

EX- LYCEN 8344

9

INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Université Claude Bernard Lyon-1

69622 VILLEURBANNE Cedex

LYCEN 8344
CER
THEO

01 OCT 1984

Etude et mise au point d'un calorimètre électromagnétique
pour l'étude des états du charmonium produits dans
l'annihilation $\bar{p}p$ aux ISR du CERN

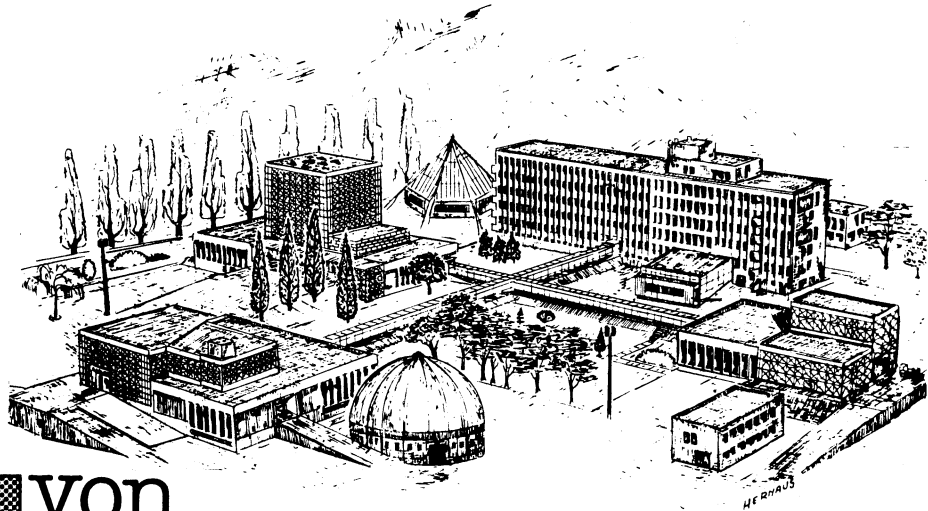
CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050349

Mohamed TIJ

IRILyon



HERRAUS

Laboratoire associé à l'Institut National de
Physique Nucléaire et de Physique des Particules

Thesis-1983-Tij

thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - 1

pour obtenir

le DOCTORAT DE TROISIEME CYCLE

(SPECIALITE PHYSIQUE NUCLEAIRE)

par

Mohamed TIJ

* * *

Etude et mise au point d'un calorimètre électromagnétique
pour l'étude des états du charmonium produits dans
l'annihilation $\bar{p}p$ aux ISR du CERN

Soutenue le 20 Septembre 1983

devant la Commission d'Examen

JURY:

MM M. GUSAKOW Président

J.P. BURQ

B. ILLE

M. POULET

Mme G. RINAUDO

Examineurs

Université Claude Bernard Lyon-1

* * * * *

Président Honoraire : M. le Professeur J. BOIDIN

Administrateur Provisoire : M. le Professeur C. DUPUY

Administrateurs Provisoires Adjoints : M. le Professeur J. CHANEL
M. le Professeur R. MORNEX

Secrétaire Général de l'Université : M. F. MARIANI

U.E.R. de Médecine Grange-Blanche	M. le Professeur P. ZECH
U.E.R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEX
U.E.R. de Médecine Lyon-Nord	Mme le Professeur PINET
U.E.R. de Médecine Lyon-Sud	M. le Professeur J. NORMAND
U.E.R. Faculté de Pharmacie	M. le Professeur C.A. BIZOLLON
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	M. le Professeur EYSETTE
U.E.R. de Biologie Humaine	M. J.P. REVILLARD, M.C.A.
U.E.R. d'E.P.S.	M. A. MILLON, Professeur d'E.P.S.
U.E.R. Faculté d'Odontologie	M. le Professeur J. LABE
U.E.R. de Mathématiques	M. R. REDON, M.A.
U.E.R. de Physique	M. le Professeur R. UZAN
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mme A. VARAGNAT, M.A.
U.E.R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur ELMI
U.E.R. des Sciences Physiologiques	Mme le Professeur J.F. WORBE
U.E.R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur E. ELBAZ
I.U.T. - I	M. le Professeur J. GIELLY
I.U.T. - II	M. le Professeur P. MICHEL
Observatoire de Lyon	M. le Professeur BERGEAT
U.E.R. de Mécanique	M. le Professeur BATAILLE

Université Claude Bernard Lyon-1

43, Bd du 11 Novembre 1918
69622 VILLEURBANNE Cedex

PROFESSEURS de l'U.E.R. de PHYSIQUE NUCLEAIRE

M. BERKES Istvan

M. BURQ Jean-Pierre

M. CHERY Roland

M. DEPRAZ Jean

M. ELBAZ Edgard

Mme ERICSON Magda

M. GAILLARD Michel-Jean

M. GIFFON Maurice

M. GUSAKOW Mark

M. LAFOUCRIERE Joseph

M. LAMBERT Michel

M. MAREST Gilbert

M. PHILBERT Georges

M. REMILLIEUX Joseph

M. RUHLA Charles

Résumé :

Nous exposons la description et les performances d'un calorimètre électromagnétique destiné à mesurer l'énergie d'électrons et de photons de 1 à 5 GeV issus de l'annihilation $\bar{p}p$ dans la région du ϕ (spectroscopie du charmonium aux ISR du CERN). Le calorimètre est constitué de $4.7 X_0$ de sandwichs plomb-scintillateur NE110, $1X_0$ de chambre à gaz à lecture cathodique et de $10X_0$ de verre au plomb. La résolution en énergie est de 20 à 30 % / $\sqrt{E}$ (FWHM) pour des gerbes de 1 à 5 GeV. Le système de monitoring des gains comprend des générateurs à diodes électroluminescentes contrôlés par des photodiodes au silicium et couplés à des fibres optiques.

Abstract :

We expose the description and performances of an electromagnetic calorimeter, the aim of which is to detect photons and electrons in the energy range 1 to 5 GeV, issued from $\bar{p}p$ annihilation near the ϕ state (charmonium spectroscopy in the CERN ISR). This calorimeter is composed of $4.7 X_0$ lead-NE110 scintillator sandwiches, $1 X_0$ of analogic gas chambers and $10X_0$ of lead-glass. The energy resolution is 29 to 30 % / $\sqrt{E}$ (FWHM) for 1 to 5 GeV electromagnetic showers. The gain monitoring system comprises light emitting diodes generators which are coupled to optical fibers. These light generators are controlled by mean of silicon photodiodes.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur GUSAKOW qui a bien voulu s'intéresser à ce travail en acceptant la présidence de ce jury ainsi qu'à Monsieur le Professeur J.P.BURQ qui m'a accueilli dans le laboratoire et qui a assuré la direction de ce travail de façon toujours bienveillante et amicale.

Je remercie plus particulièrement Monsieur B.ILLE et J.FAY de l'aide précieuse et constante qu'ils m'ont apportée.

Je remercie vivement Monsieur M.POULET et Mme G.RINAUDO pour l'honneur qu'ils m'ont accordé en faisant partie de ce jury.

Ma reconnaissance amicale va à l'ensemble des collaborateurs de R 704 en particulier T.BURAN, J.M. BROM, L.BUGGE, M.CHEMARIN, M.CHEVALLIER, B.ESCOUBES, K.KIRSEBOM F.MARCHETTO, L.PETRILLO, B.STUGU.

Je voudrais aussi remercier tous les autres membres du groupe de hautes énergies de leur sympathie et de leur amitié en particulier G.MAURELLI, M.REYNAUD, qui ont contribué de façon efficace à la réalisation du précalorimètre et P.SAHUC pour le système de monitoring.

Je voudrais enfin remercier le personnel des services techniques et de documentation de l'IPN qui ont contribué de près ou de loin aux différents éléments de ce travail, ainsi que Mme P.GEOFFRAY et Mr.Z.HERNAUS pour la frappe et les dessins de ce mémoire.

INTRODUCTION

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une expérience utilisant un faisceau d'antiprotons stocké dans les ISR du CERN. Il porte sur la construction et la calibration d'un calorimètre électromagnétique plomb-scintillateur qui fait partie de l'appareillage de l'expérience R 704 menée actuellement au CERN par une collaboration entre physiciens d'ANNECY (LAPP) du CERN, de GÈNES, de LYON, d'OSLO, de ROME, de STRASBOURG et de Turin.

Le but principal de cette expérience est l'étude de certains états du charmonium (mesure de leur masse et de leur largeur) produits dans l'annihilation $p\bar{p}$ qui constitue une approche originale à la spectroscopie de ces états.

Un premier chapitre consiste à résumer dans une première étape la situation actuelle concernant les états du charmonium étudiés jusqu'ici par l'annihilation e^+e^- , puis nous présentons ce que peut apporter de nouveau sur ce sujet l'annihilation $p\bar{p}$. Ensuite dans une seconde étape nous décrivons l'ensemble du dispositif expérimental de R 704.

Dans un deuxième chapitre, nous rappelons les propriétés des gerbes électromagnétiques, puis nous décrivons en détail le précalorimètre dont notre laboratoire avait la responsabilité (conception, construction, montage...) et nous illustrons son fonctionnement par une description de tous les tests qui ont été réalisés au laboratoire.

Le dernier chapitre est consacré à la calibration de l'ensemble du calorimètre sur un faisceau test du PS du CERN et à la présentation de ses performances dans R 704 à l'aide d'une analyse rapide des données prises cet été (période juillet-août 1983).

C H A P I T R E I

SPECTROSCOPIE DU CHARMONIUM :
DU PROBLEME PHYSIQUE A LA METHODE EXPERIMENTALEI - OBJECTIFS DE PHYSIQUE1. Charmonium :

Depuis 1974 et la découverte de la particule J/ψ , suivie en 1977 de la découverte de la particule Υ (upsilon), un grand effort expérimental et théorique a été consacré à l'étude de la spectroscopie des états liés de quarks lourds : charmonium $c \bar{c}$, bottomonium $b \bar{b}$.

Les quarks légers u, d et s exigent un traitement relativiste, leurs seuils de désintégration en particule et antiparticule sont faibles et la plupart de ces états sont larges. De plus pour ces systèmes de faibles masses, la constante de couplage α_s a une valeur substantiellement plus élevée, et cette valeur augmente avec la distance, ce qui rend les calculs en QCD plus difficiles.

Le système $b \bar{b}$ ou bottomonium est plus lourd que le charmonium et constitue donc une meilleure approximation d'un système non relativiste. Cependant les rapports de branchements exclusifs sont très petits et les expériences sont plus difficiles que celles du charmonium, le taux de production des système $b \bar{b}$ étant beaucoup plus faible que celui des systèmes $c \bar{c}$.

La spectroscopie du charmonium, accessible à la fois aux études expérimentales et théoriques (en particulier à partir de modèles non relativistes) présente donc un intérêt particulier.

2. Etude à partir des anneaux de collision e^+e^- :

Jusqu'à présent, la quasi totalité des données expérimentales des états de charmonium viennent des anneaux de collisions e^+e^- : SPEAR à SLAC, DORIS à DESI, ADONE à FRASCATI. Une exception notable est la découverte du J/ψ faite conjointement à SLAC et à BROOKHAVEN par l'étude des paires de muons dans des collisions proton-nucléon. La situation actuelle est résumée sur la figure I-1 et le tableau I.1 [1].

Les états qui sont formés directement par annihilation e^+e^- , ($\psi, \psi', \dots$) ont pour nombre quantique $J^{PC}=1^{--}$, par suite du mécanisme de production via l'annihila-

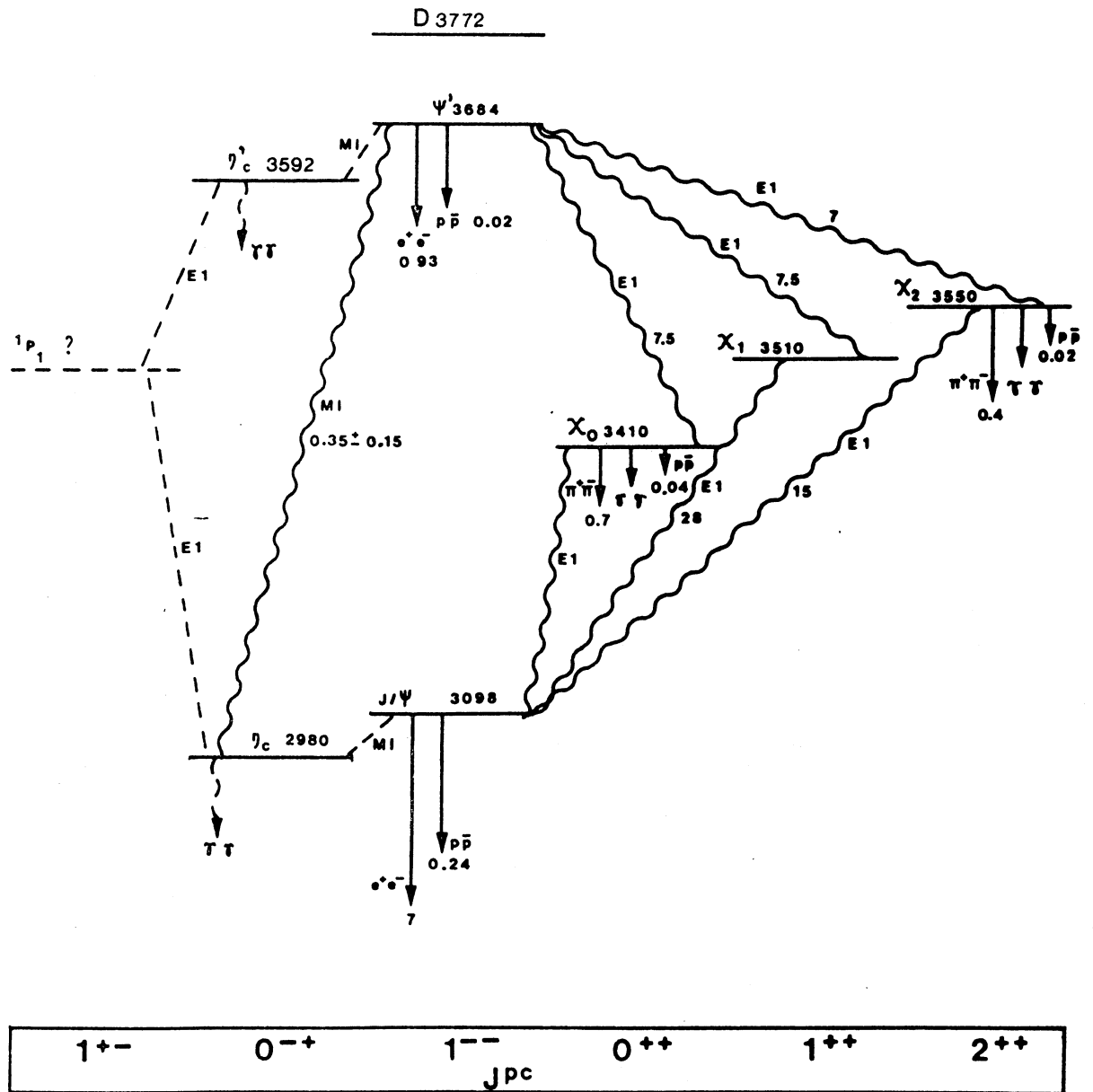


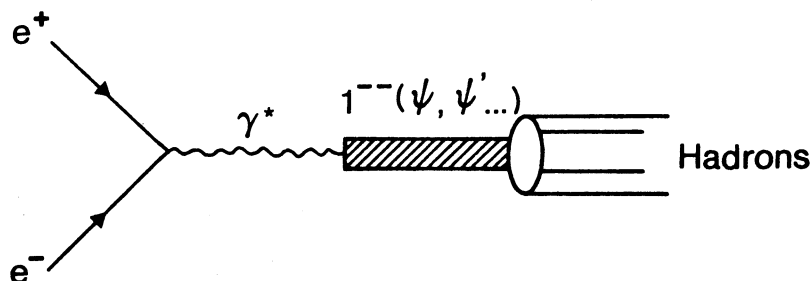
Fig. I.1 : Spectre du Charmonium

J^{PC}	Etat	Masse ^{a)} (Mev)	Γ exp (Mev)	Γ calculé (Mev)
1^{--}	$1^3 S_1 (J/\psi)$	3098	0.069	
1^{--}	$2^3 S_1 (\psi')$	3684	0.228	
0^{++}	$1^3 P_0 (\chi_0)$	3413	< 25 ^{b)}	≈ 15 ^{c)}
1^{++}	$1^3 P_1 (\chi_1)$	3510	< 10 ^{b)}	1.4 ^{c)}
2^{++}	$1^3 P_2 (\chi_2)$	3554	< 14 ^{b)}	≈ 4 ^{c)}
0^{-+}	$1^1 S_0 (\eta_c)$	2976	< 20 ^{b)}	6.5 ^{d)}
1^{-+}	$1^1 P_1 (^1P)$	?		3 ^{d)}
0^{-+}	$2^1 S_0 (\eta'_c)$	3592	< 8 ^{f)}	≈ 5 ^{d)}
2^{-+}	$1^1 D_2 (^1D)$	?		étroit ^{e)}
1^{--}	$1^3 D_1 (D_1)$	3772	26 ± 5 ^{a)}	
2^{--}	$1^3 D_2 (D_2)$	?		étroit ^{e)}
3^{--}	$1^3 D_3 (D_3)$	?		

Tableau I-1 : Niveaux du Charmonium

- a) Voir référence [5]
 b) Voir référence [6]
 c) Voir référence [7]
 d) Voir référence [8]
 e) Voir référence [9]
 f) Voir référence [4]

tion en un photon virtuel (schématisé sur la figure ci-dessous)



Ces états apparaissent sous forme de résonances dans le taux de production des hadrons en fonction de l'énergie des électrons et positrons qui s'annihilent. La largeur observée de la résonance dépend de la résolution en énergie de l'anneau : celle-ci est très bonne ($\Delta E/E \approx 5 \times 10^{-4}$ à SPEAR), mais insuffisante toutefois pour une détermination directe de la largeur d'états aussi étroits que le ψ (cf. appendice).

Par contre, les états de nombres quantiques différents de 1^{--} ne peuvent être observés qu'indirectement, par désintégration des états 1^{--} , en particulier le ψ' . Dans ce cas, c'est la résolution du détecteur qui limite la précision sur la largeur de la résonance, ne permettant que de fixer des limites supérieures sur ces largeurs (voir tableau I-1).

Les états χ ont ainsi été observés dans diverses réactions : [2,3]

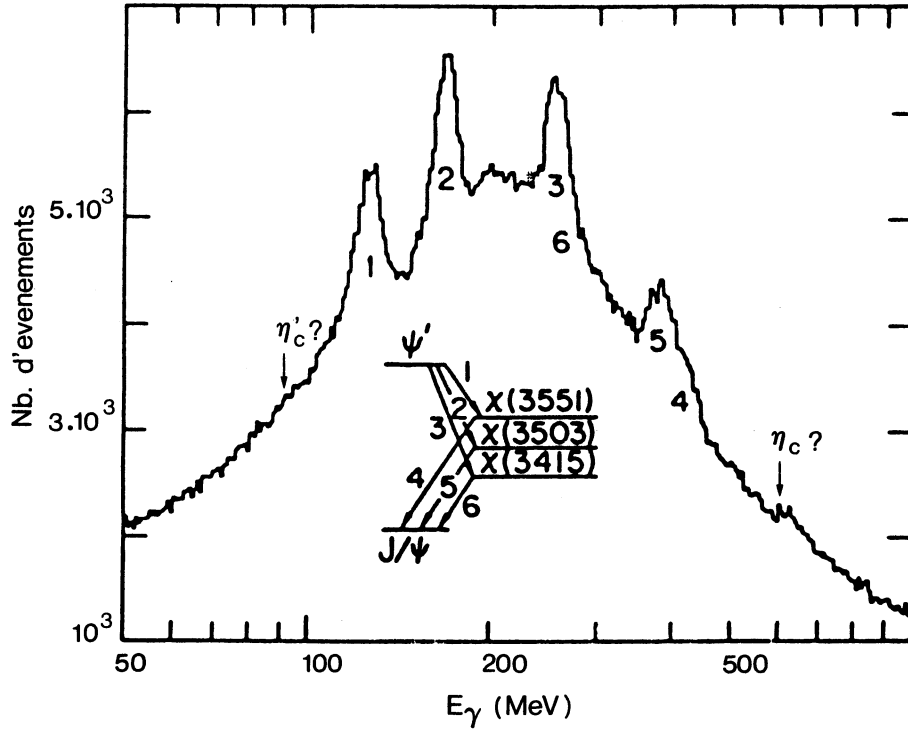
$$e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \gamma + \chi ; \quad (1)$$

$$\begin{array}{l} \psi' \rightarrow \gamma + \chi \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \gamma + \psi \end{array} \quad (2)$$

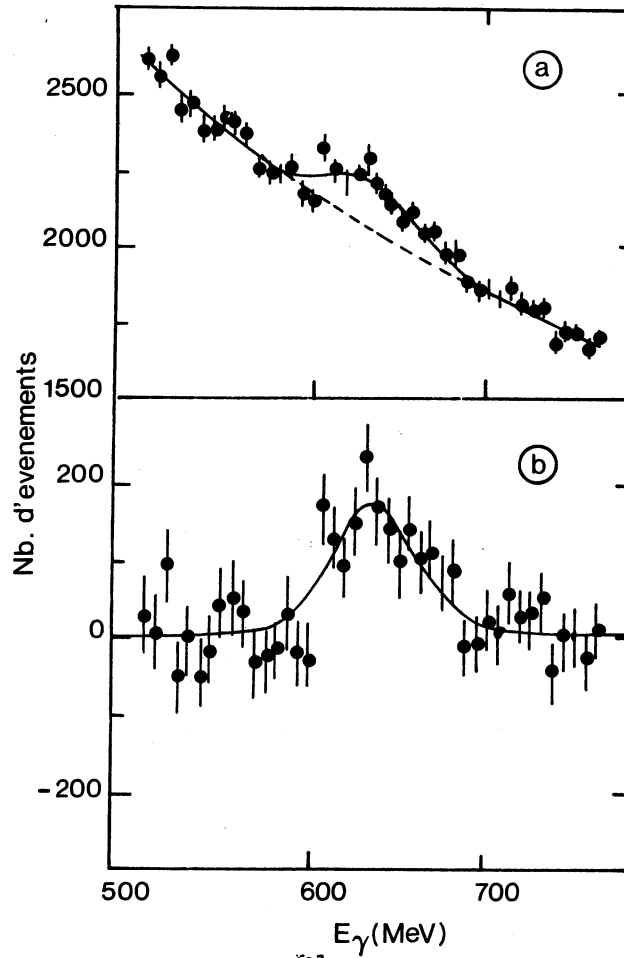
$$\begin{array}{l} \psi' \rightarrow \gamma + \chi \\ \quad \quad \quad \searrow \\ \quad \quad \quad \text{hadrons} \end{array} \quad (3)$$

Leur masse a été déterminée avec précision ($m_{\chi_0} = 3413 \text{ Mev}$, $m_{\chi_1} = 3510 \text{ Mev}$ et $m_{\chi_2} = 3554 \text{ Mev}$) mais non leur largeur pour la raison indiquée précédemment. Quant aux états η_c et η'_c , ils n'avaient pas été observés au moment où cette expérience a été proposée (29 avril 1980). Depuis l'état η_c a été observé de manière indiscutable dans l'analyse des spectres des photons inclusifs de la désintégration du ψ' et du ψ [3]. Les figures I.2 et I.4 représentent de tels spectres provenant de l'expérience "Crystall Ball" à SLAC. Les trois pics correspondant aux transitions :

$$\psi' \rightarrow \gamma + \chi_{0,1,2}$$



[3]
Fig. I.2 : Spectre du photon inclusif à partir de la désintégration de l'état ψ'



[3]
Fig. I.3 : Spectre du photon inclusif à partir de la désintégration de l'état ψ' dans la région de l'état η_c , (a) pic avec bruit de fond (ligne discontinue) (b) , le bruit de fond est soustrait.

apparaissent nettement sur la figure I.2 De plus, une analyse plus détaillée des spectres a montré l'existence d'un pic à 640 Mev sur les figures I.2 et I.3 et un à 112 Mev sur les figures I.5 et I.4, et correspondant respectivement aux transitions :

$$\psi' \rightarrow \gamma + \eta_c$$

$$\psi \rightarrow \gamma + \eta_c$$

avec une masse de l'état η_c de 2978 ± 9 Mev et une largeur inférieure à 20 Mev.

Plus récemment, une analyse encore plus fine des spectres de photons émis lors de la désintégration du ψ' a révélé l'existence dans la région $E_\gamma \approx 90$ Mev, d'un pic qui a été attribué à l'état η'_c , de masse 3592 Mev et de largeur inférieure à 8 Mev [4]. Ceci est tout à fait dans le domaine de masse prédit pour l'état η'_c (voir figure I.2 et I.6). Avec cette découverte le rébus du η_c et η'_c semble résolu.

En conclusion, on peut dire que les états χ, η_c, η'_c ont maintenant été identifiés et leur masse déterminée. Toutefois on ne dispose que de limites supérieures sur leur largeur. Une détermination de celle-ci est d'un grand intérêt en vue de les comparer aux prédictions fondées sur QCD.

Enfin l'état 1P_1 n'a pas encore été observé. Il ne peut être détecté dans les expériences (1), (2) et (3) puisqu'il n'est pas couplé radiativement à ψ et à ψ' . Il semble peu probable de l'observer dans les anneaux de collisions e^+e^- à partir de la chaîne de détection suivante :

$$\begin{array}{l}
 e^+e^- \rightarrow \psi' \\
 \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad \gamma \eta'_c \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad \quad \quad "1P_1" + \gamma \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \text{hadrons}
 \end{array}$$

D'où un autre intérêt de l'étude du charmonium en annihilation $p\bar{p}$. En effet une production raisonnable de η'_c en $p\bar{p}$ peut permettre l'observation de l'état singulet 1P_1 dans le spectre des photons inclusifs.

Quant aux états D, seul l'état 1^{--} de masse 3.77 GeV a été observé en collision e^+e^- .

3. L'annihilation proton-antiproton :

N'importe quelle résonance qui peut être produite par l'annihilation électron-positron peut en principe être produite aussi par l'annihilation proton-antiproton. De plus les règles de sélection y sont moins restrictives et elles permettent la formation d'autres états mésoniques avec J^{PC} différent de 1^{--} qui ne sont pas accessibles dans la collision e^+e^- .

En contrepartie la détection des événements hadroniques pose un sé-

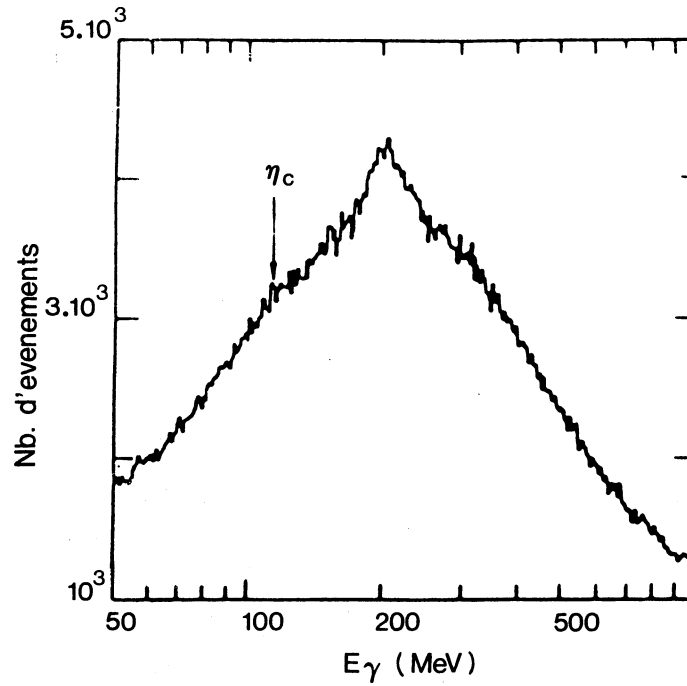


Fig. I.4 : Spectre du photon inclusif à partir de la désintégration de ϕ [3]. La structure à $E_\gamma \approx 200$ MeV correspond aux particules chargées au minimum d'ionisation, qui ont été identifiées comme des photons.

