants.

## REFERENCES DU CHAPITRE II

- [1] J.P.MARTIN,  
EP/L.3/0875 Internal Report, 16 mars 1983.
- [2] J.P. MARTIN,  
Thèse de Doctorat d'Etat, 23 octobre 1981.
- [3] D. PLANE,  
X3 Focussing spectrometer and beam line.
- [4] M. CAILLAT,  
Thèse de diplôme de Doctorat, 21 Mars 1986.
- [5] Front end electronics for BGO detector. The charge sensitive preamplifier and RC-CR shaping amplifier system.  
CERN/L.3, Internal Report, 28 novembre 1985.
- [6] J.A. BAKKEN et al.,  
Report on the BGO Readout system,  
L3-BGO electromagnetic detector, CERN Meeting, Janvier 1984, p. 159.
- [7] C. LAVIRON, P. LECOQ,  
Radiation damage of bismuth germanate crystal,  
CERN/EF 84-5, 20 mars 1984.
- [8] M. CAVALLI-SFORZA et al.  
SLAC-Report, June 1982.

## CHAPITRE III

### ETUDES AUX ENERGIES 100 ET 180 MeV

---

#### 1 - INTRODUCTION

Dans le chapitre I nous avons montré l'importance de la détection des gammas d'énergie de quelques centaines de MeV et que leur analyse doit être faite avec grande précision (spectrométrie du toponium, comptage de neutrinos...). En-dessous de 1 GeV la dégradation de la résolution en énergie est due pour une grande part au bruit du système de détection par photodiodes. Des mesures ont été faites sur une matrice de 25 cristaux de BGO pour tester et mettre au point une électronique plus adaptée à la détection des faibles signaux. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus avec un faisceau de positons de 180 MeV et 100 MeV.

La solution proposée ici est la réduction maximale du bruit grâce à un amplificateur filtre. Celui-ci nous contraint à ne considérer qu'une gamme restreinte d'énergie de quelques MeV à 1 GeV environ. Aussi une deuxième voie est nécessaire pour couvrir toute la gamme d'énergie y compris les basses énergies pour des raisons expliquées dans le paragraphe 2 de ce chapitre. Les performances comme les niveaux de bruit et les résolutions en énergie de ces deux voies sont comparées afin de donner des éléments de décision sur la nécessité d'une voie basse énergie ou des améliorations à apporter sur chacune des deux voies.

#### 2 - ELECTRONIQUES DE FILTRAGE

Pour améliorer le rapport signal sur bruit, un moyen classique est l'utilisation d'une électronique filtrante RC-CR employée en spectroscopie nucléaire. On détermine alors pour un signal ainsi filtré avec une constante de temps  $\tau$ , trois types de bruit caractérisés par la charge équivalente de bruit (CEB) [1]. CEB est l'amplitude d'un échelon de charges à l'entrée du préamplificateur qui donne en sortie après filtrage une impulsion de tension d'amplitude crête égale à la racine carrée de la valeur quadratique moyenne de la tension de bruit :

- le bruit blanc parallèle :

$$(\text{CEB})^2 = \tau \frac{e^2}{8} \left( 2q I_{\text{inv}} + \frac{4 k T}{R_T} \right) = \tau A$$

avec  $q$  : la charge de l'électron,

$k$  : la constante de Boltzman,

$I_{\text{inv}}$  : le courant de fuite du détecteur et du transistor à effet de champ (FET) du préamplificateur de charge,

$R_T$  : la résistance parallèle équivalente d'entrée,

$T$  : la température absolue.

- le bruit blanc série :

$$(\text{CEB})^2 = \frac{C_T^2}{\tau} \left( \frac{e^2}{2} \cdot \frac{0.7 k T}{g_m} \right) = \frac{B}{\tau}$$

avec  $C_T$  : la capacité parallèle équivalente d'entrée,

$g_m$  : la transconductance du FET

- le bruit série  $\frac{1}{f}$  ( $f$  : fréquence) :

$$(\text{CEB})^2 = C_T^2 \frac{e^2}{2} A f = C$$

Dans toutes ces expressions  $e = 2.718 = \exp(1)$

Le bruit total est la "somme" de ces trois bruits :

$$(\text{CEB})^2 = \tau A + \frac{B}{\tau} + C$$

et la constante de filtrage optimum :

$$\tau_{\text{optimum}} = \sqrt{\frac{B}{A}} = 2 C_T \sqrt{\frac{0.7 k T / g_m}{2q I_{\text{inv}} + \frac{4 k T}{R_T}}}$$

(toutes les unités sont exprimées dans le système international ;  $g_m$  est exprimé en ampère/volt et  $A f$  en  $(\text{volt})^2$ ).

La figure III.2.a montre cet optimum pour deux types de photodiodes (photodiodes épaisses et minces) et trois valeurs de tension de polarisation pour l'un des deux types. Le bruit est d'autant plus faible pour une constante de temps optimale que la capacité et le courant inverse du détecteur sont faibles, (grande zone de déplétion et qualité de dopage du semiconducteur), que la température est aussi basse que possible et que le transistor à effet de champ ait une transconductance élevée.

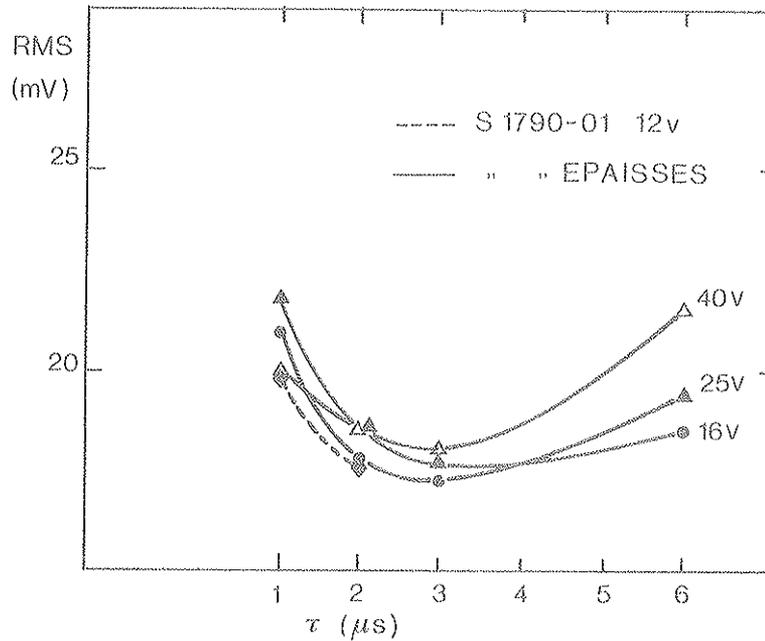


Figure III.2.a : Bruit en fonction de la constante de filtrage.

Cette électronique dont le schéma est présenté figure III.2.b a été réalisée à Lyon en circuit hybride. Il comporte quatre fonctions :

- une fonction préamplification de charge (PAC) dont l'élément d'entrée est un transistor à effet de champ (FET) 2SK 147 BL,
- une fonction différentiation (RC) constituée des deux amplificateurs opérationnels NE 5534 avec des constantes de temps de 22  $\mu\text{s}$  et 2.2  $\mu\text{s}$ ,
- une fonction d'intégration-amplification qui comprend un filtre actif du 2ème ordre suivi d'un filtre passif de gain proche de l'unité et avec une constante de temps comprise entre 2.4 à 2.6  $\mu\text{s}$ , puis d'un étage d'amplification ajustable (gain entre 7.8 et 14),
- une fonction détection composée de deux transistors délivrant un signal rapide à partir du signal de sortie des différentiateurs. Celle-ci permet un fonctionnement en mode auto-déclenché (figure III.2.c) dont la limite de détection est environ 6800 électrons à l'entrée du préamplificateur de charge, ce qui correspond à environ 6 MeV-BGO avec trois photodiodes. Lors des tests, ce signal n'a pas été utilisé, mais pourra être précieux pour le monitoring des chaînes électroniques et la détermination du niveau de Bruit avec des sources de  $^{57}\text{Co}$  (voir chapitre IV).

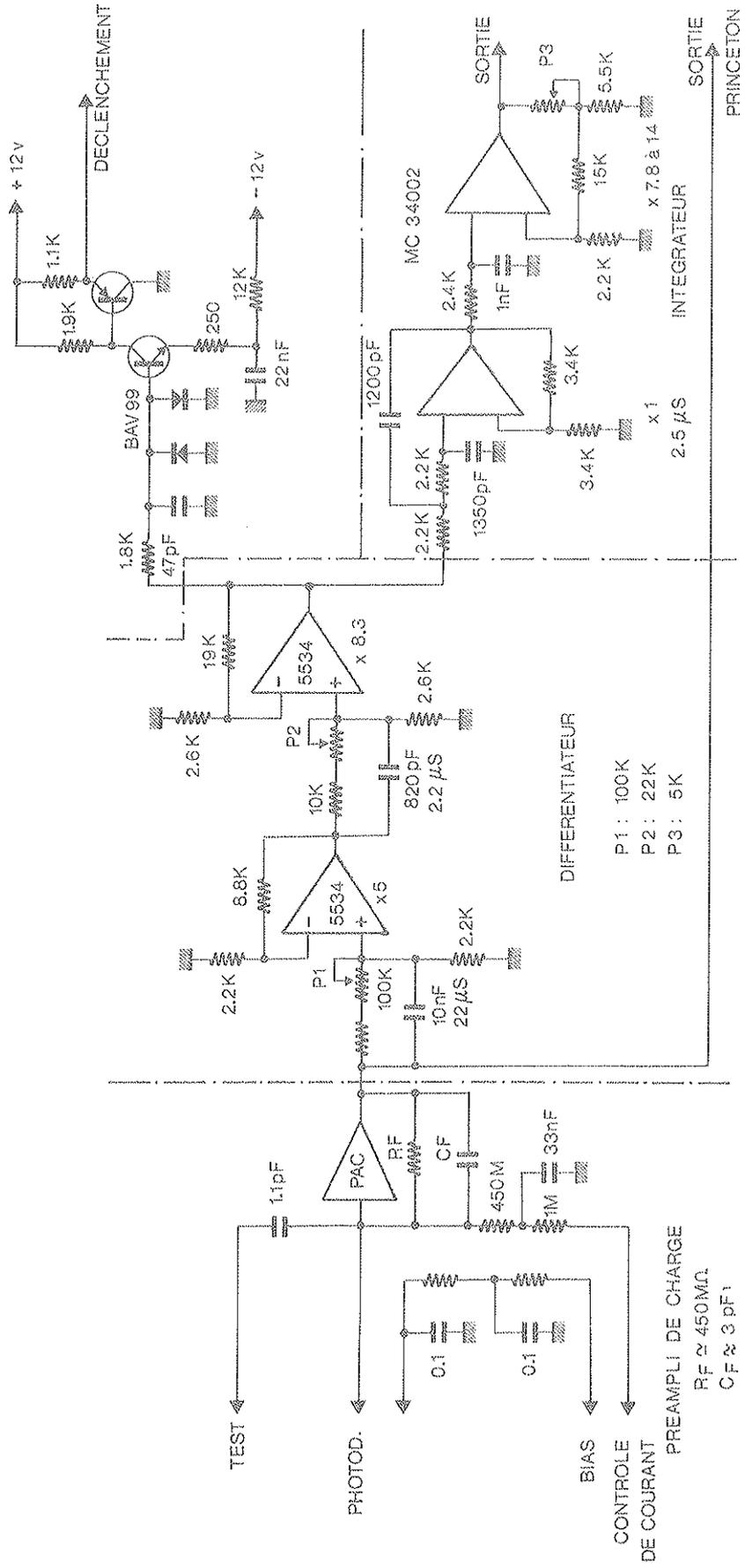
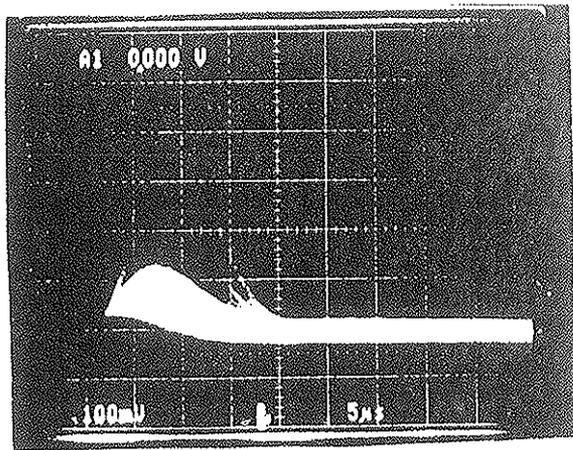
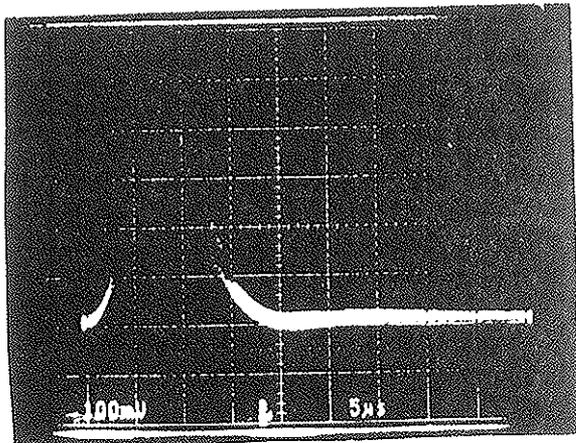


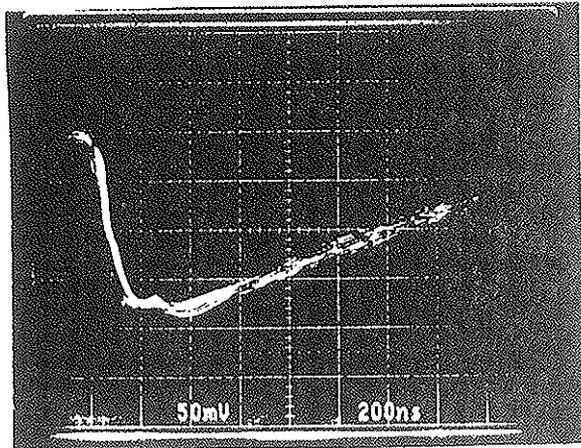
Figure III.2.b : Schéma électronique de la voie basse énergie.



Signal sans auto-déclenchement.



Signal avec auto-déclenchement.



Signal d'auto-déclenchement.

*Figure III.2.c : Photographies montrant le signal obtenu avec auto-déclenchement comparé à celui obtenu sans auto-déclenchement.*

L'ensemble différentiateur et intégrateur constitue l'amplificateur-mise en forme dont le gain est ajusté afin d'obtenir une amplitude de 9.5 mV à sa sortie pour 1000 e<sup>-</sup> injectés à l'entrée du préamplificateur de charges. Ainsi avec trois photodiodes la gamme d'énergie couverte s'étend jusqu'à 1 GeV. Le signal amplifié attaque un échantillonneur bloqueur (SMP 11 de PMI) qui a sa sortie directement liée à un comparateur (voir chapitre II.6). L'amplification se fait donc ici avant l'échantillonneur bloqueur et non pas à sa sortie, ce qui a l'avantage de permettre à celui-ci de fonctionner dans de meilleures conditions.

L'autre voie, haute énergie [1], dont l'entrée est prise sur la sortie du préamplificateur de charge commune aux deux voies, a été mise au point par l'Université de Princeton (N.J.). C'est un intégrateur avec remise à zéro dont le schéma est donné figure III.2.d. Après une différentiation avec une constante de temps de 1  $\mu$  s du signal de sortie du préamplificateur de charge (PAC) dont la constante de temps est d'environ 1 ms, la capacité de 300 pF de l'intégrateur constitué par OP1 est chargée par ce courant de différentiation. Ainsi en 5  $\mu$  s (5 fois la constante de temps de 1  $\mu$  s) le signal a atteint son maximum et reste constant, le gain est ici de 5/3 (500 pF/300 pF). L'interrupteur R0 permet la décharge de la capacité de 300 pF et met ainsi la sortie de OP1 à une valeur de tension pratiquement nulle. Ce signal est amplifié par OP2 avec un gain 10 pour réduire l'influence de l'interrupteur R1 sur celui-ci. Puis lorsque R1 est fermé pendant une durée de 3  $\mu$  s (toujours après la fermeture et l'ouverture de R0), le signal proche de zéro est mémorisé par la capacité de 2200 pF et retranché avec OP4 au signal à analyser avec une atténuation de 10 (R0 et R1 sont alors ouverts). La sortie de OP4 entre sur un échantillonneur-bloqueur qui attaque ensuite les amplificateurs comme il est montré dans le chapitre II, figure II.6.g. Seul le gain de ces amplificateurs a été modifié, il n'est plus de 4 mais de 5 ce qui a pour effet d'améliorer la résolution du CAD dans la gamme la plus basse d'un facteur 2.44 tout en diminuant d'autant l'étendue de celle-ci. Pour chaque événement pris en compte, une double conversion était effectuée pour lire d'abord la voie haute énergie puis ensuite la voie basse énergie. La remise à zéro s'effectue en deux étapes : une première remise à zéro rapide mais grossière R0 est appliquée 11  $\mu$  s après le début de l'impulsion, puis une deuxième R1 affine la remise à zéro en soustrayant le signal de sortie à lui même. Le signal obtenu est présenté figure III.2.e avec le synoptique des signaux logiques utilisés lors de l'acquisition. Un signal d'horloge CB génère les signaux R0 et R1 de même qu'une porte TGATE dans laquelle le signal de déclenchement ETR (passage d'une particule) doit coïncider pour que l'échantillonnage soit effectué quelques microsecondes avant la remise à zéro et que la conversion soit lancée. L'horloge est nécessaire car le faisceau est continu et que le signal de remise à zéro R1 doit être appliqué juste un peu avant un événement pour assurer une très bonne précision.

La remise à zéro dans un délai inférieur à 12  $\mu$ s (période minimale entre deux croisements de faisceaux avec huit paquets) de la voie haute énergie permettra dans l'expérience L3 de prendre dans tous les cas l'évènement qui suit un évènement non retenu précédemment sur la même voie (cas où la conversion n'a pas été effectuée). Par contre sur la voie basse énergie, il est impossible de prendre l'évènement suivant s'il se présente après une impulsion d'amplitude trop grande (figure III.2.c) (la probabilité pour que cela arrive est faible). C'est pour cette raison que la voie haute énergie doit couvrir aussi la gamme basse énergie pour enlever toute ambiguïté sur cette dernière.

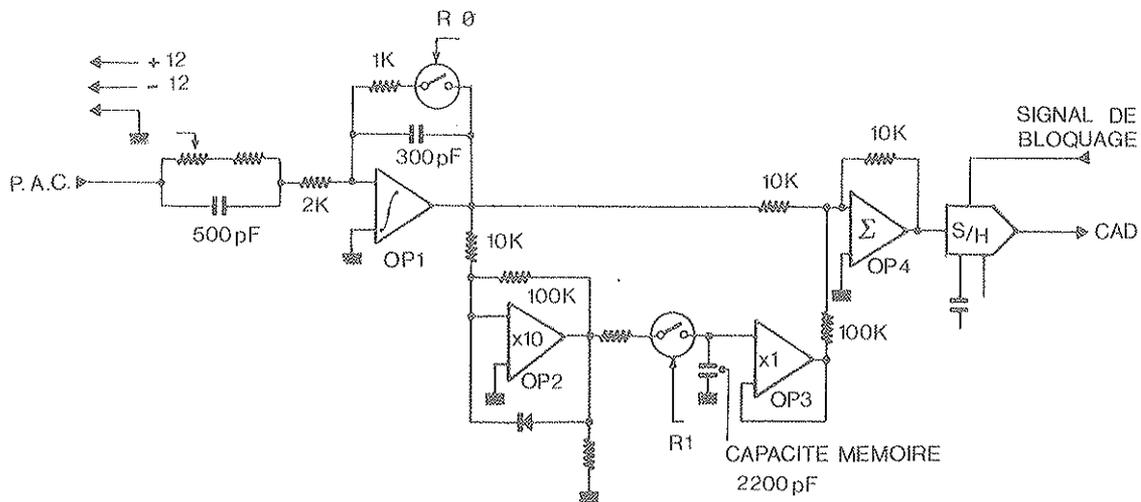
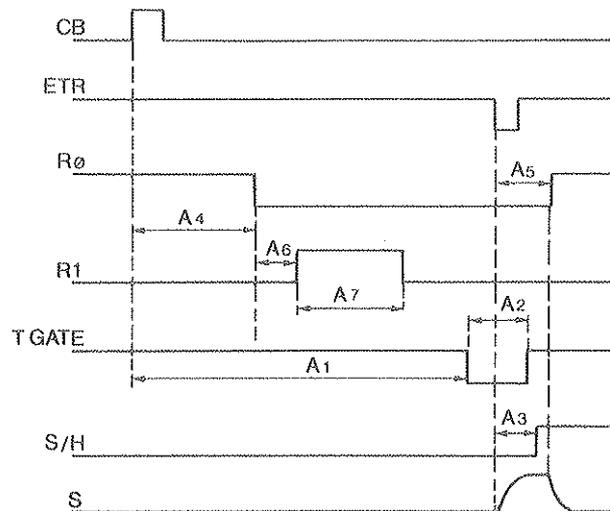


Figure III.2d : Intégrateur avec remise à zéro de Princeton, voie "haute énergie".



$A1 = 15.3 \mu s$   
 $A2 = 1 \mu s$   
 $A3 = 5 \mu s$   
 $A4 = 10 \mu s$   
 $A5 = 11 \mu s$   
 $A6 = 1 \mu s$   
 $A7 = 3 \mu s$

CB : horloge  
 ETR : déclenchement  
 R0 : 1ère remise à zéro  
 R1 : 2ème remise à zéro  
 TGATE : porte  
 S/H : échantillonnage - bloquage  
 S : signal analogique à l'entrée de  
 l'échantillonneur bloqueur

Figure III.2.e : Synoptique des signaux logiques utilisés par l'électronique "haute énergie".

### 3. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental était installé sur une ligne de faisceau mise au point pour fonctionner à une énergie de positons de 180 MeV issus de l'anneau injecteur du collisionneur CESR à Cornell (N.Y.). Le faisceau à cette énergie est très bien connu car il est utilisé pour des tests du calorimètre électromagnétique à cristaux de  $C_5I$  de l'expérience CLEO. Nous avons complété nos données à 180 MeV en essayant d'avoir un faisceau de positons à une énergie de 100 MeV. Mais pour cette énergie le faisceau est très mal connu car utilisé pour la première fois à Cornell. La dispersion en impulsion est de 1% à 180 MeV, mais elle n'est pas déterminée à l'énergie de 100 MeV.

Les positons dont les trajectoires sont parallèles traversent d'abord un scintillateur  $S_1$  de 8 mm d'épaisseur et de 5 cm de largeur placé dans une direction horizontale X, puis deux chambres à dérive qui déterminent la position en X et en Y des particules incidentes. Un deuxième scintillateur  $S_2$  de 2 mm d'épaisseur et de 5 cm de largeur est placé après les chambres, dans la direction verticale Y (le schéma du dispositif expérimental est représenté figure III.3.a). Les mesures ont été effectuées sur une matrice de 25 cristaux de BGO de géométrie identique à celle des cristaux utilisés au CERN et décrite au chapitre II. Trois photodiodes Hamamatsu S 1790 lot 01 étaient collées sur chaque cristal et étaient reliées, à l'électronique par trois fils dont un fil de masse d'une longueur de 3cm environ, au préamplificateur de charge.