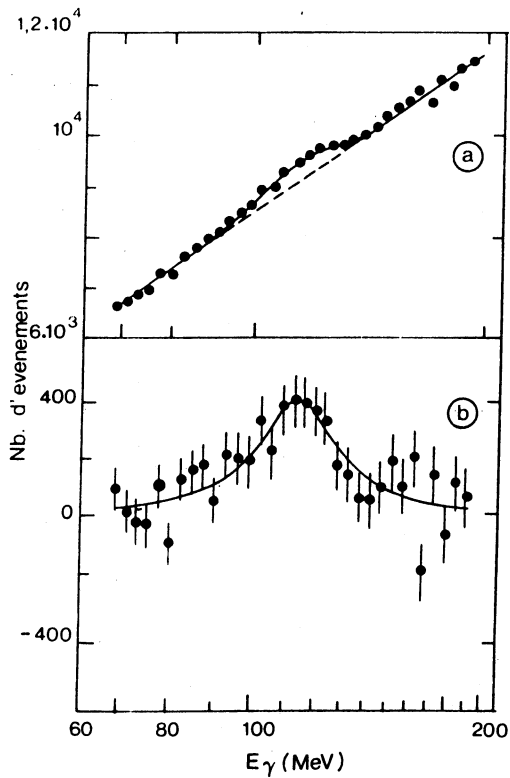


Fig. I.5 : Spectre du photon inclusif [4] à partir de la désintégration de ϕ .

- a) Pic avec bruit de fond (ligne discontinue)
b) Le bruit de fond est soustrait.

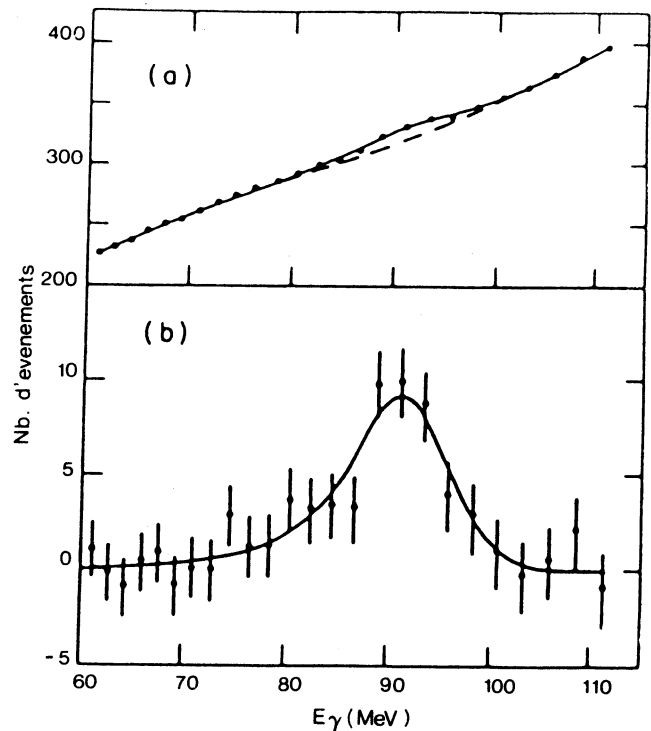
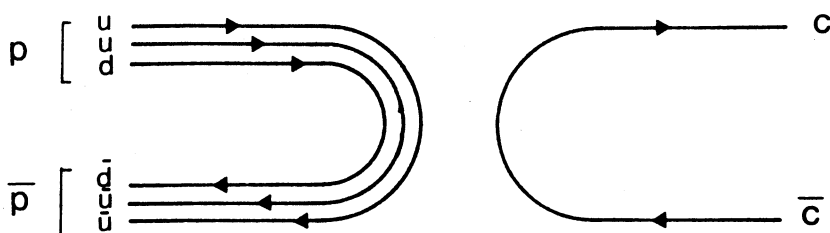


Fig. I.6 : Spectre du photon inclusif à partir de la désintégration de l'état ϕ' dans la région η'_c .

- a) pic avec bruit de fond (ligne discontinue)
b) le bruit de fond est soustrait.

rieux problème de contrôle du bruit de fond, d'autant que le couplage de ces états mésoniques $c\bar{c}$ au système $p\bar{p}$ est très faible, l'annihilation cohérente violant la règle de Zweig. Ainsi le rapport d'embranchement du ψ à e^+e^- est de 7%, alors qu'il n'est que de 0,24 % en $p\bar{p}$.



L'étude du charmonium en annihilation $p\bar{p}$ est devenue réalisable grâce à la réussite du vaste programme "antiprotons" du CERN que l'on décrira brièvement dans le chapitre suivant. Ainsi l'idée a été émise en 1979 (voir lettre d'intention^[12]) de faire entrer en collision des antiprotons stockés dans les ISR avec une cible formée par un jet gazeux d'hydrogène de densité élevée. La bonne luminosité susceptible d'être obtenue par cette méthode alliée à la haute résolution en énergie du faisceau d'antiprotons stocké dans un anneau des ISR (grâce au succès des techniques de refroidissement stochastique) devraient être les deux atouts essentiels rendant accessible la spectroscopie du charmonium à partir de l'annihilation $p\bar{p}$.

Ainsi l'étude des états χ , η_c et η'_c en formation devient possible, permettant une mesure directe de leur largeur. Il apparaît toutefois sur le spectre de la figure I.2 que le couplage du χ_0 au ψ est beaucoup plus faible (de l'ordre d'un facteur 10) que le couplage des états χ_1 et χ_2 . Il en résulte que l'étude du χ_0 en production dans une réaction telle que :

$$p\bar{p} \rightarrow \chi_0 \rightarrow \gamma\psi$$

sera plus difficile que l'étude de χ_2 et χ_1 . Enfin on peut espérer mettre en évidence des états non encore observés tels que 1P_1 et les états D.

Pour limiter le bruit de fond et optimiser le rapport signal sur bruit, tout en ayant un appareillage aussi simple que possible excluant un aimant, seule la détection des états finaux électromagnétiques est envisagée. L'expérience proposée que l'on décrira dans le chapitre suivant aura ainsi pour but l'étude des processus suivants :

- 1) $p \bar{p} \rightarrow \phi$
 $\quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad e^+e^-$
- 2) $p \bar{p} \rightarrow \chi \rightarrow \gamma\phi$
 $\quad \quad \quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad \quad \quad e^+e^-$
- 3) $p \bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma$
- 4) $p \bar{p} \rightarrow \eta'_c \rightarrow \gamma\gamma$
 $\quad \quad \quad \quad \quad \rightarrow \gamma + {}^1P_1 ?$
 $\quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \text{hadrons}$
- 5) autres états ?

II - L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL DE L'EXPERIENCE R704

L'appareillage est représenté sur la figure I. 7.

1. Faisceau et cible :

Les antiprotons produits à partir du PS sont stockés dans l'anneau d'accumulation (AA) au rythme de 6.10^{11} antiprotons par jour. Ils sont injectés à une énergie de 3.5 GeV en un ou plusieurs paquets, d'abord dans le PS où ils ne subissent aucune accélération, puis transférés dans l'anneau n°2 des ISR (voir Figure I. 8). Le système RF des ISR permet alors de les accélérer à l'énergie désirée (voir tableau I.2)

état	PLAB (Gev/C)
η_c	3.671
ϕ	4.071
χ_0	5.187
χ_1	5.550
χ_2	5.718
η'_c	5.865
ψ'	6.226
D	6.579

Tableau I.2 : Valeurs de P_{LAB}

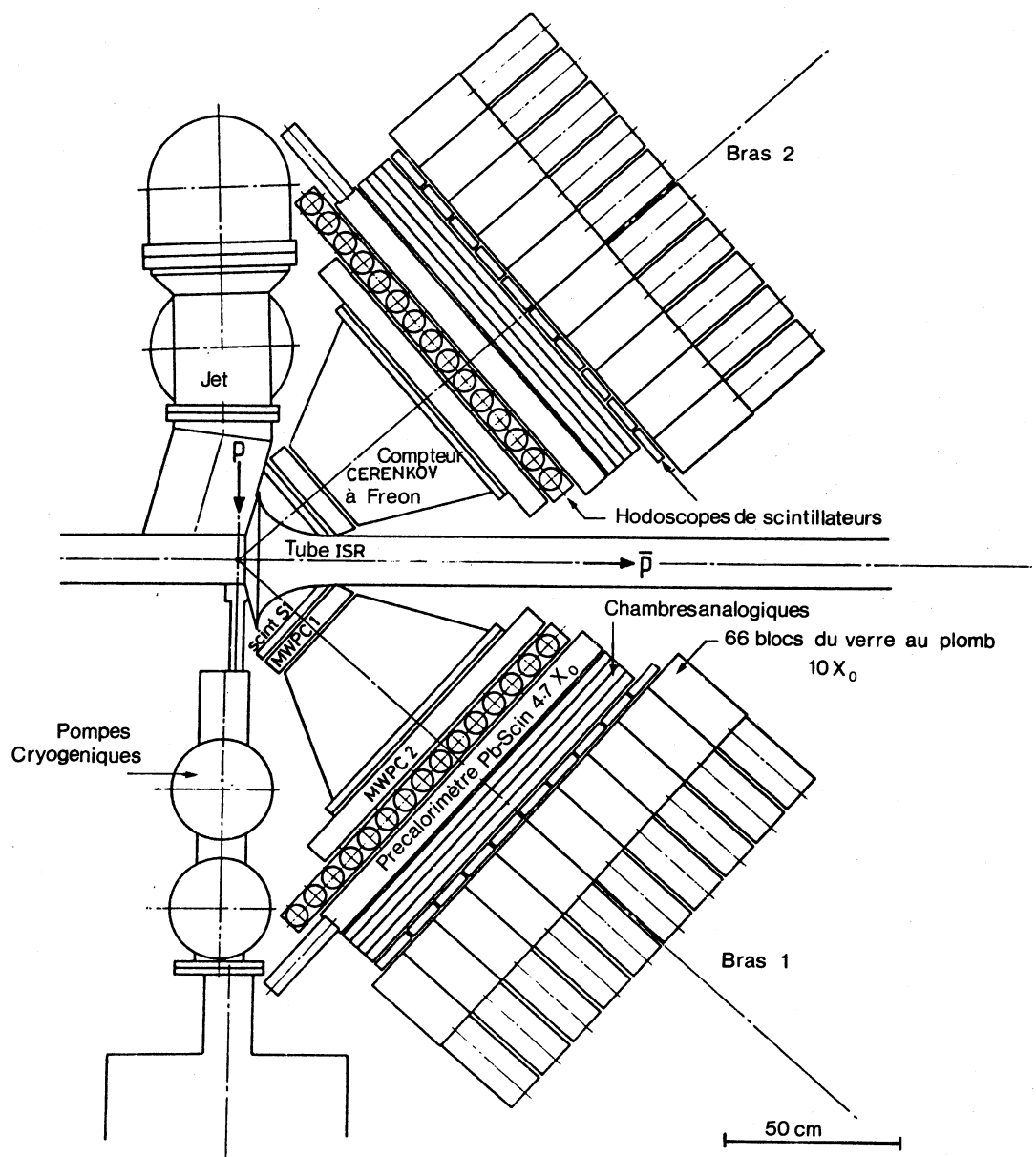


Fig. I. 7 : Appareillage général de l'expérience R 704

Notons que tout ce domaine d'énergie est situé en dessous de l'énergie de transition des ISR qui est de 8.2 GeV. Pour cette expérience, le fonctionnement des ISR est donc non conventionnel : des tests ont montré que ce type de fonctionnement ne posait pas de problème particulier. Enfin, pendant l'expérience, on réalise un balayage en énergie, autour de l'énergie moyenne, par pas de quelques MeV. Notons que dans l'anneau les paquets d'antiprotons s'étalent très vite pour former un faisceau continu.

Les antiprotons rencontrent, à chaque tour (une fois toutes les 3 μ s) un jet moléculaire d'hydrogène, installé dans une section droite de l'anneau proche de l'intersection I7 des ISR (voir Figure I.8). Ce jet a été mis au point à l'Université de Gênes, puis installé sur l'anneau grâce à la collaboration de la division des ISR du CERN. Il fournit un faisceau intense ($\approx 10^{21}$ /sr.s) ce qui correspond à une épaisseur de cible traversée par les antiprotons de 1.75×10^{-10} g/cm². Des cibles à jet gazeux d'hydrogène ont déjà été utilisées sur des accélérateurs de haute énergie, notamment à FERMILAB [11] pour l'étude de la diffusion p-p à très petit angle. C'est toutefois la première fois qu'un tel dispositif est installé sur un anneau de collision, où le vide est beaucoup plus poussé (10^{-11} torr en moyenne dans les ISR).

Afin de maintenir un vide suffisant dans l'anneau, un système de pompage à plusieurs étages est installé dans la zone du jet. D'autre part, le faisceau $\bar{p}$ a tendance à s'élargir par suite des interactions avec les protons du jet. Cet effet est compensé par le système de refroidissement stochastique installé dans l'anneau des ISR, qui agit dans le plan radial et le plan transverse. De plus ce système agit sur la quantité de mouvement, permettant ainsi d'améliorer la résolution en quantité de mouvement du faisceau d'antiprotons.

La luminosité annoncée dans la proposition d'expérience était : $L \approx 10^{31}$ cm⁻²s⁻¹ correspondant à un faisceau d'antiprotons de 15 mA ($3 \cdot 10^{11}$ protons stockés dans l'anneau) et un jet moléculaire d'"épaisseur" $1,75 \times 10^{-10}$ g/cm². La résolution prévue en quantité de mouvement du faisceau d'antiprotons était $\frac{\Delta P}{P} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$. La figure I.9 montre la résolution en masse qui en résulte (pour $\frac{\Delta P}{P} = 10^{-3}$).

Depuis des tests ont été faits notamment en mai 1983, dans les conditions de l'expérience, avec un faisceau d'antiprotons d'intensité réduite (0,25 mA):

- Le jet moléculaire fonctionne normalement, avec la densité prévue.

- La résolution en quantité de mouvement du faisceau d'antiprotons, le système de refroidissement étant en fonctionnement, était à mi-hauteur de 5 MeV à une énergie de 4,06 GeV, soit :

$$\frac{\Delta P}{P} \text{ (FWHM)} \approx 10^{-3}$$

résolution meilleure que la résolution prévue.

- Compte tenu du nombre d'antiprotons stockés actuellement par jour dans l'anneau d'accumulation, on peut espérer travailler lors des mesures définitives, avec un

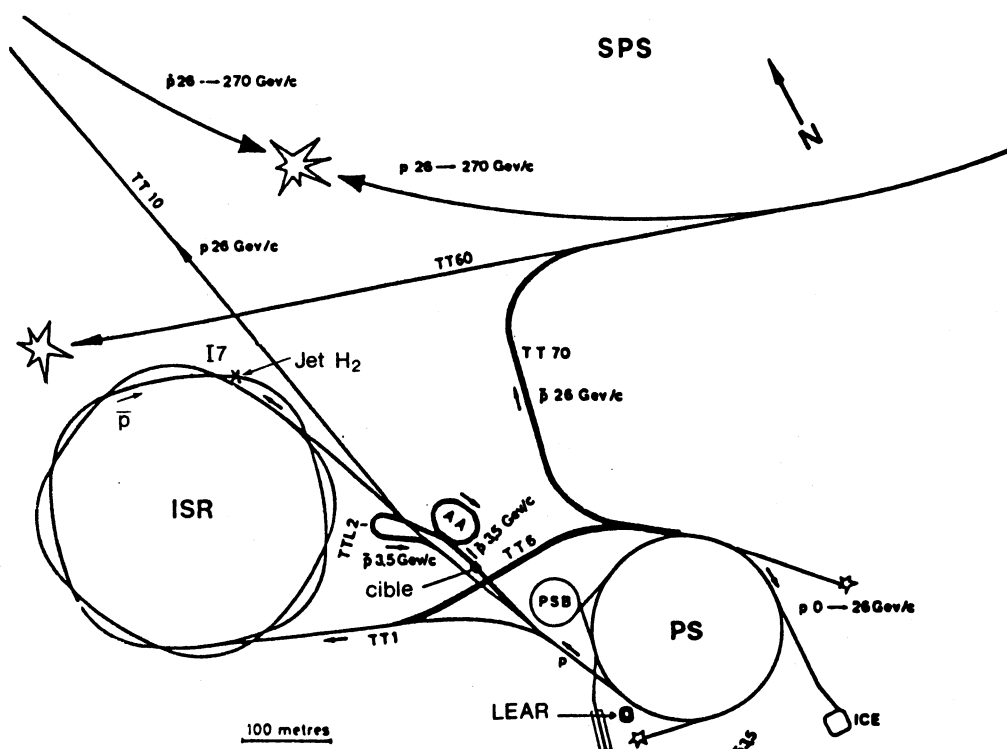


Fig. I.8 : Système d'accumulation des antiprotons au CERN et de distribution aux divers accélérateurs.

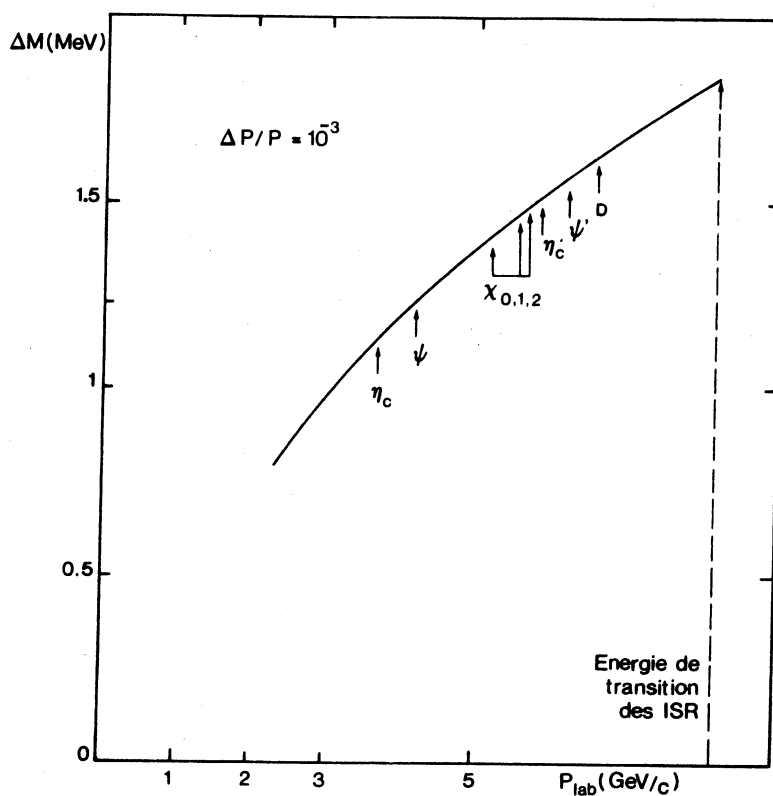


Fig. I.9 : Résolution en masse ΔM en fonction de l'énergie du faisceau pour $\frac{\Delta P}{P} = 10^{-3}$.

(Voir appendice)

faisceau de 8 à 10 mA, c'est à dire avec une luminosité $L = 5 \text{ à } 7 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à comparer à la luminosité prévue $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

2. Moniteur de luminosité :

La luminosité est mesurée en permanence en cours d'expérience à partir de l'étude de la diffusion élastique $p\bar{p}$ à petit angle ; les protons de recul de la diffusion élastique $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ de faible énergie (quelques Mev) sont détectés au moyen de 8 détecteurs semi-conducteurs au silicium de différentes épaisseurs : 6 sont situés à l'intérieur même de la chambre à vide des ISR pour la détection des protons de recul de faible énergie entre 1 et 8 Mev, les deux autres sont placés à l'extérieur, derrière une fenêtre mince pour la détection des protons de 8 à 30 Mev. Suivant leur épaisseur, la résolution de ces détecteurs solides^[13] va de 20 Kev (pour les plus minces) à 50 Kev environ (pour les plus épais).

Le dispositif expérimental (Fig.I.10) est tel que l'acceptance géométrique des détecteurs est peu sensible à toute variation de la forme de la région d'intersection faisceau-jet ce qui est primordial. En outre, les particules qui résultent des interactions avec la tuyère du jet d'hydrogène ne sont pas détectées.

Les premiers tests réalisés en mai 83 se sont révélés très satisfaisants, le bruit de fond dans les détecteurs étant négligeable et les mesures de luminosité suivant convenablement les fluctuations du jet.

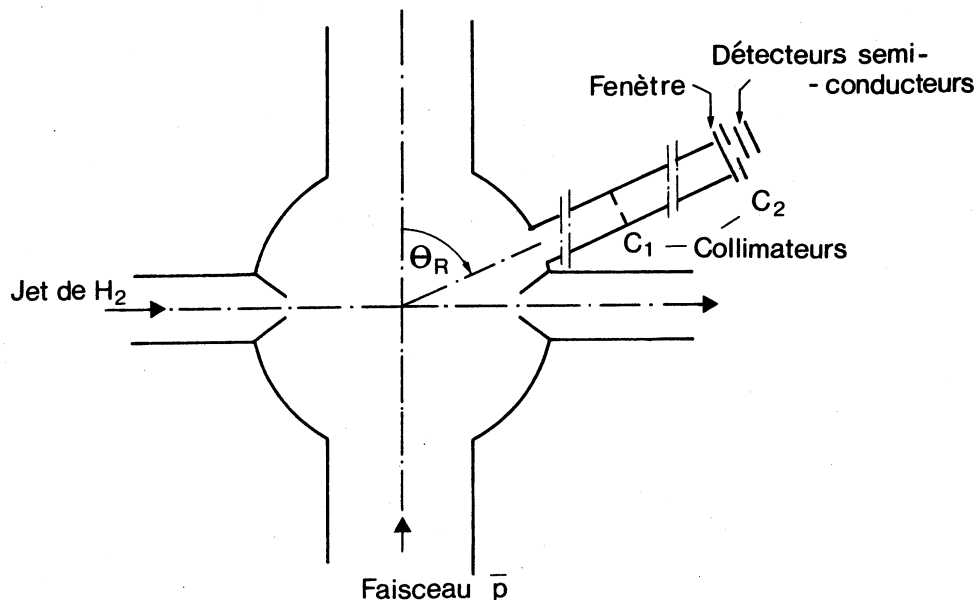


Fig. I.10 : Schéma du moniteur de luminosité.

a) Taux de comptage :

Le taux de comptage de la réaction :

$$p + \bar{p} \rightarrow X \rightarrow \text{état final (f)}$$

est proportionnel au rapport d'embranchement de l'état X d'une part en $p\bar{p}$, d'autre part de l'état final (f) observé (e^+e^- , $\phi\gamma$, $\gamma\gamma$). Enfin, compte tenu du fait que le taux de comptage dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse et de la largeur de la résonance étudiée, on peut définir une section efficace au sommet de la résonance σ_{pic} et une section efficace moyenne ou effective σ_{eff} (voir appendice).

En ce qui concerne le rapport d'embranchement en $p\bar{p}$, seul celui du ϕ a été mesuré ($2,1 \times 10^{-3}$). Nous avons supposé pour calculer les taux de comptage du tableau I.3 la même valeur $2 \cdot 10^{-3}$ pour les autres résonances χ , η_c , η'_c ...

Quant aux rapports d'embranchement dans l'état final, certains ont été mesurés (ils sont soulignés dans le tableau I.3), pour les autres nous avons utilisé les prédictions théoriques [10].

Le tableau I.3 donne la valeur des différents taux de comptage attendus avec ces hypothèses, compte tenu de l'acceptance géométrique de l'appareillage qui dépend elle-même des conditions de déclenchement imposées, suivant que l'état final est à 2 corps ($\gamma\gamma$ ou $\gamma\phi$ inclusif) ou à 3 corps ($\gamma\phi \rightarrow \gamma e^+e^-$).

b) Le bruit de fond :

La source principale de bruit de fond provient des réactions de production de π^0 dont les sections efficaces sont très élevées :

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \quad \sigma_{\text{tot}} = 2\mu \text{ b}$$

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad \sigma_{\text{tot}} = 50\mu \text{ b}$$

$$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \quad \sigma_{\text{tot}} = 200\mu \text{ b}$$

Ces sections efficaces sont à comparer aux sections efficaces de quelques nb que l'on veut observer.

Le niveau de bruit de fond a été évalué par simulation Monte Carlo à partir des réactions de production de π^0 en supposant une efficacité de détection des γ de 95 % pour E_γ supérieure à 100 Mev, de 50 % pour E_γ comprise entre 50 et 100 Mev et 0 % pour E_γ inférieure à 50 Mev.

Ces résultats sont résumés dans le tableau I.3.

Réaction	Rapport d'embranchement dans l'état final a)	Acceptance	Nb d'évènements par jour $L = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Signal/bruit
$p\bar{p} \rightarrow \psi \rightarrow e^+e^-$	7×10^{-2}	0.13	923	> 20
$p\bar{p} \rightarrow \chi_1 \rightarrow \gamma\psi$ inclusif		0.13	200	9
$p\bar{p} \rightarrow \chi_1 \rightarrow \gamma\psi$ exclusif $\rightarrow e^+e^-$	2×10^{-2}	0.06	84	20
$p\bar{p} \rightarrow \chi_2 \rightarrow \gamma\psi$ inclusif		0.13	384	15
$p\bar{p} \rightarrow \chi_2 \rightarrow \gamma\psi$ exclusif $\rightarrow e^+e^-$	1×10^{-2}	0.06	154	> 20
$p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma$	$1,4 \times 10^{-3}$	0.13	285	0.3
$p\bar{p} \rightarrow \eta'_c \rightarrow \gamma\gamma$	$1,3 \times 10^{-3}$	0.13	115	0.6

Tableau I-3: Taux de comptage prévus et bruit de fond évalué.

a) Voir référence [10] quand ce n'est pas mesuré.

3. Les détecteurs :

Ils sont destinés à la détection des électrons et des photons. L'appareillage est constitué de deux bras de détection identiques, situés de part et d'autre du tube de l'anneau N°2 des ISR, couvrant la plage angulaire dans le laboratoire :

$$17^\circ < \theta < 66^\circ$$

$$-22^\circ < \phi < 22^\circ$$

chacun des bras comprend deux parties : un détecteur de particules chargées et un calorimètre électromagnétique. Un système de "Veto" est placé près de la cible, il couvre l'angle solide extérieur des 2 bras et permet la détection des particules chargées et neutres.

a) Les détecteurs de particules chargées :

Ils sont constitués de chambres proportionnelles CH11 ou CH21 (constituées de trois plans XYU, avec un interfil de 1 mm) et CH12 ou CH22 (constituées de quatre plans XYV, avec un interfil de 2 mm) qui permettent de reconstruire les traces. Les scintillateurs S_1 ou S_2 servent au déclenchement de l'électronique, de même que les hodoscopes H11 et H12 ou H21 et H22 qui permettent en outre d'imposer une contrainte géométrique entre les deux bras.

Enfin des compteurs Cerenkov à gaz rempli de fréon à la pression atmosphérique d'indice $n = 1,007$ avec trois phototubes RCA 8854 associés permettant d'obtenir une bonne séparation entre les électrons et les pions dans la plage d'énergie étudiée (le seuil de détection des pions est de 3,65 GeV). Des mesures sur un faisceau test d'électrons et de pions ont confirmé le pouvoir de réjection des hadrons prévu 3×10^2 , soit un taux de réjection de 10^3 pour la détection de paires e^+e^- .

Des hodoscopes de scintillateurs, l'un pour les particules chargées, l'autre situé après le précalorimètre pour les γ , sont destinés au système de déclenchement en permettant d'imposer une contrainte géométrique, et de rejeter des événements ayant plus d'une trace de particules chargées dans chaque bras.

b) Les calorimètres électromagnétiques :

Chaque calorimètre est divisé en trois parties :

- Dans la première partie, le précalorimètre est constitué de sandwichs de feuilles de plomb et de scintillateurs (10 couches au total), d'épaisseur totale $4,7 X_0$. Les scintillateurs sont segmentés alternativement suivant deux directions orthogonales pour permettre une première mesure de position. Le rôle essentiel du précalorimètre est la conversion des γ et la mesure de l'énergie déposée. De plus il présente une bonne efficacité de détection pour les γ de basse énergie qui peuvent résulter de désintégrations asymétriques de π^0 .

- La seconde partie est composée d'un ensemble de 4 chambres proportionnelles à lecture cathodique, séparées par des feuilles de plomb de 1 mm d'épaisseur. Les plans cathodiques sont constitués de bandes de 8 mm, horizontales sur un plan, verticales sur l'autre.

Le rôle de ces chambres est de fournir une mesure précise de la position des γ (≤ 6 mm FWHM pour des γ de 1 GeV) avec une bonne efficacité de détection ($\approx 95\%$ à 1 GeV). La bonne résolution spatiale permet ainsi de séparer les γ provenant de désintégrations symétriques de π^0 .

- La troisième partie est constituée de 66 blocs de verre au plomb (verre F_2), de longueur $10 X_0$, de dimension $15 \times 15 \times 30 \text{ cm}^3$. Chaque bloc est vu par un photomultiplicateur EMI 9922KA. L'information du verre au plomb associée à l'information du précalorimètre donne une détermination de l'énergie du γ .

L'appareillage de détection est aussi compact que possible afin d'optimiser les mesures calorimétriques. Tout l'angle solide complémentaire à celui des deux bras de détection est couvert par des compteurs vetos pour détecter à la fois les particules chargées et les particules neutres (compteurs à sandwichs Plomb-scintillateur du même type que les précalorimètres).

Compte tenu des angles d'acceptance (en θ et ϕ) de chacun des deux bras, les détecteurs sont de forme trapézoïdale pour couvrir l'angle solide optimum tout en ayant un système de détection compact et peu encombrant, à l'exception des chambres analogiques qui sont rectangulaires pour des raisons de simplicité de construction.

III - PREMIERS TESTS DE L'ENSEMBLE DE L'APPAREILLAGE :

L'appareillage de l'expérience R704 a été installé aux ISR en automne 82. Après des tests en protons qui ont permis de faire les premiers réglages des détecteurs et de vérifier le bon fonctionnement du jet gazeux d'hydrogène, un test a eu lieu en mai 82 durant 3 jours, dans les conditions définitives de l'expérience, avec un faisceau d'antiprotons d'intensité réduite ($\approx 200 \mu\text{A}$ comparé à $15 \mu\text{A}$ dans la proposition). Avec la luminosité réduite ainsi obtenue, il n'était pas envisageable de faire varier par pas de quelques MeV l'énergie du faisceau d'antiprotons. Nous avons d'abord accumulé des données à une énergie (nominale de l'anneau) de 4,069 GeV, énergie d'excitation du ψ , où nous avons observé très rapidement un lot de 14 évènements dont 12 peuvent être attribués de manière indiscutable à la désintégration $\psi \rightarrow e^+e^-$.

La figure I.11 montre d'une manière claire la désintégration d'un ψ en e^+e^- , traversant les deux bras symétriques de l'appareillage [14]. Puis, après variation de l'énergie de l'anneau de 15 MeV, en dehors de la résonance ψ , nous n'avons observé aucun candidat de ce type.

L'appareillage de détection fonctionne donc de manière satisfaisante, du moins quant à la détection des paires e^+e^- . Dans ce cas le calorimètre joue un rôle secondaire. Son rôle deviendra plus important pour l'étude des χ ($\chi \rightarrow e^+e^-\gamma$) et évidemment sera prépondérant pour l'étude des états η_c et η'_c (en $\gamma\gamma$). De plus, ce premier test montre que l'énergie nominale du faisceau dans l'anneau est connue avec une grande précision ($\Delta P/p < 10^{-4}$)

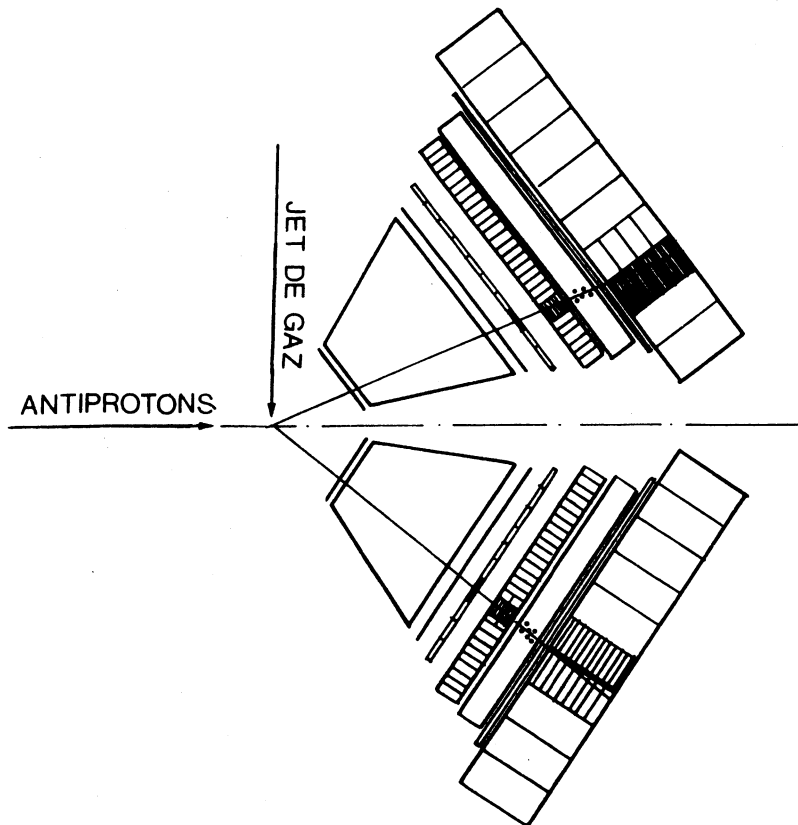


Fig. I.11 : Exemple d'évènements $\psi \rightarrow e^+e^-$ dans les deux bras de l'appareillage.

REFERENCES

- [1] C.BAGLIN et al.
PROPOSAL CERN/ISR C/ 80-14
ISR C/P 106 (1980)
- [2] I.M.HIMEL et al.
Phys.Rev.Lett. 44(1980) 920
- [3] W.KOLLMANN
Phys.Rev.Lett. 45(1980) 1150
- [4] D.ANTREASYAN
Phys.Rev.Lett. 48 (1982) 70
- [5] B.H.WUCK
Modern Physics 86 (1978) 499
- [6] E.D.BLOOM,
SLAC, PUB 2425 (1979)
- [7] J.D.JACKSON,
Phys.Lett. 87B (1979) 106
- [8] T.APPELQUIST et al
Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 365
- [9] A.BILLOIRE
Phys.Lett. 76B (1978) 499
- [10] T.APPELQUIST et al.
Annual Rev. of Nuclear and Particle Science, 28 (1978) 387
- [11] D.GROSS
Phys.Rev.Lett. 41 (1978) 217
- [12] DALPIAZ, V.GRACO and M.MACRI
CERN/ISR/79-23 (1979)
- [13] Thèse de 3ème cycle de N.DAYYOUNG, Lyon, (à paraître)
- [14] Bulletin du CERN N° 23/83.

C H A P I T R E I I

RAPPEL SUR LES GERBES ELECTROMAGNETIQUES
DESCRIPTION ET TESTS DU PRECALORIMETREI - PROPRIETES DES GERBES ELECTROMAGNETIQUES1. Introduction :

Un calorimètre est un détecteur où une particule de haute énergie est totalement absorbée dans la matière. On distingue deux types de calorimètres, les calorimètres électromagnétiques destinés à la détection des électrons $e^\pm$ et des photons et les calorimètres hadroniques destinés à la détection des hadrons.

Dans un calorimètre, la particule incidente de haute énergie crée, par interaction électromagnétique ou forte, des particules secondaires, qui elles-mêmes subiront de nouveau de semblables interactions, tant qu'elles sont encore énergétiques et restent dans la matière : d'où le développement d'une gerbe, électromagnétique ou hadronique. Les particules chargées de la gerbe peuvent être directement détectées par ionisation ou excitation des atomes.

Le principal intérêt des calorimètres est de permettre la détection des particules neutres et des photons, avec possibilité de mesures d'énergie et de position.

Un autre intérêt apparaît à très haute énergie, qui concerne la précision qu'on peut obtenir sur la mesure de l'énergie. En effet le nombre de particules secondaires dans une gerbe croît proportionnellement avec l'énergie incidente E . Les processus de création de secondaires étant statistiques, la résolution en énergie donnée par un calorimètre varie donc comme $\frac{1}{\sqrt{E}}$.

Dans cette expérience, on utilise un calorimètre électromagnétique qui est destiné à détecter les photons γ (avec mesure de leur énergie et de leur position) et à mesurer l'énergie d'électrons et de positrons jusqu'à ≈ 5 Gev, car l'appareillage ne comporte pas de champ magnétique.

2. Les caractéristiques de la gerbe électromagnétique :

Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) et la production de

paires e^+e^- sont les processus dominants d'interaction des électrons et des photons de haute énergie, les interactions nucléaires jouant un rôle négligeable. Au delà de 1 GeV, les sections efficaces de ces processus deviennent indépendantes de l'énergie des particules incidentes. Elles sont exprimées en unité de longueur de radiation X_0 . Dans un matériau (A,Z), en approximation de Born :

$$X_0(\text{g/cm}^2) \approx 716 \frac{A}{Z^2} \ln(183 Z^{-1/3})$$

Pour un matériau composé, la longueur de radiation est calculée comme :

$$1/X_0 = \sum_i W(i) / X_0(i)$$

où $X_0(i)$ et $W(i)$ sont respectivement la longueur de radiation et la fraction en poids du composé i .

a) Développement longitudinal :

Quand un électron ou un photon traverse la matière, il interagit en moyenne avec un atome après avoir parcouru une distance dite "libre parcours moyen". Les produits de réaction qui sont de nouveau des électrons ou un électron et un photon interagissent tout de suite et le nombre de particules secondaires croît. A une certaine profondeur, après plusieurs interactions et multiplications, la gerbe atteint son maximum et l'énergie des particules secondaires devient plus faible : les pertes par ionisation et par effet Compton deviennent importantes pour les électrons et les photons respectivement, alors la gerbe s'affaiblit lentement. Ce changement de l'intensité relative des processus d'interaction est caractérisé par l'énergie critique E_c qui dépend du matériau. E_c est l'énergie d'un électron pour laquelle les pertes par radiation et les pertes par collision et ionisation sont du même ordre.

Le développement des gerbes électromagnétiques a été largement étudié :

- à partir de calculs analytiques fondés sur certaines approximations^[5]
- à partir de calculs de simulations Monte Carlo.
- expérimentalement.

La figure II.1 donne le nombre de particules secondaires^[1] des électrons et positrons produits au cours d'une cascade électromagnétique en fonction de la profondeur d'un absorbeur en plomb pour diverses énergies incidentes de 1 GeV à 10 GeV. Les courbes ont été mesurées expérimentalement.

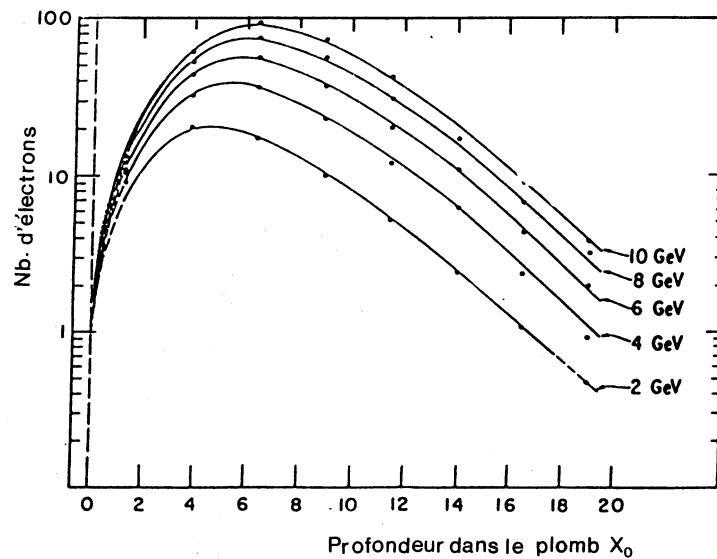


Fig.II.1 : Profils de gerbes dans une cascade électromagnétique [1]
 en fonction de la profondeur de l'absorbeur en plomb,
 pour différentes énergies incidentes (de 2 à 10 GeV)
 mesurées expérimentalement.

On peut déduire de ces études les paramétrisations suivantes concernant le maximum de la gerbe et son atténuation :

- la position du maximum $t_{\max}$ varie avec l'énergie comme :

$$t_{\max} \approx X_0 (\ln E/E_c - \alpha)$$

$\alpha = 1$ pour l'électron

$\alpha = 0.5$ pour le photon

$E_c = 0.55/Z$ en GeV.

E : en GeV

- la décroissance lente de la gerbe après le maximum peut s'exprimer comme $\exp(-t/\lambda_{\text{att}})$, par introduction de la longueur d'atténuation longitudinale λ_{att} .

Une mesure usuelle de la profondeur longitudinale totale d'absorption peut être écrite sous la forme :

$$L \approx t_{\max} + 4 \lambda_{\text{att}}$$

Expérimentalement, L peut être estimée comme étant la profondeur où l'énergie totale détectée commence à se saturer pour un électron incident lorsque l'épaisseur du calorimètre croît (voir Fig.II.3)

La figure II.2 montre la caractéristique longitudinale [2] du

dépôt d'énergie d'un électron incident de 6 GeV dans différents absorbeurs, on voit la concordance entre les mesures (courbes en traits continus) et les prédictions du calcul de Monte Carlo (histogramme).

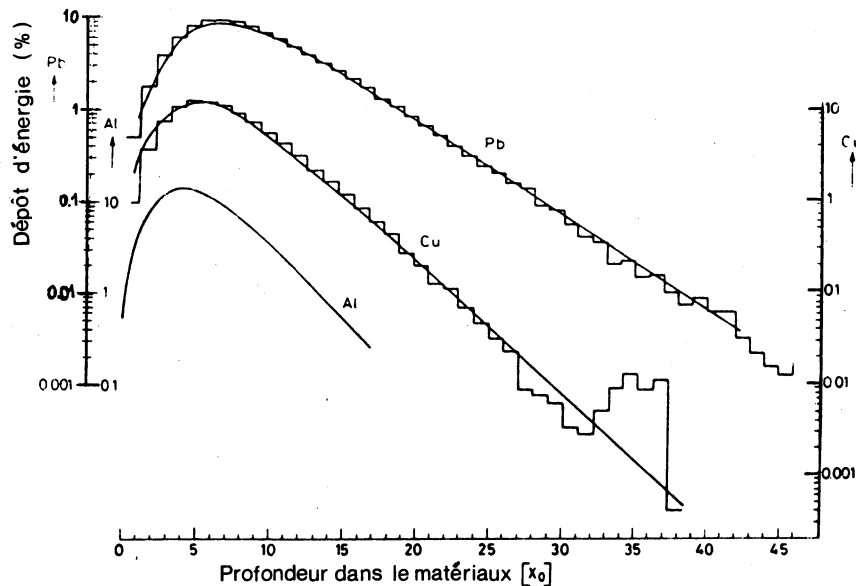


Fig.II.2 : Distribution longitudinale du dépôt d'énergie^[2] d'un électron de 6 GeV dans différents absorbeurs ; les mesures sont données par les courbes en traits continus et les prédictions de Monte Carlo par des histogrammes.

- La longueur moyenne de la trace totale des particules chargées $e^{\pm} < S(E, \epsilon) >$ et sa fluctuation ΔS sont des quantités importantes pour la calorimétrie du fait de sa relation avec l'énergie de la particule incidente :

$$< S(E, \epsilon) > \propto E$$

$S(E, \epsilon)$ correspondant à l'intégrale de la courbe donnant le développement de la gerbe (Figure II.1) et ϵ est l'énergie de coupure.

C'est cette relation qui rend possible les mesures d'énergie en calorimétrie, du moins de manière relative. La détermination absolue de l'énergie suppose une calibration préalable.

La différence importante entre la gerbe électromagnétique et hadronique est l'extension longitudinale, comme cela est montré dans la figure II.3^[3]

les gerbes initiées par des électrons de 15 GeV sont complètement absorbées dans moins de 200 g/cm² dans le tungstène; par contre les gerbes produites par des pions de même énergie que les électrons sont absorbées dans une profondeur d'environ 800g/cm² du même métal. Comme résultat un calorimètre électromagnétique est beaucoup plus réduit, et inefficace pour les gerbes hadroniques.

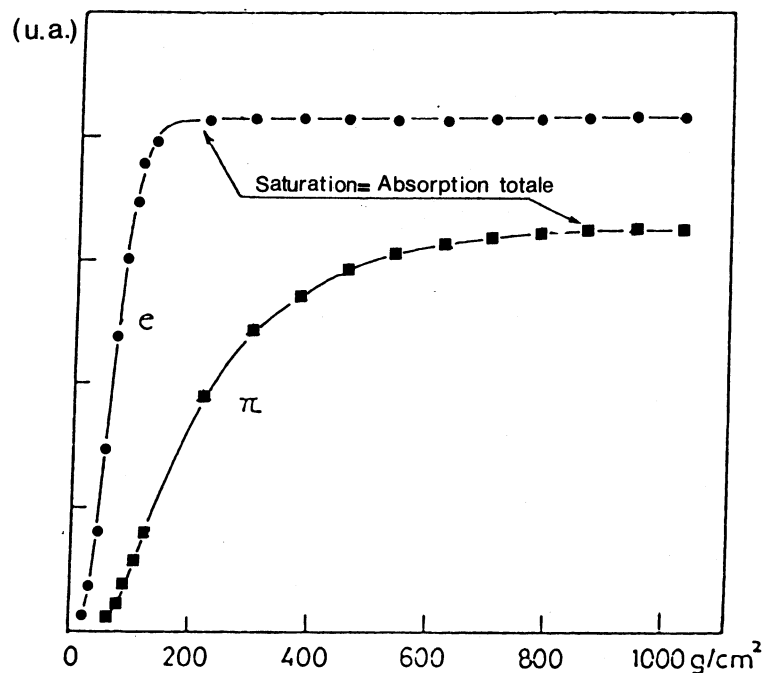


Fig.II.3 : Saturation de l'extension longitudinale^[3]
de la gerbe créée par un électron et un pion de
15 GeV dans le tungstène (w).

b) Le développement latéral :

Le développement latéral d'une gerbe électromagnétique est déterminé par les diffusions multiples d'électrons de basse énergie. Les dimensions latérales sont caractérisées par l'énergie critique et la longueur de radiation du matériau. L'unité usuelle est l'unité Molière R_M définie par :

$$R_M = X_0 \cdot \frac{21 \text{ (MeV)}}{E_c \text{ (MeV)}}$$

Approximativement 90 % de l'énergie totale de la gerbe est contenue dans un cylindre de rayon $1 R_M$ et 99,9 % dans un cylindre de rayon $7 R_M$. Les dimensions latérales sont indépendantes de l'énergie incidente.

Le tableau II.1 donne les R_M pour divers matériaux

matériau	R_M (cm)
Al	4.8
Fe	1.8
Cu	1.6
Sn	2.2
W	0.9
Pb	1.6

Tableau II.1 : valeurs des R_M pour différents matériaux

La figure II.4 ^[3] montre le développement latéral de la gerbe créée par un électron de 6 GeV dans le cuivre, le plomb et l'aluminium.

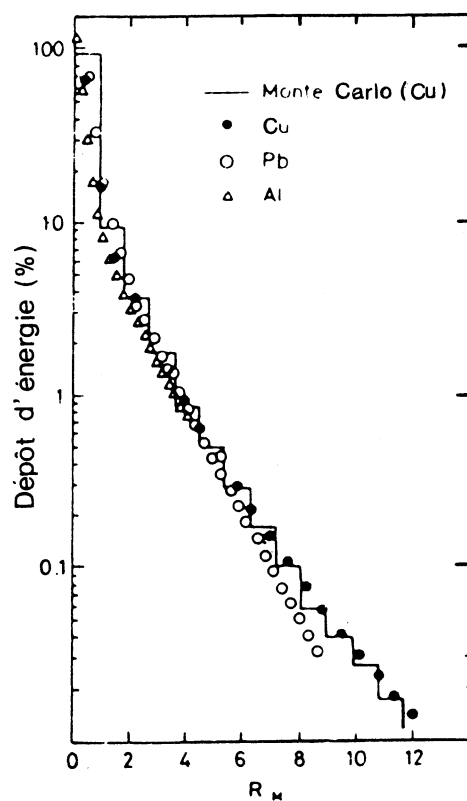


Fig.II.4 : Distribution latérale du dépôt d'énergie ^[3]
d'un électron de 6 GeV dans différents absorbeurs,
le cuivre, le plomb et l'aluminium.

3. Performances des détecteurs de gerbes électromagnétiques :

a) Détecteurs homogènes :

Ils combinent en une seule substance les fonctions "passive " d'absorption de particules et "active" de détection. En pratique, la préférence est donnée aux matériaux de faible longueur de radiation.

Le tableau II.2 donne les propriétés des deux détecteurs les plus fréquemment utilisés : le verre au plomb (par effet Cherenkov) et le Na I (Tl) (par scintillation).

propriétés physiques	verre au plomb (55% PbO, 45% SiO ₂)	NaI (Tl)
X_0 (cm)	2.36	2.60
ρ (g cm ⁻³)	4.08	3.67
indice de réfraction	1.67	1.78
E_c MeV	15.8	12.5
résolution $\sigma(E)/E$	5% / $\sqrt{E}$ (GeV)	$\geq 1-5\%$ / $E^{1/4}$ (GeV)

Tableau II.2 : Propriétés des détecteurs homogènes

b) Détecteurs non homogènes :

Dans ce cas les fonctions passive d'absorption et active de détection sont séparées. Ceci permet de faire le choix du matériau d'absorption et d'avoir une certaine aisance dans le traitement du signal. Le détecteur est construit en sandwichs en alternant une feuille d'absorbeur, par exemple le plomb, suivie d'une feuille du matériau "actif" comme le scintillateur. Dans de tels détecteurs, seule une fraction de l'énergie de la gerbe absorbée dans le scintillateur est mesurée. La résolution en énergie de ces détecteurs non homogènes varie avec ΔE (énergie perdue dans une tranche du matériau actif) comme :

$$\sigma(E) / E \propto \frac{[\Delta E \text{ (MeV)}]^{1/2}}{[E \text{ (GeV)}]^{1/2}}$$

La résolution dépend aussi des dimensions du calorimètre, de l'absorbeur et de son épaisseur.

[4]

La figure II.5 montre la dépendance de la résolution en énergie en fonction de ΔE pour des électrons incidents.

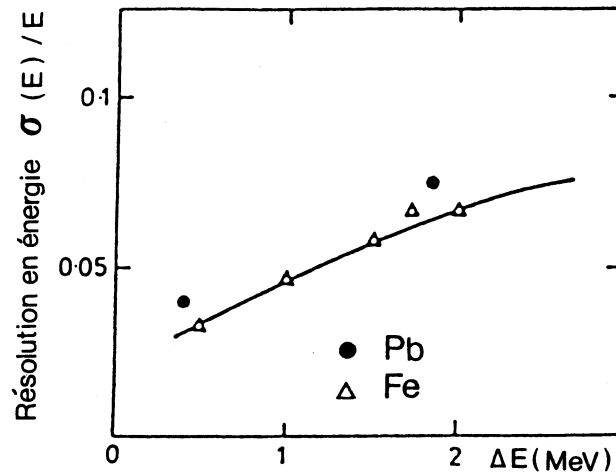


Fig. II.5 : Résolution en énergie d'un détecteur non homogène en fonction de l'énergie d'échantillonnage ΔE . La courbe est calculée à partir du modèle analytique simple de Rossi^[5], approximation B.

II - DESCRIPTIONS DES PRECALORIMETRES :

Les deux précalorimètres, bras 1 construit à LYON et bras 2 à Turin sont identiques et symétriques. Ils sont constitués de scintillateurs NE 110 et de feuilles de plomb.