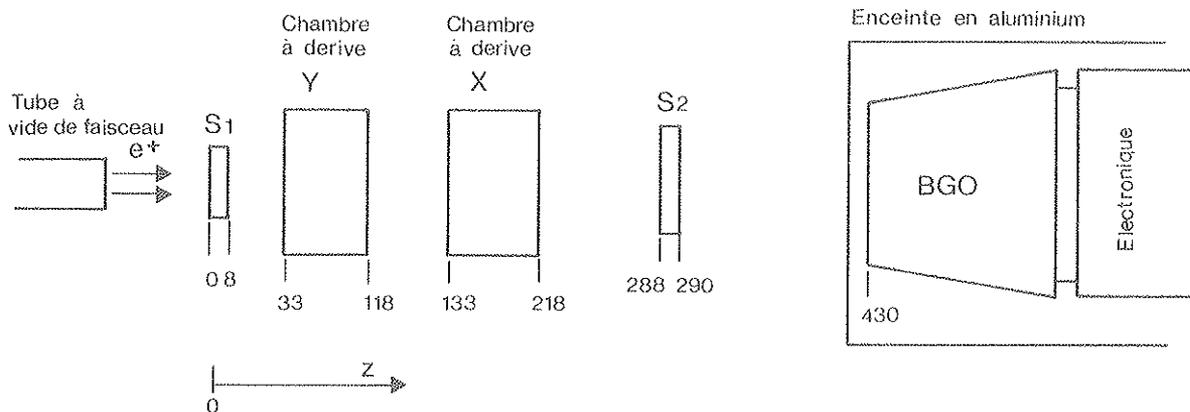
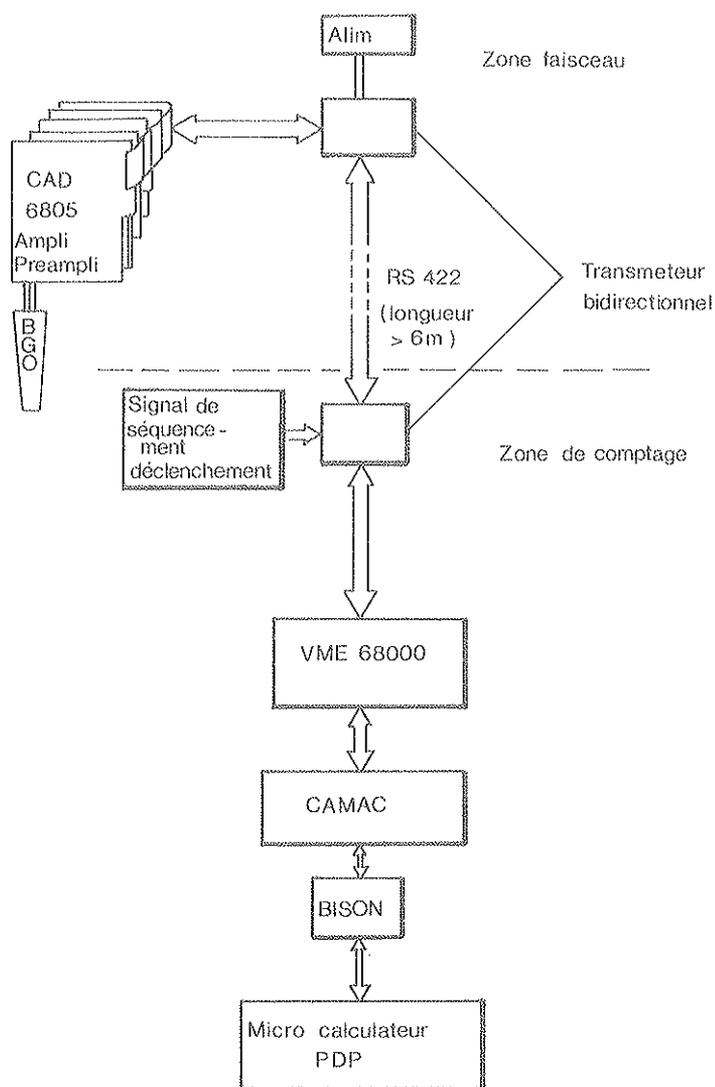


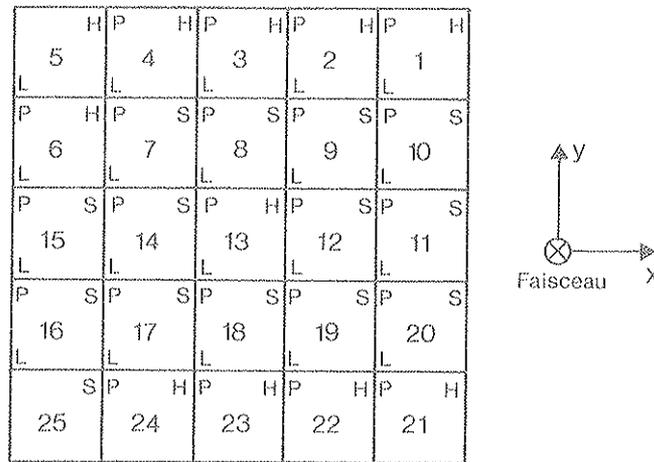
Figure III.3.a : Schéma du dispositif expérimental (cotes exprimées en mm).

Les cristaux et l'électronique (y compris les convertisseurs analogique-digital) étaient placés dans une enceinte métallique, étanche à la lumière, la température (à l'intérieur) était maintenue à 18°C par un système de réfrigération thermostaté à air. A chaque rangée de cinq cristaux de la matrice correspondait une carte comprenant les cinq électroniques analogiques et les cinq convertisseurs. Le système d'acquisition est décrit figure III.3.b, les données issues des CAD sont transmises à la carte maîtresse architecturée en VME autour d'un 68000 par l'intermédiaire de transmetteurs bidirectionnels interfacés en RS422 (RS422 est équivalent à l'interface série RS 232 mais avec une vitesse de transmission plus importante). Le microcalculateur PDP accédait au système 68000 via le camac géré par un module d'interruption BISON. Une carte de séquençement délivrait les signaux d'échantillonnage, de remise à zéro et de synchronisation à partir du signal de déclenchement obtenu avec la coïncidence des scintillateurs  $S_1$  et  $S_2$ . Le taux d'acquisition variait de 1 Hz à 4 Hz.



*Figure III.3.b : Synoptique du système d'acquisition.*

La qualité de chaque cristal dont onze provenaient de la firme Harshaw et quatorze de l'Institut de céramique de Shanghai, avait été vérifiée préalablement à l'aide d'une source de césium. Les meilleurs cristaux ont été sélectionnés pour constituer le centre de la matrice. L'enveloppe des cristaux avait été mise au point par la firme Harshaw et assurait une collection de lumière de très bonne qualité avec une non-uniformité de réponse le long du cristal inférieur à 10%. L'épaisseur de la couche inter-cristal était d'environ 500  $\mu$  m. Le repérage des cristaux est présenté sur la *figure III.3.c*, seuls les cristaux numérotés de 1 à 20 étaient équipés de voies basse énergie et les cristaux 5 et 25 n'ont pas pu être lus avec l'électronique de Princeton. Dans la suite les résultats, obtenus sur 24 cristaux, seront donnés par les 23 voies haute énergie avec la voie basse énergie du cristal 5 d'une part et par les 20 voies basse énergie auxquelles sont ajoutées les 4 voies haute énergie des cristaux 21, 22, 23 et 24 d'autre part.



S : cristaux de l'Institut de céramique de Shanghai,  
 H : cristaux de la firme Harshaw,  
 P : cristal équipé d'un intégrateur avec remise à zéro,  
 L : cristal équipé d'un amplificateur filtre.

*Figure III.3.c : Repérage des cristaux.*

#### 4. INTERCALIBRATION ET CALIBRATION

L'intercalibration de chaque voie a été effectuée sur le faisceau à 180 MeV. La méthode consiste à histogrammer les événements qui ont déposé dans un cristal plus de 50% de l'énergie laissée dans la matrice entière. En prenant le cristal central comme référence, on détermine les constantes d'intercalibration en égalisant la valeur des pics de chaque voie à celle du cristal central. Une deuxième itération de cette méthode permet d'obtenir une bonne précision de 1% sur les valeurs des constantes d'intercalibration portées dans le tableau I.

Par Monté Carlo, on montre que cette méthode permet d'obtenir des constantes d'intercalibration avec une erreur inférieure à 5% à partir de fausses constantes d'intercalibration distribuées suivant une loi normale de moyenne 1 et de sigma 0.5. En itérant une nouvelle fois la méthode avec les nouvelles valeurs des constantes d'intercalibration, on obtient des erreurs inférieures à 1%. Dans ce Monté Carlo, un bruit de 2 MeV/cristal était ajouté au signal. Ceci montre que l'intercalibration peut être obtenue sans l'utilisation de l'information sur la position dans les chambres à dérive. Dans toute cette analyse seuls les événements avec une seule trace dans les chambres sont pris en compte (79.7% des événements avaient plus d'une trace).

La calibration est obtenue à partir du Monté Carlo qui donne le pic d'énergie déposée dans les 25 cristaux à  $173.8 \text{ MeV} \pm 2\%$ . On obtient alors la constante de calibration du cristal 13 suivante :

$$C_{B.E} = 5.1 \text{ canaux/MeV}$$

$$C_{H.E} = 89.9 \mu \text{ V/MeV}$$

N° du cristal	Voie basse énergie	Voie haute énergie	N° du cristal	Voie basse énergie	Voie haute énergie
1	1.96	1.52	14	1.02	0.74
2	1.64	1.76	15	1.44	1.24
3	1.31	1.34	16	1.55	1.1
4	2.08	2.05	17	1.13	1.41
5	1.70	-	18	1.06	1.16
6	1.87	1.94	19	1.27	1.32
7	1.12	1.18	20	1.67	1.21
8	1.17	1.18	21	-	2.1
9	1.20	1.05	22	-	1.94
10	1.76	1.73	23	-	1.96
11	1.90	2.1	24	-	2.24
12	1.08	1.21	25	-	-
13	1.0	1.0			

*Tableau 1 : Constantes d'intercalibration.*

Les microvolts correspondent à la tension de la sortie du préamplificateur qui est calculée seulement pour la voie haute énergie en tenant compte des gains de chaque étage et de la plage de conversion du CDA (voir chapitre II). Les valeurs obtenues avec l'électronique basse énergie sont laissées en canaux, c'est-à-dire aux valeurs données directement par le système de conversion. Comme cette électronique n'équipe que 20 cristaux, la calibration a été faite avec l'électronique haute énergie, puis la constante de calibration de l'électronique basse énergie est obtenue en intercalibrant la voie basse énergie par rapport à la voie haute énergie sur le cristal central 13, cette valeur est de  $17.62 \mu V_{H.E}/\text{canal}_{B.E}$ . Ceci montre encore la nécessité d'avoir la gamme d'énergie entièrement couverte par la voie haute énergie pour pouvoir précalibrer la voie basse énergie sur des faisceaux d'électrons d'énergie de quelques GeV.

##### 5. CONDITIONS DE BRUIT ET QUALITE DES CRISTAUX

Les bruits exprimés en équivalent MeV-BGO de chaque cristal et pour les deux voies électroniques, sont portés dans le tableau II. La moyenne de bruit est de 1.06 MeV pour les voies basse énergie et de 1.24 MeV pour les voies haute énergie avec un sigma respectif de 0.64 MeV et de 0.4 MeV.

Il faut remarquer que sur la voie basse énergie du cristal n°6, le bruit a un niveau anormal de 3 MeV-BGO environ. Pour les 9 cristaux centraux la moyenne de bruit est de 0.6 MeV sur les voies basse énergie et de 0.9 MeV sur les voies haute énergie. Ces bonnes conditions de bruit sont le résultat du filtrage du signal (différence entre le bruit sur l'électronique de Lyon et l'électronique de Princeton) et aussi des rendements lumineux des cristaux qui sont portés dans le tableau III exprimés en nombre de charges collectées par MeV d'énergie déposée dans le cristal et par photodiodes. Ces valeurs n'ont été déterminées que pour les cristaux équipés de l'électronique de Lyon grâce au réglage commun à chaque voie de 9.52 mV pour 1000 e<sup>-</sup> injectés à l'entrée des préamplificateurs. Les 9 cristaux centraux ont en moyenne un rendement de 414 e<sup>-</sup>/MeV/cm<sup>2</sup> nettement supérieur au rendement moyen des cristaux périphériques de 292 e<sup>-</sup>/MeV/cm<sup>2</sup>.

N° cristal	Voie basse énergie	Voie haute énergie	N° cristal	Voie basse énergie	Voie haute énergie
1	1.76	≈ 1.47	14 <sup>*</sup>	0.53	0.66
2	1.26	1.88	15	0.87	1.0
3	0.77	1.09	16	0.77	0.99
4	1.33	1.77	17 <sup>*</sup>	0.61	0.89
5	1.89	-	18 <sup>*</sup>	0.58	0.81
6	2.95	1.85	19 <sup>*</sup>	0.61	1.06
7 <sup>*</sup>	0.6	0.86	20	0.86	1.11
8 <sup>*</sup>	0.67	0.88	21	-	1.7
9 <sup>*</sup>	0.70	1.22	22	-	1.35
10	1.7	1.65	23	-	1.49
11	1.68	1.72	24	-	1.61
12 <sup>*</sup>	0.59	0.82	25	-	-
13 <sup>*</sup>	0.52	0.70			
			Moyenne	1.06	1.24

*Tableau II : Bruit en MeV-BGO.*

N° cristal	Conversion $e^- / \text{MeV/cm}^2$	N° cristal	Conversion $e^- / \text{MeV/cm}^2$
1	235	14 <sup>*</sup>	450
2	280	15	320
3	350	16	296
4	220	17 <sup>*</sup>	407
5	270	18 <sup>*</sup>	434
6	245	19 <sup>*</sup>	362
7 <sup>*</sup>	410	20	275
8 <sup>*</sup>	393	21	-
9 <sup>*</sup>	383	22	-
10	260	23	-
11	242	24	-
12 <sup>*</sup>	426	25	-
13 <sup>*</sup>	460		
		Moyenne	336

\* numéro de cristal de la sous matrice de neuf.

*Tableau III*

On peut mettre en évidence une corrélation en comparant le bruit de la somme de  $N$  cristaux avec la somme des bruits de ces cristaux. Pour les 9 cristaux centraux on a :

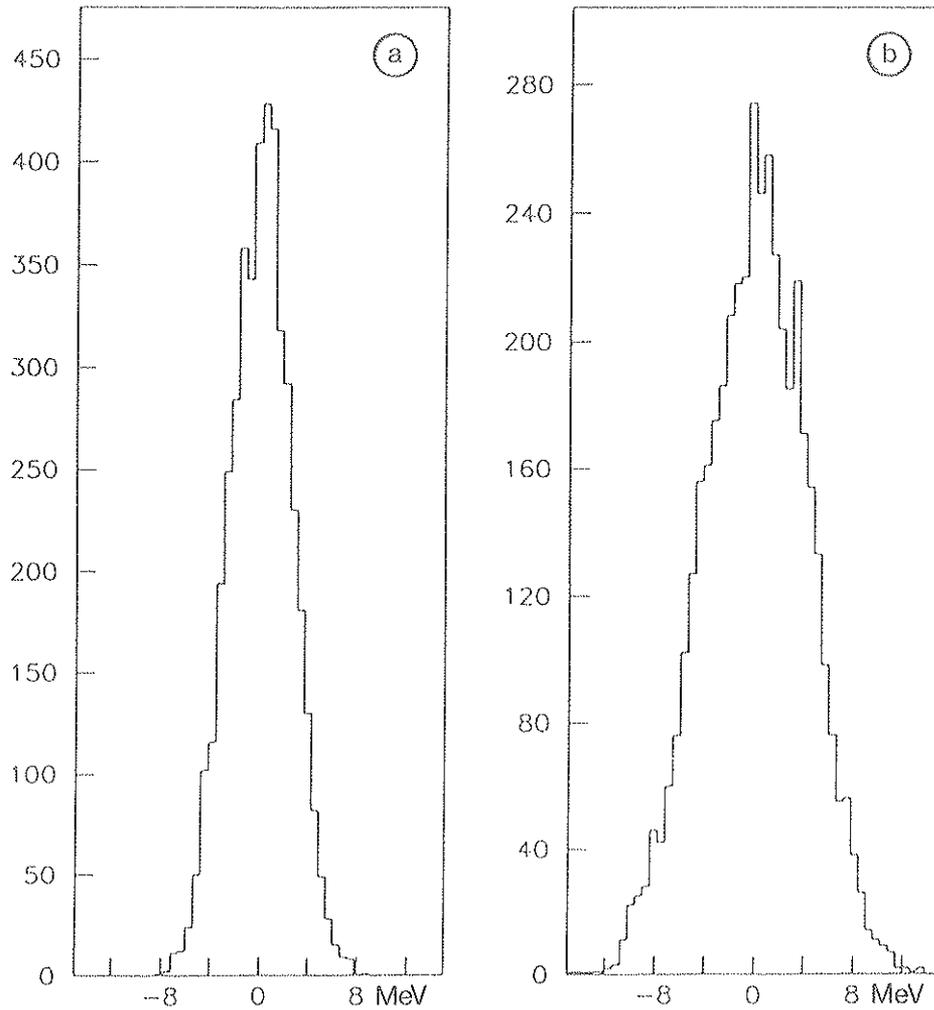
$$\left[ \sum_{i=1}^9 \sigma_i^2 \right]^{1/2} = 1.81 \text{ MeV voies basse énergie}$$

$$= 2.74 \text{ MeV voies haute énergie}$$

$$\sigma \left( \sum_{i=1}^9 \right) = 2.45 \text{ MeV voies basse énergie}$$

$$= 4.2 \text{ MeV voies haute énergie}$$

On définit le facteur de corrélation par le rapport  $\sigma \sum / \sqrt{\sum \sigma_i}$  qui pour les 9 cristaux centraux est de 1.35 pour les voies basse énergie et de 1.53 pour les voies haute énergie. Le bruit sur la somme des 9 cristaux est montré figure III.5.a.



*Figure III.5.a : Bruit en MeV-BGO dans la somme des neuf cristaux centraux.*

- a) voie basse énergie*
- b) voie haute énergie.*

Pour 24 cristaux on a :

$$\left[ \sum_{i=1}^{24} \sigma_i^2 \right]^{1/2} = 6.3 \text{ MeV voies basse énergie}$$

$$= 6.5 \text{ MeV voies haute énergie}$$

$$\sigma \left( \sum_{i=1}^{24} \right) = 9.5 \text{ MeV voies basse énergie}$$

$$= 11.8 \text{ MeV voies haute énergie}$$

Ici le facteur de corrélation est légèrement supérieur, il est de 1.51 pour les voies basse énergie et de 1.82 pour les voies haute énergie.

L'origine de ces corrélations est difficilement localisable mais on a pu montrer qu'elle était due en partie à l'implantation de l'électronique, car les corrélations sont plus importantes entre les cristaux d'une même rangée (à une rangée correspond une carte électronique) que les cristaux d'une même colonne.

Sur la figure III.5.b sont portés les bruits par colonne et par rangée exprimés ici en microvolt avec en abscisses la somme corrélée et en ordonnées la somme non corrélée des cinq cristaux. On constate que les valeurs par rangée s'éloignent beaucoup plus que les valeurs par colonne de la droite idéale de pente unité (bissectrice).

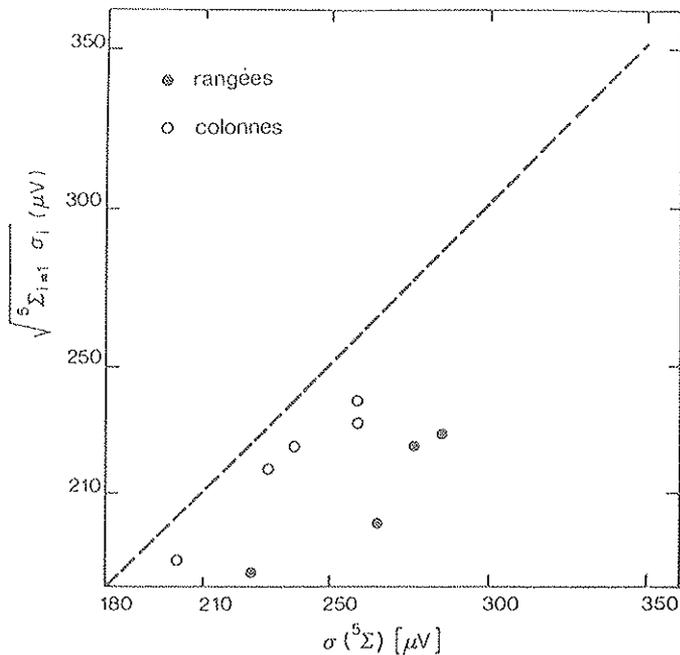


Figure III.5.b : Corrélation du bruit.

Ces problèmes de corrélation du bruit entre les voies de lecture sont généralement très difficiles à résoudre car ces corrélations ont des origines multiples, dépendantes de l'environnement et de l'implantation du dispositif expérimental. Les méthodes pour réduire ces bruits ne peuvent être qu'empiriques. Par exemple un essai de blindage isolant les voies haute énergie entre elles avait permis de diminuer un peu cette corrélation.

## 6. RESOLUTION EN ENERGIE

Les résolutions en énergie à 180 MeV et 100 MeV ont été déterminées avec les deux voies électroniques. Pour les sommations sur un nombre de cristaux inférieur ou égal à 9, la résolution est définie en mesurant la largeur à mi-hauteur du pic divisé par le facteur 2.36 ( $\Gamma / 2.36$ ). Cette largeur est obtenue en ajustant au pic une gaussienne associée à une fonction qui tient compte de la queue du pic du côté des basses énergies [3] :

$$\frac{dN}{dE} = g(E; E_0, \alpha, \sigma, \beta, r) = \exp\left(-\frac{(E - \alpha - E_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad E > E_0 - \beta\sigma$$

$$= A \left(\frac{E_1 - E_0 + \beta\sigma}{E_1 - E}\right)^r \quad E < E_0 - \beta\sigma$$

où  $E$  est l'énergie observée,

$A$  et  $E_1$  sont des paramètres déterminés pour assurer la continuité des deux fonctions et des dérivées premières au point de raccordement.

La résolution relative est alors :

$$\frac{\Gamma}{2.36(E_0 + \alpha)}$$

Un exemple d'ajustement sur l'histogramme obtenu à partir de la sommation sur 9 cristaux est donné figure III.6.a. Pour une sommation sur un nombre plus important de cristaux un ajustement par une gaussienne est alors suffisant et la résolution est alors donnée par :  $\frac{\sigma}{E_0}$  où  $E_0$  est l'énergie moyenne déposée.

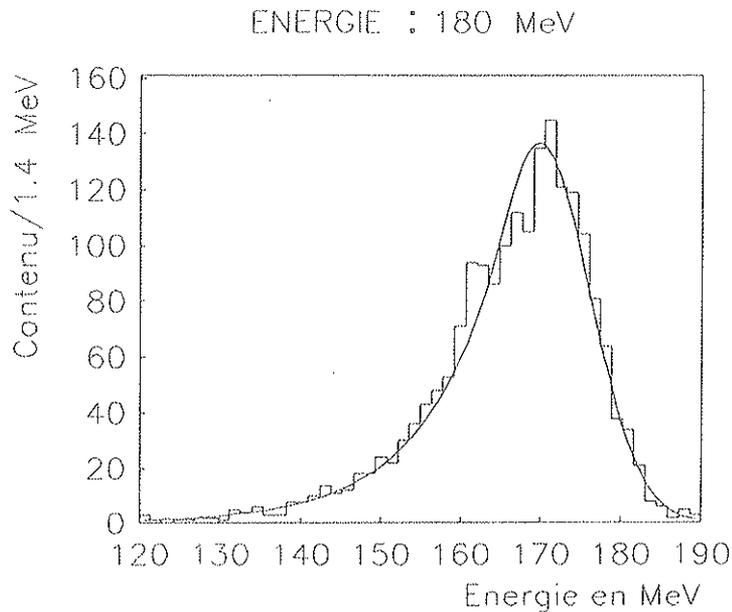


Figure III.6.a : Ajustement du pic obtenu avec une sommation sur 9 cristaux avec la fonction  $g(E; E_0, \alpha, \sigma, \beta, r)$

Dans le tableau IV sont portés les résolutions obtenues pour les deux énergies avec les 9 cristaux du centre de la matrice et seulement quand le cristal central a reçu la plus grande partie de l'énergie déposée et de la même façon avec une sommation sur les 24 cristaux (voir paragraphe 3).

E	Résolution	Voie basse énergie	Voie haute énergie
180 MeV	$\sigma_9/E$ (13)	$4.0 \pm 0.4 \%$	$4.6 \pm 0.4 \%$
	$\sigma_{24}/E$ (13)	$8.9 \pm 0.3 \%$	$9.2 \pm 0.3 \%$
100 MeV	$\sigma_9/E$ (13)	$6.4 \pm 0.6 \%$	$8.0 \pm 0.6 \%$
	$\sigma_{24}/E$ (13)	$14.2 \pm 0.6 \%$	$16.6 \pm 0.6 \%$

*Tableau IV : Résolution en énergie à 180 MeV et 100 MeV avec 9 et 24 cristaux. Le cristal central 13 ayant reçu la plus grande partie de l'énergie.*

La résolution peut être légèrement améliorée en ne prenant pas la voie basse énergie du cristal n°6 qui présente un niveau de bruit anormal (voir paragraphe 3). Ceci n'est valable que pour la sommation sur les 24 cristaux où il était pris en compte. Les valeurs obtenues sont portées dans le tableau V.

	180 MeV	100 MeV
$\sigma_{24}/E$	$8.1 \pm 0.3 \%$	$13.6 \pm 0.6 \%$

*Tableau V : Résolution en énergie obtenue avec les voies basse énergie de 23 cristaux, le cristal n° 6 n'étant pas pris en compte.*

L'énergie la plus probable déposée dans les 9 cristaux (position du pic) est de  $167 \pm 2$  MeV avec des positons de 180 MeV en rappelant que la calibration a été faite sur la base de 173.8 MeV d'énergie moyenne déposée dans la matrice entière (voir paragraphe 4). Avec des positons de 100 MeV, l'énergie moyenne dans les 9 cristaux est de  $90.5 \pm 1$  MeV avec une énergie totale déposée dans les 24 cristaux de  $99 \pm 2$  MeV en moyenne. Si l'on compare avec EGS cette énergie devrait être de 96.8 MeV ce qui permet de supposer que la valeur nominale de l'énergie du faisceau incident n'est pas de 100 MeV mais de  $102 \pm 2$  MeV. Il est raisonnable de penser cela car il faut rappeler que ce faisceau de 100 MeV n'avait jamais été produit auparavant.