1. Structure :

Chacun des précalorimètres est constitué de 10 couches de scintillateur NE 110 de 5 mm d'épaisseur, séparées par des plaques de plomb (à 2 % d'antimoine pour le rigidifier) de 2,5 mm ($0.5 X_0$). La première plaque de plomb (face d'entrée du calorimètre) est remplacée par une plaque de fer de 2 cm ($0.5 X_0$) qui sert de support à l'ensemble (voir figure II.6 et Photo II.1)

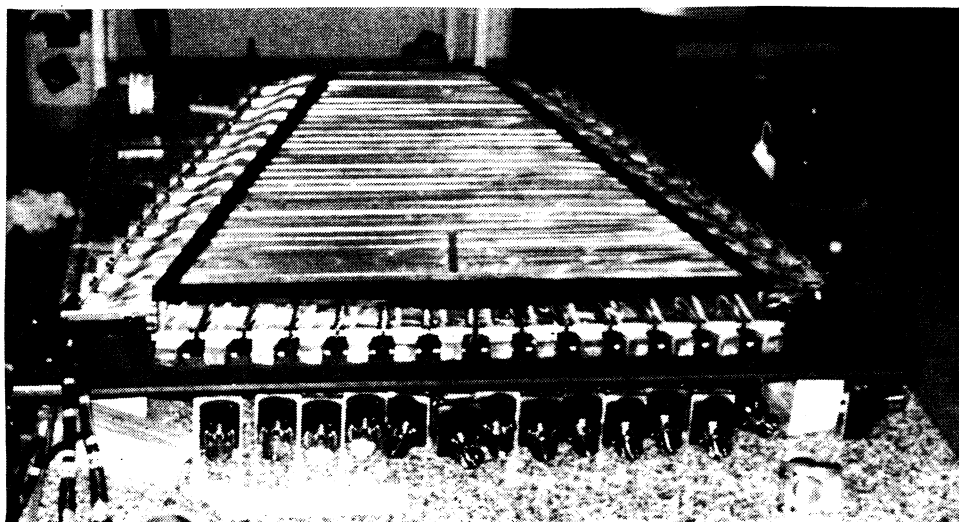


Photo II.1 : Précalorimètre avant la fermeture

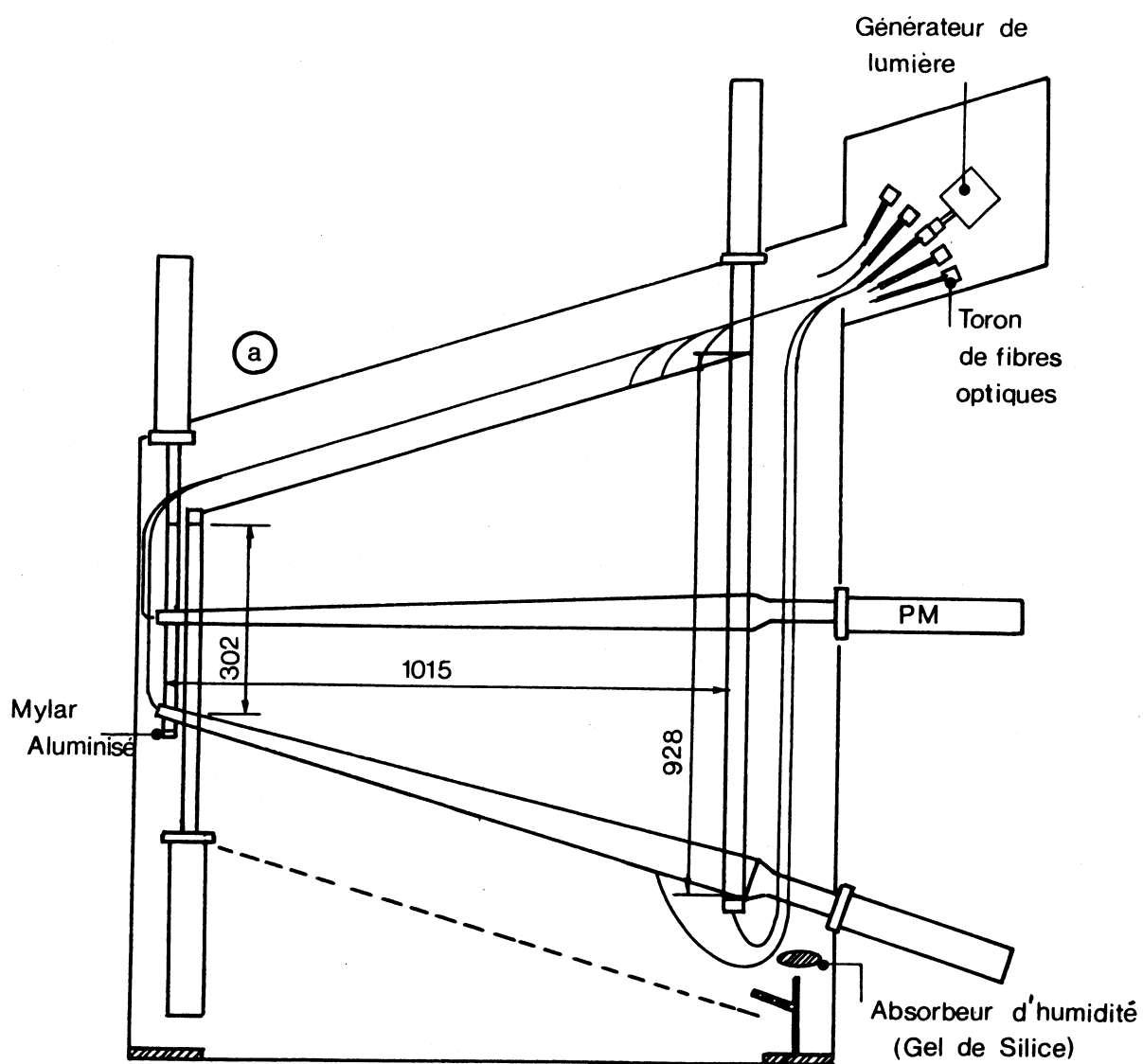


Fig.II.6.a): Structure du précalorimètre, vue de face.

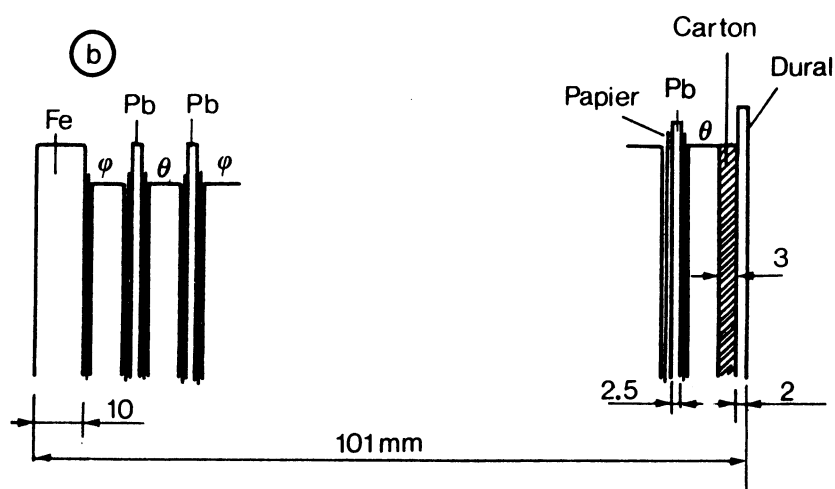


Fig.II.6.b): Structure du précalorimètre, vue de profil

2. Résolution angulaire :

Les couches de scintillateur sont segmentées alternativement suivant deux directions orthogonales : cinq couches sont constituées de 29 scintillateurs verticaux (TETA) de forme rectangulaire, de largeur 35 mm, de longueur variable (voir Fig.II.7) , les cinq autres couches intercallées avec les précédentes, sont formées de 14 scintillateurs horizontaux (PHI) de forme trapézoïdale quasiment identiques (Voir tableau II.3, Fig.II.8)

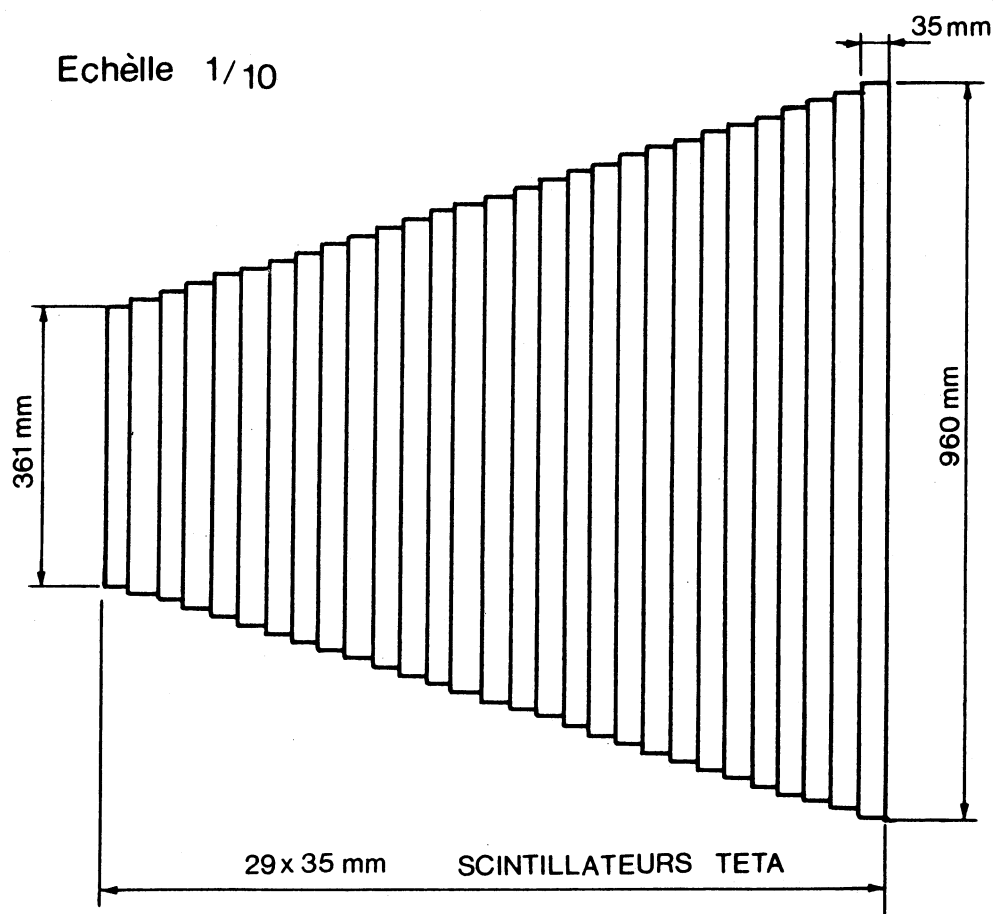


Fig.II.7 : segmentation des scintillateurs TETA

Nombre	L(mm)	H(mm)	h(mm)	Angle α
10	1069,3	65,6	20,8	2°24'
10	1055,7	"	20,9	2°25'
10	1044	"	20,9	2°27'
10	1034,3	"	21	2°28'
10	1026,6	"	21	2°29'
10	1020,8	"	21	2°30'
10	1016,9	"	21,1	2°31'

Tableau II.3 : Nombre de lamelles constituant un bras et leurs dimensions.

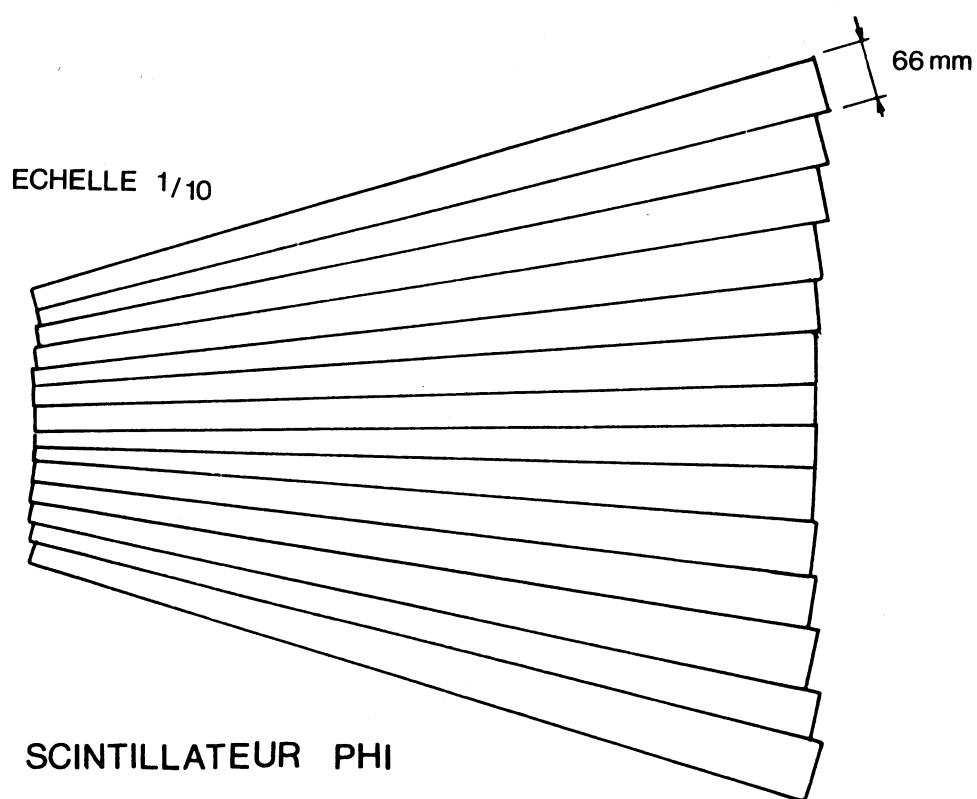


Fig.II.8 : segmentation des scintillateurs PHI

Cette segmentation donne une résolution en θ et φ sensiblement constante dans toute l'acceptance :

$$\Delta\theta \approx 31 \text{ mrd}$$

$$\Delta\varphi \approx 64 \text{ mrd}$$

ce qui correspond pour la réaction $p\bar{p} \rightarrow \gamma\gamma$ à la résolution suivante $\Delta\theta^*$ dans le centre de masse :

résolution	E = 3.6 GeV (η_c)	E = 5.9 GeV (η_c')
$\Delta\theta^*_{18^\circ}$	74 mrd	86 mrd
$\Delta\theta^*_{66^\circ}$	28 mrd	25 mrd

Les dimensions de cellules TETA et PHI ont été fixées dans le but de permettre de séparer les deux γ de désintégration d'un π^0 . En effet l'angle minimum de désintégration d'un π^0 de 4 GeV est de 70 mrd.

3. Collection de la lumière :

a) Choix du scintillateur :

La lumière créée dans le scintillateur par les particules qui le traversent est collectée d'un seul côté et dirigée vers la photocathode d'un photomultiplicateur.

Etant donné la longueur des compteurs (1m pour les scintillateurs PHI), le choix d'un scintillateur de haut pouvoir de scintillation et surtout de faible atténuation s'imposait afin de limiter les variations de réponse en fonction de la position du point d'impact le long du scintillateur. D'où le choix du NE110 en raison de son pouvoir de scintillation et de sa longueur d'atténuation (entre 3 et 4 m) à comparer avec les scintillateurs acryliques qui sont meilleur marché mais de longueur d'atténuation beaucoup plus courte.

En fait, seule une partie de la lumière créée dans le scintillateur arrive directement sur la photocathode, la fraction restante arrive après de multiples réflexions et diffusions sur les faces des scintillateurs.

Pour les scintillateurs rectangulaires (d'indice de réfraction supérieur à 1,5), 23 % de la lumière créée dans le scintillateur reste piégée définitivement dans le matériau en raison des multiples réflexions totales internes. [6]

b) Revêtement des scintillateurs :

La lumière créée dans le scintillateur ne peut pas être entièrement collectée. Etant donné la faible épaisseur des scintillateurs (5 mm) comparée à leur

largeur, c'est la réflexion totale qui limite la lumière émise vers l'avant et collectée par la photocathode. On peut cependant espérer recueillir une partie de la lumière en arrière, suivant le type de revêtement des bords des scintillateurs opposés au photomultiplicateur. En effet nous avons fait des mesures qui ont montré qu'on augmentait la lumière recueillie de ~15% quand on plaçait une feuille d'aluminium contre cette face comparée à une feuille de papier blanc.

c) couplage scintillateur-photomultiplicateur :

Deux types d'éléments sont à coupler aux photocathodes (de surface utile de 43 mm), chacun constitué de 5 couches de 5 mm de scintillateur :

- Éléments TETA : longueur 35 mm
- Éléments PHI : largeur côté lecture de lumière 66 mm

Le couplage est réalisé par l'intermédiaire de conduits de lumière (voir Fig.II.9) en plexiglass (indice de réfraction $n = 1,4$). Les lames constituant ces guides sont :

- courbées, sauf la lame centrale.
- rectangulaires pour TETA.
- trapézoïdales pour PHI en se rétrécissant de 65 à 35 mm.

Ces guides sont collés aux scintillateurs à l'EASTMAN 310.

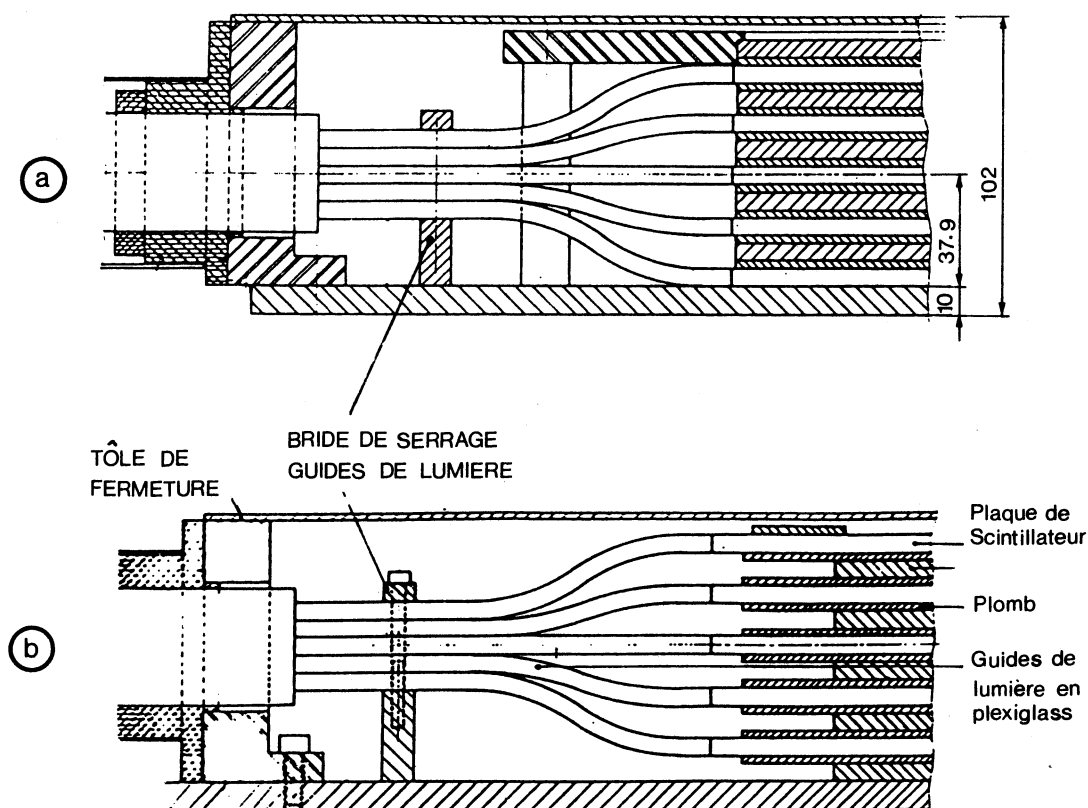


Fig.II.9 : Les guides de lumière en plexiglass

- a) pour les scintillateurs TETA
- b) pour les scintillateurs PHI

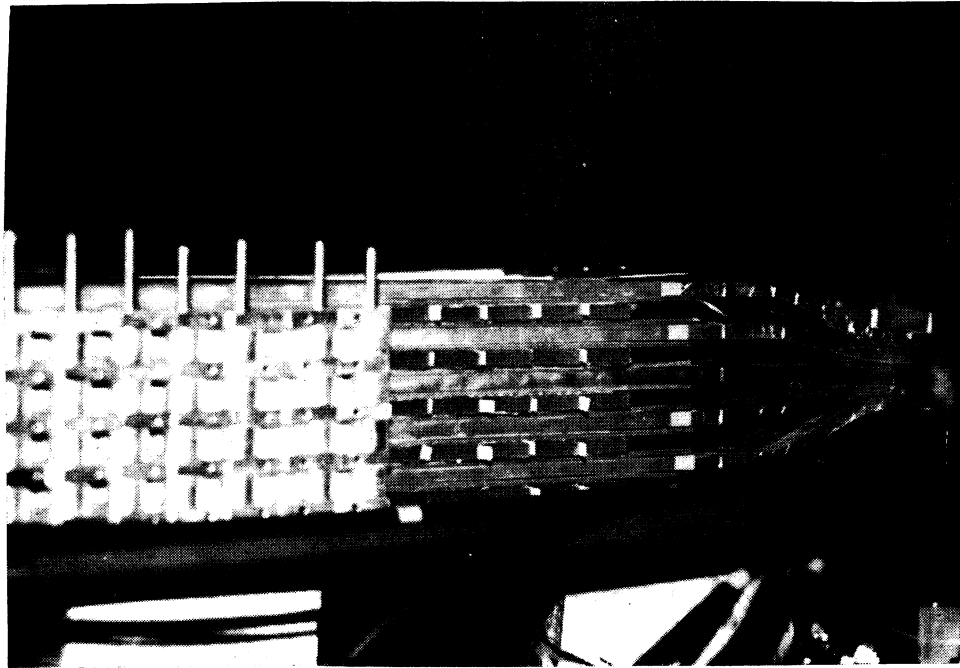


Photo II.2 : Vue transversale des guides de lumière d'un compteur PHI.

Un "rondin" de plexiglass est placé entre le guide et la photocathode pour homogénéiser la lumière. Nous avons fait des mesures avec une source ponctuelle (impulsion lumineuse guidée par une fibre optique placée au contact de la photocathode en un point variable) : elles ont montré en effet que la réponse du photomultiplicateur était très sensible à la position du point d'impact de l'impulsion lumineuse sur la photocathode (voir Fig.II.10)

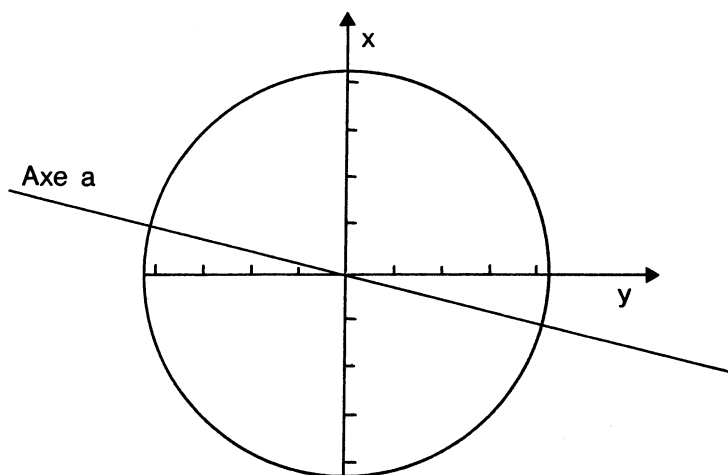


Fig.II.10 : Test d'homogénéité de réponse de photocathode (RTC 2232B)
a) Photocathode.

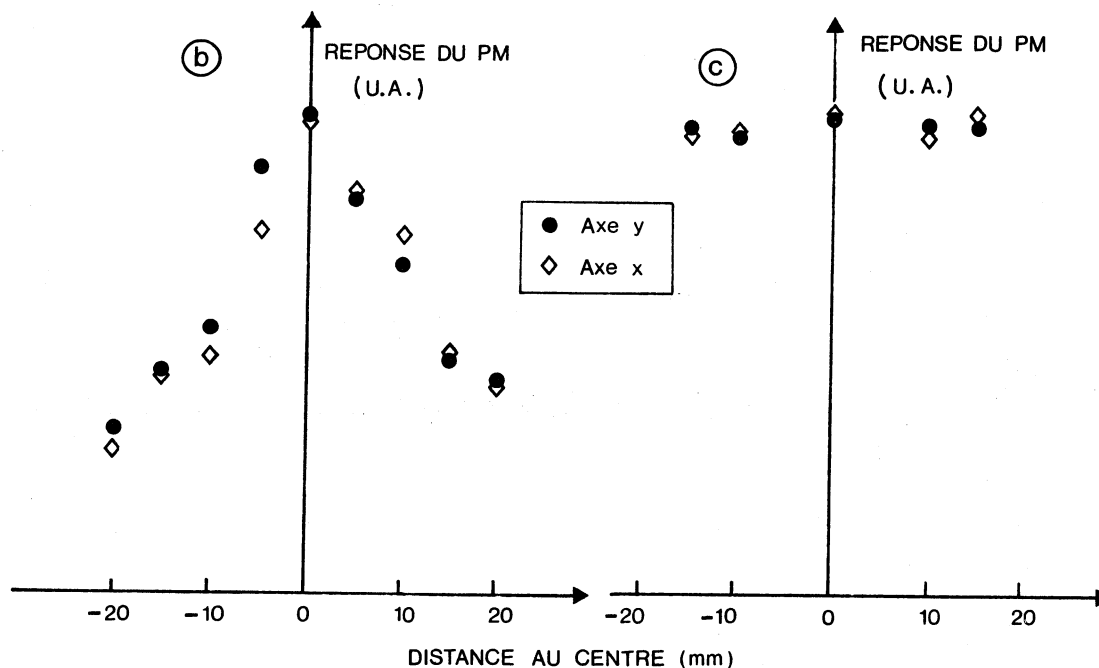


Fig. II.10 : b) Fibre optique directement au contact de la photocathode.

c) Avec un rondin intermédiaire de plexiglass de longueur 80 mm.

Ces guides ainsi que les rondins ont été travaillés au laboratoire, (polissage et mise en forme).

4. Montage :

Les différentes pièces ont été réalisées en laboratoire (LYON et TURIN) exceptés les scintillateurs qui ont été découpés à l'extérieur avec des outils au diamant [7], sans polissage ultérieur (moins cher), l'état de surface était excellent.

Pour le montage, chaque guide est collé préalablement au scintillateur et l'ensemble enveloppé de papier d'aluminium. Ensuite, la plaque de base (support) étant en position horizontale, les scintillateurs sont placés en "sandwich" avec des feuilles de plomb, et ils sont alternés en TETA et PHI (voir fig.II.11).

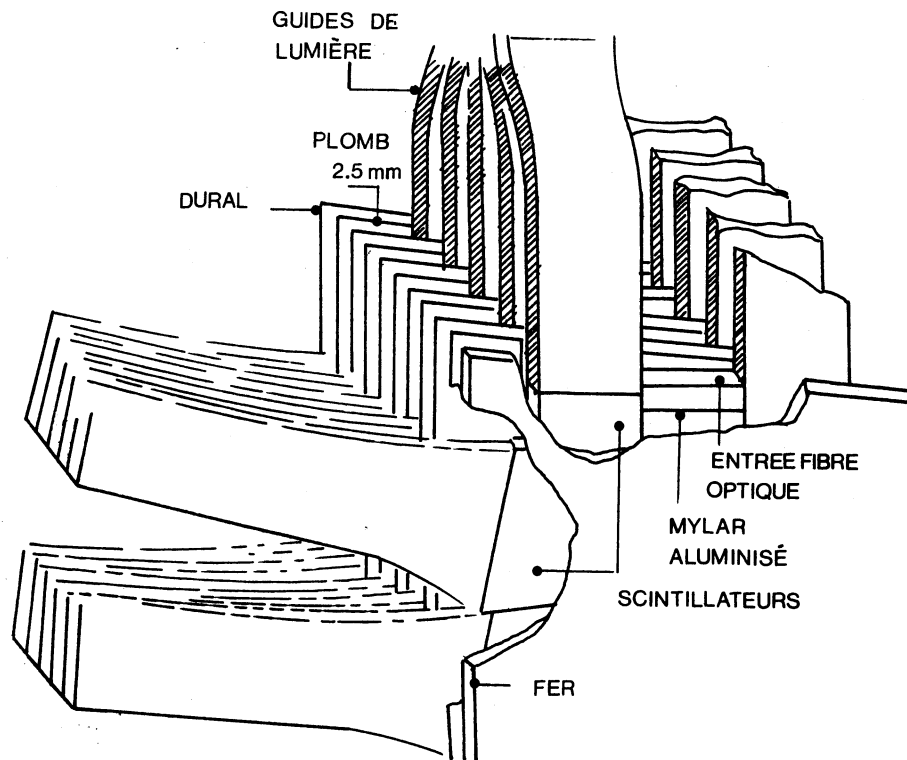


Fig.II.11 : Montage du précalorimètre

Chaque scintillateur est positionné de telle manière que l'extrémité du guide de plexiglass (5 x 35 mm) soit au contact du guide rond de plexiglass fixé sur la plaque support. Une calle réglable est alors placée contre l'autre extrémité, cette calle étant recouverte de mylar aluminisé pour assurer la réflexion de la lumière et percée d'un trou de diamètre 1 mm permettant le passage d'une fibre optique (Fig.II.12).

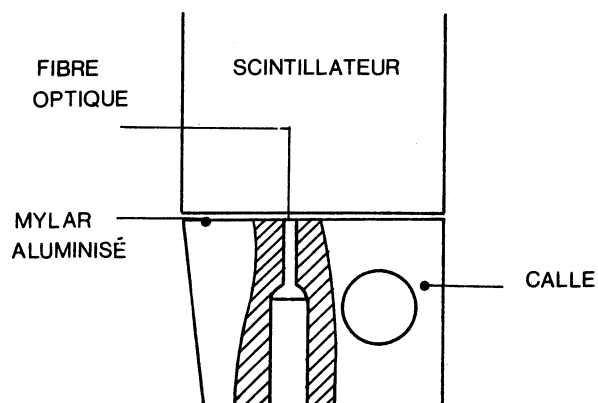


Fig.II.12 : Schéma d'une calle, permettant la réflexion de la lumière et le passage d'une fibre optique pour le monitoring.

L'empilage terminé, chaque élément de cinq guides est maintenu sur la plaque support par un collier de serrage. Le plomb est positionné et maintenu sur son pourtour par rapport à la plaque support à l'aide d'un ensemble de vis. L'ensemble est fermé par une plaque de dural d'épaisseur 3 mm (correspondant à la face de sortie des particules). Pour garantir l'étanchéité à la lumière extérieure, tous les interstices sont bouchés à l'aide d'une pâte opaque noire (silastène). Du gel a été déposé à l'intérieur du précalorimètre et du papier a été placé entre les couches des scintillateurs pour absorber l'humidité. Une fois le précalorimètre fermé, nous avons couplé les photomultiplicateurs aux guides de lumière, sans mettre de la graisse entre les lamelles et le guide et entre le guide rond et le photomultiplicateur. En fait, la graisse améliore la collection de la lumière (de l'ordre de 15 % à 20 % selon qu'elle est d'un seul côté ou des deux côtés du rondin) par rapport au contact sec, mais risque de couler avec la chaleur, modifiant ainsi le couplage optique au cours du temps.

Nous n'avons pas remarqué de déplacement des couches du précalorimètre lors du passage de la position horizontale à la position verticale qui sera sa position finale au cours de l'expérience.

5. Les photomultiplicateurs :

Nous utilisons 43 photomultiplicateurs RTC XP 2262 par précalorimètre; ce sont des tubes à réponse rapide, ayant 12 étages, et une photocathode bialcaline de 44 mm de diamètre.

En fait deux types de tubes de caractéristiques voisines (RTC X P2262 et EMI 9814B) ont été développés pour les applications en calorimétrie où l'on utilise un grand nombre de voies avec de bonnes performances en résolution temporelle et linéarité. Leur prix est voisin (~ 1000 FF) assez modique comparé aux modèles antérieurs de caractéristiques équivalentes. De plus ces tubes sont montés sur un type de base de bonne performance quant à la linéarité et la stabilité, et bon marché, qui a été développé au CERN (base type 4244), où les composantes sont noyées dans la résine. Ce type de base est maintenant disponible, son coût incluant le support en plastique et le blindage de μ -métal n'est que de ~ 350 FF. Il n'est pas utile de blinder nos photomultiplicateurs avec un blindage en fer, du fait qu'il n'y a pas de champ magnétique ni dans la zone de calibration, ni dans celle de l'expérience R704. D'où un encombrement réduit, pour l'ensemble photomultiplicateur et monture, à un diamètre de 65 mm.

Nous avons préféré le tube RTC au tube EMI, en raison de sa meilleure résolution au signal de photoélectron unique dû à un gain élevé sur la première dynode. Cette propriété est particulièrement intéressante pour la détection des impulsions faibles.

6. Générateurs de lumière utilisés :

Divers types de générateurs de lumière ont déjà été utilisés en calorimétrie : laser, lampes à gaz à décharge, diodes électroluminescentes.

Nous avons d'abord utilisé un générateur à lampe (lampe à argon), précédemment mis au point dans la collaboration par le groupe de Rome^[8]. Son intérêt principal réside dans la longueur d'onde de l'émission lumineuse (440 nm) voisine de celle de la lumière de scintillation du NE110. Par contre, il n'est pas réglable en intensité autrement que par utilisation de filtres optiques, et surtout sa stabilité n'est pas bonne à long terme : ceci est dû à la modification des surfaces des électrodes de la lampe après un certain nombre de décharges.

Nous avons d'autre part développé à Lyon un générateur à LED ("Light emitting diode")^[9] constitué d'un ensemble de 8 LED, chacune alimentée par un circuit du type schématisé sur la figure II.13. Chaque LED est excitée par la décharge d'une capacité de 1000 pF chargée sous une tension variable de 0 à 60 volts. La décharge est commandée par un signal NIM de fréquence variable jusqu'à 1000 Hz.

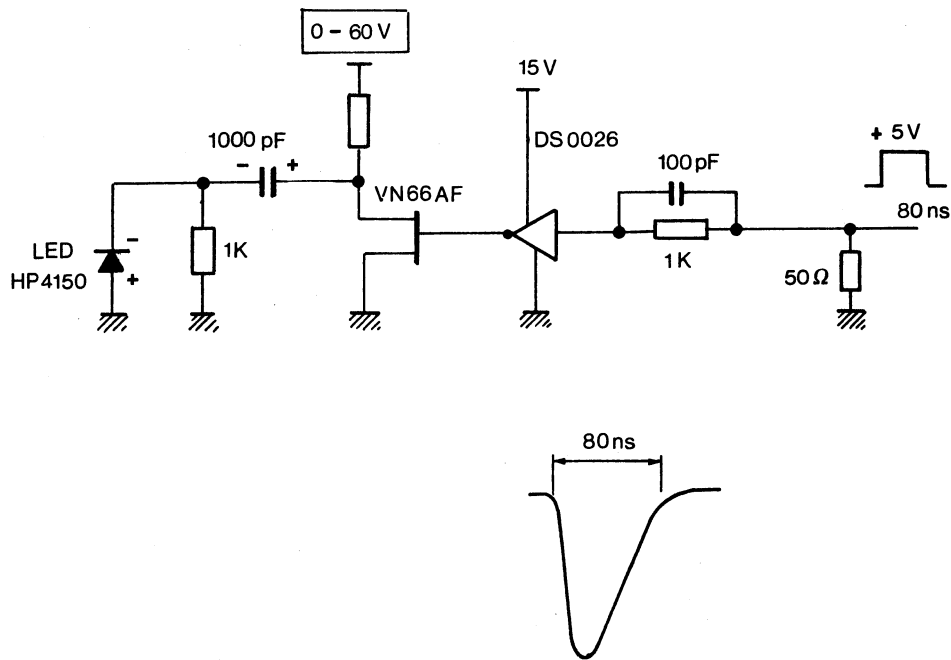


Fig.II.13 : Circuit électronique associé à chaque LED

Les avantages du générateur à LED comparé au générateur à argon sont les suivants :

- d'abord une grande stabilité à long terme
- une intensité réglable facilement en variant la tension de charge de la capacité de 1000 pF
- la possibilité de déclencher facilement l'impulsion lumineuse par un signal extérieur, ce qui permet une calibration continue en cours d'expérience à l'aide d'un déclenchement électronique spécial.

L'inconvénient est la longueur d'onde de lumière émise (Fig.II.14) En effet, après une étude de différents types de LED existant sur le marché, nous avons sélectionné la diode HP 4150 émettant dans le jaune à 585 nm, qui donnait les signaux de meilleurs caractéristiques (comparés notamment à des signaux de diodes émettant dans le vert). Elle est de faible dimension ce qui nous a permis de placer 8 diodes sur une surface de diamètre 1 cm.

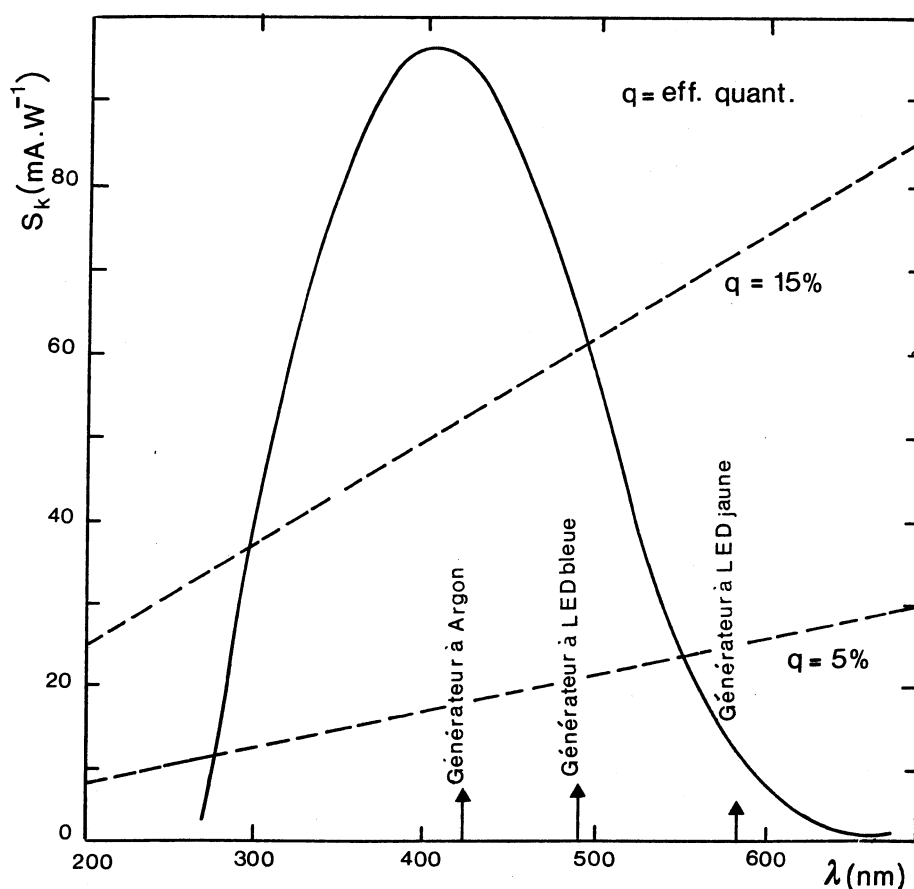
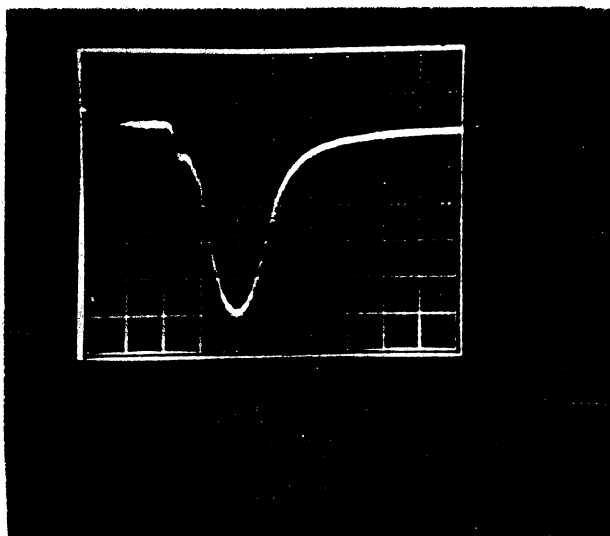
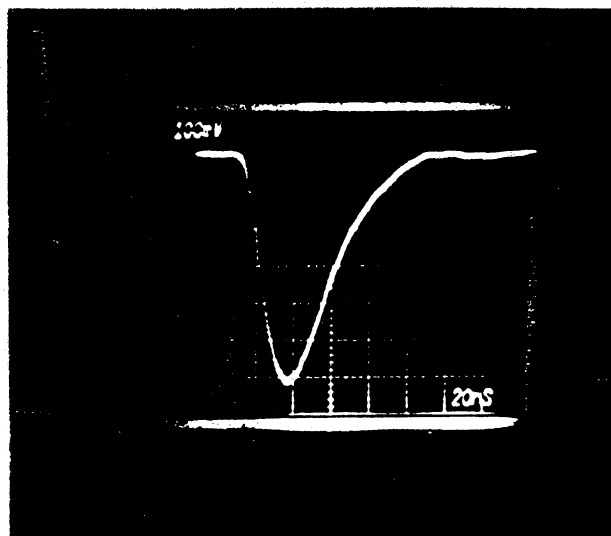


Fig. II.14 : Réponse spectrale de la photocathode D en fonction de la longueur d'onde de la lumière (en traits discontinus : efficacité quantique).

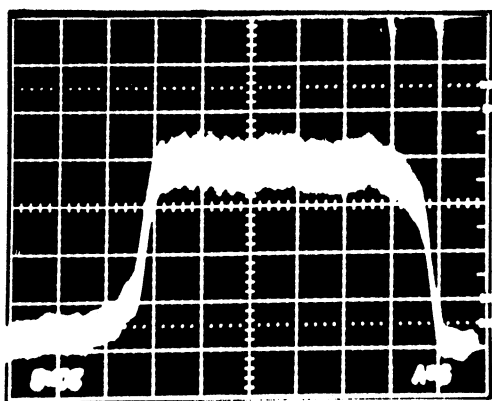
La figure II.15 montre la forme des signaux obtenus à la sortie d'un photomultiplicateur. Cette forme est satisfaisante pour permettre une calibration. Il est à noter toutefois que ces signaux sont plus longs que les signaux réels de scintillation des particules dans le NE 110.



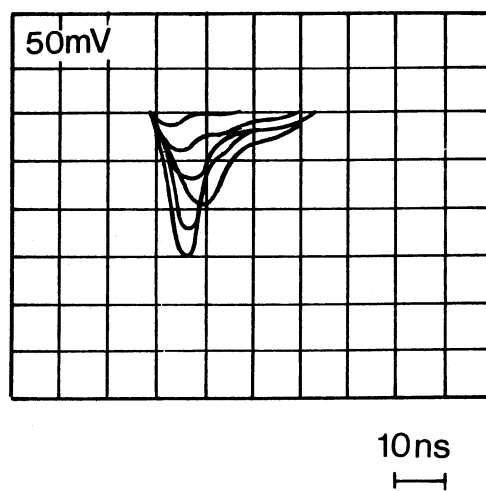
ARGON



LED JAUNE



LED BLEUE



RAYONS COSMIQUES

Fig.II.15 : Impulsions des signaux des générateurs à ARGON, à LED jaune et bleue et des rayons cosmiques.

La figure II.16 montre la variation de l'intensité lumineuse en fonction de la tension de charge de la capacité de 1000 pF. Cette variation est linéaire, avec une cassure qui apparaît systématiquement avec ce type de LED vers 35 volts. Cette cassure déjà observée ailleurs avec un autre type d'électronique dans l'expérience NA 14^[13] semble être une caractéristique de ce type d'émetteurs lumineux.

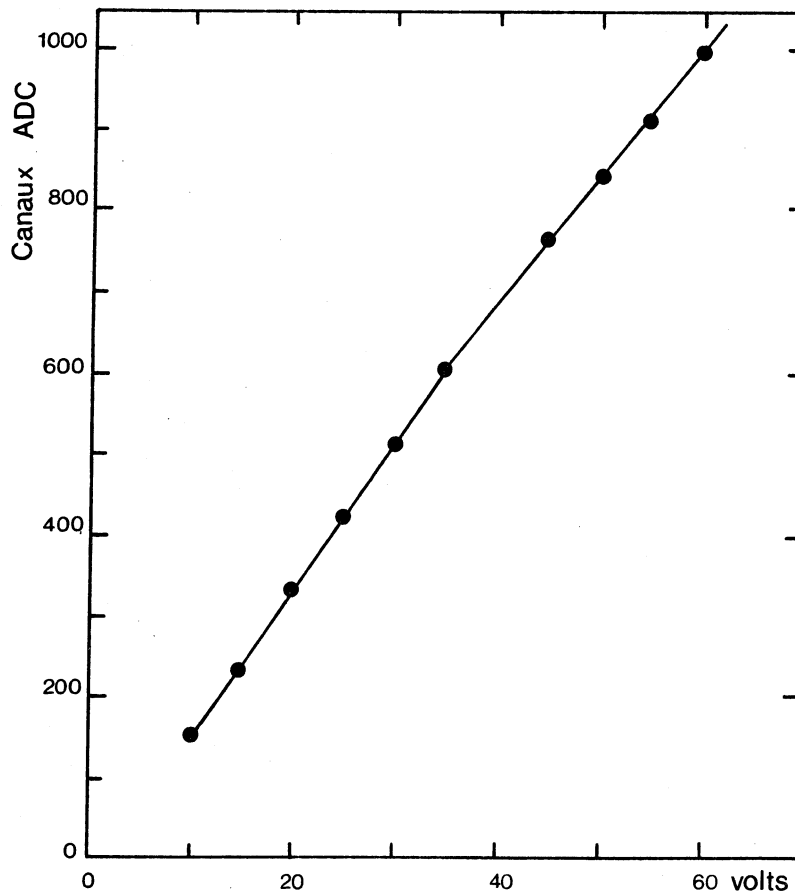


Fig.II.16 : Variation de l'intensité lumineuse en fonction de la tension de charge de la capacité de 1000 pF.

Quatre générateurs de ce type ont été réalisés et sont installés sur l'expérience, un pour chacun des deux précalorimètres, un pour chacun des deux calorimètres constitué de 66 blocs de verre au plomb.

Récemment des diodes bleues sont apparues sur le marché^[10]. Elles sont d'un prix nettement plus élevé que les LED ordinaires : 120 FF comparé à 2 FF. Nous avons pu en faire analyser la lumière émise (Fig.II.16). L'émission est centrée sur 480 nm. Par ailleurs la réponse de ces LED à l'excitation est quelque peu différente comme le montre la forme des impulsions lumineuses sur la figure II.17. Ce temps de montée est très bref, et la forme de l'impulsion lumineuse se rapproche plus de l'impulsion de l'excitation que dans le cas des LED jaunes.

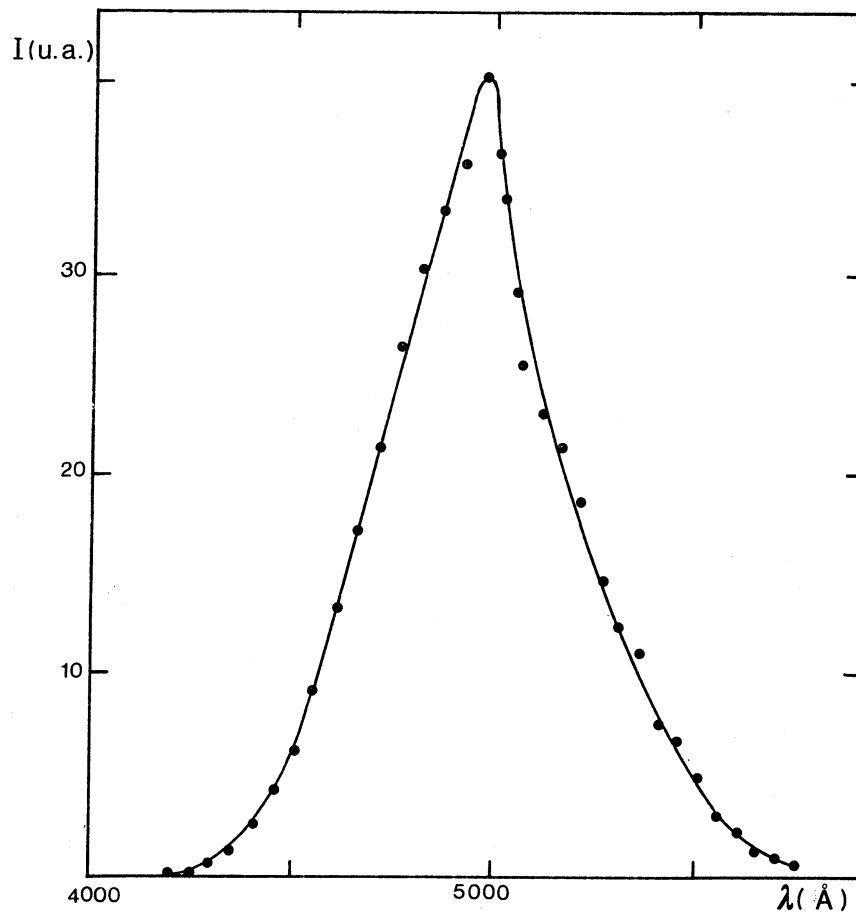


Fig. II.17 : Spectre d'émission du générateur à LED bleue

Nous avons pu réaliser un prototype de générateur à LED bleues en associant seulement 4 LED, car leur dimension est sensiblement plus grande que celle des LED jaunes.^[9]

7. Les fibres optiques :

Pour transporter la lumière du générateur à un grand nombre de photomultiplicateurs, nous avons choisi des fibres synthétiques à saut d'indice ^[11] de longueur relativement faibles (2.5 m). Ces fibres plastiques sont composées d'un coeur en résine acrylique et d'un enrobage en polymère fluoré. Leurs caractéristiques sont données dans le tableau II.4 suivant :

Coeur	plastique (indice N1)
Ø coeur	980 µ
Enrobage	plastique (indice N2)
Ø extérieur	1000 µ
Ouverture angulaire	$\alpha = 30^\circ$ ($\sin \alpha = \sqrt{N_1^2 - N_2^2}$)
Atténuation	450 dB/km
Transmission spectrale.	≈ 90 % (entre 500 et 700 nm)

Tableau II.4 : Les caractéristiques des fibres optiques

Ces fibres optiques sont résistantes aux radiations et donc bien adaptées pour être utilisées près de la zone d'interaction. De plus elles sont commodées d'utilisation car très flexibles et mécaniquement résistantes.

Nous avons construit 5 torons pour chaque précalorimètre, chacun de ces torons est constitué d'une cinquantaine de fibres dont 43 sont implantées dans les lames scintillateurs de manière à vérifier après montage que toutes les lamelles fonctionnent, une de 5 m pour la photodiode qui calibre le générateur, les 6 autres restantes sont destinées à remplacer l'une de ces fibres en cas de problème.

Au cours de l'expérience, le monitoring est réalisé uniquement sur les lamelles centrales.

L'interface fibre-générateur a été faite au laboratoire (Fig.II.18). Les extrémités des fibres sont dénudées puis noyées dans de l'araldite optique [12] qui est une résine époxyde de faible coloration (constituée par un composant résine et un composant durcisseur, tous deux des solvants volatiles). Après durcissement de l'araldite, les extrémités des fibres sont polies manuellement (voir photo II).

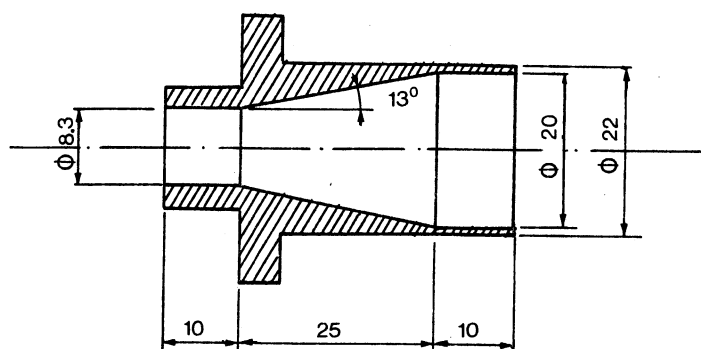


Fig. II.18 : Adaptation du toron sur le générateur de lumière

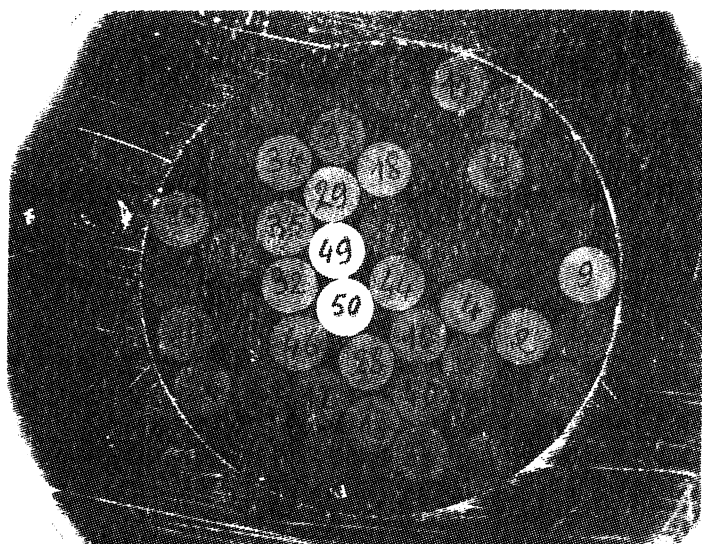


Photo II.3 :

Vue de face de l'embout
d'un toron de fibres
(côté générateur de lumière)

Lors des essais du système complet générateur-toron de fibres-lamelles des scintillateurs, on a constaté une dispersion importante entre les réponses des différents canaux. Cette dispersion a de nombreuses causes :

- variation des diamètres des fibres optiques
- position des fibres au sein du toron (les bords du toron étant un peu moins illuminés que le centre).
- mais surtout variation de la sensibilité des photocathodes comme l'illustre la figure II.19 où l'on a représenté pour le précalorimètre du bras 1 la corrélation signal LED bleue-signal LED jaune pour chaque canal en utilisant le même toron (le fait qu'il n'y ait pas de corrélation évidente ne peut s'expliquer que par des variations dans la réponse spectrale des photocathodes).

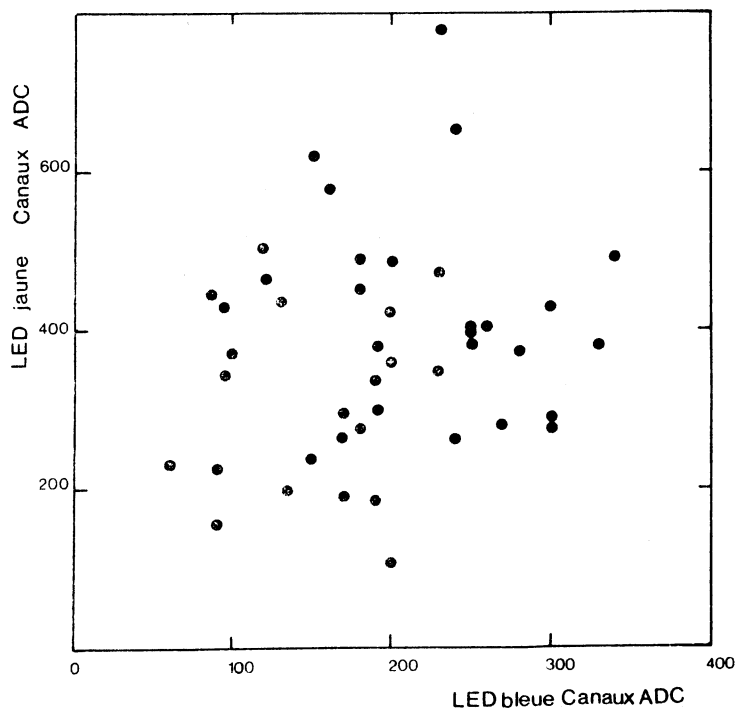


Fig.II.19 : correlation signal LED bleue- signal LED jaune

III- TESTS AU LABORATOIRE :

Des cellules TETA et PHI, associées à leur photomultiplicateur XP2262 ont été testées au laboratoire avant le montage, d'abord à l'aide d'impulsions lumineuses, puis avec des rayons cosmiques (particules au minimum d'ionisation).

1) Montages :

a) Montage avec générateur d'impulsions lumineuses :

Les impulsions lumineuses du générateur décrit au paragraphe II, déclenchées par un signal NIM de fréquence variable (quelques dizaines de hertz), sont transmises au moyen de fibres optiques à l'extrémité des lamelles de scintillateur. La charge anodique du photomultiplicateur est lue par un ADC de 1024 canaux sensible à la charge (LRS 2249 où 1 canal correspond à 0,25 pc).

De façon usuelle la stabilité de la source lumineuse de calibration est vérifiée par un ou plusieurs scintillateur(s) souvent un crystal NaI associé(s) à un (ou des) photomultiplicateur(s) à haut gain, le signal ainsi généré étant comparé à celui d'une source radioactive irradiant le scintillateur dans les mêmes conditions que la source lumineuse. Dans notre cas nous avons choisi de contrôler la stabilité des générateurs lumineux à l'aide de photodiodes au silicium recevant la lumière d'une fibre optique issue de chacun des torons. Le détecteur choisi est la photodiode (ORIEL 7184) d'une surface active de 5 mm² et de faible capacité (~ 5 pf).