Les résolutions en énergie obtenues par simulation qui tient compte de la diffusion coulombienne multiple dans les détecteurs placés sur le faisceau sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux à 180 MeV avec la sommation sur 9 cristaux :

- 4.1 % sur la voie basse énergie et
- 4.3 % sur la voie haute énergie



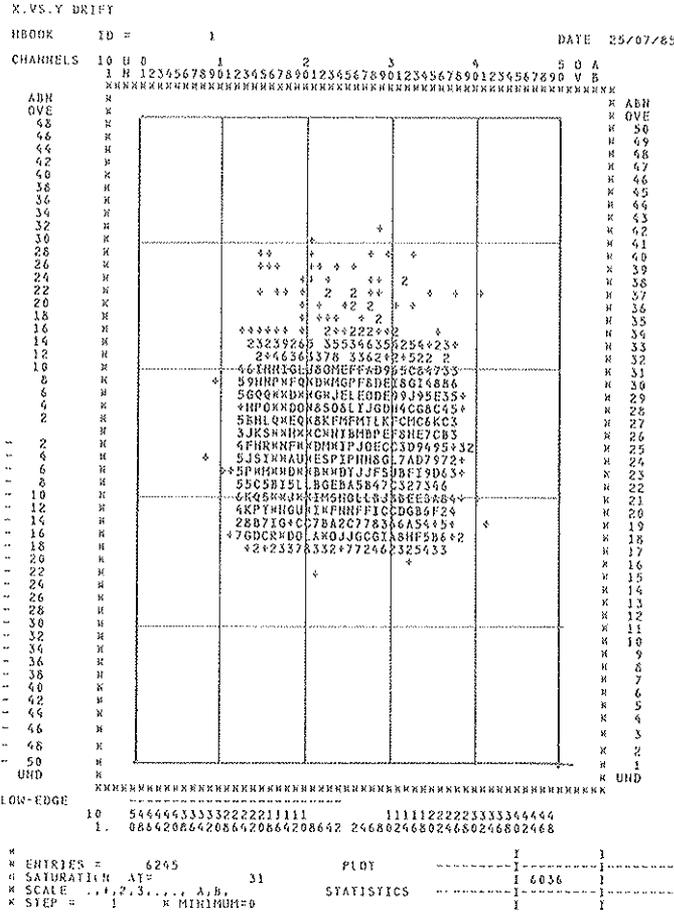


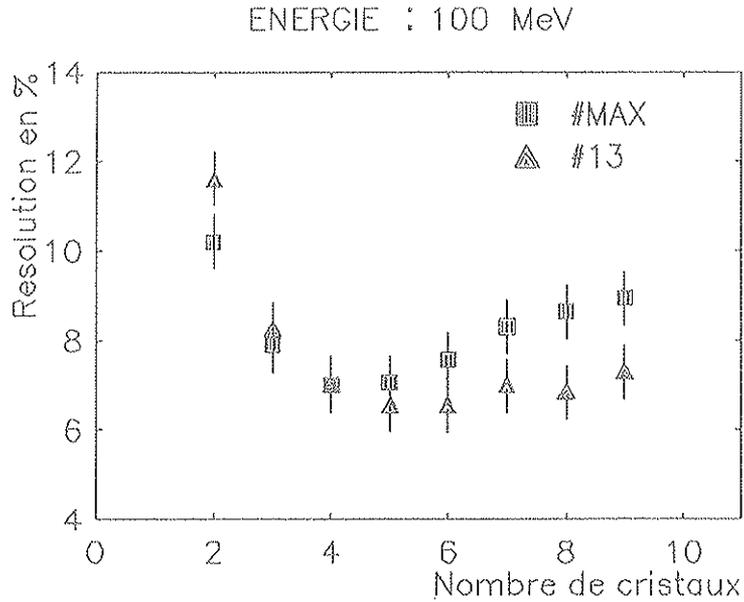
Figure III.6.c : Topologie du faisceau et de la matrice à 180 MeV.

Bien que les chambres à dérive éliminent 80% des évènements qui donnent plus de deux traces, il reste encore 19% d'évènements à 180 MeV et 26% d'évènements à 100 MeV qui sont vus comme seule trace par les chambres mais qui sont mis en évidence lors de la sommation sur 24 cristaux (figure III.6.d). Donc une partie de doubles traces non décelables doit contribuer à dégrader la résolution en énergie, beaucoup plus à 100 MeV qu'à 180 MeV à cause de la diffusion coulombienne multiple qui sépare ces particules voisines et qui augmente ainsi la probabilité pour qu'une des particules dépose entièrement son énergie dans la matrice alors que la deuxième n'en laisse qu'une partie très faible, ce qui ne fait qu'élargir le pic d'énergie.

La sommation des N plus importants signaux serait une méthode pour la détermination de l'énergie des gammas dont la position ne peut être déterminée par aucun autre détecteur, aussi nous avons mesuré les résolutions obtenues en sommant 2 à 9 cristaux et les valeurs sont représentées uniquement pour les voies basse énergie sur la figure III.6.e pour les positons de 180 MeV et la figure III.6.f pour les positons de 100 MeV (les valeurs obtenues avec les voies haute énergie sont systématiquement plus élevées de 0.3% environ). La résolution, obtenue à partir de la sommation effectuée lorsque le cristal central 13 a reçu la plus grande partie de l'énergie, est meilleure que celle obtenue à partir de la sommation réalisée avec n'importe quel cristal de la matrice. Ceci est due à la présence au centre de la matrice de cristaux au niveaux de bruit beaucoup plus bas que le reste des cristaux.

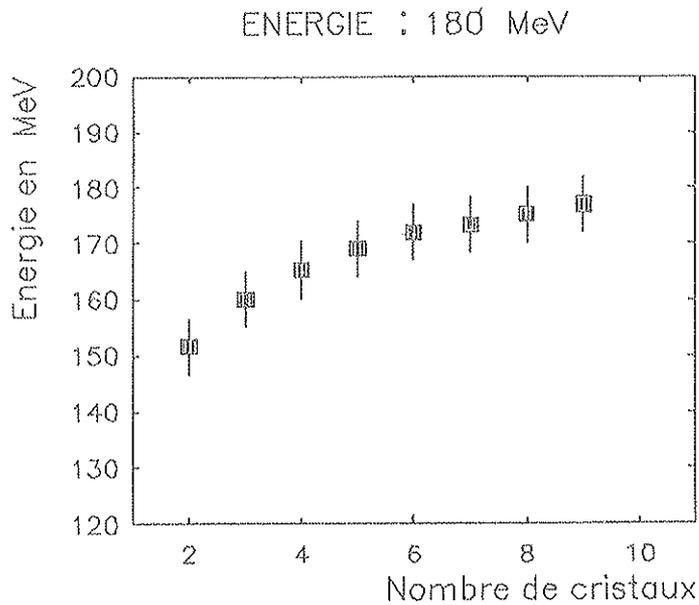
La résolution avec sommation de neuf cristaux quand le cristal central 13 a reçu la plus grande partie d'énergie est de  $4.6 \pm 0.4 \%$  à 180 MeV et  $7.2 \pm 0.6 \%$  à 100 MeV, elle est supérieure à la valeur  $\sigma_9/E(13) = 4.0 \pm 0.4 \%$  à 180 MeV et  $6.4 \pm 0.6 \%$  à 100 MeV à cause du bruit corrélé.



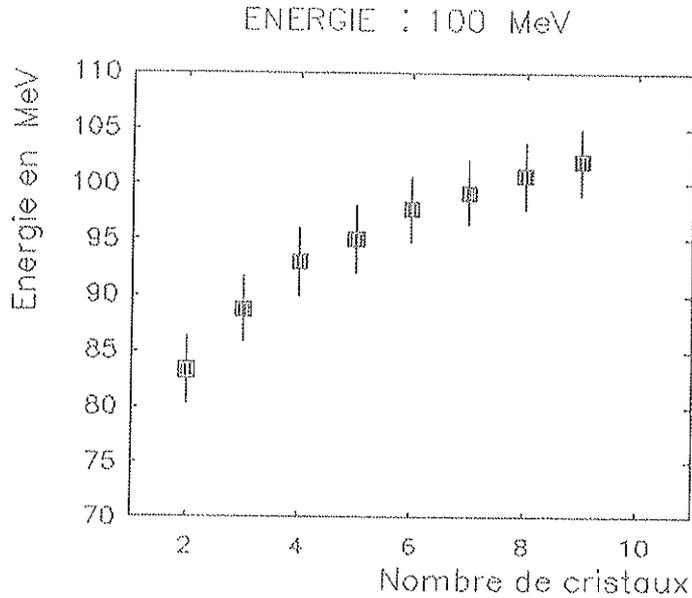


*Figure III.6.f* : Résolution en énergie en fonction du nombre de cristaux sommés quand le cristal central 13 ou bien l'un quelconque des cristaux ou = Max a reçu la plus grande partie d'énergie.

Les valeurs les plus probables de l'énergie déposée dans les  $N$  cristaux sommés sont représentées sur la *figure III.6.g* pour une énergie incidente de 180 MeV et sur la *figure III.6.h* pour une énergie incidente de 100 MeV. Le bruit corrélé intervient aussi ici dans la mesure de l'énergie sur la somme des  $N$  cristaux ayant vu la plus grande partie de celle-ci, car par exemple sur 9 cristaux l'énergie déposée la plus probable est de  $177 \pm 2$  MeV au lieu de 167 MeV mesuré à partir de la somme des 9 groupés autour du cristal ayant vu le maximum d'énergie, et de même pour l'énergie incidente de 100 MeV où l'on trouve  $101 \pm 3$  MeV au lieu de 91 MeV.



*Figure III.6.g* : Energie déposée la plus probable en fonction du nombre de cristaux sommés ayant donnés les plus grandes valeurs.



*Figure III.6.h : Energie déposée la plus probable en fonction du nombre de cristaux sommés ayant donnés les plus grandes valeurs.*

### 7. RESOLUTION EN POSITION

La méthode de détermination de la résolution en position est identique à celle décrite dans le chapitre II. La position est calculée par la méthode barycentrique et comparée à la position donnée par les chambres à dérive. A ces énergies la diffusion coulombienne multiple est très importante et a été déterminée par Monté Carlo.

Si  $\Delta X = X_{\text{BGO}} - X_{\text{CH}}$  où  $X_{\text{BGO}}$  est la position du point d'impact sur la matrice et  $X_{\text{CH}}$  la position donnée par les chambres à dérive, on obtient par simulation :

$$\sigma(\Delta X, E_1) = 4.6 \pm 0.4 \text{ mm pour } E_1 = 100 \text{ MeV}$$

et

$$\sigma(\Delta X, E_2) = 2.6 \pm 0.2 \text{ mm pour } E_2 = 180 \text{ MeV}$$

on vérifie que :

$$\frac{\sigma(\Delta X, E_1)}{\sigma(\Delta X, E_2)} = 1.77$$

est très peu différent de :

$$\frac{E_2}{E_1} = 1.8$$

ce qui traduit bien la dépendance en  $\frac{1}{p}$  de la diffusion coulombienne multiple.

Le calcul du centre de gravité des énergies déposées dans chaque cristal est effectué à partir de 9 cristaux. Les positions moyennes obtenues pour chaque position réelle moyenne d'un pas de 2 mm sont représentées sur les figures III.7.a et III.7.b à 180 MeV et 100 MeV respectivement et les Monte Carlo sont comparées aux valeurs expérimentales. L'ajustement des points est effectué comme dans le chapitre II par un polynôme de degré 5 :

$$X_{\text{Reel}} = \alpha \frac{E_D - E_G}{E} + \beta \left( \frac{E_D - E_G}{E} \right)^5$$

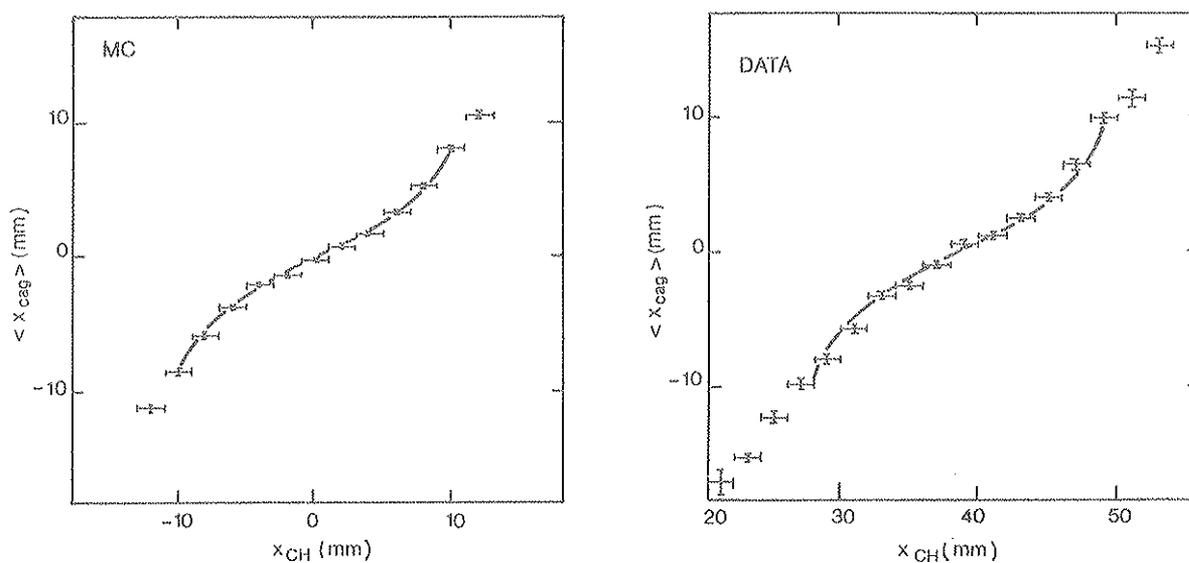


Figure III.7.a : Position déterminée par la méthode barycentrique en fonction de la position réelle à 180 MeV.

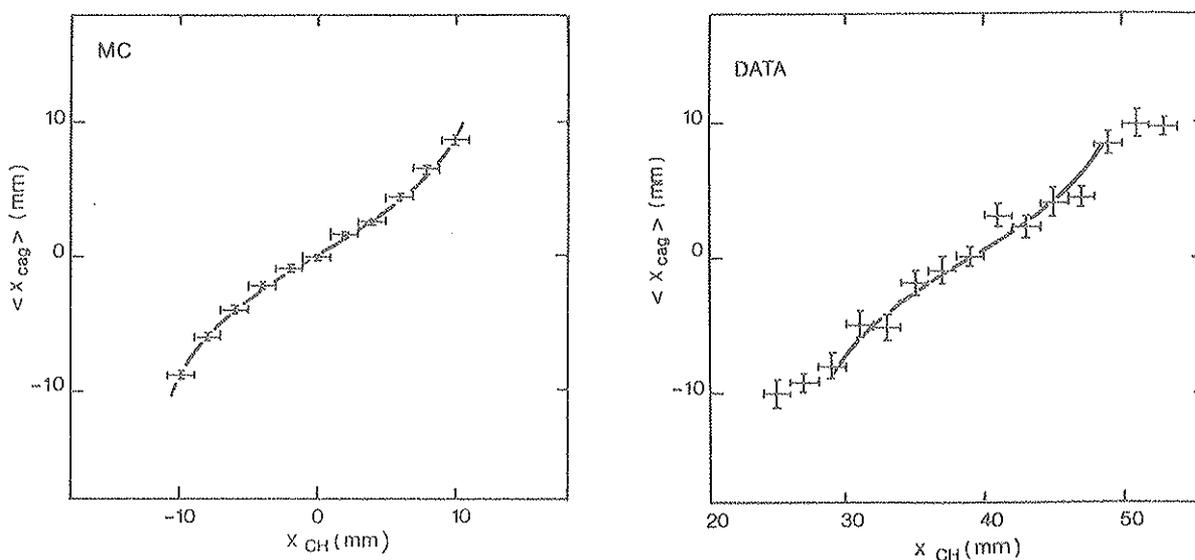


Figure III.7.b : Position déterminée par la méthode barycentrique en fonction de la position réelle à 100 MeV.

A 180 MeV les valeurs des paramètres sont les suivantes :

$$- \alpha = 10.8 \pm 0.4 \text{ mm}$$

$$- \beta = 99.2 \pm 9.6 \text{ mm}$$

à 100 MeV elles sont :

$$- \alpha = 13.2 \pm 0.4 \text{ mm}$$

$$- \beta = 73.6 \pm 0.4 \text{ mm.}$$

Les valeurs  $\alpha$  sont très proches de la valeur obtenue entre 1 et 50 GeV qui est de 11.7 mm, par contre  $\beta$  est beaucoup plus petit, cela signifie qu'à très basse énergie on se rapproche beaucoup plus d'une droite.

Les résolutions en position moyenne sont présentées dans le tableau VI et comparées avec la simulation par Monté Carlo.

E (MeV)	$\sigma$ experimental	$\sigma$ simulation
180	$5.4 \pm 0.4 \text{ mm}$	$4.9 \pm 0.3 \text{ mm}$
100	$6.8 \pm 0.5 \text{ mm}$	$6.3 \pm 0.3 \text{ mm}$

Tableau VI

### CONCLUSION

Après les tests effectués au CERN, des progrès ont été réalisés tant en ce qui concerne la préparation du détecteur que l'électronique de lecture.

La matrice testée à Cornell constitue certainement ce que l'on peut faire de mieux actuellement avec notamment :

- des cristaux effilés de qualité sélectionnée travaillant dans des conditions très stables de température (18°C) et de lumière (obscurité y compris lors de la manipulation des cristaux),
- un enrobage très efficace (Harshaw) donnant les meilleurs niveaux de lumière sur les photodiodes,
- une bonne uniformisation des cristaux correspondant à une technique bien maîtrisée,
- un collage soigné de trois photodiodes S1790 avec de la colle Dowcorning RTV 3145.

Dans ces conditions un bon facteur de conversion de  $340 \text{ e}^-/\text{MeV}/\text{cm}^2$  en moyenne a pu être obtenu avec, pour les meilleurs cristaux centraux, des valeurs allant même de 400 à  $460 \text{ e}^-/\text{MeV}/\text{cm}^2$ .

L'électronique de lecture aussi a été améliorée, tant du point de vue implantation que du point de vue conception :

- la préamplification se fait à proximité des photodiodes, diminuant ainsi la longueur de câbles et donc les capacités parasites et les risques de perturbation du signal,
- deux circuits de traitement du signal analogique mettant en jeu des principes différents ont travaillé en parallèle, l'un axé sur l'analyse de toute la gamme dynamique avec une remise à zéro précise du signal, l'autre axé sur l'optimisation du rapport signal/bruit dans une gamme dynamique limitée,
- des ADC réalisés en technologie hybride proches de la configuration finale.

Le bruit par canal mesuré dans ces conditions a pu être ainsi ramené en moyenne à un niveau de l'ordre du MeV - BGO avec des valeurs minimales des niveaux les plus bas de 0.50 MeV (voie à mise en forme) et 0.70 MeV (voie à remise à zéro) pour le cristal central. Des corrélations ont été mises en évidence, allant de 30 à 80% suivant le nombre de cristaux et le type de circuit considéré (les bruits décelés avec le circuit à mise en forme étant systématiquement plus faibles qu'avec le circuit intégrateur à remise à zéro).

La résolution en énergie de notre matrice pour des gerbes électromagnétiques de 100 MeV et plus dépend du nombre de cristaux pris en compte et du niveau du bruit électronique. Aux énergies de Cornell, les meilleures résolutions ( $\sigma/E$ ) ont été obtenues en considérant un ensemble de 6 à 9 cristaux centraux et les voies basse énergie avec 4% à 180 MeV et 6% environ à 100 MeV. En ce qui concerne les résolutions spatiales elles sont de 5.4 mm à 180 MeV et 6.8 mm à 100 MeV. A part la valeur de la résolution en énergie trouvée à 100 MeV, énergie pour laquelle les conditions de faisceau sont mal connues, ces différentes valeurs sont consistantes avec les simulations EGS.

Cependant, il faut mentionner qu'une résolution de 5.5 à 5% a pu être atteinte à 100 MeV en introduisant des coupures de plus en plus sévères essentiellement sur le faisceau. Du fait de la faible statistique utilisable, (une centaine d'évènements seulement), ce meilleur résultat est entaché d'une incertitude importante. Il indique néanmoins qu'une résolution en énergie inférieure à 6% pourrait être atteinte à 100 MeV.

Du point de vue électronique la voie basse énergie utilisant un amplificateur-filtre s'avère meilleure que la voie haute énergie comme en témoigne la différence du niveau de bruit sur 9 ou 24 cristaux (2.4 MeV contre 4.2 MeV pour 9 cristaux, 9.5 MeV contre 11.8 MeV pour 24 cristaux) et ce, même si celle-ci comporte un gain de 90  $\mu\text{V}/\text{MeV}$  ne permettant pas de couvrir toute la gamme dynamique requise. De l'ensemble des mesures de Cornell, il semble bien qu'une voie amplifiée, spécialisée dans l'analyse des basses énergies de l'ordre de quelques centaines de MeV, demeure nécessaire dans des conditions réalistes de fonctionnement (c'est-à-dire un gain de  $\approx 50 \mu\text{V}/\text{MeV}$  et  $\approx 300$  à  $350 \text{ e}^-/\text{MeV}/\text{cm}^2$ ).

## REFERENCES DU CHAPITRE III

- [1] G. BERTOLINI and A. COCHE,  
Semiconductor detectors North Holland Pub. Company 1968.
- [2] M. GOYOT,  
Hybrid low power and low noise charge preamplifier for large capacitance photodetector (PAC-LP),  
L3-BGO electromagnetic detector, CERN Meeting, Janvier 1984, p. 169.
- [3] R. A. LEE,  
SLAC Report-282, May 1985.

## CHAPITRE IV

## ETUDES AUX ENERGIES INFÉRIEURES A 20 MeV

I. MOTIVATIONS

Il est très important de pouvoir calibrer "in situ" le calorimètre électromagnétique car le vieillissement des cristaux, la détérioration du couplage optique entre les photodiodes et le cristal, l'évolution du rendement quantique des photodiodes sont autant de paramètres qui peuvent faire évoluer le signal mesuré.

Sur LEP, les moyens de calibration comme par exemple la diffusion Bhabha, le processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ , la désintégration leptonique du  $J/\psi$  etc... ne sont pas utilisables, si nous voulons une périodicité inférieure à 2 mois, parce que les taux de production sont trop faibles (inférieurs à 100 evt/an dans un cristal du tonneau pour la diffusion Bhabha avec une luminosité de  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) ou parce que les résonances connues ne sont pas accessibles aux énergies du LEP.

Les autres techniques de calibration et de monitoring "in situ" utilisées par la plupart des expériences font appel en grande partie à des gammas d'énergie inférieure à 20 MeV. C'est le cas par exemple de la boule de cristal [1] auprès de l'anneau de collision SPEAR (Stanford Positron-Electron Asymmetric Rings) dont la conception est proche de celle du calorimètre électromagnétique de L3. La boule de cristal est constituée de 720 cristaux de NaI (Tl) lus chacun par un phototube. Elle peut être partagée en deux hémisphères pour permettre la calibration avant ou après chaque prise de données.

Deux moyens sont alors disponibles :

- l'utilisation de sources radioactives, dont les gammas produits ne dépassent pas 6 à 7 MeV,
- l'emploi d'un Van de Graaff pour créer des réactions de capture radiative de protons d'énergie cinétique inférieure à 500 KeV produisant des  $\gamma$  de 6 à 20 MeV.

Sur la boule de cristal ces deux moyens sont utilisés. Une source de  $^{137}\text{Cs}$  dont les gammas de désintégration ont une énergie de 0.661 MeV est placée au centre d'un des hémisphères puis remplacés par

une cible fluor ou de lithium qui permettent d'avoir respectivement des gammas de 6.13 et 17.6 MeV avec des protons d'énergie cinétique de 340 et 441 KeV fournis par un accélérateur Van de Graaff. Les tests effectués montrent que les gammas de 6.13 MeV sont extrêmement utiles pour la calibration alors que les gammas de 17.6 MeV provenant du lithium sont plus difficilement utilisables comme nous le montrerons plus loin.