Ces détecteurs ont une grande stabilité à la température (voir fig. II.20) et une efficacité quantique élevée (~ 75 à 80 % pour la lumière jaune, comparée à 2 à 5 % pour une photocathode bialcaline, voir fig. II.20). Parmi les autres avantages de ce type de détecteur solide, il faut compter son faible encombrement ($\varnothing \sim 10$ mm, épaisseur ~ 5 mm) et sa facilité de mise en oeuvre (pas de haute tension, seulement une alimentation basse tension de 10 à 20 volts).

La figure II.22(a) schématise le montage avec un générateur d'impulsions lumineuses. Le signal de la photodiode préamplifié par un préamplificateur de charge puis amplifié à l'aide d'un amplificateur filtre est finalement lu par un ADC sensible à la hauteur du signal (ADC LRS 2259). La porte sur les ADC est obtenue à partir du signal NIM de déclenchement de l'impulsion lumineuse. Enfin les ADC de standard CAMAC sont associés à un système d'acquisition CAVIAR qui fait un traitement simple (histogrammes) des informations lues sur les ADC.

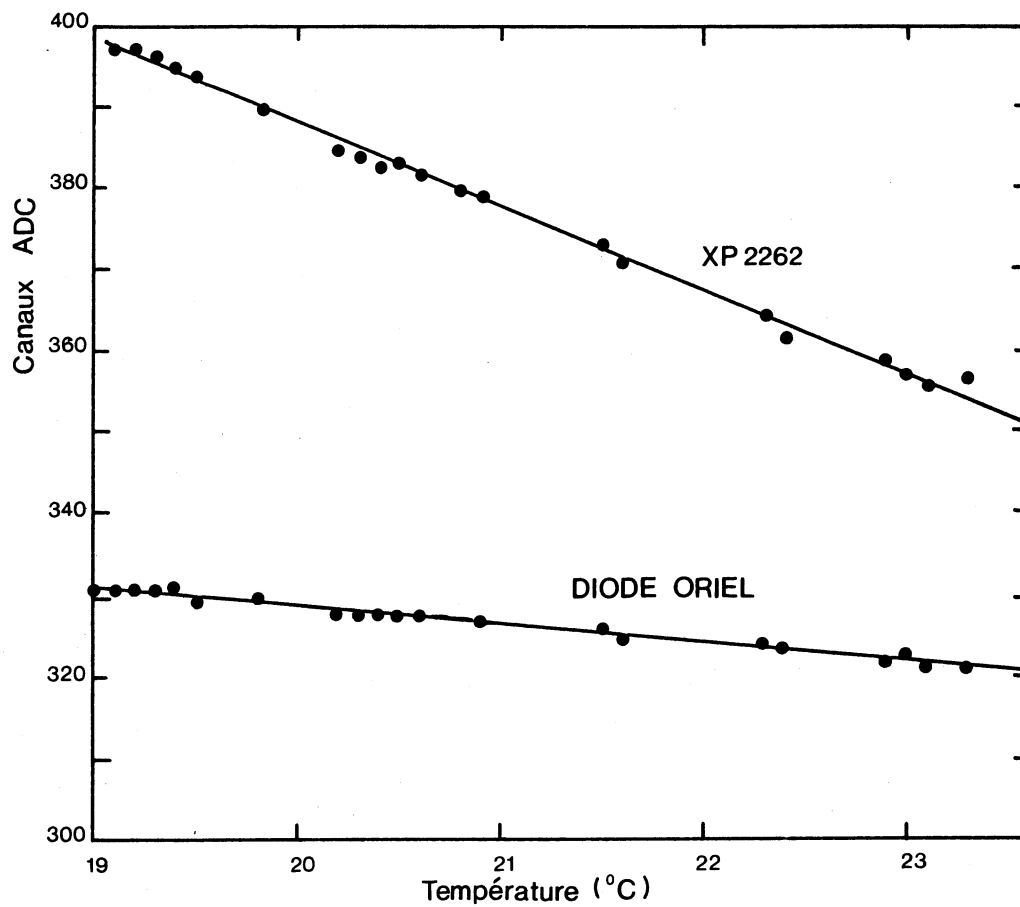


Fig. II.20 : Variation avec la température de la réponse du XP 2262 et de la photodiode illuminés par une LED jaune HP 4150

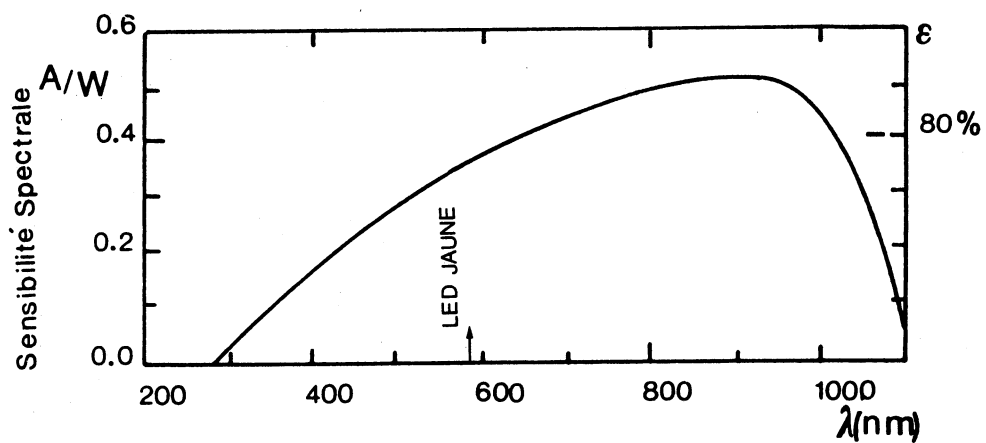


Fig. II.21 : Réponse spectrale de la photodiode ORIEL 7184

b) Montage avec rayons cosmiques :

Les rayons cosmiques sont sélectionnés par une coïncidence rapide (~ 40 ns) entre deux scintillateurs placés de part et d'autre de la cellule TETA ou PHI étudiée. C'est ce signal de coïncidence qui déclenche le système d'acquisition CAMAC (voir Fig.II.22)

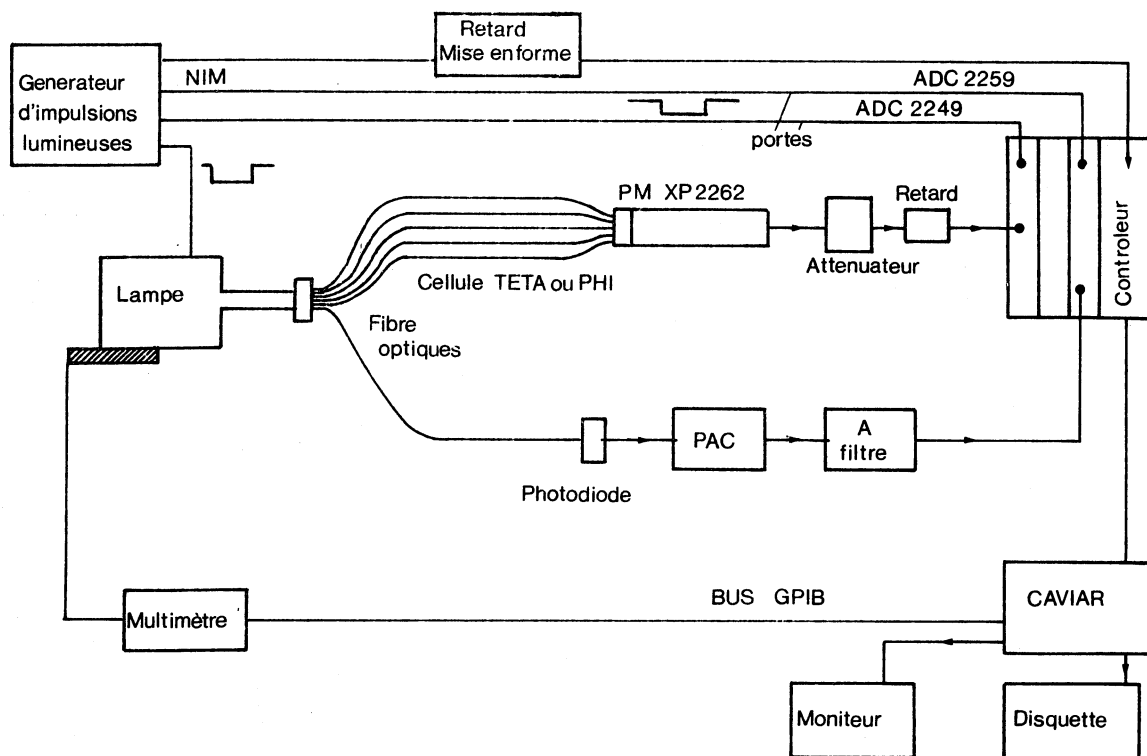


Fig.II.22 : Montages électroniques

a) Montage avec générateur à impulsions lumineuses

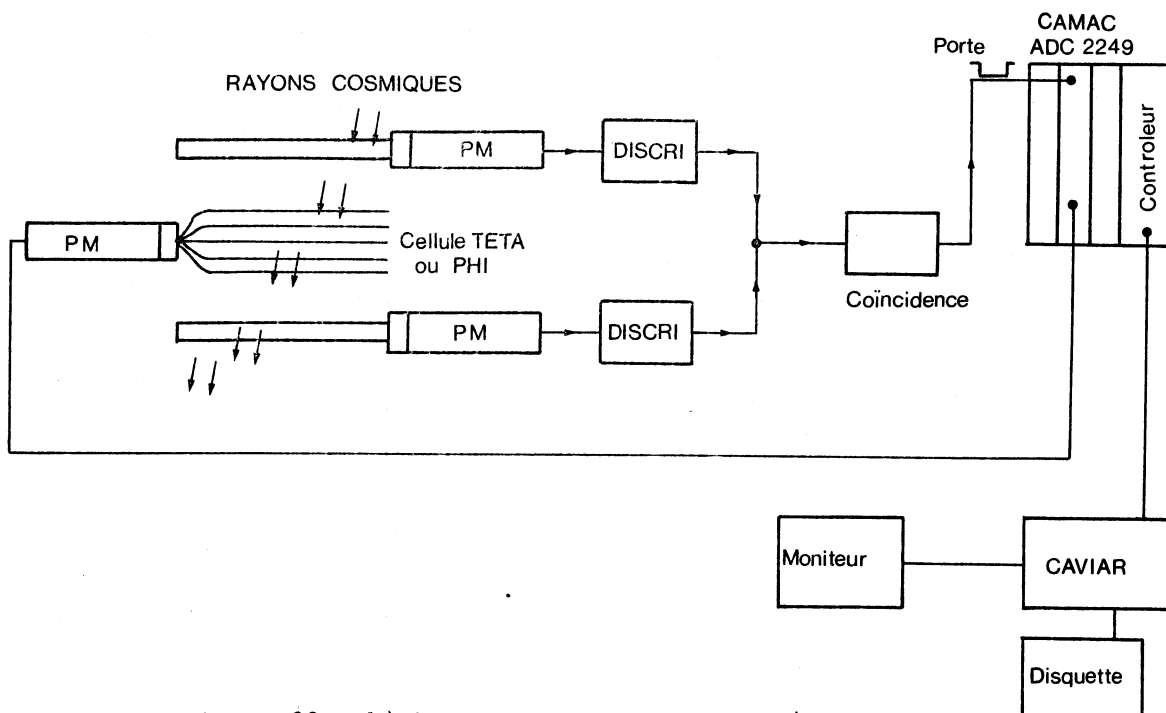


Fig.II.22 : b) Montage avec rayons cosmiques

2) Mesure des gains des photomultiplicateurs :

Le gain est le rapport entre la charge anodique (mesurée par l'ADC) et le courant photoélectrique obtenu, avec le même flux incident ($Q_{an} = G N_{phe}$). La mesure du gain se ramène donc à la connaissance du nombre de photoélectrons émis par la photocathode. Pour ceci, on atténue l'intensité des impulsions lumineuses au moyen de filtres calibrés (filtres neutres KODAK) d'un facteur pouvant aller jusqu'à 10^4 . Ces filtres sont interposés entre le générateur et la fibre optique au moyen d'un système mécanique à barillet permettant de changer aisément de filtre.

Pour une haute tension donnée sur le PM, et une lumière faible, on obtient un spectre sur l'ADC correspondant à l'émission de quelques photoélectrons (voir Fig.II.23). Ceci nous permet d'évaluer le gain G du PM. Sachant qu'un canal d'ADC correspond à $0,256$ pc, et que la charge cathodique correspond au nombre de photoélectrons du spectre, on en déduit :

$$G = \frac{\text{Nombre de canaux ADC} \times 0.256 \times 10^{-12} \text{C}}{\text{Nombre de photoélectrons} \times 1,6 \times 10^{-19} \text{C}}$$

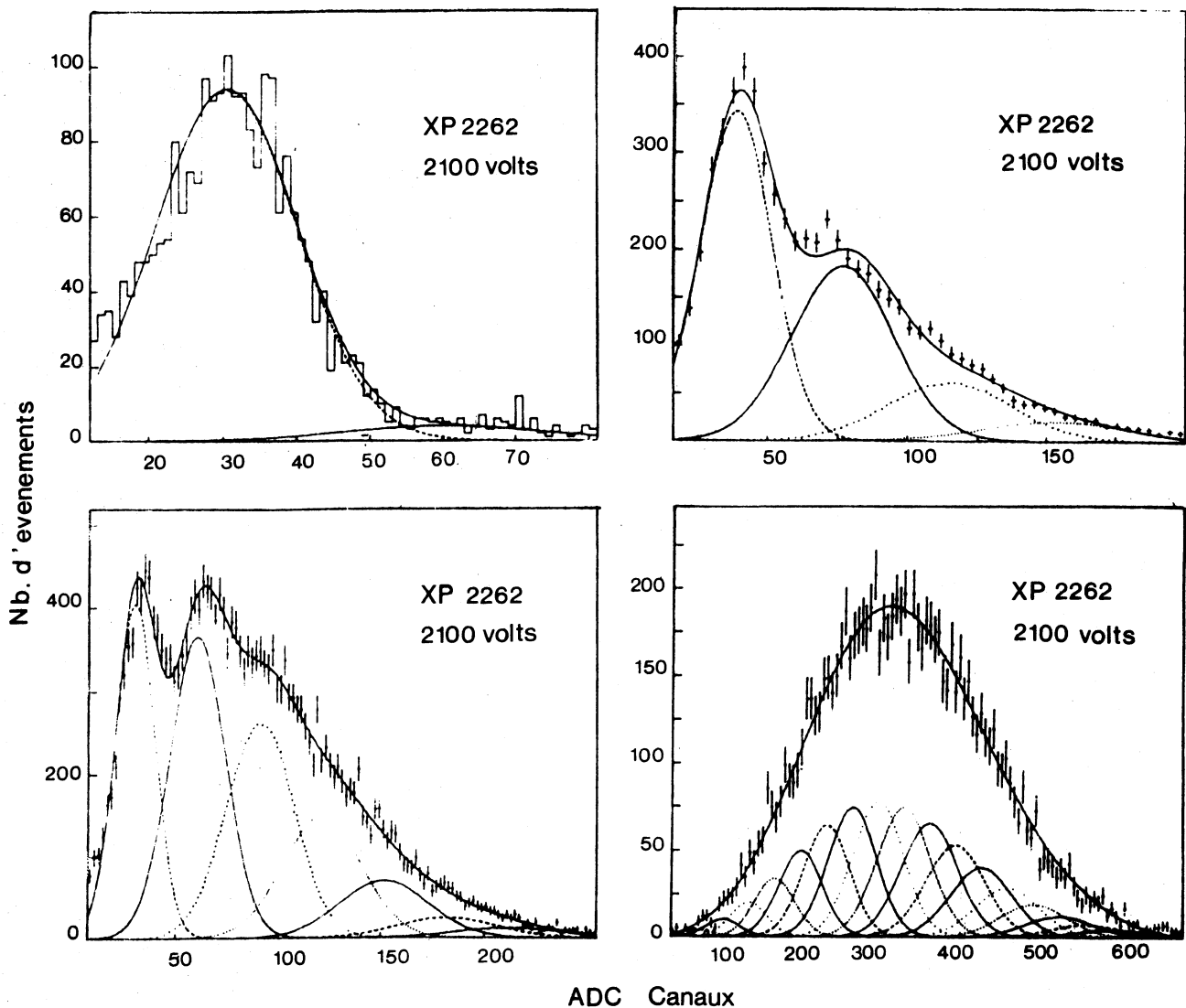


Fig.II.23 : Réponse du XP 2262 à un et plusieurs photoélectrons

La figure II.24 montre les valeurs du gain mesurées en fonction de la haute tension du photomultiplicateur XP 2262. Les différences entre ces valeurs et celles indiquées par le constructeur pour différentes répartitions des tensions proviennent de la répartition de tension choisie dans la base CERN 4244.

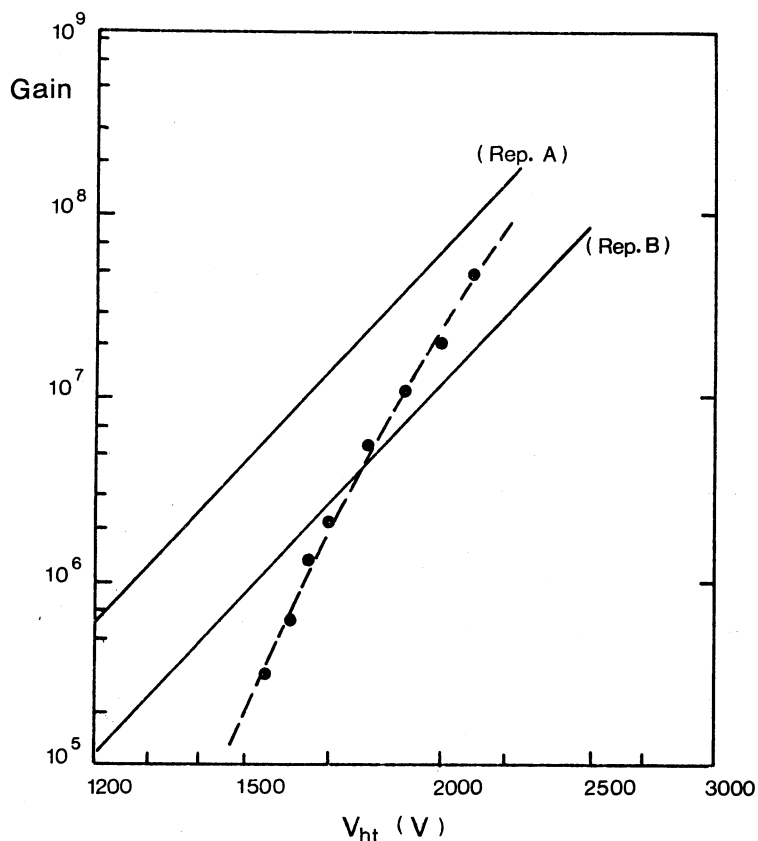


Fig.II.24 : Gain en fonction de la haute tension : comparaison entre le gain mesuré avec l'embase du CERN type 4244 et le gain donné par le constructeur pour deux types de ponts résistifs.

3) Atténuation de la lumière le long du scintillateur NE110 :

En plaçant la même fibre optique, avec la même intensité lumineuse issue du générateur, directement sur la photocathode du PM, puis à l'extrémité d'une lame de scintillateur de 70 cm, on constate une atténuation de la lumière de 40 %, ce qui correspond à une longueur d'atténuation de 140 cm dans ces conditions (lame de 5 mm d'épaisseur de NE 110). L'atténuation de la lumière dans ce cas est paramétrisée sous la forme

$$f(x) = A \exp \left(- \frac{x}{\lambda} \right)$$

4) Tests avec des rayons cosmiques :

Des tests ont été réalisés sur les cellules (TETA et PHI), en utilisant des rayons cosmiques, ceci nous permet de connaître la lumière émise par les particules au minimum d'ionisation et de fixer nos conditions de fonctionnement.

Le montage utilisé est celui de la figure II.21. Un exemple de spectre obtenu est montré sur la figure II.25. La forme disymétrique du spectre est due à des effets de géométrie (inclinaison de la trace) et de même que les événements de "basse énergie" qui correspondent à des rayons cosmiques qui ne traversent pas les cinq lamelles de scintillateur.

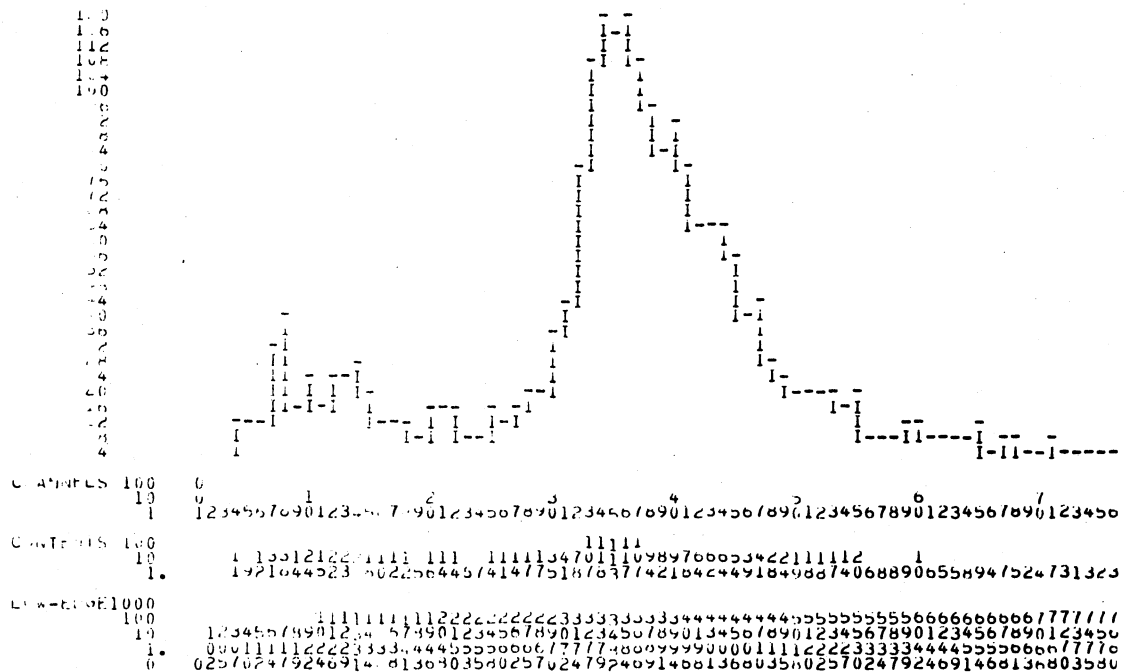


Fig.II.25 : Spectre des rayons cosmiques

La position du pic des rayons cosmiques, comparée aux mesures précédentes avec source de lumière, correspond à une émission de 140 photoélectrons environ.

Or dans notre expérience, les électrons et photons que nous voulons détecter développent des gerbes qui peuvent donner dans les précalorimètres des signaux de hauteur de l'ordre de 50 fois le signal d'une particule au minimum d'ionisation. Les précalorimètres doivent donc travailler dans une gamme s'étendant jusqu'à environ 7000 photoélectrons.

5) Linéarité des photomultiplicateurs :

Il est important donc d'étudier la linéarité de la réponse des photomultiplicateurs dans cette gamme dynamique.

La figure II.26 montre le résultat des mesures faites avec le générateur d'impulsions, en fonction de l'intensité lumineuse et pour différentes valeurs de la haute tension appliquée. On observe un début de saturation pour un courant instantané de 250 mA, ce qui correspond à des charges différentes suivant qu'on considère l'impulsion du générateur de lumière ($\text{FWHM} \approx 40 \text{ ns}$) ou l'impulsion d'une particule ($\text{FWHM} \approx 10 \text{ ns}$). (la valeur de cette limite de 250 mA confirme la spécification du constructeur).

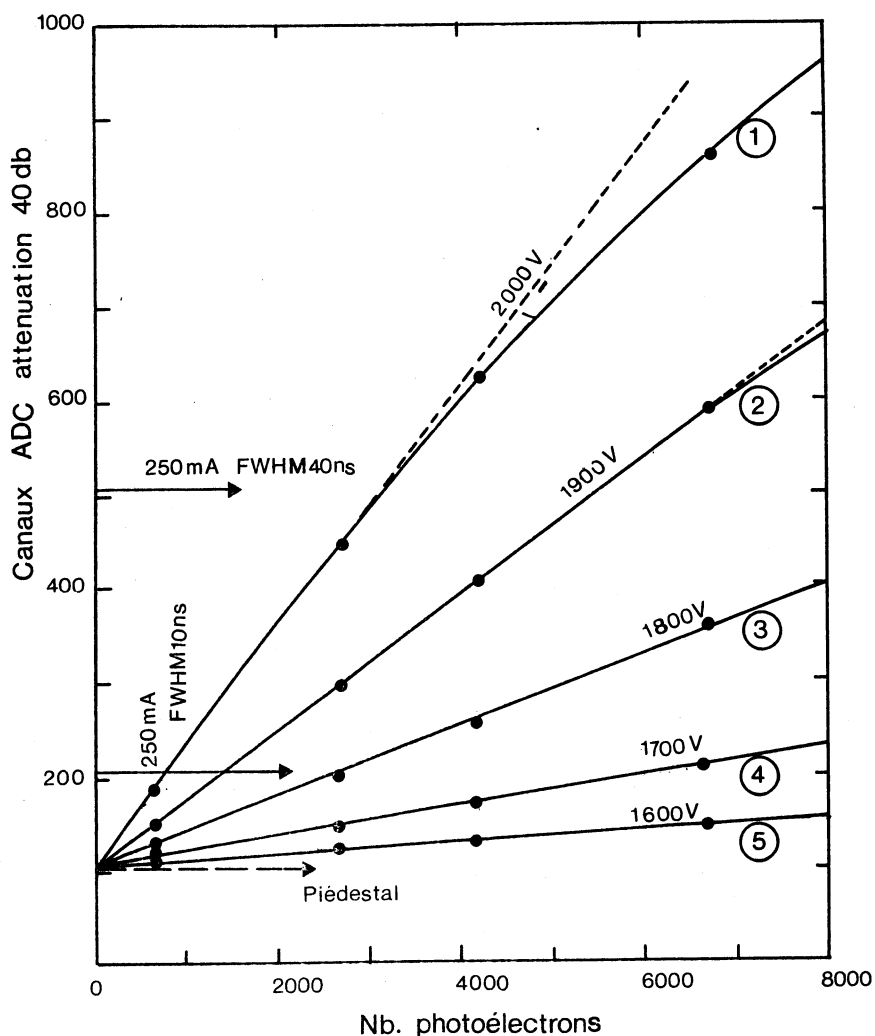


Fig.II.26 : Réponse des photomultiplicateurs à des impulsions lumineuses d'intensité variable.

En conclusion, la figure II.26 montre que la réponse des photomultiplicateurs reste linéaire dans la gamme 0 à 8000 photoélectrons pour une haute tension de l'ordre de 1700 volts (La réponse des ADC s'étend sur 100 x 100 dû au 40 db d'atténuation, soit 10^4 canaux).

Dans l'expérience R 704, il est important de détecter dans de bonnes conditions de résolution à la fois les signaux élevés provenant des gerbes électromagnétiques de 5 GeV/C et les signaux faibles des particules au minimum d'ionisation (dans un but de contrôle de calibration en cours de prises de données, par exemple $\pi^+ \pi^-$) ou de γ de faible énergie provenant de désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ asymétriques qu'il est important de détecter. C'est ainsi que dans le montage définitif, il est nécessaire de diviser le signal analogique de chaque photomultiplicateur en deux voies de "basse" et "haute" énergie. Pour des raisons de simplicité et de fiabilité électronique, nous avons choisi d'utiliser un diviseur passif donnant une voie atténuée d'un facteur 10 et une voie directe.

6) Test à long terme avec le système monitoring :

Il est important de connaître le comportement du photomultiplicateur dans le milieu ambiant dans lequel il doit fonctionner (température). On sait que ces paramètres sont susceptibles de modifier ses propriétés de façon sensible.

Nous avons réalisé des mesures de stabilité à long terme sur plusieurs jours. Les résultats sont portés sur la figure II.27, dont il apparaît nettement une instabilité de la réponse de l'ensemble photomultiplicateur-base. La photodiode sert ici à contrôler la stabilité du générateur de lumière dont on remarque une faible variation.

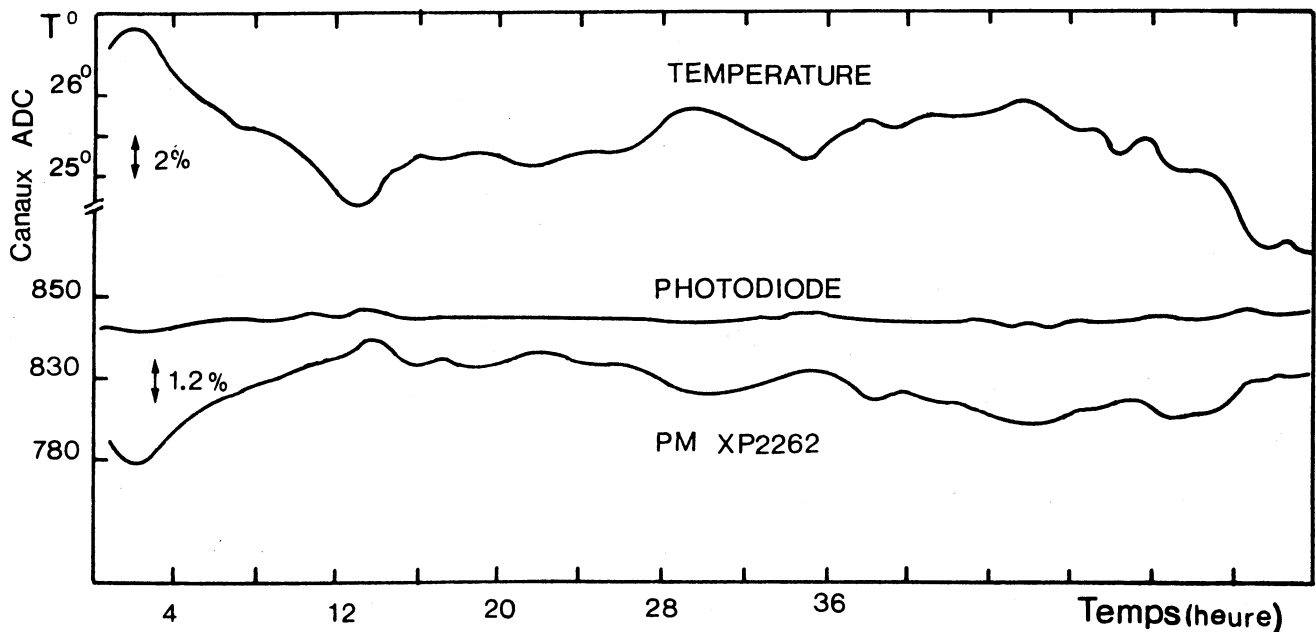


Fig.II.27 : stabilité à long terme ($|\frac{\Delta G}{G}| \leq 2\%$)

Références :

- [1] D.MULLER, Phys.Rev. D5(1972)2677
- [2] G.BATOW, Nucl.Phys. B20 (1970)592
- [3] SEIGI IWATA DPMU-3-79,(Février)
- [4] C.W.FABJAN, H.G.FISCHER, Rep.Prog.Physics 43(1980) 1003.
- [5] ROSSI, High Energy Particles (Prentice-Hall, New York, 1964)
- [6] T.SMITH, Nucl.Inst. and Methods 97(1971) 409-411.
- [7] Polissage au diamant: GEBEX AG USTER (SUISSE)
- [8] Générateur de Rome (Rapport interne R 704)
- [9] P.SAHUC,Rapport interne(à paraître.)
- [10] Diodes bleues B17 (CAPEY - Suisse)
- [11] Fibres optiques plastique PXFPØ1 (FORTEC)
- [12] Araldite optique X2183/5 SODIEMA.
- [13] BLOCH Daniel, Thèse de 3ème cycle, CRN, Strasbourg .

C H A P I T R E I I I

CALIBRATION ET RESULTATS

I - CALIBRATION DES CALORIMETRES AU PS DU CERN :

Dans l'"histoire" de tout calorimètre, la calibration constitue une étape absolument nécessaire dont dépendra par la suite la qualité de l'information en énergie qu'il doit fournir. La calibration est en effet essentielle puisqu'elle permet de remonter à l'énergie de la particule détectée ($E_{\gamma,e}$) à partir de la réponse globale R_c provenant des différentes composantes du calorimètre :

$$E_{\gamma,e} = K \cdot R_c$$

Dans notre cas il s'agit de trouver les constantes de proportionnalité associées au précalorimètre et aux blocs de verre au plomb (l'information des chambres analogiques n'étant pas prise en compte pour la mesure de l'énergie) et ce en tout point de la surface utile de ces deux détecteurs. Pour ce faire, il faut disposer de particules de nature et d'énergie bien définies, non seulement des électrons de 1 à 5 GeV/c mais aussi des muons (μ) ou des hadrons (π) au minimum d'ionisation.

C'est ainsi que les deux calorimètres ont été calibrés sur l'un des rares faisceaux tests disponibles au CERN, dans le hall Est du PS.

Nous développons dans ce qui suit les différentes étapes de cette expérience à part entière qu'est une calibration.

A) Dispositif expérimental :

Le dispositif expérimental de la calibration est montré par la figure III.1.

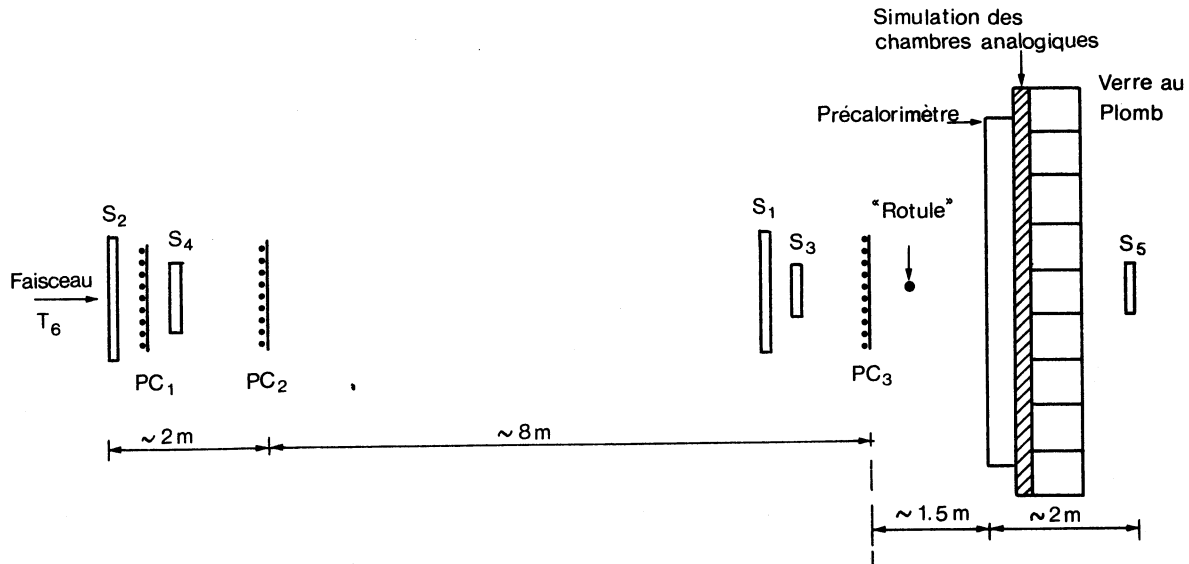


Fig.III.1 : Dispositif expérimental de la calibration

1. Le faisceau T6 :

Le faisceau T6 est un faisceau secondaire obtenu par interaction des protons primaires extraits dans le hall Est avec une cible. C'est un faisceau non séparé composé de hadrons et leptons : la proportion d'électrons dépend de la cible utilisée et de l'énergie, elle est optimum (de l'ordre de 2 %) pour une cible d'aluminium.

Les éléments magnétiques, dipôles et quadripôles, de la ligne de faisceau sont indiqués sur la figure III.2. Des collimateurs, dans le plan horizontal et dans le plan vertical, permettent de régler l'intensité du faisceau.

La quantité de mouvement est variable entre 0.5 et 15 GeV/c, avec une résolution $\Delta p/p$ de l'ordre de $\pm 1\%$ à $\pm 4\%$, suivant le réglage des collimateurs ($\Delta p/p = \pm 3,7\%$ en électrons).

$$\begin{cases} \alpha_{1H} = 69.8 \text{ mrad} \\ \alpha_{1V} = 26.7 \text{ mrad} \end{cases}$$

BM₁ = aimant de courbure

Q_i = quadripole

BS = Arrêt du faisceau
("beam stopper")

BMV = courbure verticale

CH = collimateur horizontal

CV = collimateur vertical

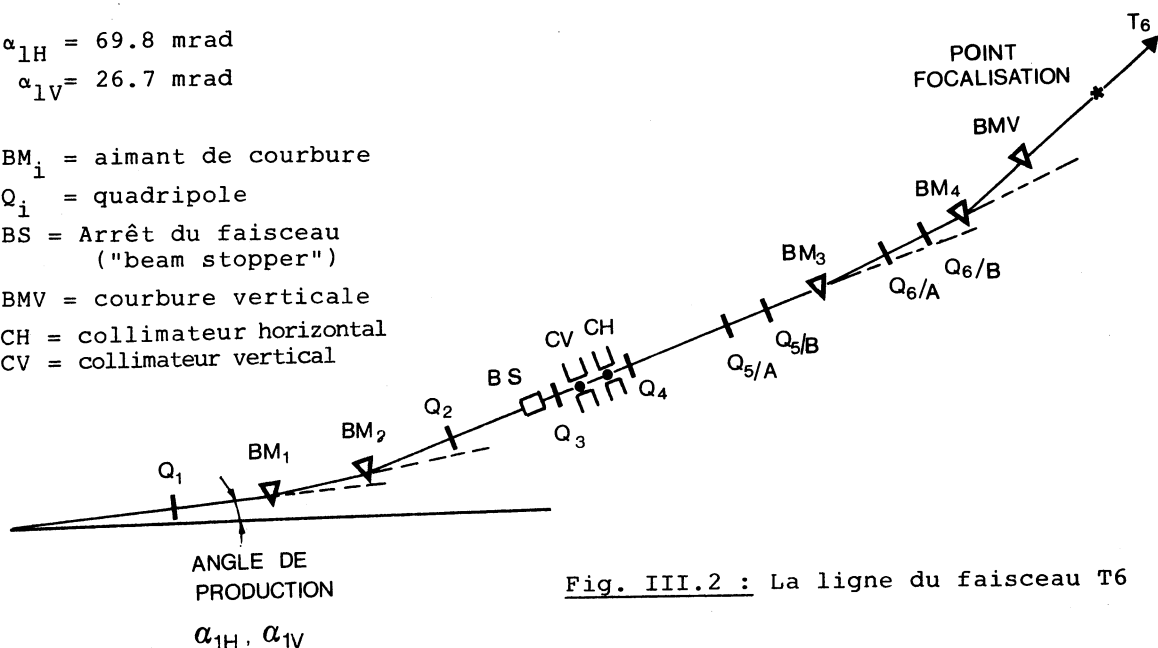


Fig. III.2 : La ligne du faisceau T6

2. Compteurs Cerenkov C_1 et C_2 :

Pour identifier les particules du faisceau, en particulier les électrons, nous utilisons des compteurs Cerenkov C_1 et C_2 placés dans la ligne de faisceau.

On sait en effet qu'une particule de haute énergie, de vitesse β , émet dans un milieu d'indice de réfraction n , de la lumière Cerenkov à un angle θ par rapport à la direction incidente tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

où n est l'indice moyen dans la plage d'émission et de détection de la lumière Cerenkov.

Les deux compteurs C_1 et C_2 sont des compteurs Cerenkov à seuil détectant les particules ayant une vitesse supérieure à la vitesse du seuil $\beta_{\text{seuil}} = \frac{1}{n}$

Ces compteurs C_1 et C_2 sont des tubes cylindriques (long respectivement de 4m et 3m) remplis d'un gaz dont on peut faire varier la pression (jusqu'à 6 bars). La lumière réfléchiée à l'extrémité du tube par un miroir sphérique est focalisée sur la photocathode d'un photomultiplicateur.

L'indice de réfraction d'un compteur Cerenkov à gaz dépend de la nature du gaz et de sa pression. On peut ainsi, par utilisation de différents gaz, ou pour un gaz donné par variation de sa pression, faire varier le seuil $\beta_s = \frac{1}{n}$ du compteur.

Dans un gaz, $(n-1)$ est proportionnel à la masse spécifique du gaz ρ :

$$(n-1) \propto \rho \propto P/T$$

où p et T sont respectivement la pression et la température absolue du gaz (supposé parfait ici).

D'où :

$$(n-1) = (n_0-1) \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} = (n_0-1) \frac{p(\text{atm})}{1 + a \cdot t}$$

où t est la température celsius, et n_0 l'indice dans les conditions normales (0°C , 1 atm), et $a = 1/273$.

On en déduit alors la relation entre la vitesse seuil β_s du compteur et la pression du gaz :

$$\beta_s = \frac{1}{1 + (n-1)} \approx 1 - (n-1) = 1 - (n_0-1) \frac{p(\text{atm})}{1 + a \cdot t}$$

La vitesse β d'une particule de masse m de quantité de mouvement Q étant :

$$\beta \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{m^2}{Q^2} \quad \text{si } Q \gg m$$

il en découle la relation suivante entre la quantité de mouvement seuil Q_s et la pression p_s pour une particule de masse m :

$$p_s(\text{atm}) = \frac{1}{2(n_0-1)} \left(\frac{m}{Q_s} \right)^2 (1+a.t)$$

Dans cette expérience, nous avons à identifier, des électrons dans une plage d'énergie de 0,5 à 5 GeV/c. Nous utilisons le gaz carbonique CO_2 qui convenait comme le montre la figure III.3 où sont portées les courbes quantité de mouvement seuil-pression seuil pour différentes particules π, p, k .

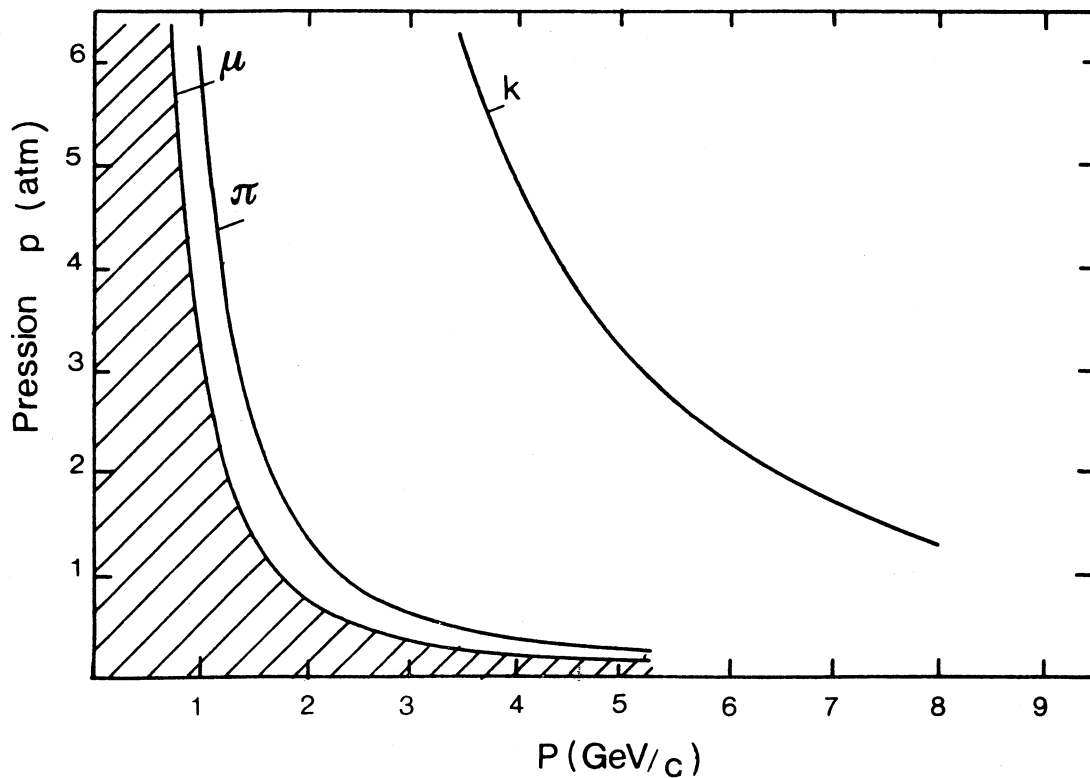


Fig.III.3. : Courbes d'identification des particules π, μ, k .
Dans la zone hachurée: identification des électrons.

La figure III.4 donne un exemple d'identification des particules à 3 GeV/c : avec une pression de 1,4 atmosphère, on a une bonne identification des électrons. On voit qu'à cette énergie on a environ 2 % d'électrons, 8 % de μ et le reste en $\pi, k \dots$

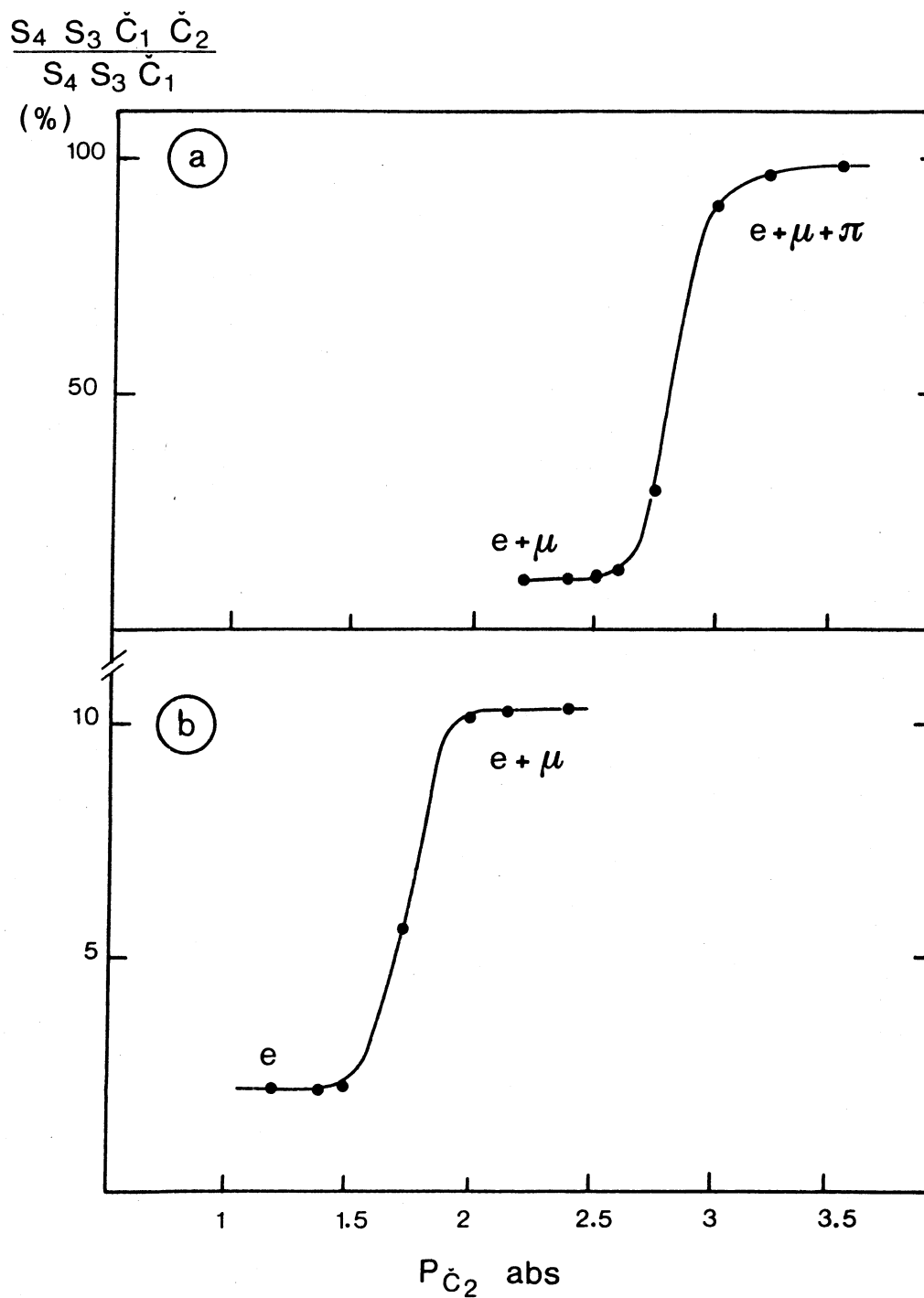


Fig.III.4 : Identification des particules à 3 GeV.

a) $\bar{e} + \mu$ et $\bar{e} + \mu + \pi$ b) $\bar{e}$ et $\bar{e} + \mu$

Fig.III.5 : Profil du faisceau T6 obtenu sur la chambre PC₂

4. Calorimètre et support :

Le calorimètre est placé en bout du faisceau. Comme nous l'avons indiqué précédemment, il est important pour la calibration de s'approcher le plus possible de la structure complète du calorimètre, telle qu'elle sera dans R 704. C'est la raison pour laquelle les chambres analogiques qui étaient en cours de montage et de tests ont été remplacées par une quantité de matière équivalente ($1X_0$) et de même épaisseur (10 cm). Cette partie est adossée au précalorimètre et ne sert qu'à simuler les conditions expérimentales réelles en comblant l'espace pré-calorimètre-calorimètre.

L'ensemble calorimétrique est monté sur un support assez complexe lui permettant de se déplacer par rapport au faisceau de façon à pouvoir explorer toute la surface utile du précalorimètre et du mur de verre au plomb. Cet ensemble mécanique que l'on peut voir sur la photo III.1 a été étudié et construit par la division ISR du CERN. Pour la calibration, l'idéal aurait été d'avoir quatre degrés de liberté :

- une translation transversale (par rapport au faisceau) dans le plan horizontal (mouvement X d'amplitude $\approx 1.5m$),
- une translation transversale dans le plan vertical (mouvement Y d'amplitude 1,2m)
- une rotation θ d'axe vertical (amplitude $\pm 20^\circ$)
- une rotation φ d'axe horizontal (amplitude $\pm 20^\circ$).

Non seulement toutes les situations expérimentales auraient pu être obtenues, mais l'exploration de la surface utile en π/μ aurait été simplifiée. Cependant étant donné le poids total du calorimètre, le coût de la translation verticale de cette amplitude était prohibitif. C'est pourquoi nous avons choisi le principe d'une articulation du calorimètre par rapport à un point fixe (sorte de rotule fictive) situé à 1m de la surface du précalorimètre et matérialisant en quelque sorte le point d'interaction jet d'hydrogène-faisceau $\bar{p}$ de R 704. Ainsi toute particule du faisceau qui pénètre dans le calorimètre semble provenir de ce pseudo-vertex et ce quelle que soit la position dans laquelle se trouve le calorimètre.

Ce support, schématisé sur la figure III.6 avec ses degrés de liberté, est constitué de :

- un chariot mobile par rapport au sol suivant un axe horizontal perpendiculaire au faisceau (cet axe est noté X alors que l'axe du faisceau sera appelé Z et l'axe vertical Y). Ce mouvement de translation est utilisé seulement pour la calibration en pions permettant ainsi au faisceau de parcourir les compteurs PHI dans toute leur longueur. Ce chariot peut aussi tourner autour de l'axe vertical permettant d'atteindre tous les compteurs TETA.
- une "cage" rigide solidaire du chariot dans lequel peut tourner un cadre mobile autour de l'axe X et sur lequel est fixé le calorimètre, équilibré par un contre-poids. Cette rotation permet aux compteurs TETA d'être vus par le faisceau sur toute leur longueur. Cette rotation est utilisée uniquement pour la calibration en électrons.