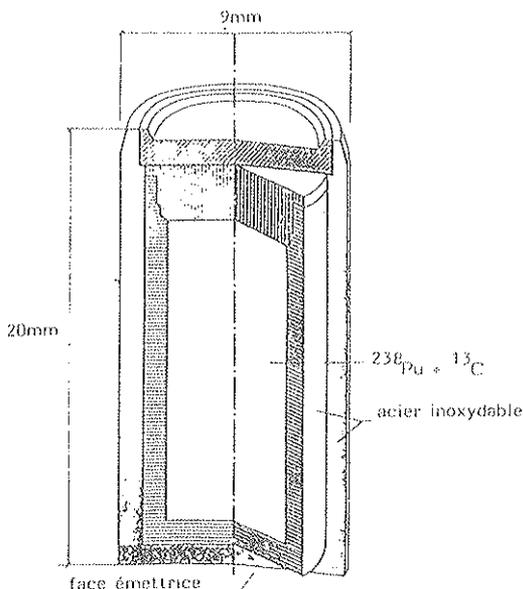
Une autre expérience CUSB auprès de l'accélérateur CESR (Cornell Electrons Storage Ring) optimisée pour la haute résolution en énergie et en position des gerbes électromagnétiques utilise entre autres 360 cristaux de BGO de longueurs comprises entre 86 et 155 mm. Ces cristaux sont couplés à des photomultiplicateurs. Le monitoring du gain est effectué toutes les deux heures à l'aide d'une source de  $^{137}\text{Cs}$ , et la calibration a lieu une fois par prise de données pendant une heure. Pour ce faire, ils utilisent du  $^{65}\text{Zn}$  sous forme de feuilles intercalées entre les cristaux. Les gammas ont une énergie de 1.11 MeV, la résolution est de 18% en largeur à mi-hauteur. CUSB a aussi la possibilité d'être calibrée avec des électrons issus de la diffusion Bhabha dont le pic à 4.7 GeV est retrouvé avec une erreur de  $\pm 2\%$  par la calibration à très basse énergie [2].

Une différence importante entre le calorimètre électromagnétique de L3 et ces deux expériences réside dans l'utilisation de photodiodes qui remplacent les phototubes. Bien qu'étant beaucoup plus stables que les photomultiplicateurs, leur inconvénient majeur est le bruit qui est de l'ordre de 1 MeV équivalent BGO. Pour cette raison l'utilisation de gammas de l'ordre du MeV est impossible pour L3.

Le travail qui suit constitue donc un défrichage et une approche des nombreux problèmes qui se posent lors de la détection de gammas de faible énergie avec de gros cristaux de BGO couplés à des photodiodes (résolution, seuil de détection etc...). Le but est d'aborder les problèmes de calibration très importants lorsque le détecteur a pour ambition d'atteindre une résolution de l'ordre de 1% au-dessus de 1 GeV et 5% à 100 MeV. De plus, pour toute expérience de calorimétrie électromagnétique, il est important de bien connaître les propriétés du détecteur à basse énergie. Détecter des gammas de 50 à 100 MeV dans de bonnes conditions rend accessible certains domaines de physique comme la spectroscopie du toponium.

## 2. SOURCES RADIOACTIVES

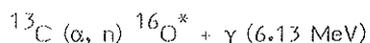
Dans le domaine des sources radioactives, nous avons utilisé une source plutonium carbone [3] qui permet d'avoir des gammas suffisamment énergétiques.



Cette source, placée dans une enveloppe cylindrique en acier inoxydable a été mise au point au CEA par le service de métrologie des rayonnements ionisants (figure IV.2.a).

Figure IV.2.a : Source de plutonium-carbone.

C'est une source composite qui associe du  $^{238}\text{Pu}$  et du  $^{13}\text{C}$ . La demi-vie de cette source qui correspond à celle du  $^{238}\text{Pu}$ , est de 87.7 ans. Elle émet, par désexcitation de  $^{16}\text{O}$ , un gamma de 6.13 MeV



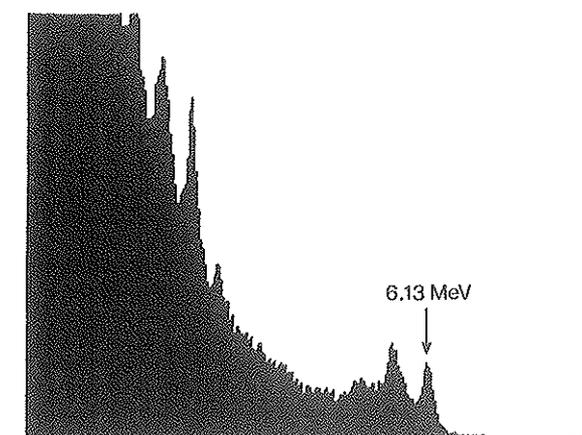
Le rayonnement  $\alpha$  qui permet la réaction nucléaire provient de la désintégration du plutonium.

D'autres gammas d'énergie inférieure à 2 MeV sont aussi émis par le  $^{238}\text{Pu}$ . Malheureusement il y a aussi, bien sûr, un fond important de neutrons. Par exemple les taux d'émission des gammas et des neutrons de la source que nous utilisons sont les suivants :

$$\text{taux } \gamma : 3.04 \times 10^3 \text{ } \gamma/\text{s}/4 \pi$$

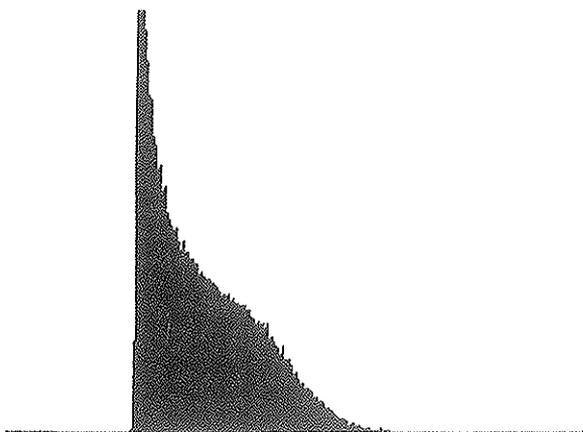
$$\text{taux } n : 9.1 \times 10^4 \text{ } n/\text{s}/4 \pi$$

Le spectre de la source Pu-C, obtenu à partir d'un cristal de NaI (Tl) associé à un photomultiplicateur, (figure IV.2.b) montre ce fond de neutrons sur lequel les gammas de basse énergie peuvent être observés. Le pic de 6.13 MeV accompagné des deux pics d'échappement (5.62 et 5.11 MeV) constituent la partie haute du spectre.

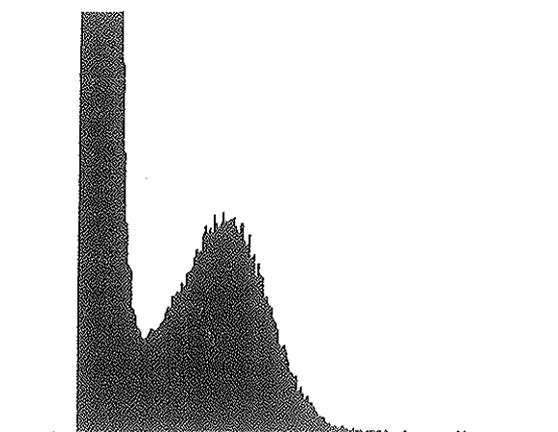


*Figure IV.2.b : Partie haute du spectre de la source Pu-C sur un cristal de NaI. (dimension 4"x4").*

Ce même spectre, reproduit figure IV.2.c, est obtenu à partir d'un cristal de BGO effilé non uniformisé et de géométrie identique à ceux utilisés pour l'expérimentation au CERN (chapitre II). Il est couplé à deux photodiodes Hamamatsu de  $1 \text{ cm}^2$  connectées à un préamplificateur hybride dont le signal est ensuite filtré et amplifié puis traité par un analyseur multicanaux. L'épaule que l'on observe montre la difficulté inhérente à l'utilisation de photodiodes pour la calibration basse énergie, compte tenu du rapport bruit sur signal important. Cependant il est possible d'améliorer notablement ce spectre (figure IV.2.d) en réalisant une coïncidence lente construite à partir d'une troisième photodiode collée sur le cristal et dont l'amplificateur est relié à une unité de temps ORTEC 551 délivrant un signal logique à chaque impulsion dépassant un seuil réglable.



*Figure IV.2.c* : Spectre Pu-C sur un cristal de BGO avec 2 photodiodes (température ambiante  $\approx 20^{\circ}\text{C}$ ).



*Figure IV.2.d* : Spectre Pu-C sur un cristal de BGO avec 2 photodiodes en coïncidence avec une troisième (température ambiante  $\approx 20^{\circ}\text{C}$ ).

La largeur à mi-hauteur du pic est de 30%. Il faut bien se rendre compte que la position du pic ne correspond pas à 6.13 MeV mais est plus proche de 5.7 MeV, valeur du premier pic d'échappement (figure IV.2.b.)

Une autre source composite vient d'être mise au point récemment comportant une source de neutrons rapides et de gammas de 4.44 MeV à partir d'un mélange Am-Be (le pic de 4.44 MeV est élargi par effet Doppler). Ces neutrons interagissent ensuite dans du téflon ou dans du plomb. Deux gammas d'énergie 7.117 MeV (5 %) et 6.13 MeV (69%) sont émis à partir de  $^{16}\text{O}$  excité, résultat de la réaction nucléaire :  $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$  sur les noyaux de fluor du téflon avec ensuite  $^{16}\text{N} \rightarrow \beta^- + ^{16}\text{O}^*$ . Un gamma de plus basse énergie 2.61 MeV est produit par la réaction  $^{208}\text{Pb}(n, p)^{208}\text{Tl}$ . Cette source comporte aussi un fond non négligeable de neutrons [4].

L'utilisation de telles sources sur L3, si elle est facile à mettre en oeuvre, présente néanmoins trois inconvénients :

- gammas d'énergie inférieure à 7 MeV.
- fond de neutrons important, ce qui contribue à dégrader la résolution mais constitue surtout un danger de dommage par radiation des cristaux.
- système d'autodéclenchement très basse énergie dans une ambiance bruyante très difficile ; nous devons, à température ambiante, faire des coïncidences entre différentes voies.

Les réactions de captures radiatives peuvent nous fournir des gammas d'énergie plus élevée et l'on peut avoir un signal de déclenchement extérieur si on utilise des faisceaux de protons pulsés au moyen d'un accélérateur quadripolaire à radiofréquence avec neutraliseur (RFQ) [5]. Ces accélérateurs avec neutraliseur sont les précurseurs des armes utilisées ou qui seront utilisées pour la "guerre des étoiles". Ils ont l'avantage de produire un faisceau intense de particules électriquement neutre ( $\text{H}^0$  par exemple), ce qui pour notre application est important pour éliminer la contrainte due au champ magnétique appliqué dans le détecteur. Le déclenchement de l'acquisition n'est pas entièrement résolue car même si le faisceau est pulsé sa durée est de l'ordre de quelques microsecondes. A Lyon, pour faire cette étude nous avons à notre disposition un Van de Graaff qui contrairement au RFQ nous fournit un faisceau continu de protons d'énergie pouvant aller de 1 à 4 MeV.

### 3. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour descendre, dans de bonnes conditions de stabilité et d'intensité aux énergies de protons inférieures à 1 MeV, nous avons utilisé un faisceau  $\text{H-H}^+$  sous un vide au niveau du porte cible de  $2.5 \cdot 10^{-6}$  Torr.

Le porte cible est refroidi par un circuit d'eau et comporte aussi un mince cristal de quartz permettant de vérifier visuellement la géométrie du faisceau au niveau de la cible. Deux cibles furent utilisées :

- une cible mince de fluorure de lithium ( $\text{LiF}$ ) de 33 KeV d'épaisseur, déposée sur un support de tantale,
- une cible de Titane tritiée de 320 KeV d'épaisseur environ et dont l'activité est de 5.4 Ci, déposée sur un support de tantale de 2.5 cm de diamètre.

Cette dernière cible est d'un emploi délicat qui impose la présence d'un système de sécurité afin de prévenir d'éventuelles fuites de tritium dans le Van de Graaff avec fermeture automatique de vannes électrostatiques au niveau des pompes. Pour éviter toute contamination du Van de Graaff par le tritium une feuille de Nickel de 2.5  $\mu\text{m}$  sépare la chambre à réaction de l'accélérateur (figure IV 3.a). Cette feuille n'est pas présente lors de l'utilisation du  $\text{LiF}$ .

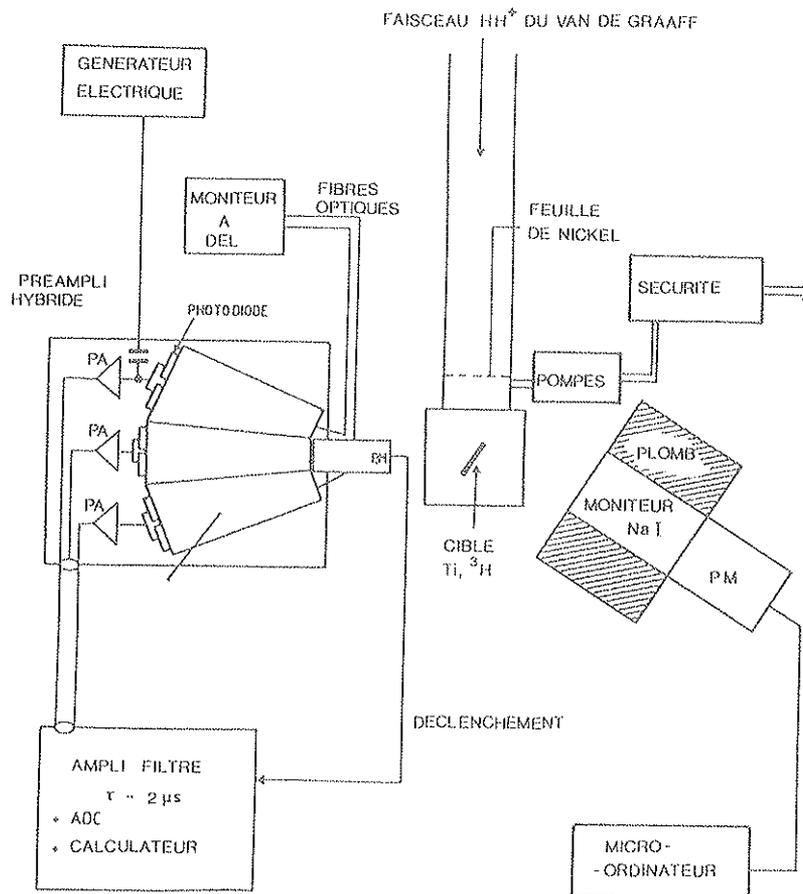


Figure IV.3.a : Schéma de l'ensemble expérimental lors de l'utilisation de la cible tritiée.

Nous avons monitoré le faisceau à l'aide d'un cristal cylindrique de NaI de 10 cm de diamètre et 13 cm de hauteur. Ce cristal est couplé à un photomultiplicateur dont le signal amplifié est envoyé sur un analyseur multicanaux. Grâce à ce moniteur nous pouvons nous placer avec certitude sur la résonance qui nous intéresse et avoir pour chacune d'elle un spectre de référence. Ces spectres sont présentés dans le paragraphe 7 lors de la description des réactions nucléaires utilisées.

La matrice est constituée de neuf cristaux effilés de BGO identiques à ceux utilisés au cours de l'expérimentation au CERN (voir chapitre II). Ils proviennent tous de l'Institut de céramique de Shanghai. L'uniformisation de la collection de lumière de chaque cristal a été obtenue en dépolissant l'une des quatre grandes faces latérales. Nous avons pu augmenter la quantité de lumière collectée en enveloppant les cristaux d'une feuille d'aluminium recouverte d'une peinture blanche diffusante à base d'oxyde de Titane (NE 560). Le gain en lumière ainsi réalisé est en moyenne de 17% (figure IV.3.b). Les mesures d'uniformité ont été effectuées en déplaçant une source collimée de  $^{137}\text{Cs}$  le long du cristal à caractériser : elles ne montrent pas une non uniformité supérieure à 3%. Pour chaque position, un spectre est constitué à l'aide d'un photomultiplicateur couplé à la face de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  par de la graisse optique. L'écart du rendement lumineux entre chaque cristal ne dépasse pas 5%. Trois photodiodes Hamamatsu de  $1 \text{ cm}^2$  sont collées sur chaque cristal avec de la colle Dow Corning 3145 RTV. La tension de polarisation appliquée est de 12 volts avec un courant inverse moyen de 2nA à 20°C pour les trois photodiodes connectées en parallèle à un préamplificateur hybride.

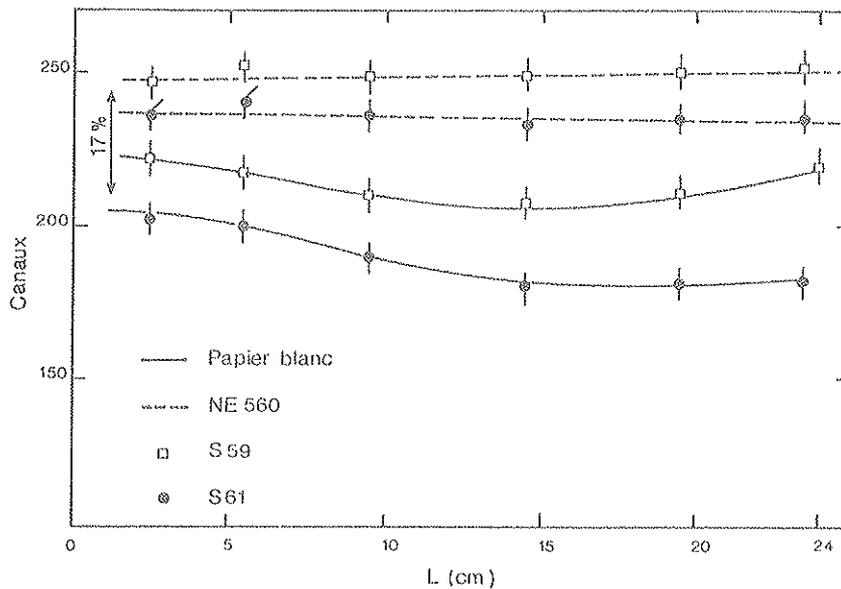


Figure IV.3.b : Réponses pour deux cristaux uniformisés.

Ces derniers sont situés à 2cm des photodiodes et sont isolés les uns des autres par un blindage réalisé avec des feuilles d'aluminium reliées à une boîte en cuivre qui protège l'ensemble de la lumière et offre une immunité (figure IV.3.c) au bruit satisfaisante (voir paragraphe 6).

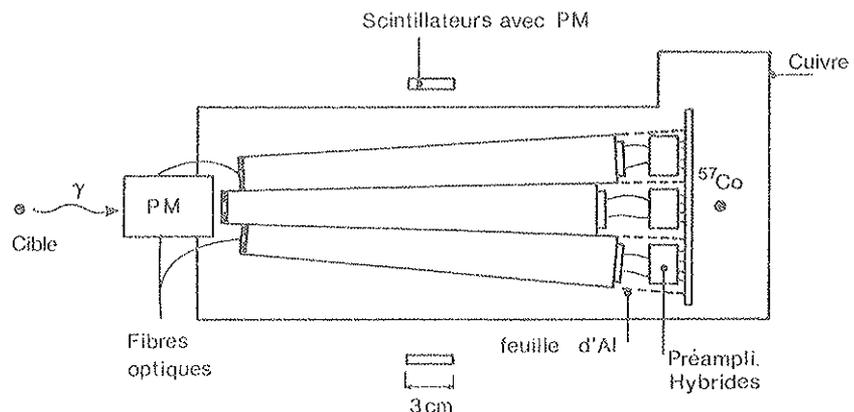


Figure IV.3.c : La matrice avec son électronique et son blindage (vue de profil).

Les conditions de bruit ont pu être mesurées grâce à l'emploi d'une source de  $^{57}\text{Co}$  de 100 $\mu\text{Ci}$  positionnée à 7 cm sur l'arrière des photodiodes. Les deux raies gamma de 122 KeV et 136 KeV sont observées en détection directe sur les photodiodes, c'est-à-dire que les gammas interagissent directement dans le silicium, l'énergie nécessaire pour produire une paire électron-trou est de 3.6 eV. Pour cette mesure chaque voie était prise séparément et le spectre était obtenu au moyen d'un analyseur multicanaux (figure IV.3.d). L'absence d'auto déclenchement ne nous permettait pas l'acquisition par CAMAC et nous a empêché d'utiliser cette source comme moyen de monitoring idéal de l'électronique et des photodiodes.

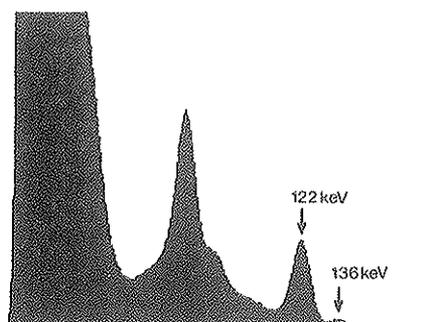


Figure IV.3.d :  $^{57}\text{Co}$  en détection directe sur les photodiodes (source côté céramique des photodiodes).

Le signal de sortie des préamplificateurs hybrides était amplifié et filtré (constante de temps de 2  $\mu\text{s}$ ) par deux types d'amplificateurs-mise en forme : 3 Ortec pour les cristaux numéro 4, 5 et 6 et 6 amplificateurs réalisés à l'Institut pour les autres cristaux (repérage des cristaux porté sur la figure IV.3.e).

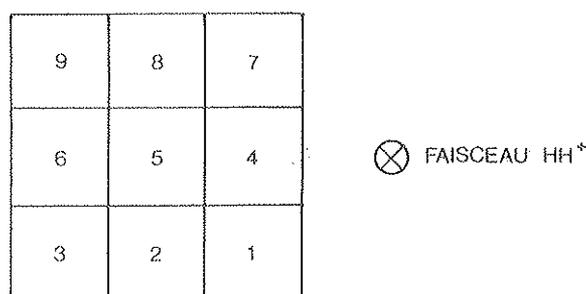
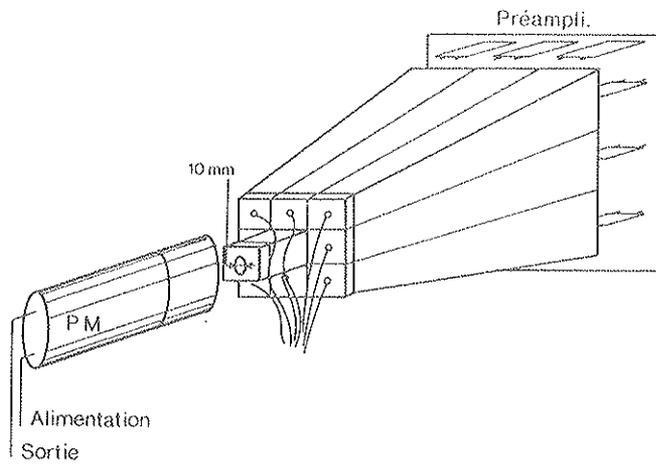


Figure IV.3.e : Repérage des cristaux de la matrice.

Les huit entrées du convertisseur analogique-numérique AD811 étaient connectées aux 3 Ortec et aux 5 amplificateurs de l'Institut, seul l'amplificateur correspondant au cristal 9 était relié à un ADC 2259 de LECROY.

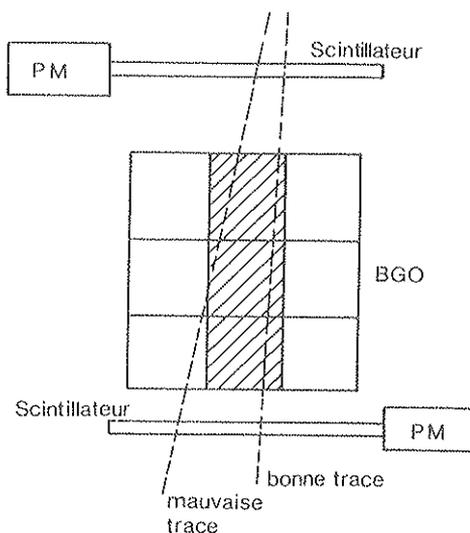
Le calculateur utilisé pour l'acquisition était un HP 1000 21 MX. Les données étaient stockées sur bandes magnétiques 800 bpi. Comme nous l'avons vu précédemment le point délicat est le déclenchement de l'acquisition. Pour ce faire nous avons utilisé un photomultiplicateur EMI 9956 placé sur l'avant de la matrice (figure IV.3.f). Une fenêtre de 1 cm de diamètre était ouverte sur la petite face du cristal central n°5 qui sortait de 1.7 cm de la matrice, afin de le coupler au phototube (guide à air). Ce dispositif nous permet alors d'avoir un signal rapide pour le déclenchement de l'acquisition. L'ouverture ainsi pratiquée nous fait perdre seulement 1% environ de lumière sans modifier l'uniformité de la réponse le long du cristal.



*Figure IV.3.f : Géométrie de la matrice avec le système de déclenchement.*

Un monitoring optique de chaque voie était réalisé avec un générateur à DEL jaunes identique à celui utilisé au CERN (voir chapitre II), les fibres optiques en plastique étaient de 1 mm de diamètre et étaient maintenues sur chaque cristal par un embout en plastique de 7 mm d'épaisseur. Seul le cristal central n'était pas muni d'une fibre optique à cause du couplage avec le photomultiplicateur. Un générateur d'impulsions électriques (ORTEC Research Pulser 448) était aussi utilisé pour le monitoring de l'électronique. Le signal était envoyé à l'entrée de chaque préamplificateur.

Deux scintillateurs de 30 cm de longueur, 3 cm de largeur et 5 mm d'épaisseur étaient placés de part et d'autre de la matrice perpendiculairement à l'axe des cristaux et sont lus par deux photomultiplicateurs. La coïncidence des deux signaux provenant de ces phototubes et qui correspond au passage d'une particule du rayonnement cosmique, déclenche l'acquisition pendant les prises de données consacrées à l'intercalibration (figure IV.3.g).



*Figure IV.3.g : Sélection d'une trace d'un rayon cosmique.*

#### 4. INTERCALIBRATION ET CALIBRATION PAR LES RAYONS COSMIQUES

Le rayonnement cosmique est un excellent moyen pour intercalibrer chaque voie par rapport à une voie de référence qui est ici le cristal central. L'énergie la plus probable laissée dans le BGO par une particule au minimum d'ionisation est de 9 MeV/cm et est distribuée suivant une courbe de Landau. Compte tenu de la géométrie, des traces peuvent être très ou peu inclinées, parcourir une distance dans le cristal de longueur très variable et ainsi conduire à un étalement important du spectre cosmique (figure IV.4.a). On peut remédier à cela en imposant la contrainte suivante :

- tous les cristaux d'une même colonne doivent avoir au moins 40% de l'énergie attendue déposée dans chacun d'eux (figure IV.3.g).

Cette contrainte nous permet d'obtenir le spectre figure IV.4.b directement comparable à la figure IV.4.a. du spectre obtenu avant coupures.

Il n'est pas aisé de mesurer la valeur la plus probable à partir de telle distribution. On peut par exemple l'ajuster avec une courbe de Landau (courbe intégrale) convoluée avec une gaussienne pour tenir compte du bruit. On peut aussi ajuster plus simplement le sommet par un polynôme.

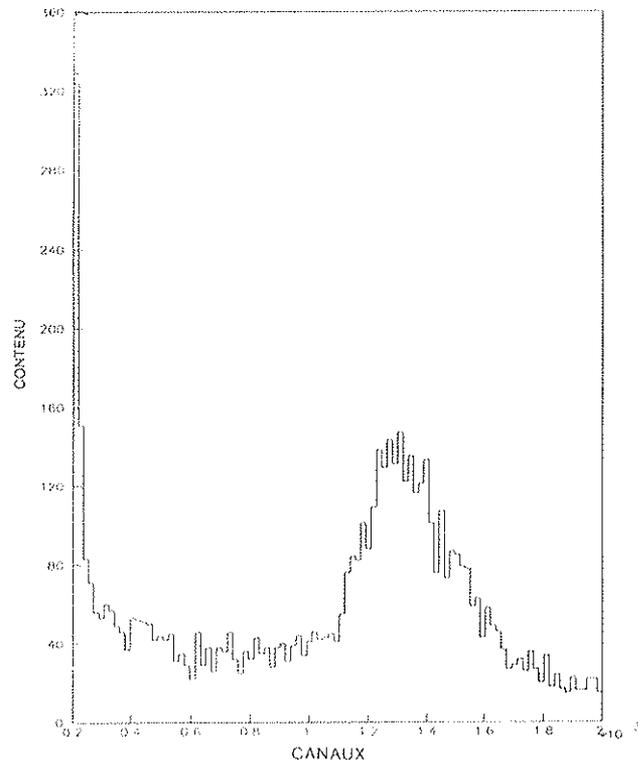


Figure IV.4.a : Spectre cosmique brut sur un cristal.

Une méthode simple et d'autant plus intéressante que la statistique est faible a été mise au point. Il s'agit pour nous de trouver une constante  $C$  telle que si  $\tilde{x}$  est une variable aléatoire répartie suivant la probabilité  $P_1(x)$  ( $x$  serait le numéro du canal correspondant à l'énergie déposée dans un des cristaux à intercalibrer) et  $\tilde{y}$  une variable aléatoire répartie suivant la probabilité  $P_2(y)$  ( $y$  serait le numéro du canal correspondant à l'énergie déposée dans le cristal de référence) on ait  $P_2(y) = P_1(Cx)$ .

On définit alors la variable intermédiaire suivante :

$$z = \frac{C x - y}{C x + y}$$

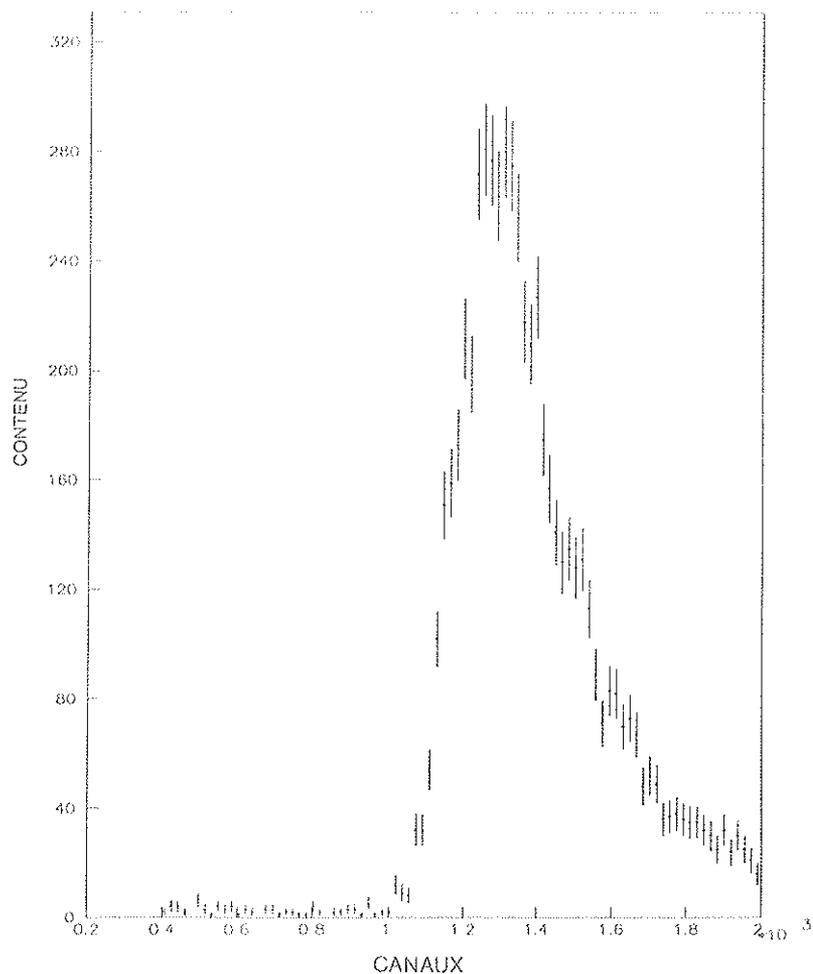
Cette variable a la bonne propriété d'être distribuée suivant une loi symétrique (proche d'une gaussienne) autour d'une valeur moyenne qui doit être nulle quand  $C$  a la bonne valeur. De plus on a autant de valeurs de  $z$  que de couples  $(x, y)$  possibles, c'est-à-dire que si l'on a 100 événements  $x$  et 100 événements  $y$  alors on peut avoir 10 000 valeurs de  $z$  et ainsi déterminer avec une grande précision la valeur moyenne de  $z$  :  $m = \langle z \rangle$ . La méthode pour déterminer  $C$  est alors itérative. Si  $C_i$  est la constante précédemment calculée on a :

$$C_{i+1} = C_i \cdot \frac{1 - m}{1 + m}$$

La convergence est très rapide, au bout de trois itérations la valeur des  $C_i$  est stationnaire. Il est à remarquer aussi que  $m$  est compris dans l'intervalle  $]-1, 1[$ .

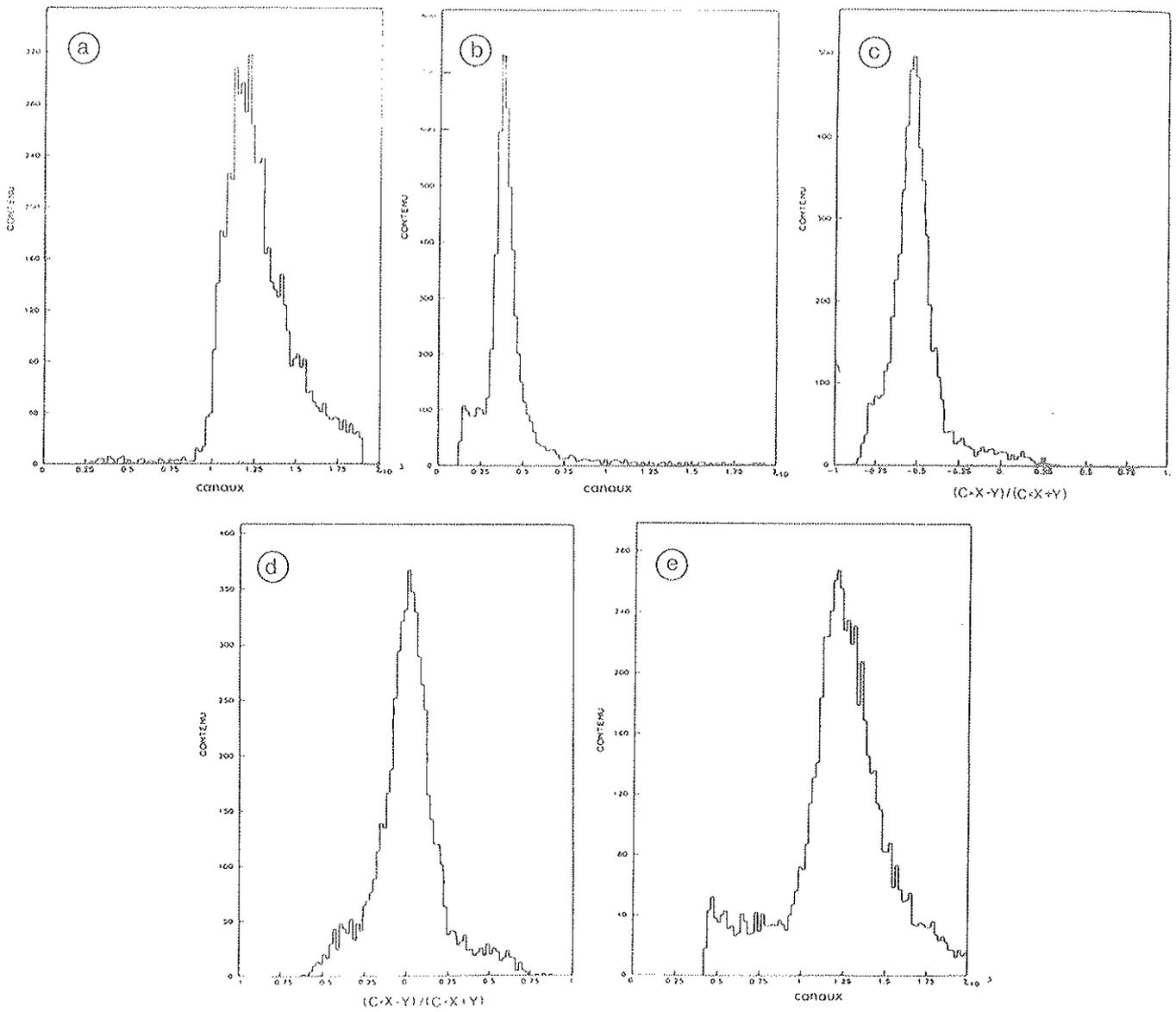
$$\text{La précision relative sur la constante } C \text{ est : } \left| \frac{\Delta C}{C} \right| \approx 2 \left| \Delta m \right| = \frac{2 \sigma}{\sqrt{N}}$$

où  $\sigma$  est la déviation standard de la gaussienne qui ajuste la distribution de la variable  $z$  et  $N$  la statistique sous le pic. Nous obtenons ainsi une précision de 0.4%. Une autre contribution d'erreur est la soustraction du piedestal qui doit être effectuée avant la détermination de la constante d'intercalibration. Cette erreur est aussi de 0.4% ce qui fait que l'erreur globale sur  $C$  est de l'ordre de 0.6%.



*Figure 10.4.b : Spectre cosmique après sélection.*

Les figures IV.4.c illustrent la méthode suivie.



*Figure IV.4.c : Méthode d'intercalibration*

- a) histogramme de référence*
- b) histogramme du cristal à intercaler*
- c) histogramme de z après la première itération*
- d) histogramme de z à la dernière itération*
- e) histogramme du cristal intercalibré.*

Aux constantes ainsi obtenues, il faut appliquer un facteur correctif qui tient compte de la disposition du cristal central, car l'épaisseur de BGO traversée dans celui-ci par un rayon cosmique qui a déclenché l'acquisition en donnant un signal simultanément dans les deux scintillateurs est en moyenne supérieure à celle traversée dans les cristaux environnants. Les constantes d'intercalibration sont présentées dans le **tableau I**. Dans la constante d'intercalibration entre en compte évidemment le gain des chaînes d'amplification et le rendement lumineux du cristal ainsi que le couplage optique. Les gains relatifs de l'électronique peuvent être mesurés indépendamment à l'aide du générateur d'impulsions électriques et sont portés dans le **tableau IV**. Le rendement relatif intrinsèque (**tableau II**) de l'ensemble cristal plus photodiodes par rapport à la référence est obtenu en divisant l'inverse de la constante d'intercalibration par le gain relatif de l'électronique du cristal considéré. La différence entre les deux valeurs extrêmes est due au couplage optique photodiodes-cristal et à la qualité des cristaux. L'épaisseur moyenne traversée par les cosmiques dans le cristal central est de 2.54cm ce qui correspond à une énergie la plus probable déposée de 22.86 MeV. On peut alors déterminer une constante de calibration du cristal central à partir des cosmiques qui est :  $C_{\text{cos}} = 19.1 \text{ KeV/canal}$

N°cristal	1	2	3	4	5	6	7	8	9
constante d'intercalibration	2.12	1.38	1.36	1.07	1.00	1.02	2.93	1.57	3.22

Tableau I

N° cristal	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$I_i/I_5$ rendement intrinsèque relatif	0.81	1.23	1.12	0.94	1.00	1.00	0.88	0.91	0.71

Tableau II

## 5. PIEDESTAL

Le piedestal est obtenu en déclenchant l'acquisition par un générateur d'impulsions logiques. Nous obtenons les histogrammes typiques représentés **figure IV.5.a**. On constate que ces piedestaux ne sont pas vraiment gaussiens (comparaison avec l'ajustement gaussien) et présentent une asymétrie que l'on pourrait expliquer par une non linéarité de l'électronique dans les très bas canaux. Il faut en effet se rendre compte que l'électronique (les amplificateurs et les ADC) travaillent dans une zone limite sur des impulsions très faibles tantôt négatives, tantôt positives. Le choix de la valeur du piedestal est alors difficile. Nous avons choisi de prendre comme valeur la position du pic du piedestal. Pour les différentes voies, la position du pic, la valeur moyenne :  $m_{\text{P}}$ , l'écart quadratique moyen  $\sigma_{\text{P}}$ , la moyenne obtenue à partir de la gaussienne :  $m_{\text{G}}$  et la déviation standard de celle-ci :  $\sigma_{\text{G}}$  sont présentées dans le **tableau III**. Ceci montre l'importance d'une étude détaillée et d'un contrôle minutieux du fonctionnement des chaînes électroniques à bas niveau.



N° cristal	Pic	$m_H$ (canal)	$\sigma_H$ (canaux)	$m_G$ (canal)	$\sigma_G$ (canaux)
1	81	89.9	28.9	90.7	25.7
2	69	77.9	21.2	78.5	17.8
3	53	59.1	28.3	62.7	21.3
4	129	130.8	29.9	132.1	30.8
5	109	113.3	28.9	113.3	28.4
6	70	72.1	30.0	74.8	25.0
7	67	67.6	11.6	67.6	11.2
8	81	89.7	26.8	90.5	22.0
9	35	38.5	6.7	37.0	4.0

Tableau III

## 6. BRUIT

Nous avons plusieurs manières indépendantes de déterminer le bruit :

- à partir de la source de  $^{57}\text{Co}$ , on mesure la déviation standard sous le pic de 122 KeV. Puis on peut ramener ce bruit en électrons sachant qu'il faut dans le silicium une énergie de 3.6 eV pour créer en moyenne une paire électrons-trous (tableau V),

- à partir du générateur électrique et du générateur de lumière à DEL. Les histogrammes (figure IV.6.a) du générateur électrique permettent à partir de la déviation standard de mesurer le bruit en canaux. Celui-ci est ramené en électrons, connaissant l'équivalence entre les canaux et les millivolts injectés (tableau IV) et connaissant la valeur de la capacité d'injection test de 1 pF. Dans le cas présent 6250 e<sup>-</sup> correspondent à 1 mV (incertitude de ≈ 5%).

De la même manière on a le bruit mesuré avec le générateur de lumière dont un histogramme est montré figure IV.6.b.

La figure IV.6.c montre la corrélation entre le bruit mesuré soit avec les DEL's, soit avec le pulseur et le bruit mesuré avec la source  $^{57}\text{Co}$ . Le bruit avec la source est supérieur au bruit mesuré par les deux autres moyens. Ceci peut-être expliqué par le fait qu'avec la source, les photodiodes sont utilisées comme détecteurs nucléaires et que l'interaction se fait dans le volume entier de la photodiode contrairement à la lumière visible qui agit en surface. Les probabilités de recombinaison sont plus importantes dans le 1er cas que dans le 2ème.

Le bruit obtenu avec les DEL est toujours légèrement supérieur à celui obtenu avec le pulseur à cause des effets de collections de lumière par les photodiodes et la fluctuation de la collection des charges produites par les photons dans la zone déplétée de la photodiode.

- à partir du piedestal

La déviation standard des piedestaux est un moyen communément employé pour connaître le bruit. Mais ici il faut être prudent car le bruit semble être sous estimé à cause de la non linéarité du CAD dans les bas canaux.



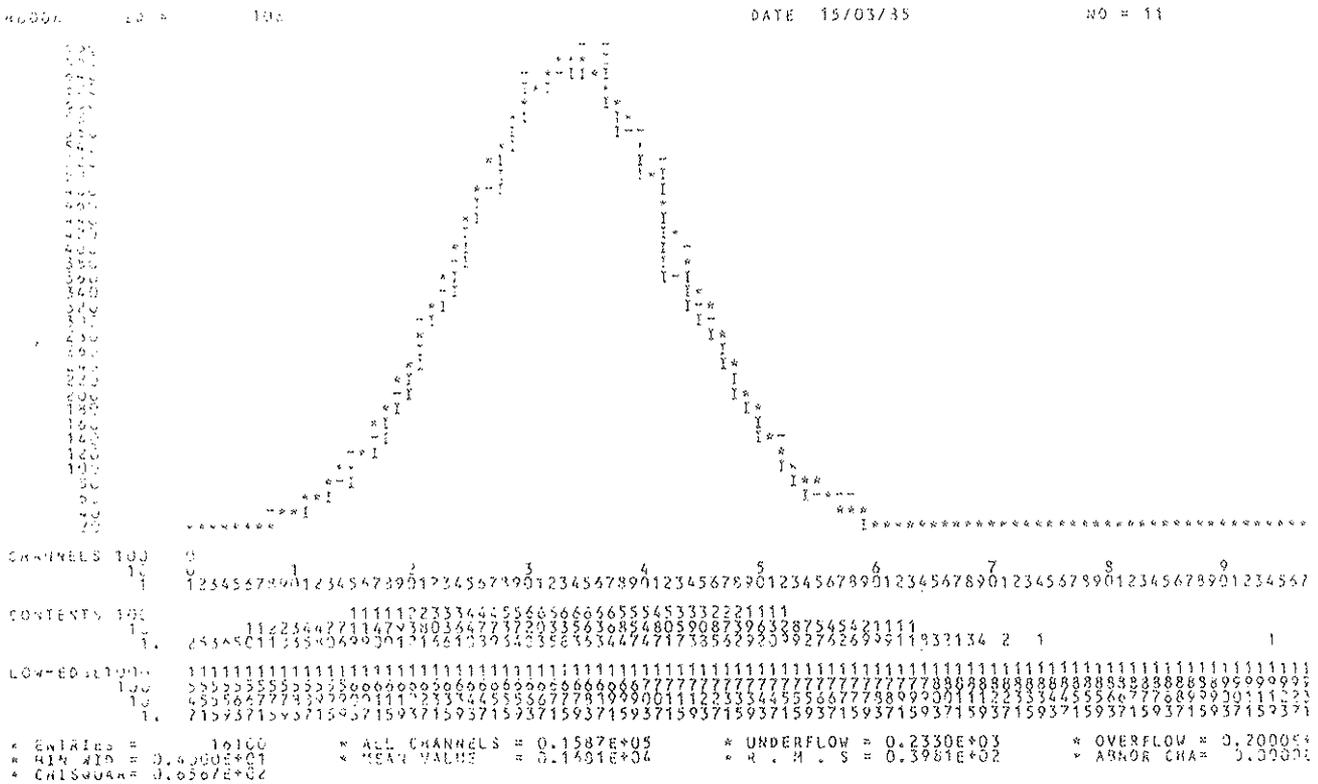


Figure IV.6.b : Histogramme obtenu à partir des DEL Jaunes sur un cristal.

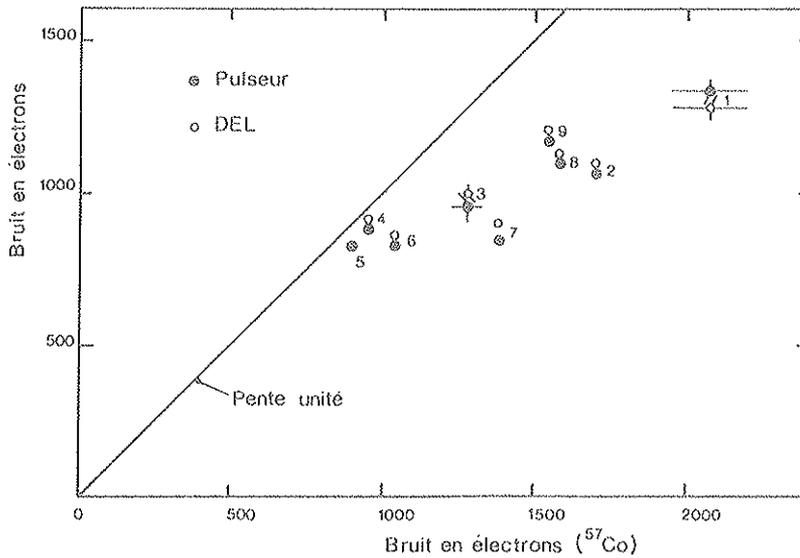


Figure IV.6.c : Comparaison entre les différentes méthodes de mesure du bruit.

L'ensemble de toutes ces valeurs est porté dans le tableau VI.

N° cristal	1	2	3	4	5	6	7	8	9
penne canaux/mV	177.0	180.6	198.7	305.8	305.26	295.5	120.1	212.0	131.6
$g_1/g_5$ gain électronique	0.58	0.59	0.65	1.00	1.00	0.97	0.39	0.69	0.43

Tableau IV

N° cristal	1 <sup>**</sup>	2 <sup>**</sup>	3 <sup>**</sup>	4 <sup>*</sup>	5 <sup>*</sup>	6 <sup>*</sup>	7 <sup>*</sup>	8 <sup>**</sup>	9 <sup>*</sup>
$\sigma$ en KeV (Co 57)	7.9	6.3	5.6	3.4	3.23	3.7	4.9	5.7	4.6
$\sigma$ en e <sup>-</sup> (Co 57)	2200	1700	1540	955	900	1040	1380	1580	1280

Tableau V

\* erreur de 5% - \*\* erreur de 10%

N° cristal	$\sigma$ pulseur (canaux)	$\sigma$ pulseur (e <sup>-</sup> )	$\sigma$ DEL (canaux)	$\sigma$ DEL (e <sup>-</sup> )	$\sigma$ PED (canaux)	$\sigma$ PED (e <sup>-</sup> )	$\sigma(^{57}\text{Co})$ (e <sup>-</sup> )
1	40.9	1444	40.2	1385	29.	955	2200
2	30.7	1070	31.5	1090	21.	750	1700
3	37.8	1180	38.5	1200	28.	880	1540
4	43.4	890	44.3	910	30.	615	955
5	40.3	825	-	-	29.	600	900
6	39.4	840	40.8	860	30.	630	1040
7	16.1	850	17.5	897	12.	630	1380
8	37.9	1117	38.3	1125	27.	795	1580
9	20.4	965	20.6	990	7.	320	1280

Tableau VI

Connaissant le nombre de canaux correspondant à un nombre d'électrons-trous produit dans les photodiodes et la constante de calibration de chaque cristal, on définit le rendement propre du cristal associé à ces photodiodes comme le nombre de charges collectées par unité de surface de photodiode et par unité d'énergie déposée dans le cristal de BGO. A partir de ces valeurs, il est alors facile d'exprimer le bruit en équivalent MeV-BGO. Ces valeurs sont portées dans le **tableau VII**. De par le fait que toutes les voies électroniques sont séparées les unes des autres (blindage entre chaque préamplificateur et CAD séparés en tiroir), les bruits corrélés entre les voies sont inférieurs à 10% et sont donc nettement moins importants que ceux mesurés à Cornell (voir **chapitre III**).

N° cristal	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Moyenne
rendement $e^-/\text{MeV}/\text{cm}^2$	280	420	380	325	350	350	305	315	245	$\langle \rangle = 330$ $\sigma = 52$
$\sigma$ bruit* MeV-BGO	1.7	0.85	1.03	0.9	0.8	0.8	0.93	1.18	1.3	$\langle \rangle = 1.05$ $\sigma = 0.29$

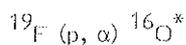
\* bruit mesuré avec le pulseur électrique ou les DEL.

Tableau VII

## 7. DESCRIPTION DES REACTIONS NUCLEAIRES UTILISEES

Quatre conditions de faisceau et les deux cibles de  $\text{LiF}$  et de  ${}^3\text{H Ti}$  ont été mises en oeuvre pour obtenir les réactions nucléaires suivantes :

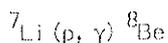
i) "6.13 MeV seul" avec la réaction très productive :



$\gamma$  : 6.13 MeV

L'énergie cinétique des protons étaient de : 650 KeV et l'intensité du faisceau de 4  $\mu\text{A}$ . Le spectre obtenu avec le NaI (figure IV.7.a) montre la présence de quelques gammas de 14.8 MeV et 17.6 MeV.

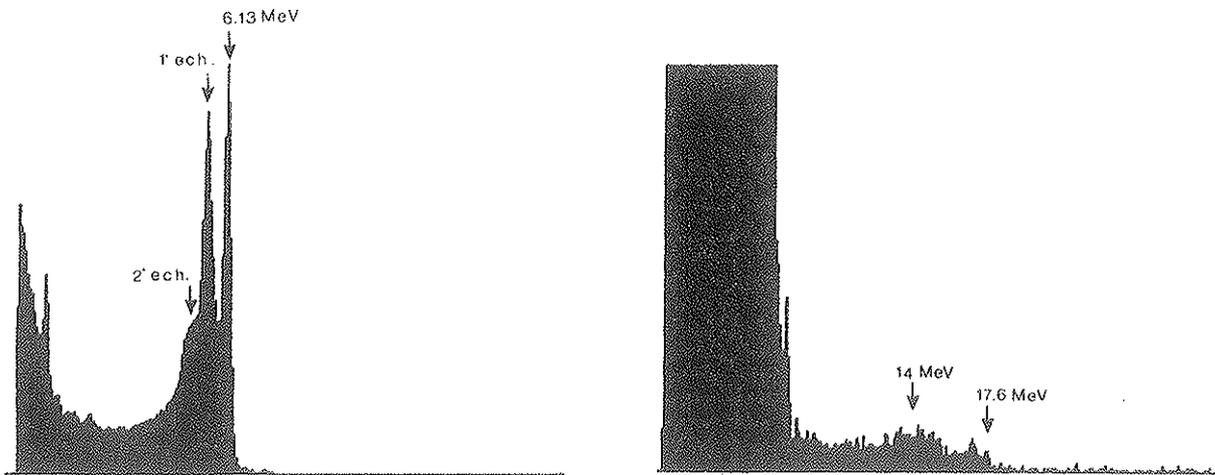
ii) "17.6 MeV seul" avec la réaction :



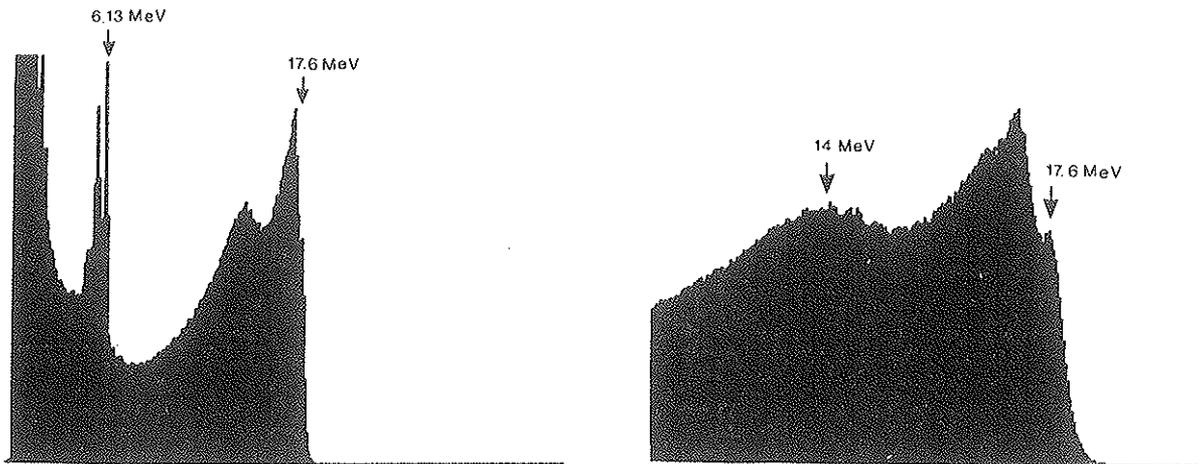
17.6 MeV 67%

14.8 MeV 33%

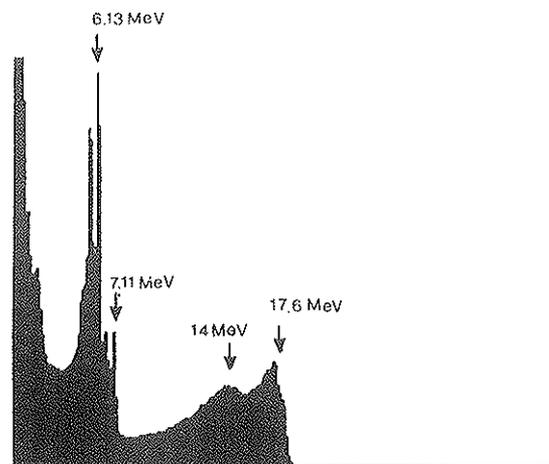
avec une énergie cinétique pour les protons de 475 KeV et une intensité de faisceau de 4.4  $\mu\text{A}$ . Il y a toujours du 6.13 MeV comme le montre la figure IV.7.b. (18% de 6.13 MeV pour 82% de 17.6 MeV).



*Figure IV.7.a : NaI "6.13 MeV seul".*



*Figure IV.7.b : "17.6 MeV seul" NaI.*

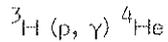


*Figure IV.7.c : "6.13 MeV et 17.6 MeV" NaI.*

iii) "6.13 MeV et 17.6 MeV" obtenu avec la cible de LiF et une énergie cinétique des protons de 540 KeV (figure IV.7.c).

Pour les deux réactions nucléaires précédentes, l'émission des gammas est isotrope, le seuil de production de neutrons est à 1.9 MeV avec le Lithium et à 4.2 MeV avec le Fluor. Le 14.8 MeV est une résonance large ( $> 1$  MeV) comme le montre très bien la figure IV.7.b. L'énergie des gammas ne dépend pas de l'énergie cinétique des protons, seuls les taux de production varient.

iv) "20.5 MeV seul" obtenu à partir de la cible tritiée avec la réaction nucléaire suivante :

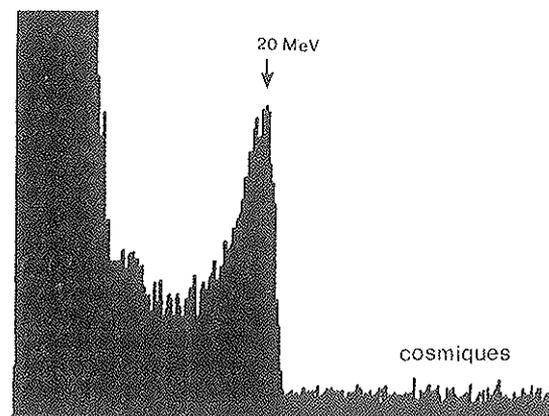


L'énergie du gamma dépend ici de l'énergie cinétique du proton et de l'angle d'observation. A  $90^\circ$  par rapport au faisceau où l'effet Doppler est nul et dans le système du laboratoire l'énergie  $h\nu$  du gamma est liée à l'énergie cinétique  $T_p$  du proton par la relation :

$$(h\nu)^2/7452 + h\nu = 19.815 + 0.7496 T_p$$

avec  $h\nu$  et  $T_p$  exprimés en MeV.

Il faut aussi garder  $T_p$  inférieure à 1.02 MeV pour éviter un fond de neutrons important provenant de la réaction :  ${}^3\text{H} (p, n) {}^3\text{He}$ . L'énergie cinétique des protons que nous avons utilisée était de 1.25 MeV à laquelle il faut soustraire 0.275 MeV qui est la perte d'énergie moyenne des protons dans la feuille de Nickel. L'énergie des gammas est alors de 20.5 MeV dans les directions perpendiculaires au faisceau (figure IV.7.d). Le taux de production des gammas n'est pas isotrope et varie comme  $\sin^2\theta$  avec  $\theta$  l'angle d'émission du gamma par rapport à la direction du faisceau et est donc maximal à  $90^\circ$ .



*Figure IV.7.d : "20.5 MeV seul" NaI.*

L'ensemble des sections efficaces des réactions ci-dessus sont présentées dans le tableau VIII.

La matrice était à 30 cm de la cible et l'axe du cristal central pointait en direction de cette dernière, colinéairement au faisceau avec la cible LiF et perpendiculairement au faisceau avec la cible tritiée.

Réaction	Energie protons à la résonance (KeV)	Energie $\gamma$ (MeV)	$\sigma_R$ ( $\text{cm}^2$ )
$^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$	340.2	6.13 (96%)	$8.4 \cdot 10^{-26}$
		7.11 (4%)	
$^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be}$	441.4	6.13 (72%)	$5.3 \cdot 10^{-25}$
		7.11 (28%)	
$^3\text{H}(p, \gamma)^4\text{He}$	2500	14.8 (33%)	$6.0 \cdot 10^{-27}$
		17.6 (67%)	
		21.6	$1. \cdot 10^{-28}$

*Tableau VIII : Réactions de capture radiative.*

## 8. ANALYSE ET RESULTATS

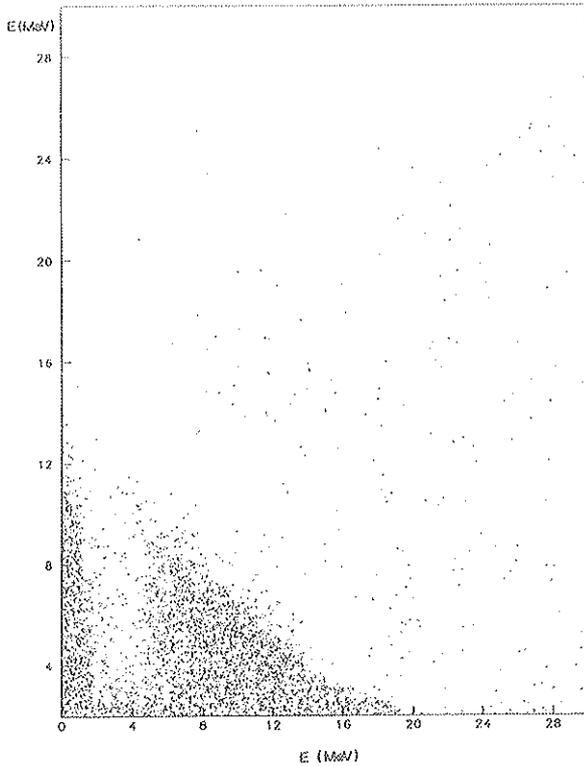
Les résultats qui suivent sont exprimés en MeV à partir de la précalibration cosmique. On se propose par la suite de corriger cette calibration en tenant compte de la position des pics gammas que nous obtenons. Comme l'indiquent les spectres donnés par le moniteur NaI, les raies d'échappement et l'effet Compton déplacent la position du pic observé car ces échappements ne sont pas séparés avec le BGO à cause de sa résolution intrinsèque plus faible que le NaI et surtout à cause du bruit des photodiodes. L'énergie moyenne ou la plus probable déposée dans un cristal et dans la matrice dépend très fortement de la géométrie et de l'incidence du rayonnement gamma. Aussi seule une simulation par Monte Carlo utilisant EGS4 (voir chapitre II) peut nous donner la valeur réelle de l'énergie déposée dans les cristaux. Il faut bien sûr tenir compte du bruit et définir de façon précise la géométrie de l'ensemble matrice et cible. Les seuils d'énergie pour la simulation étaient de 10 KeV pour les photons et de 600 KeV pour les électrons.

Les biparamétriques des figures IV.8.a où l'énergie laissée dans le cristal central  $E_C$  est portée en abscisses et l'énergie déposée dans un des cristaux adjacents  $E_A$  ou dans la somme des huit cristaux  $E_B$  qui entourent le cristal central est portée en ordonnées, montrent très bien que toute l'énergie n'est pas seulement déposée dans le cristal central sur lequel on déclenche, mais aussi dans les cristaux environnants. On observe très bien la corrélation :

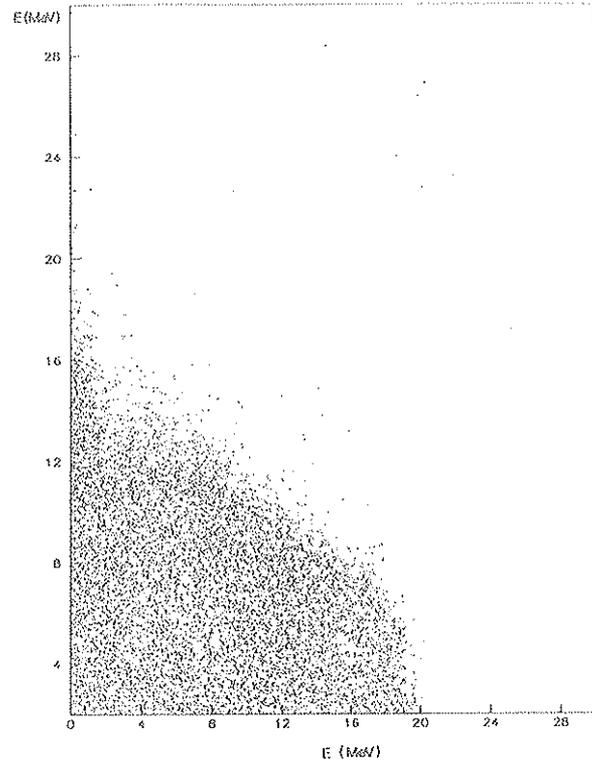
$$E_C + E_B = E_\gamma$$

avec  $E_\gamma$  l'énergie des gammas incidents

Le continuum s'explique par le fait que les gammas incidents ont l'énergie de la résonance large 14.8 MeV et l'énergie 17.6 MeV (voir figure IV.8.b). Le bruit et la résolution intrinsèque contribuent de plus à l'étalement de ce continuum. Sur le biparamétrique  $E_C$  versus  $E_A$ , on remarque une zone définie par  $2 \text{ MeV} < E_C < 4 \text{ MeV}$  avec une densité de points plus faible. Cette densité en fait augmente de nouveau quand  $E_C$  est plus petit que 2 MeV à cause du nombre important de gammas qui entrent dans le cristal adjacent et dans lequel ils déposent beaucoup d'énergie, mais dont une partie suffisante pour déclencher l'acquisition se retrouve dans le cristal central. Le caractère non symétrique par échange de l'axe des abscisses ( $E_C$ ) avec l'axe des ordonnées ( $E_A$ ) est sans doute dû à un effet du seuil de déclenchement du photomultiplicateur sur le cristal central.



*Figure IV.8.a : (a) Énergie dans le cristal central versus énergie dans le cristal adjacent.*



*Figure IV.8.a : (b) Énergie dans le cristal central versus énergie dans les huit cristaux extérieurs.*

Pour chaque configuration utilisée, quatre spectres sont montrés :

- L'histogramme de l'énergie déposée dans le cristal central.
- L'histogramme de la même quantité que ci-dessus, l'évènement est retenu s'il n'y a pas d'énergie déposée dans un des cristaux entourant le cristal central supérieur à  $2\sigma$  du bruit exprimé en MeV-BGO du cristal considéré. Les huit cristaux sont ainsi utilisés en anti Compton ou imposent à la "gerbe électromagnétique" d'être confinée jusqu'à un certain niveau lié au bruit dans le cristal central (aucun effet à 6 MeV).
- L'histogramme de la somme des énergies déposées dans les cinq cristaux formant une croix : soit les cristaux numéro 2, 4, 5, 6, 8.
- L'histogramme de l'énergie laissée dans l'ensemble de la matrice (somme des 9 cristaux).

Pour les deux derniers histogrammes, seuls sont pris en compte les évènements correspondant à une énergie dans le cristal central supérieur à 2.5 MeV. Ceci revient en fait à remonter artificiellement le seuil du photomultiplicateur qui déclenche l'acquisition. En effet la plupart des évènements sont du bruit et le signal que nous voulons analyser est alors noyé dans ce bruit et n'est visible que sous forme d'épaulement lorsque la sommation est effectuée sans coupure.

Du fait du caractère asymétrique des pics nous définissons une quantité  $\Delta^+$  qui est la demi-largeur à mi-hauteur supérieure du pic.

Si nous avons un pic gaussien nous aurions  $\sigma = 0.85 \Delta^+$  donc  $\Delta^+/E$  est comparable à  $\sigma/E$  tout en étant légèrement supérieur. La résolution en énergie définie de la sorte est bien une grandeur significative. Pour les pics de sommation qui sont très proches d'une gaussienne la largeur à mi-hauteur  $\Delta$  est très voisine de  $2 \Delta^+$  on prend alors comme résolution  $\frac{\sigma}{E} = \frac{\Delta/2.36}{E}$ ,  $E$  étant la valeur moyenne de l'énergie déposée et non pas l'énergie nominale des gammas incidents.

L'analyse des spectres a été faite de façon simple sans ajustement de fonctions qui sont non triviales, ni comparaison sophistiquée de spectre. Les quantités  $E$ ,  $\sigma$ ,  $\Delta^+$  ont été déterminées uniquement à partir du contenu des canaux. L'énergie au pic et à mi-hauteur du flanc supérieur du spectre sont les deux grandeurs caractéristiques qui sont mesurées.

i) "6.13 MeV seul"

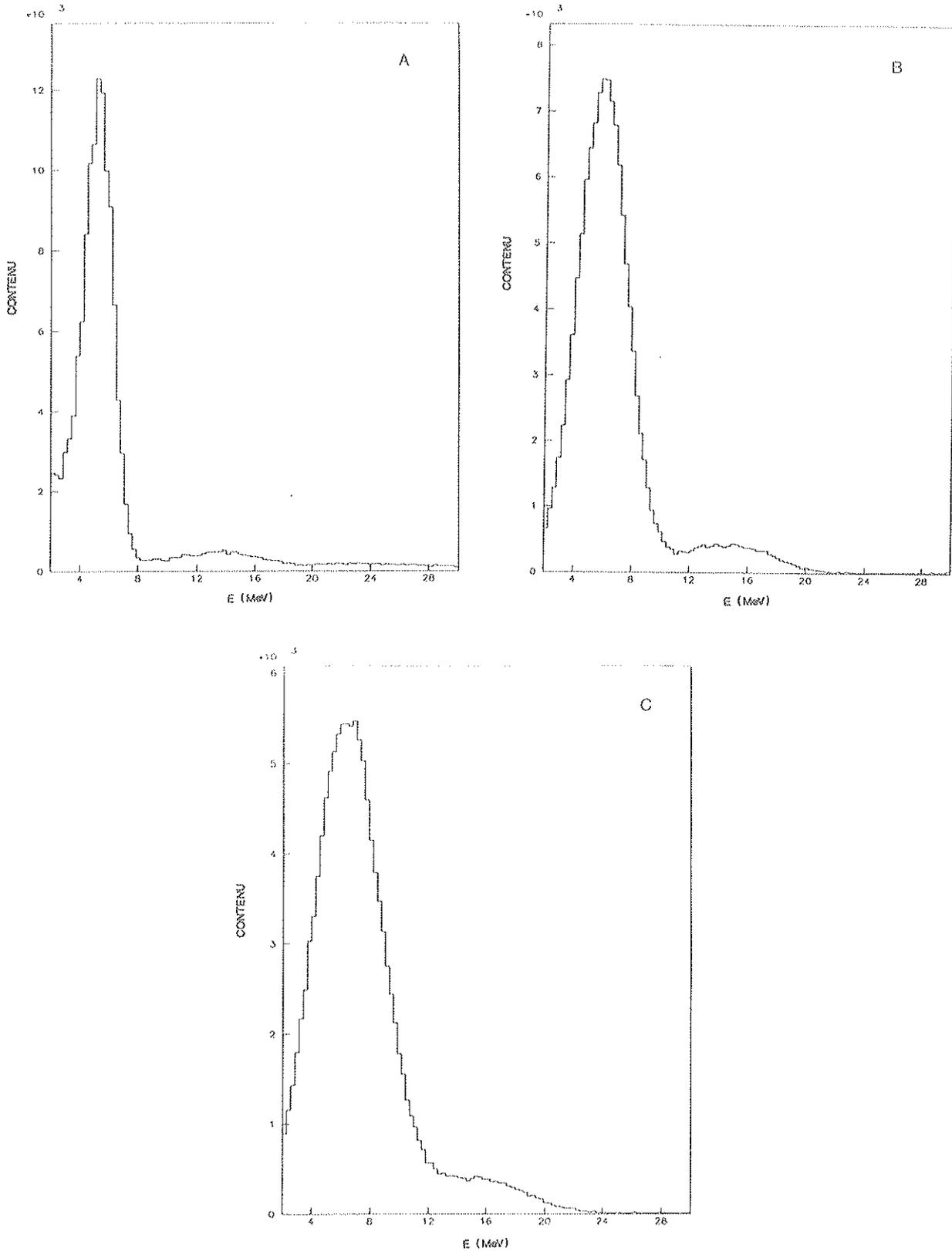
Les quatre histogrammes précédemment définis sont présentés sur les figures IV.8.b et les résultats sont reportés dans le tableau IX. On se rend compte que les coupures à  $2\sigma$  ou  $0.5\sigma$  ne jouent aucun rôle ici car le bruit est dominant. De plus la résolution sur les sommations est très mauvaise. Celles-ci sont très difficilement utilisables. Par contre l'accord avec EGS semble très encourageant. Le pic obtenu avec EGS pour le cristal central est présenté figure IV.8.c. Un peu de 17.6 et 14.8 MeV sont visibles sur les figures IV.8.b. Pour le 6.13 MeV les valeurs des pieds de base ont une influence importante sur les résultats.

		Pic (MeV)	Position mi-hauteur (MeV)	$\Delta^+/E$ (%)	$\Delta/(2.36E)$ (%)
Résultats expérimentaux	central seul	5.25	6.35	20.9	18.2
	somme des 9	6.43	9.0	41.5	35.
	somme des 5	5.89	7.8	34.	28.
	central coupure à $2\sigma$	5.25	6.35	20.9	18.2
	central coupure $0.5\sigma$	5.25	6.35	20.9	18.2
Simulation (EGS)	central seul	5.3	6.35	19.8	19.
	somme des 9	5.97	8.50	45.4	38.3
	somme des 5	5.79	7.86	35.8	32.6
	central coupure à $2\sigma$	5.50	6.5	18.2	17.7
	central coupure $0.5\sigma$	5.50	6.55	19.	15.6

énergie  $\gamma$  : 6.13 MeV,

erreur de  $\pm 80$  KeV sur les valeurs indiquées.

Tableau IX



*Figure IV.8.b : "6.13 MeV seul"*

- a) *histogramme brut du cristal central,*
- b) *histogramme de l'énergie déposée dans les cinq cristaux*
- c) *histogramme de l'énergie déposée dans l'ensemble de la matrice.*

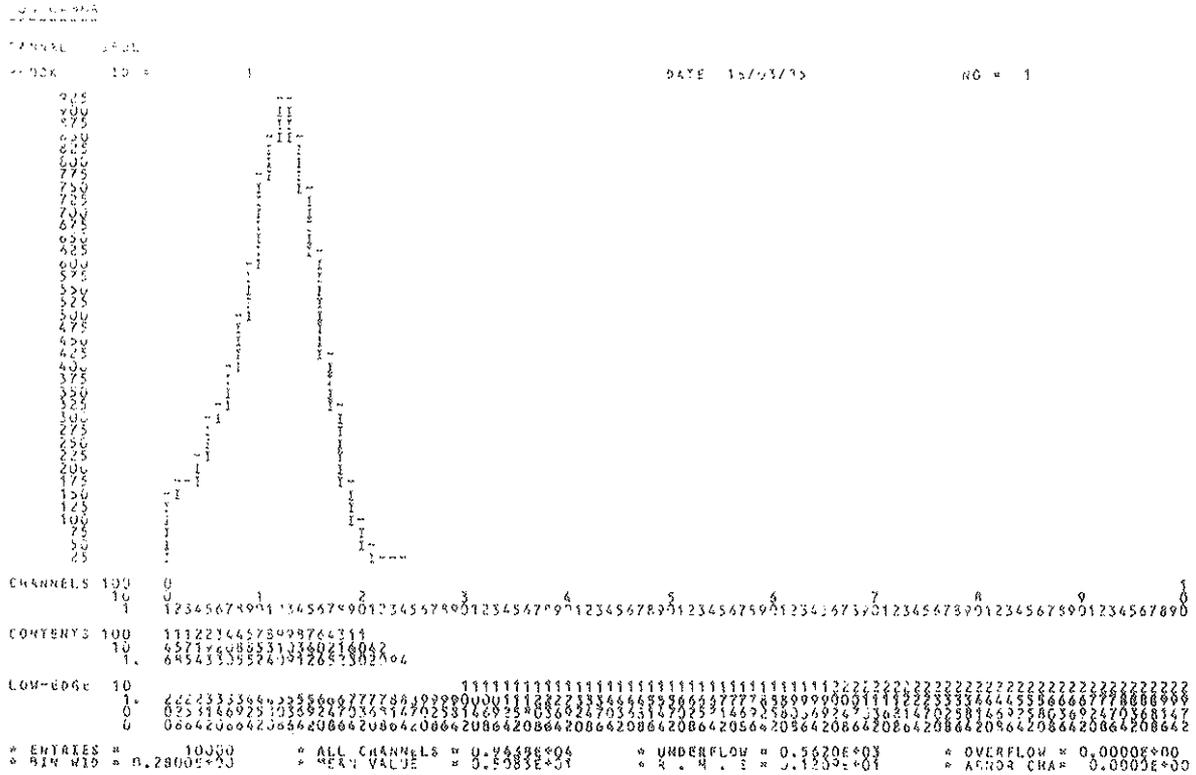


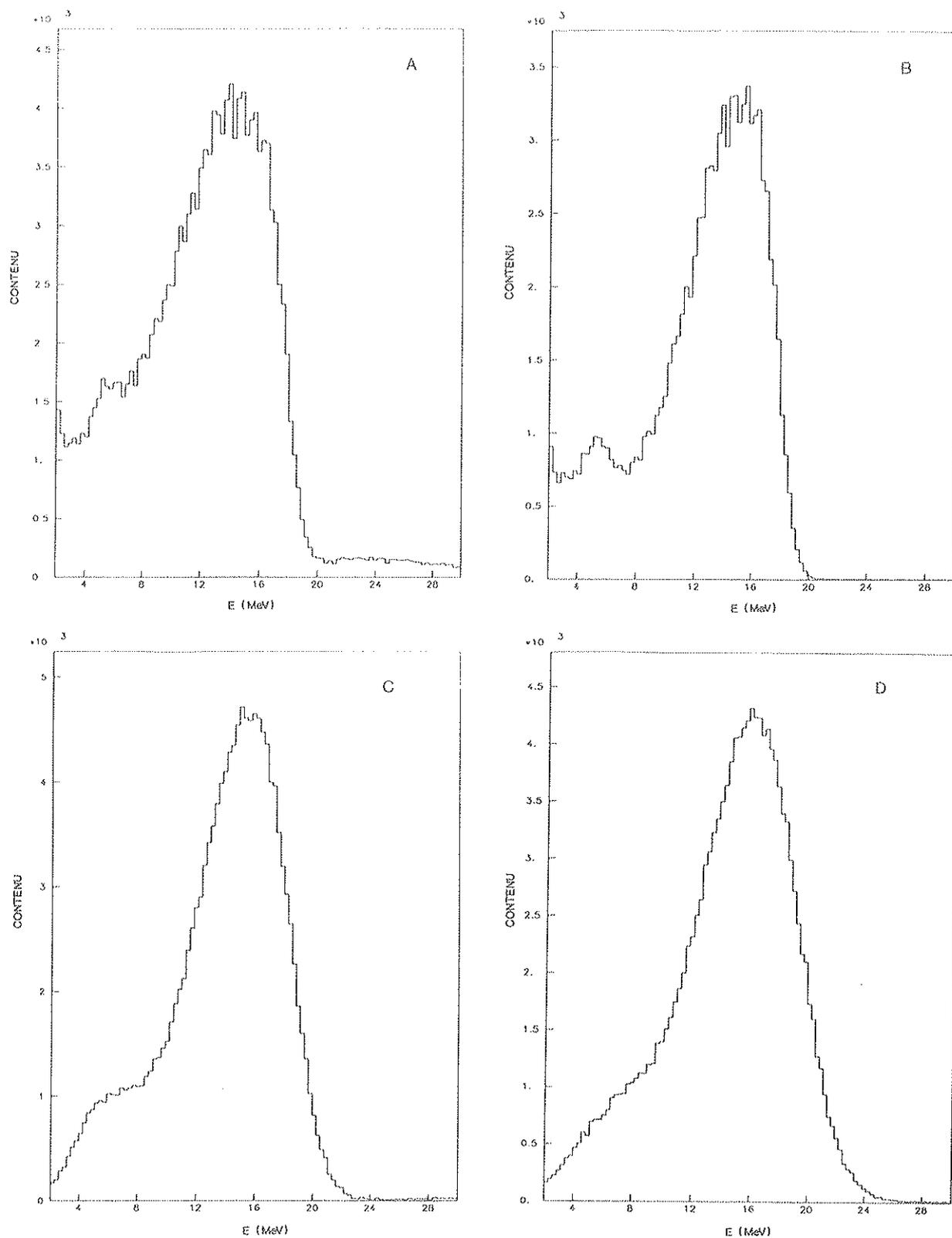
Figure IV.8.c : Histogramme de l'énergie déposée dans le cristal central obtenu par EGS.

ii) "17.6 MeV seul"

Les histogrammes réalisés sont présentés figure IV.8.d. L'effet de la coupure  $2\sigma$  est ici très visible, le pic de 6.13 MeV étant beaucoup mieux défini avec les contraintes imposées. La présence de la résonance large de 14.8 MeV rend ici très difficile la détermination du pic. Seule la position à mi-hauteur peut avoir une signification. Si on compare à EGS on se rend compte que le 14.8 MeV nous fait sous estimer la position du pic et dégrade la résolution. Les résultats sont portés dans le tableau X.

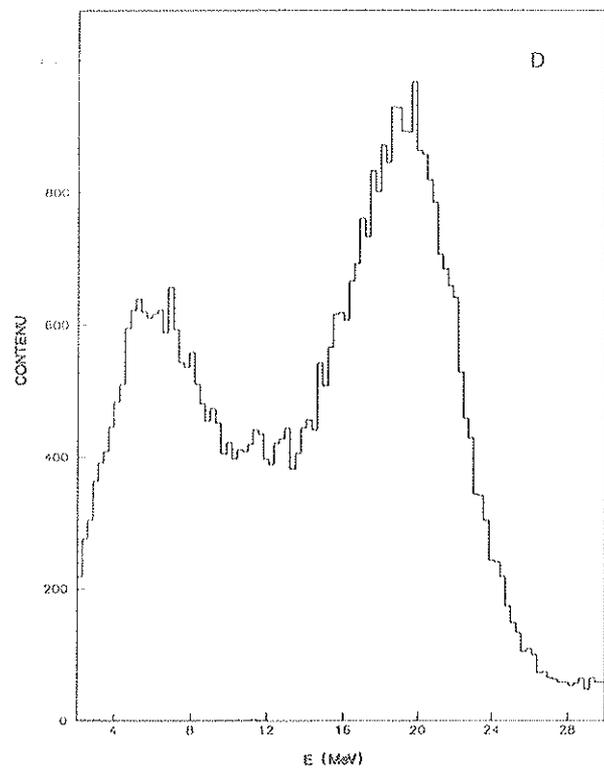
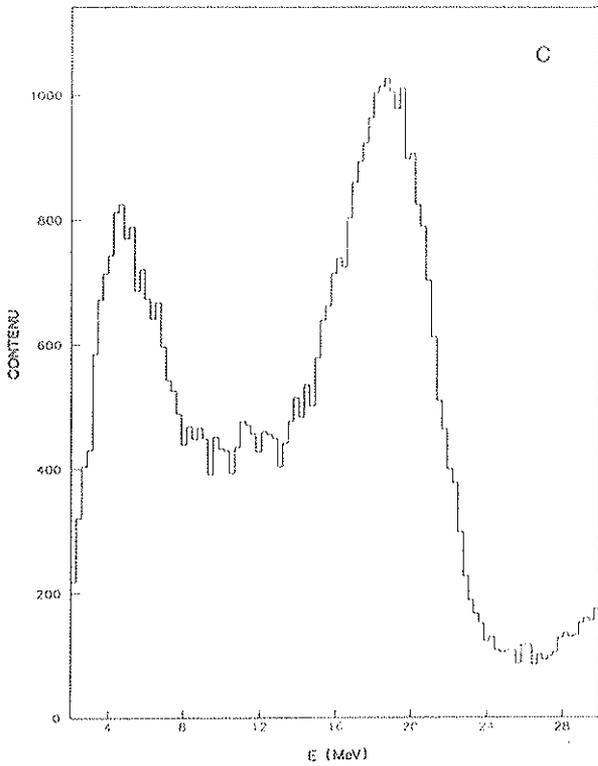
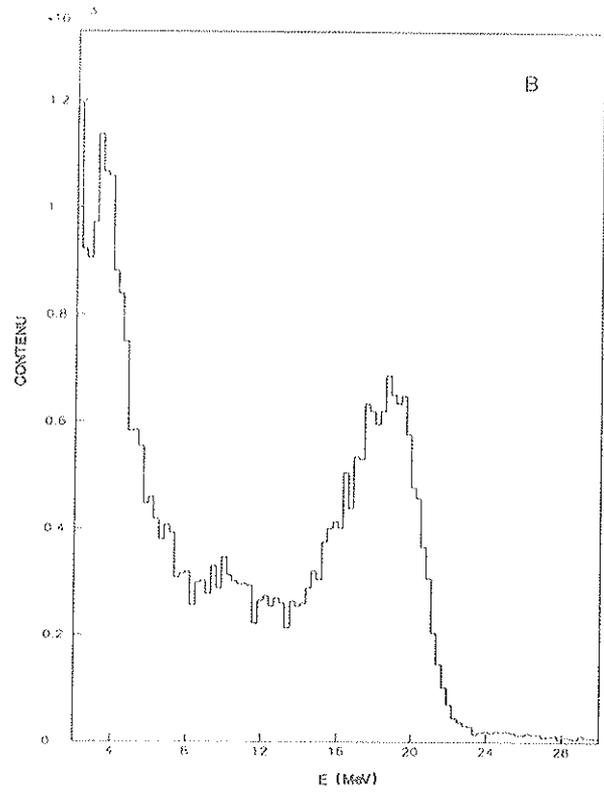
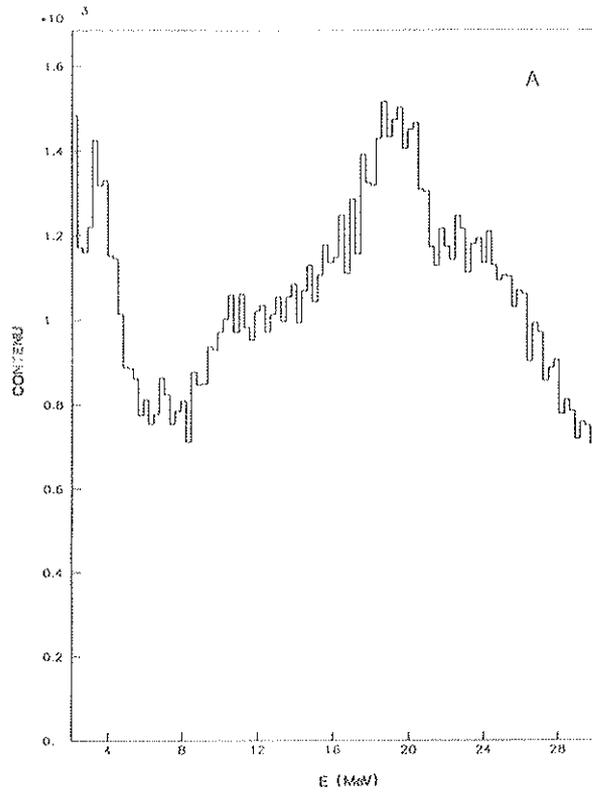
iii) "20.5 MeV seul"

Les histogrammes (figures IV.8.e) montrent le pic de 20.5 MeV, qui pour le cristal central seul et sans coupure, est noyé dans le fond cosmique car le taux de gammas est faible de 1 à 2  $\gamma/s$  dans le cristal central. Ce fond cosmique est bien sûr "nettoyé" après les coupures. On note la présence d'un pic à 4.4 MeV qui provient du 1er état excité du  $^{12}C$ . Les résultats sont compilés dans le tableau XI et l'histogramme obtenu avec EGS pour le cristal seul est présenté figure IV.8.f.



*Figure IV.8.d : "17.6 MeV seul"*

- a) dans le cristal central seul,*
- b) dans le cristal central seul avec coupure à  $2\sigma$ ,*
- c) dans la somme des cinq,*
- d) dans l'ensemble de la matrice.*



*Figure W.8.e : "20 MeV seul"*

- a) dans le cristal central seul,
- b) le cristal central seul avec coupure à 20,
- c) la somme des cinq cristaux,
- d) l'ensemble de la matrice.

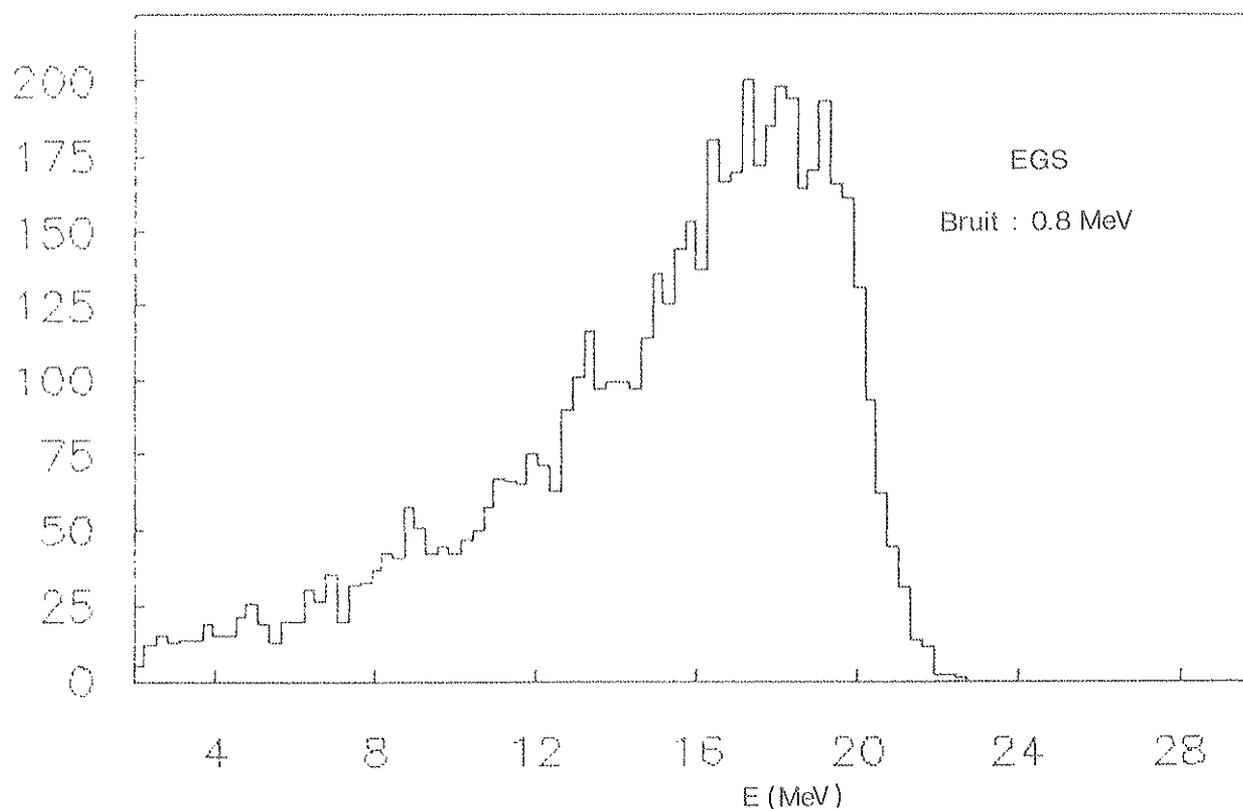


Figure 10.8.6 : Histogramme de l'énergie déposée par des gammas de 20.5 MeV dans le cristal central obtenu avec EGS.

		Pic (MeV)	Position mi-hauteur (MeV)	$\Delta^+/E$ (%)	$\Delta/(2.36E)$ (%)
Résultats expérimentaux	central seul		17.7		
	somme des 9		19.55		
	somme des 5		18.5		
	central coupure à 2 $\sigma$		17.8		
	central coupure 0.5 $\sigma$	16.3	17.7	8.9%	?
simulation (EGS)	central seul	16.0	17.6	9.4	12.8
	somme des 9	16.65	19.5	16.8	16.0
	somme des 5	17.17	19.8	15.1	13.9
	central coupure à 2 $\sigma$	16.4	17.7	7.9	8.8
	central coupure 0.5 $\sigma$	16.65	17.75	6.9	

Energie  $\gamma$  : 17.6 MeV, Erreur de  $\pm 0.2$  MeV sur les valeurs indiquées.

Tableau X

		Pic (MeV)	Position mi-hauteur (MeV)	$\Delta^{\pm}/E$ (%)	$\Delta/(2.36E)$ (%)
résultats expérimentaux	central seul				
	somme des 9	19.1	22.45	17.8	16.8
	somme des 5	18.5	21.3	15.2	14.8
	central coupure à 20	18.9	20.55	8.8	10.8
	central coupure 0.50	19.35	20.65	6.7	7.
simulation (EGS)	central seul	18.2	20.12	11.	13.9
	somme des 9	19.8	22.44	13.4	11.4
	somme des 5	19.5	21.6	10.7	11.6
	central coupure à 20	19.3	20.45	5.8	9.1
	central coupure 0.50				

Energie  $\gamma$  : 20.5 MeV, erreur de 0.3 MeV sur les valeurs indiquées.

Tableau XI

iv) "6.13 et 17.6 MeV"

Aucun résultat supplémentaire n'est tiré de ces données. Les histogrammes (figures IV.8.g) sont montrés à titre indicatif. On voit encore ici l'influence de la coupure 20.

La source plutonium carbone :

Les figures IV.8.h montrent la différence entre le 6.13 MeV de la source et le 6.13 MeV de la cible qui est beaucoup plus pur. (Le rayonnement cosmique est visible sur l'histogramme de la source).

Finalement on remarque que pour la calibration les sommations sur neuf ou cinq cristaux semblent difficilement utilisables car :

- le bruit est trop important,
- il faut d'abord déterminer les constantes d'intercalibration.

La calibration à partir d'un seul cristal en utilisant son entourage comme veto est la meilleure méthode de calibration. Mais il faut s'appuyer sur une simulation qui reste à affiner. L'ensemble des résultats montre que le flanc supérieur des spectres obtenus est très peu sensible aux coupures et aussi à la géométrie. Ainsi la détermination de la position à mi-hauteur ou mieux l'ajustement de ce flanc constitue le paramètre adéquat pour monitorer et calibrer les cristaux.

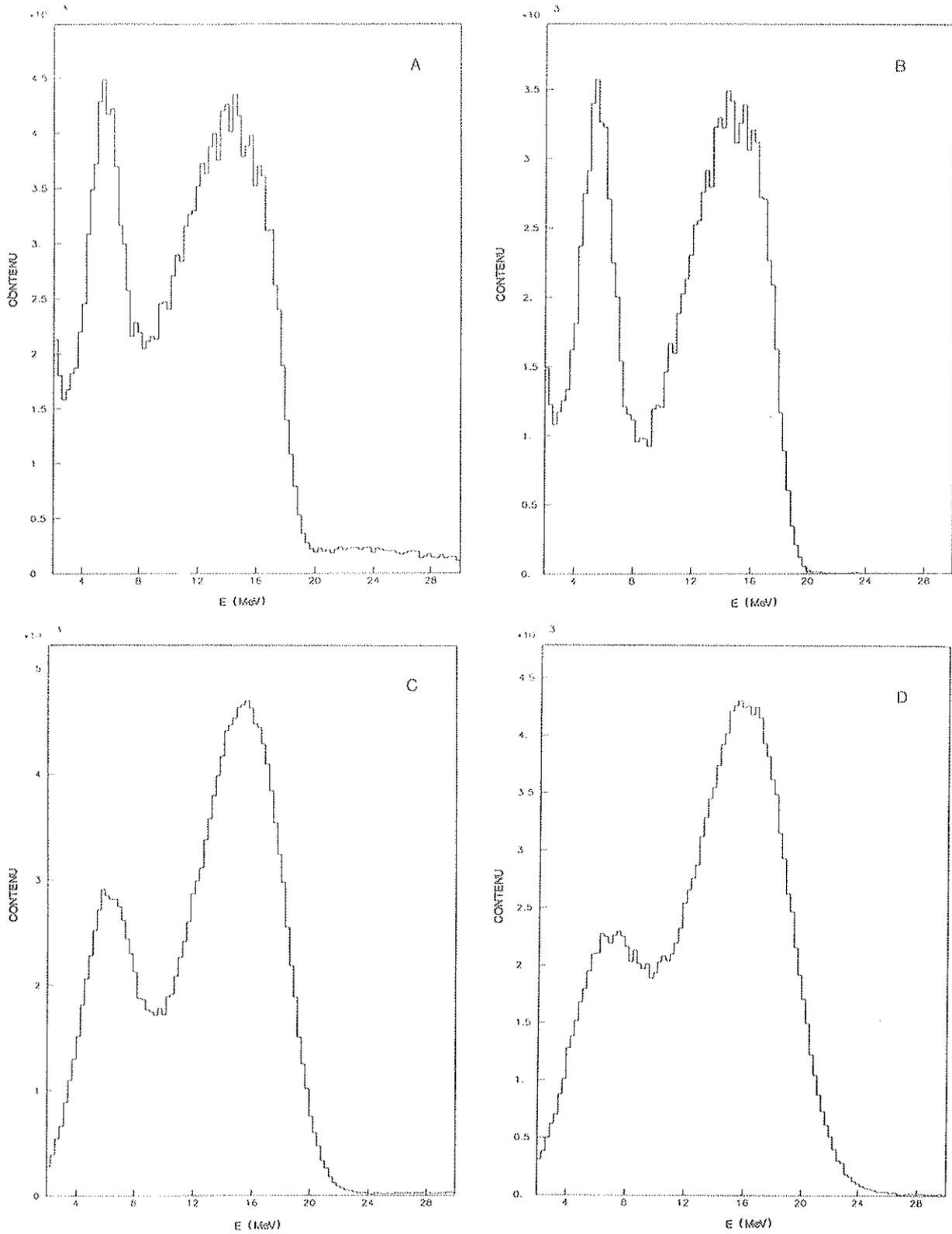
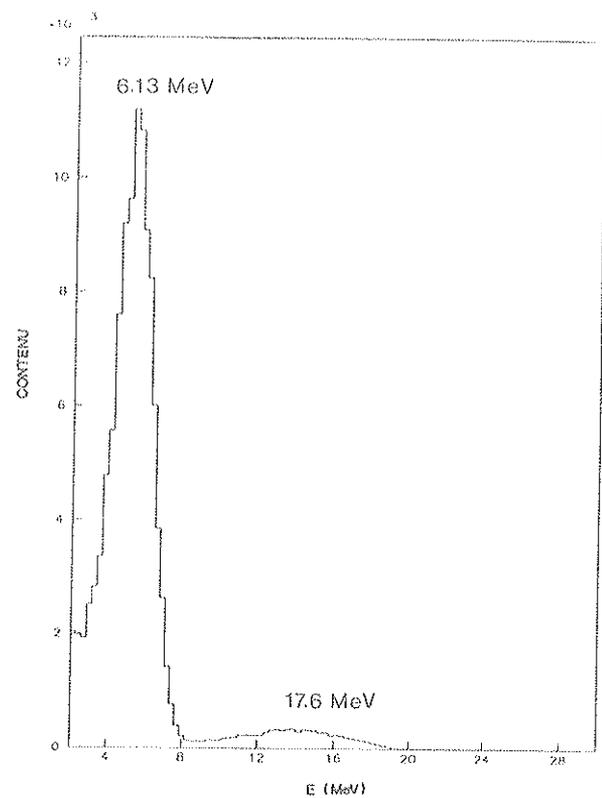
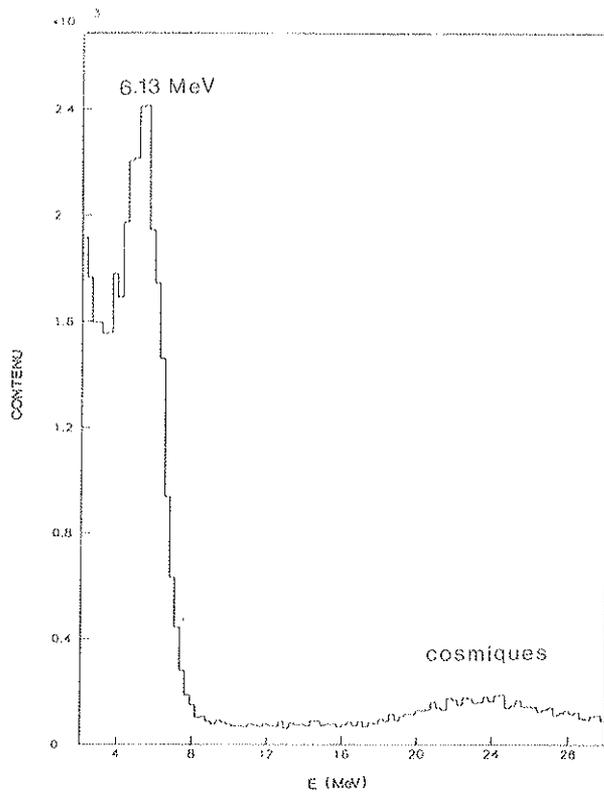


Figure 10.8.4 : "6.13 MeV et 17.8 MeV"

- a) dans le cristal central seul,
- b) le cristal central seul avec coupure à  $2\sigma$ ,
- c) la somme sur les cinq cristaux,
- d) la somme sur l'ensemble de la matrice.





*Figure IV.8.h : (a) Energie déposée dans le cristal central avec la source Pu-c.*

*Figure IV.8.h : (b) Energie déposée dans le cristal central avec la cible de LiF.*

Sur la figure IV.8.i sont portés les énergies correspondant à chaque pic et à chaque position à mi-hauteur données par EGS en fonction de celles données expérimentalement à partir de la calibration cosmique et ceci avec une coupure de  $2\sigma$  sur les huit cristaux autour du cristal central. La linéarité obtenue nous donne bonne confiance sur ces valeurs .

La correction à apporter sur la constante de calibration cosmique  $C_{\text{cos}}$  est de 1.5%, la valeur de la constante de calibration devient  $C = 18.8 \pm 0.2$  KeV/canal. De plus le piedestal serait surestimé de 10%. Ceci ne remet pas en cause la valeur de 9 MeV/cm de  $dE/dX$  des particules au minimum d'ionisation, car la différence peut être due à une erreur systématique sur la mesure de l'épaisseur moyenne traversée, consécutive à une erreur de position des scintillateurs par rapport au cristal central de l'ordre de 3 mm.

La résolution en énergie sur le cristal central seul, avec coupure à  $2\sigma$ , est représentée sur la figure IV.8.j.. La contribution relative du bruit diminue bien sûr quand  $E$  augmente, mais la résolution intrinsèque reste constante ou semble se dégrader à partir de 20 MeV. La résolution jusqu'à 30 MeV est cependant toujours meilleure en prenant seulement le cristal central plutôt que la somme des neuf cristaux où le bruit est encore trop important ; la résolution est de 16.8 % à 20 MeV sur la somme des neuf cristaux et de 14.7% sur la somme des cinq.

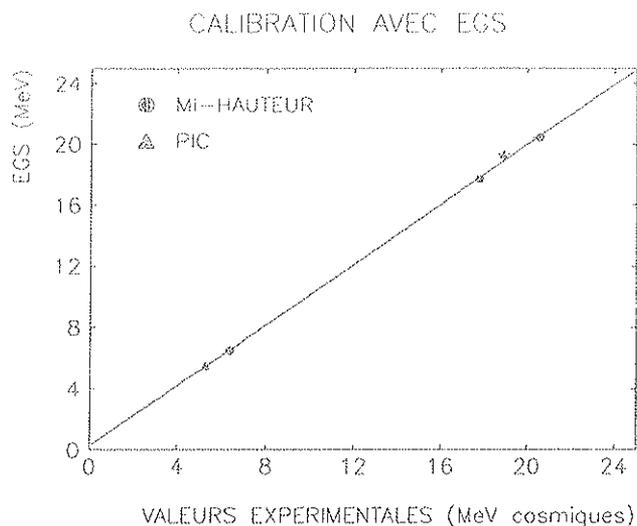


Figure IV.8.i : Calibration

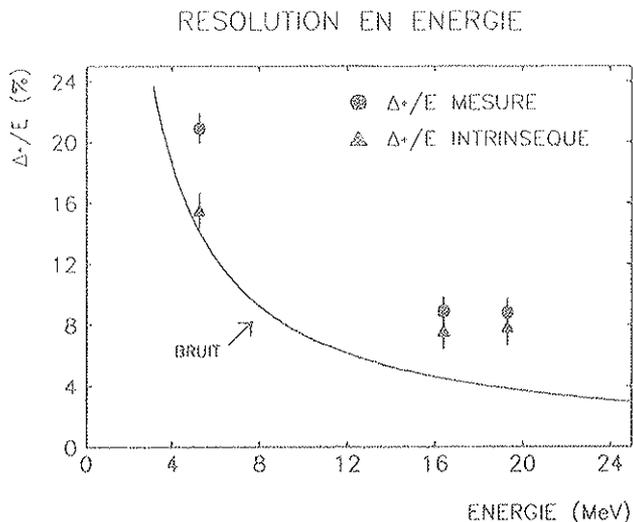


Figure IV.8.j : Résolution en énergie.

## 9. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre sont les seuls disponibles actuellement consacrés à la détection de photons de très basse énergie avec de grands monocristaux de BGO équipés de photodiodes. Notre propos avec ces mesures était double :

- d'abord déterminer la résolution en énergie d'une petite matrice de BGO dans une gamme d'énergie allant de 6 à 20 MeV dont l'importance a été signalée dans le premier chapitre,
- ensuite étudier la possibilité de calibration du calorimètre électromagnétique de L3 à l'aide de photons de basse énergie.

Ces deux rubriques sont bien sûr intimement liées à l'électronique de lecture et ce d'autant plus que l'énergie des  $\gamma$  à détecter est faible. L'électronique filtrante utilisée nous a permis d'obtenir un bruit électronique par canal de l'ordre de 900 à 1200  $e^-$  ( $\sigma$ ), c'est-à-dire avec les cristaux utilisés et les conditions mises en oeuvre (enrobage et nombre de photodiodes) un bruit de 0.8 à 1.2 MeV. Il est intéressant de souligner que ces conditions sont voisines de celles que nous aurons "in situ".

En ce qui concerne la résolution en énergie mesurée sur un seul cristal, elle est de 20% à 6 MeV à 8% à 20 MeV. Ces valeurs ( $\frac{\Delta E}{E}$ ) qui dépendent très peu des coupures effectuées sur les cristaux voisins mis en veto sont encourageantes et en bon accord avec EGS. La sommation sur 5 ou 9 cristaux, étant donné le niveau de bruit électronique par canal, n'améliore en rien la résolution en énergie, bien au contraire.

Il faut noter aussi qu'il est difficile d'extrapoler à partir des valeurs obtenues pour un seul cristal à des énergies de l'ordre de 100 MeV ou plus. A ces énergies la sommation de plusieurs cristaux est nécessaire, introduisant des contributions supplémentaires telles que l'influence des constantes de calibration et le bruit corrélé qui détruisent la résolution.

En ce qui concerne la calibration, l'ensemble des résultats obtenus auprès du Van de Graeff de Lyon permet d'affirmer qu'il est possible de calibrer une matrice de BGO à l'aide de  $\gamma$  de 6 à 20 MeV avec une précision de l'ordre de 1%.

L'extrapolation de la calibration aux hautes énergies est cependant difficile, elle exige une très bonne connaissance de la linéarité de réponse du calorimètre électromagnétique. Déterminer avec précision la non uniformité axiale de chaque cristal et disposer d'un programme de simulation de grande qualité s'avèrent absolument nécessaire pour conserver aux grandes énergies la précision sur la calibration que nous avons obtenue à basse énergie.

L'application de cette méthode à la calibration in situ du détecteur de L3 est cependant loin d'être évidente. Il nous semble intéressant dans cette conclusion de passer en revue les éléments essentiels de cette méthode :

- du point de vue réaction de capture radiative, celle obtenue à partir d'une cible tritiée semblerait la plus adaptée a priori (pic  $\gamma$  isolé d'énergie la plus élevée). Mais l'utilisation de telle cible s'avère excessivement délicate pour des raisons de sécurité et de pollution. De plus la réaction utile n'est pas isotrope et le taux de comptage faible entraîne l'utilisation d'un faisceau intense de protons d'où augmentation des risques de contamination (échauffement de la cible). La réaction de capture radiative sur le lithium reste donc la plus intéressante bien qu'il y ait mélange de deux résonances non séparables. Dans ce cas toute l'information utile provient du front supérieur du pic de 17.6 MeV. Enfin, il nous semble important de souligner que la réaction très efficace sur le Fluor donnant des  $\gamma$  de 6.13 MeV très purs, reste cependant extrêmement utile pour ne pas dire nécessaire : ce fut toujours notre référence,

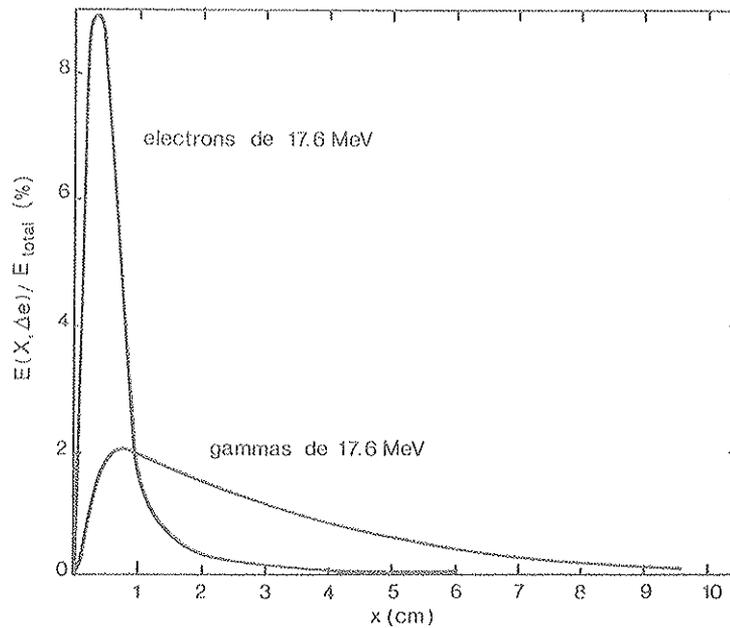
- du point de vue électronique il est nécessaire non seulement d'optimiser le rapport signal sur bruit (à l'aide d'une voie amplifiée et filtrée basse énergie, à l'aide aussi du meilleur enrobage réalisable) mais aussi d'avoir un contrôle précis des pieds-taux ainsi qu'une excellente linéarité,

- le Van de Graeff nous a permis de disposer d'un faisceau de protons de très bonne qualité (faible dispersion en énergie, faisceau ponctuel et stable d'énergie variable, cependant le fait d'avoir un faisceau continu nous a obligé à construire un système de déclenchement de l'électronique de lecture à partir d'un P.M. couplé au cristal central. C'est la raison pour laquelle il faut envisager pour L3 l'emploi d'un accélérateur à source pulsée (Van de Graeff pulsé ou RFQ), le début du pulse fournissant le signal de déclenchement, ou bien un système analogue à celui mis en pratique ici déclenchant l'acquisition sur le photon à détecter.

On conçoit bien que la mise en oeuvre dans le détecteur de L3 -immergé dans un champ magnétique- d'un petit accélérateur n'est pas chose facile. Mais des solutions existent : RFQ pulsé, faisceau neutre  $H^0$  et cible de lithium placée sur les bords de la TEC. Le fait que la cible soit décentrée introduit une dépendance du spectre de calibration avec l'angle d'incidence des  $\gamma$  qui n'est plus le même pour tous les cristaux. Cela se traduit par un changement du paramètre  $HH^+$  que nous avons récemment mesuré et qui est de 2% entre les deux positions extrêmes, en accord avec EGS. De toute façon la simulation EGS est nécessaire pour déterminer l'énergie déposée dans le cristal et entreprendre plusieurs simulations adaptées à différents cas de géométrie ne constitue pas un problème à ces énergies  $< 20$  MeV.

Il faut signaler pour terminer, un point important qui concerne la validité de la méthode en présence de dommages par radiation. La figure IV.9.a montre la profondeur "explorée" par les  $\gamma$  de 17 MeV: l'énergie est déposée en moyenne à 3.4 cm de la face d'entrée du cristal. Or cette face est davantage

exposée aux radiations ce qui fait que l'on risque d'être beaucoup plus sensible à ces dommages par radiation avec des  $\gamma$  de 17 MeV qu'avec des gerbes de plus haute énergie pénétrant plus profondément dans le cristal. On voit que si cela est intéressant pour monitorer les dommages par radiation, cela pose par contre des problèmes pour la calibration.



*Figure 10.9.a : Distribution de l'énergie déposée par des électrons et des gammas de 17.6 MeV dans un cristal de BGO par tranche de 1mm.*

Il est évident aussi que cet effet va dépendre du taux de radiation à LEP. Des estimations donnent pour les cristaux du tonneau et des bouchons une dose  $\sim 1$  Rad par jour en fonctionnement normal. En cas d'accident de faisceau une dose  $< 10$  Rad pour le tonneau et de 60 Rad environ pour les bouchons sont attendues. Des mesures récentes effectuées au Van de Graaff avec des  $\gamma$  de 6 et 17 MeV indiquent un effet de 5% pour une dose de 120 Rad uniformément répartie dans une région de 2 cm de profondeur à partir de la face d'entrée. Ces résultats montrent que les effets seraient négligeables en cas de fonctionnement normal de la machine mais commenceraient à être sensibles ( $> 1\%$ ) en cas de pertes de faisceau.

Nous avons évoqué dans ce chapitre tout l'intérêt que présente l'utilisation de réactions nucléaires de captures radiatives pour calibrer "in situ" le calorimètre électromagnétique de L3. Cette technique ne constitue pas bien sûr la solution idéale, mais elle a le mérite de s'avérer réalisable.

Les bonnes performances que l'on attend du calorimètre nécessitent une calibration précise. Aussi nous semble-t-il nécessaire d'envisager au moins une méthode complémentaire mettant de la même façon en jeu le processus de scintillation du cristal et qui soit plus satisfaisante en ce qui concerne les corrections dues éventuellement aux dommages par radiation. L'utilisation des rayons cosmiques pourrait être cette méthode en permettant la cartographie de chacun des cristaux. Mais là aussi la mise en oeuvre n'est pas simple car elle nécessite un système de déclenchement électronique adéquat, la détermination précise des traces et de l'énergie des particules cosmiques.

## REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [1] R.A. LEE,  
Slac Report-282, May 1985.
- [2] P. FRANZINI,  
Communication privée and Report to the PAC, Feb. 1985,  
UPSILON PHYSICS - CUBS - II.
- [3] Laboratoire de Métrologie des Rayonnements Ionisants. CEA,  
Source de 6.13 MeV pour étalonnage à haute énergie des spectromètres gamma.
- [4] H.F. ATWATER,  
Health Physics, 46 (1984) 475.
- [5] Los Alamos Laboratory Preprint Collection of papers on the radio-frequency quadrupole (RFQ) linear accelerator presented by : Accelerator Technology Division Personnel, March 1979 to November 1980 and Reprints of the USSR RFQ Development.



## C O N C L U S I O N

---

Les premiers tests effectués en 1984 avec des cristaux Tronc-pyramidaux équipés de photodiodes Hamamatsu S1790, nous ont montré que les résolutions en énergie ( $\sigma/E$ ) étaient comprises entre 2.4% à 2 GeV et 0.7% à 50 GeV. Ayant mis en évidence l'importance du bruit électronique lors de ces tests : 5.5 MeV-BGO en moyenne par cristal, une minimisation de celui-ci a été obtenue en mettant au point deux électroniques de filtrage qui furent testées à Cornell en juin 1985 : l'une de mise en forme gaussienne et l'autre qui intègre le signal en le remettant à zéro après 5  $\mu$ s. Le niveau de bruit a ainsi pu être ramené à une valeur de 0.5 à 1 MeV-BGO par cristal. La résolution en énergie à 100 MeV et 180 MeV que nous avons mesurée pendant ces tests est respectivement de  $6.4 \pm 0.6$  % et  $4.0 \pm 0.4$ %. Les résultats obtenus avec l'amplification et mise en forme gaussienne furent systématiquement meilleurs que ceux obtenus avec l'autre voie à remise à zéro ( $\approx$  0.5% inférieur). Cette deuxième voie couvre cependant toute la gamme d'énergie (du MeV à quelques centaines de GeV). Nous sommes arrivés à la conclusion que les meilleures résolutions sont obtenues en coupant la gamme dynamique en deux et en filtrant le signal.

Fort de l'expérience acquise, d'autres mesures sur faisceau de 2 GeV à 50 GeV ont été de nouveau réalisées au CERN pendant l'été 1985 avec une matrice de 100 cristaux [1]. Les niveaux du bruit obtenus avec éloignement de l'électronique filtrante des préamplificateurs de charges par 3m de câbles, étaient en moyenne de 2.4 MeV-BGO par cristal pour les voies haute énergie (voies qui couvrent toute la gamme dynamique) et de 1 MeV-BGO par cristal pour les voies basse énergie. Les résolutions en énergie, comprises entre 1.8% à 2 GeV et 0.6 % à 50 GeV, comparées aux premiers résultats, témoignent du progrès accompli par la collaboration L3-BGO pendant ces deux dernières années 1984-1985.

D'autres améliorations possibles des performances du calorimètre électromagnétique ont été étudiées ou sont en cours :

- le refroidissement des cristaux et de l'électronique à une température inférieure au point de Rosé ( $\approx$  13°C) est une solution non choisie à cause de la complexité qu'un tel système ajouterait au dispositif expérimental de L3,

- l'amélioration du couplage optique en cherchant une colle d'indice élevé et qui aurait une grande fiabilité de collage sans détériorer la photodiode. Une colle comme le produit Meltmount avait été proposée et essayée mais sa tenue mécanique s'est avérée trop mauvaise,

- adapter la réponse spectrale des photodiodes au spectre d'émission du BGO. Diminuer de plus leur capacité pour une surface de détection aussi grande que possible. Ces problèmes technologiques dépendent entièrement des fabricants,

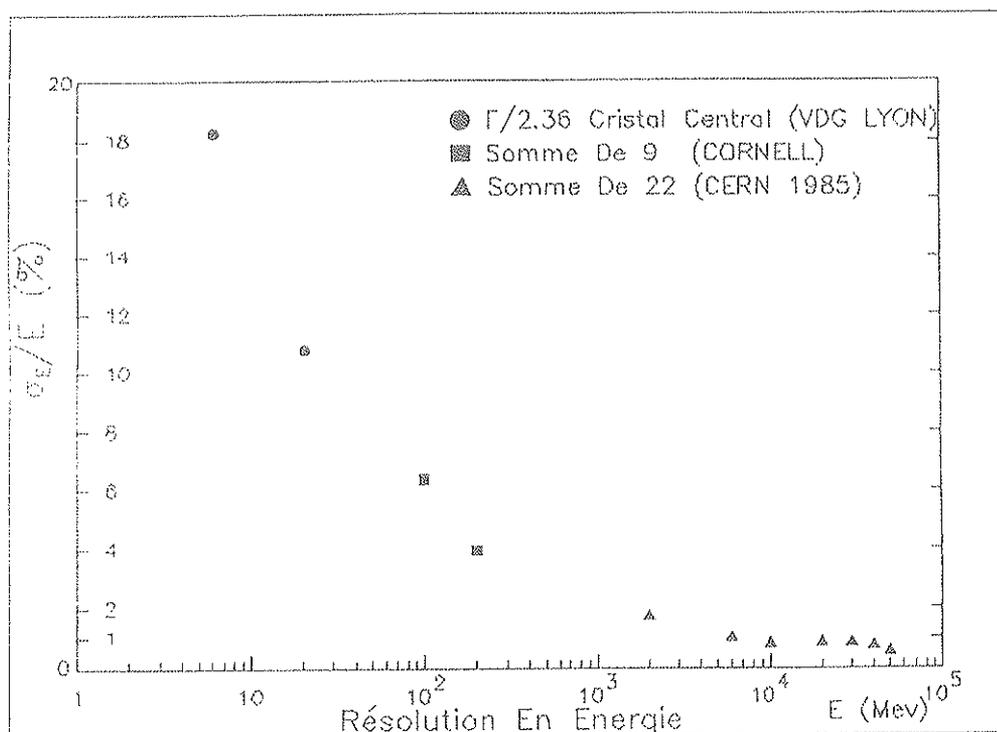
- améliorer le rendement lumineux des cristaux par dopage par exemple, (mais ceci dépend aussi du fabricant) et par un choix judicieux de l'enrobage et du traitement des surfaces du cristal. Ces dernières possibilités ont été étudiées au LAPP [2]

Toutes ces améliorations sont fondées en grande partie sur des solutions technologiques non triviales qui demandent un très long travail.

La résolution en position a été aussi étudiée aux différentes énergies, nous avons montré qu'elle se dégrade quand l'énergie diminue parce que les fluctuations latérales des gerbes deviennent plus importantes. Les résolutions en positions ( $\sigma$ ) sont de 3.8 mm à 1 GeV soit 0.13 milliradian et 0.8 mm à 50 GeV soit 28 microradians. A 180 MeV et 100 MeV, ces résolutions sont respectivement de  $5.4 \pm 0.4$  mm soit 0.19 milliradian et  $6.8 \pm 0.5$  mm soit 0.24 milliradian. Ici la dimension latérale des cristaux joue un rôle important, mais une dimension de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  a été choisie car elle constitue le meilleur compromis entre la résolution et la surface des zones mortes (enrobage des cristaux et tenue mécanique).

L'autre point important que nous avons étudié, est une méthode de calibration du calorimètre électromagnétique "in situ" à l'aide de gammas d'énergie comprise entre 6 et 20 MeV. Notre conclusion dans le chapitre IV montre que cela est possible avec une précision de l'ordre de 1%. Une autre méthode de calibration utilisant le rayonnement cosmique qui offrirait la possibilité de "cartographier" les cristaux qui ont leur axe suffisamment incliné par rapport à la verticale a aussi été proposée à la fin de l'année 1985. Mais la détermination des traces dans le BGO avec une bonne précision, la mesure de l'énergie des cosmiques pour déterminer le  $dE/dX$  et le taux de comptage faible sont autant de points qui rendent cette méthode délicate à mettre en œuvre, malgré l'avantage évident d'avoir constamment disponible ce rayonnement.

Une des meilleures illustrations de ce travail peut être donnée par la figure ci-dessous qui résume l'ensemble des résolutions en énergie que nous avons obtenu dans une gamme d'énergie très étendue (quatre ordres de grandeur). Il convient d'être prudent ici si l'on veut mettre en évidence, à partir des points de cette figure, un comportement général gouvernant la résolution en énergie des cristaux de BGO. En effet nous l'avons montré tout au long de ce travail, la méthode de mesure de l'énergie dépend du domaine d'énergie. A très basse énergie (quelques dizaines de MeV), la lecture d'un seul cristal, avec les huit cristaux périphériques étant en veto, constitue la meilleure méthode, alors qu'aux énergies de quelques centaines de MeV une sommation sur 5 à 9 cristaux est la solution optimale. Au delà, suivant les conditions de bruit, une sommation sur 9 ou 25 cristaux donne les meilleurs résultats. Les points présentés au-dessus de 1 GeV sont les derniers résultats obtenus au cours de l'été 1985<sup>[1]</sup>.



Mettre au point et construire un calorimètre électromagnétique de plus de 10000 cristaux de BGO de  $150 \text{ cm}^3$  constituait un véritable pari. Mais grâce au travail de nombreux laboratoires impliqués dans ce projet qui ont étroitement collaborés dans la réalisation de ce calorimètre comme Aachen, Annecy, Caltech, Carnegie-Mellon, CERN, Genève, Lausanne, Peking et l'Institut de Céramique de Shanghai, Princeton, Rome, Lyon, ce projet est devenu une réalité. La phase de construction du détecteur vient de commencer, elle durera plus de deux ans.

- 
- [1] H. EL MAMOUNI,  
Thèse de diplôme de Doctorat de l'Université de Lyon, 29 Mai 1986.
- [2] M. CAILLAT,  
Thèse de diplôme de Doctorat de l'Université de Grenoble, 21 Mars 1986.