Ensuite, pour l'exploration des différentes parties du calorimètre, tout l'art consiste à trouver la bonne combinaison de ces mouvements de façon à se mettre exactement dans les conditions de R 704 (i.e : γ issu de la zone d'interaction pénétrant la surface du précalorimètre en un point X,Y avec la bonne incidence θ, φ)

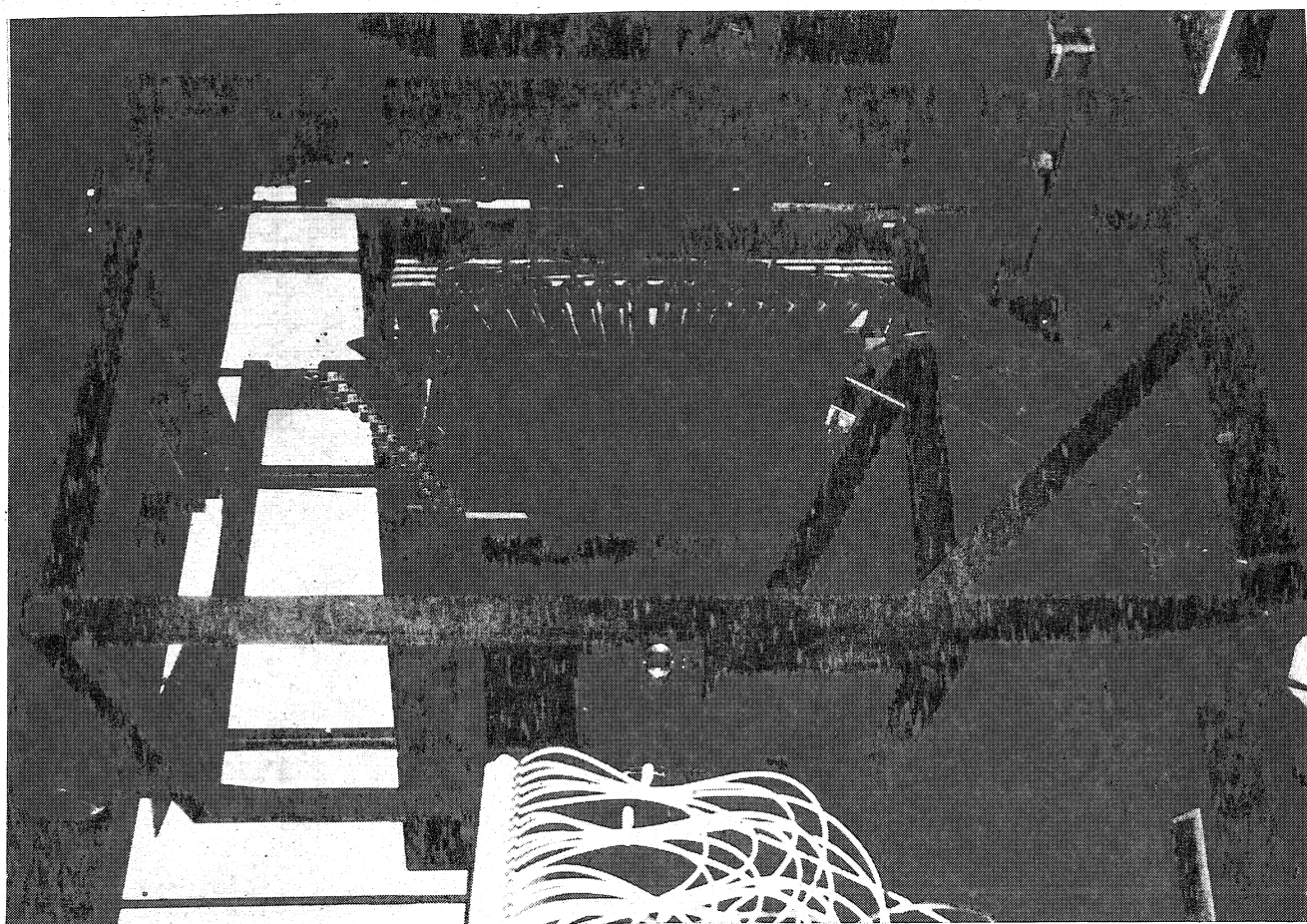
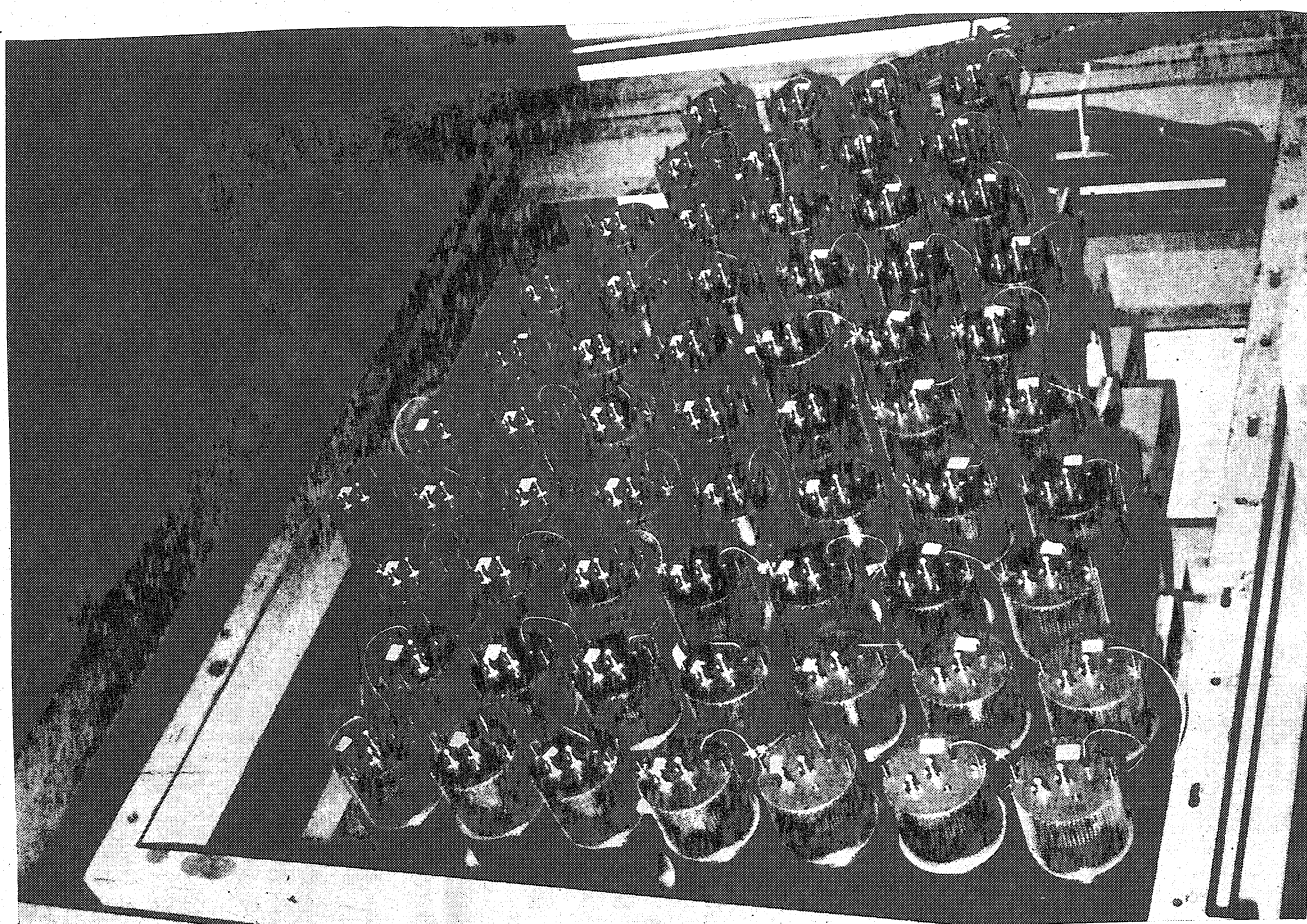


Photo III.1.1 : Vue du support et du calorimètre en place dans le faisceau T6.

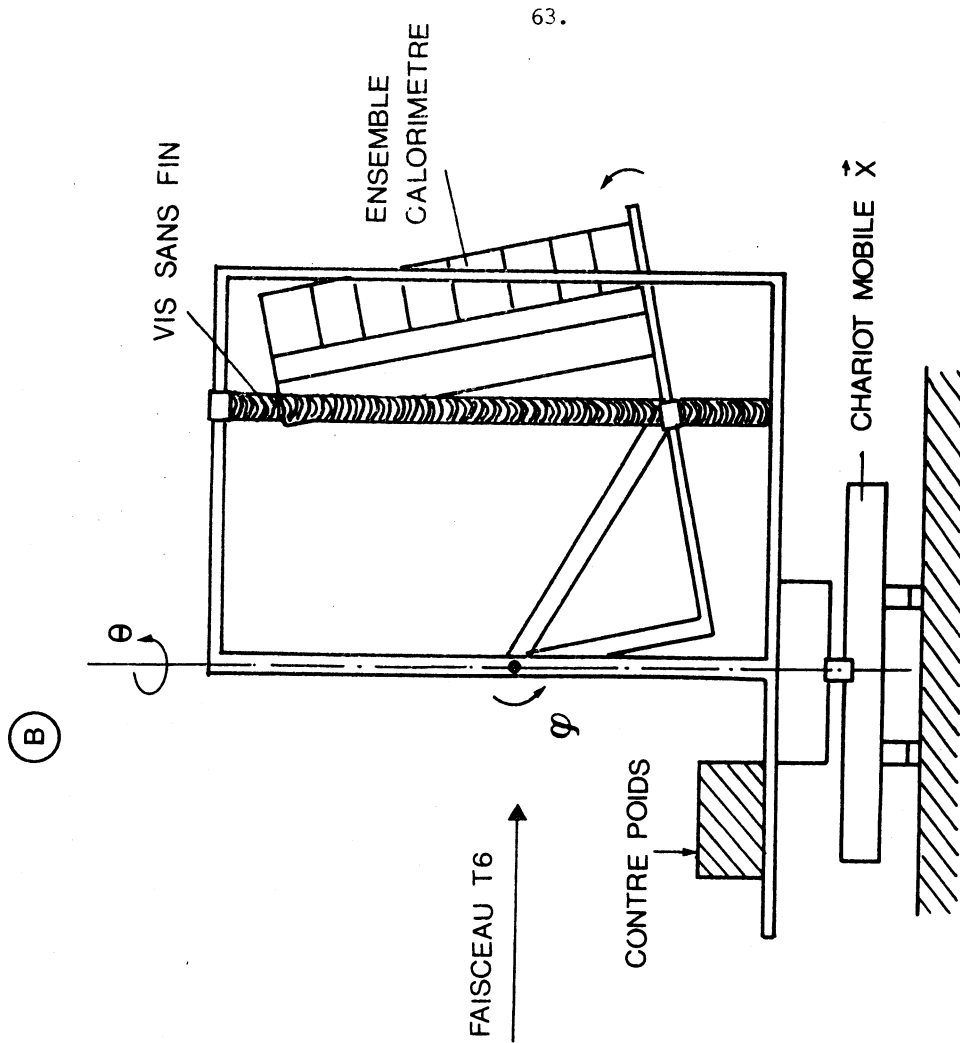
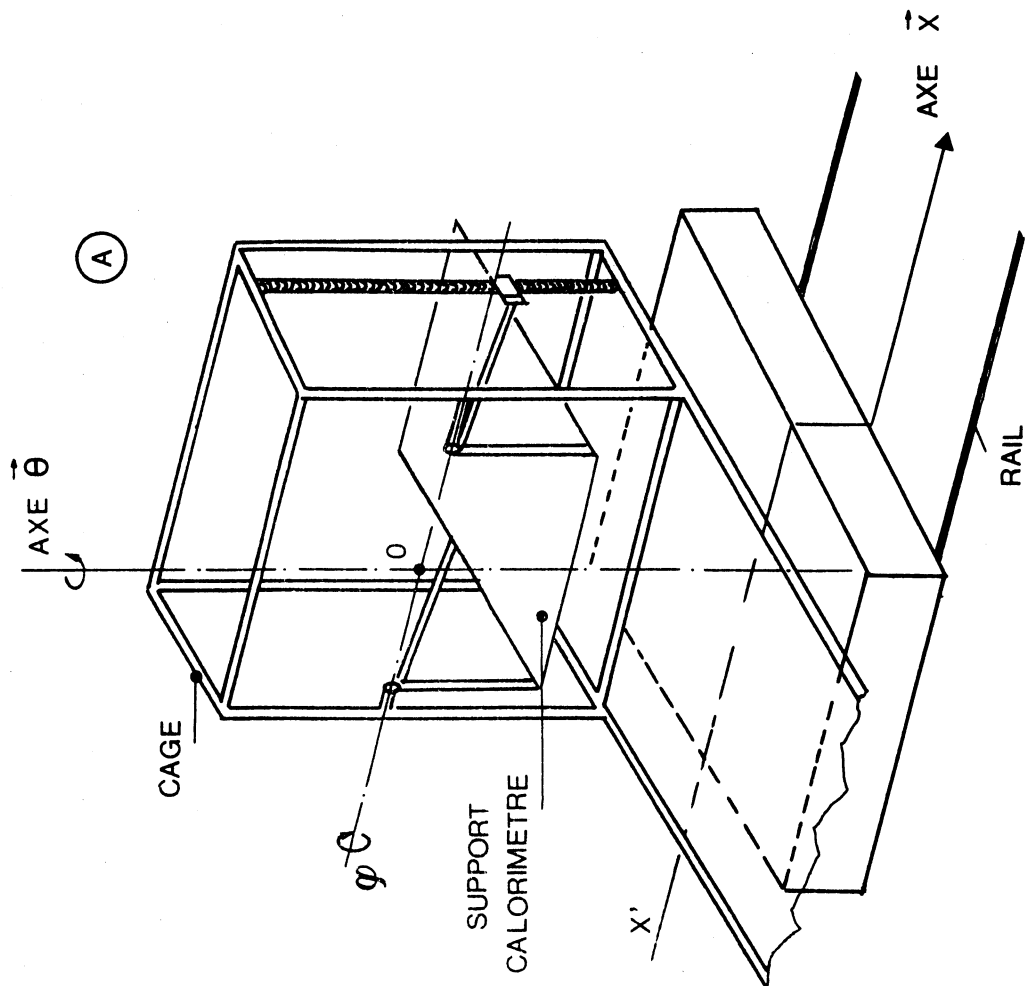


Fig.III.6 : Schéma grossier du support du calorimètre
a) vue en perspective
b) vue de profil

B) Système de déclenchement et acquisition :

1. Logique d'acquisition :

Quatre différents types de déclenchement ont été définis suivant les particules (voir Fig.III.7) dont on a besoin :

$$\begin{aligned}
 A &= S_1 * S_2 * C_1 * C_2 & , & \text{ pour un faisceau d'électrons intense} \\
 B &= S_3 * S_4 * C_1 * C_2 & , & \text{ pour un faisceau d'électrons étroit} \\
 C &= S_1 * S_2 * \overline{(C_1 + C_2)} & , & \text{ pour un faisceau de pions et muons intense} \\
 D &= S_2 * S_4 * \overline{(C_1 + C_2)} & , & \text{ pour un faisceau de pions et muons étroit}
 \end{aligned}$$

Lorsqu'une particule du faisceau traverse les détecteurs participant à la chaîne logique de déclenchement, celle-ci commande l'ouverture de la porte des convertisseurs ainsi que le signal de validation des modules receveurs des chambres à fils (RTM). Il faut ajouter à cela un autre type de déclenchement tout à fait indépendant correspondant aux événements tests de monitoring LED : dans ce cas c'est le signal qui commande les générateurs de lumière qui vient déclencher l'acquisition et commander l'ouverture des portes des ADC. Ce type d'événements ne comprend évidemment pas l'information des chambres à fils

2. Système d'acquisition :

Le système d'acquisition est assuré par un ordinateur NORD 10 qui permet de gérer l'acquisition des données de l'appareillage expérimental, et contrôler la qualité des événements collectés. A ce ordinateur est associé deux unités de disques et une unité de bande magnétique 1600 BPI, trois consoles de visualisation avec clavier dont une (la console maîtresse) pour communiquer avec le NORD 10, ainsi qu'une imprimante. Son rôle principal est l'acquisition des données en provenance des détecteurs par l'interface CAMAC (essentiellement le contenu des ADC et le numéro des fils touchés), leur mise en mémoire tampon et leur enregistrement sur bande magnétique. Il a aussi pour rôle d'effectuer un certain nombre de calculs à partir d'un échantillon de ces données pour assurer une analyse permanente (constitution des histogrammes, visualisation, impression des résultats etc...) de façon à contrôler en temps réel le fonctionnement et les performances de l'appareillage.

Un ensemble de programme (CHARM) est chargé d'effectuer ce contrôle.

La figure III.8 montre d'une manière schématique l'ensemble du système permettant l'acquisition des données.

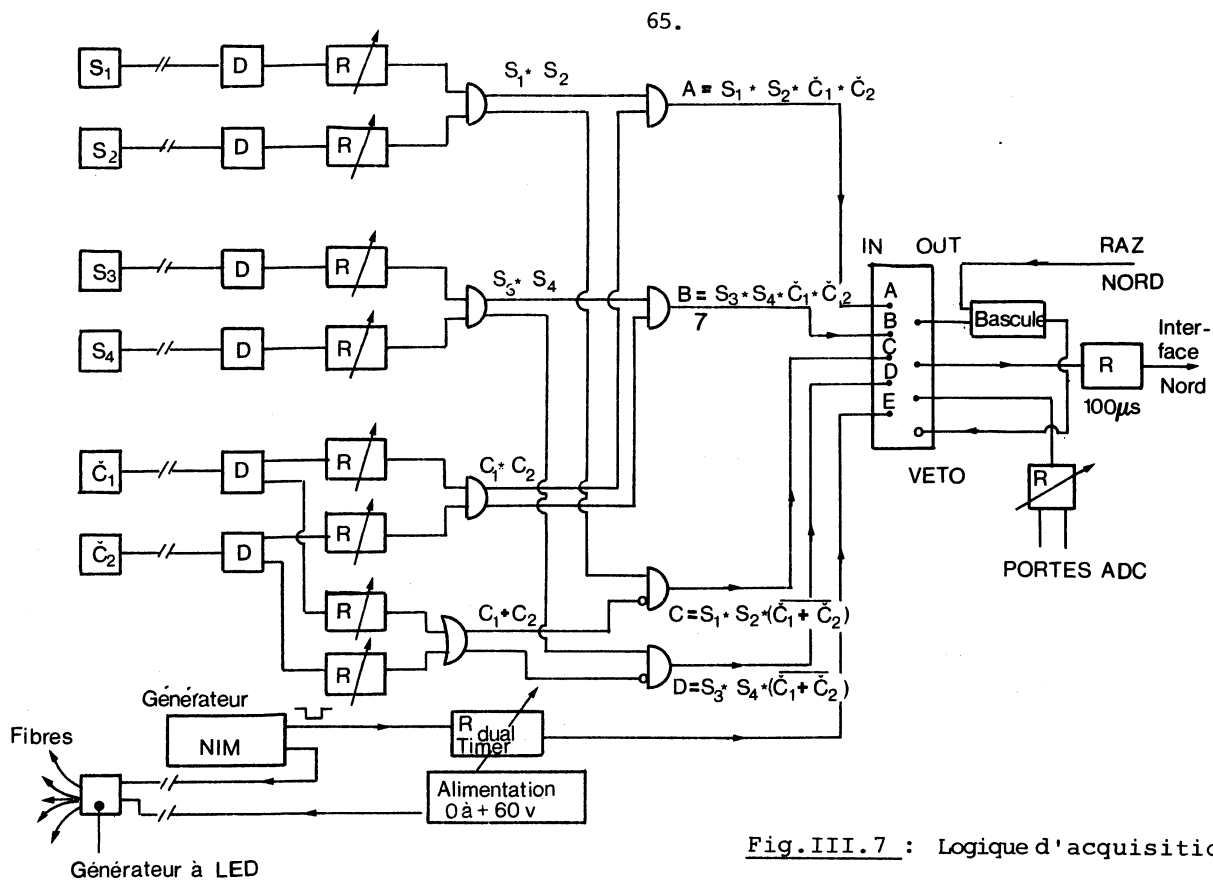


Fig.III.7 : Logique d'acquisition

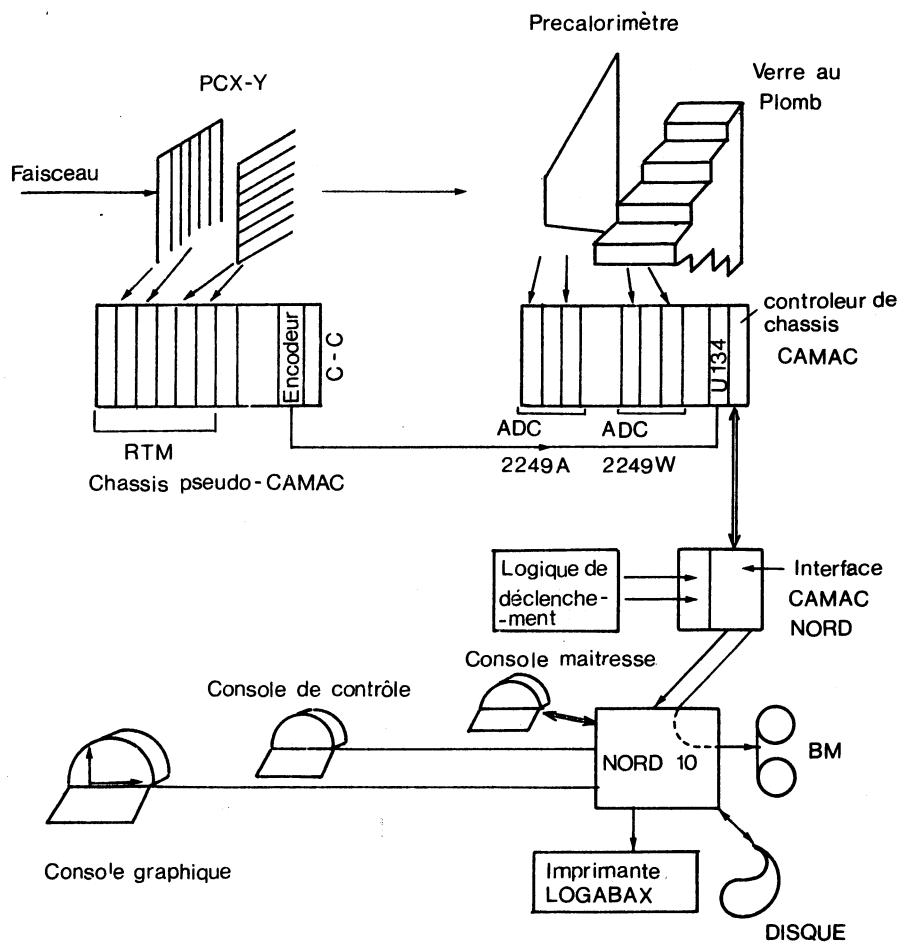


Fig.III.8 : Schéma du système d'acquisition

Environ 200 bandes 1600 BPI ont été enregistrées pour la calibration des deux calorimètres. Elles ont été dépouillées à Lyon (sur le CCPN), au CERN et à Turin.

C) Calibration du calorimètre :

Dans un premier temps, nous mesurons les pieds de ADC, c'est à dire le signal résiduel en l'absence de particules, intégré pendant le temps d'ouverture des portes (150 ns pour les ADC du précalorimètre, 270 ns pour les ADC des verres au plomb) et qui est en fait le zéro de notre échelle en énergie. Ils sont en moyenne de $m_{PED} = 11$ et 37 canaux (respectivement pour le précalorimètre et le verre au plomb). Leur contrôle au cours du temps montre qu'ils restent très stables.

1) Calibration π/μ :

En utilisant le mode de déclenchement C ou D nous n'enregistrons sur bande que les informations correspondant aux signaux de particules au minimum d'ionisation (passage de μ et surtout de π dans les détecteurs) et dont les figures III.9 (a.b.) montrent des exemples de distribution typique. La forme dissymétrique de ces spectres est ajustée par un polynôme du 3ème degré, suffisant pour bien déterminer le maximum (μ^0) du pic et pour épouser correctement la forme autour de ce pic. Cette opération est faite pour tous les compteurs TETA et PHI et en différents points de ceux-ci (statistique d'environ 10 000 à 15 000 π/μ par point).

Aux valeurs μ_0 ainsi extraites, trois types de corrections doivent être apportées :

- i) soustraction du piedestal : $\mu_0 - m_{PED}$
- ii) correction provenant de la variation des gains des PM.

Durant toute la calibration, des prises de données fréquentes de monitoring par LED sont effectuées, montrant une variation importante des gains suivant la température du hall Est (de l'ordre de 15 %, voir figure III.10 où l'on remarque une période de 24 h ; maximum du gain : tous les matins entre 6 et 8 heures).

Ainsi on a :

$$\mu_1 = \mu_0 \cdot \frac{m_M(t_0)}{m_M(t)}$$

où μ_1 est le signal corrigé, $m_M(t_0)$ et $m_M(t)$ sont les signaux de monitoring eux-mêmes normalisés par rapport aux signaux des photodiodes à l'instant t_0 et t (on constate en effet sur la figure III.10 une variation non négligeable des signaux photodiodes - 3 à 4 % - due principalement à l'effet de la température sur les LED des générateurs de lumière).

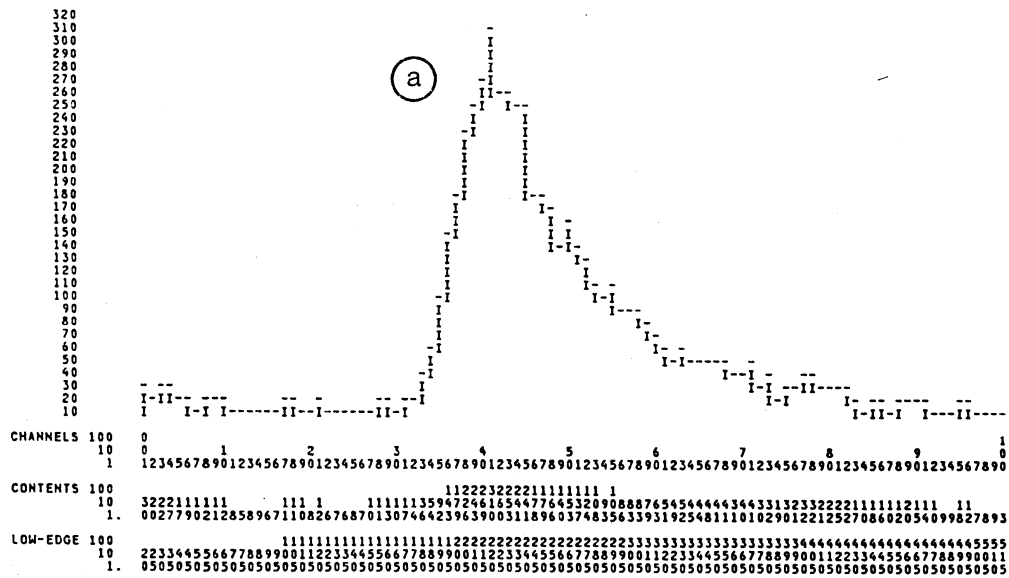
- iii) correction provenant des longueurs de parcours différentes des π/μ dans les détecteurs dus aux angles d'incidence différents. La connaissance précise de la trace permet de corriger facilement cet effet :

$$\mu(X,Y) = \mu_1(X,Y) \cdot f(\theta, \varphi, X,Y)$$

L'information $\mu(X,Y)$ finale ainsi obtenue est primordiale pour deux raisons :

PED.SUB. X HIGH

HB00K ID = 1205



LEAD GLASS, HIGH CHANNELS

HBOOK ID = 571

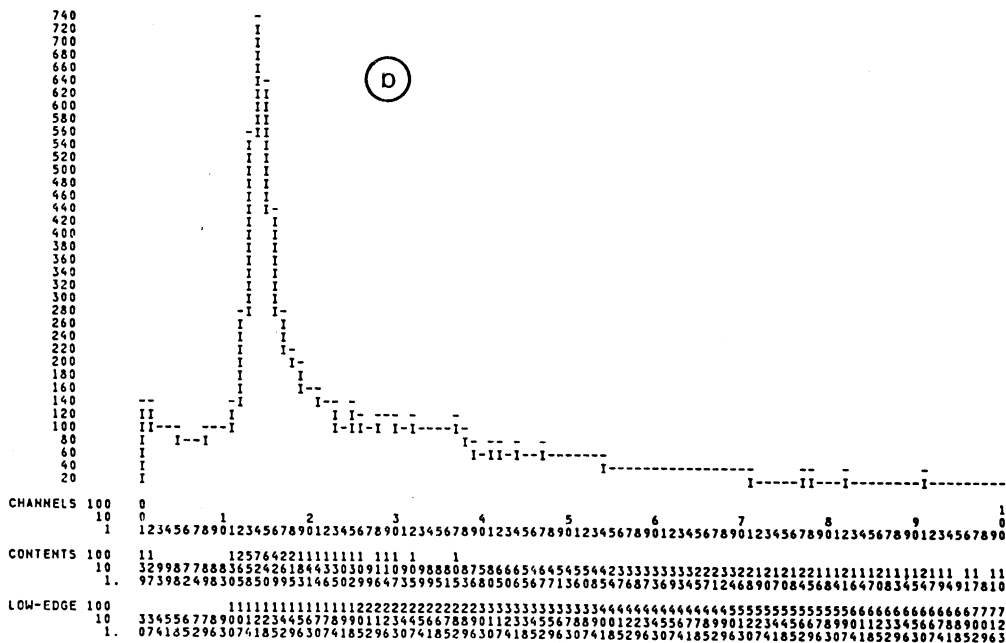


Fig.III.9 a et b : exemples de spectres π/μ (a = sur TETA, b = sur VP)

- d'abord elle nous fournit avec précision le gain relatif de chaque voie PM, l'ajustement définitif de la haute tension ayant d'ailleurs été réalisé "en ligne" avec le signal $\mu_0 - m_{PED}$ (autour des canaux 200 pour le précalorimètre et 100 pour les verres au plomb).

- ensuite et surtout elle constitue, pour une haute tension fixée, l'unité de mesure de chaque voie PM qui nous servira par la suite à définir la gerbe électromagnétique (normalisation des voies).

En ce qui concerne le précalorimètre, cette unité de mesure dépend de la position de l'impact sur le scintillateur. Nous avons ajusté les réponses $\mu(X,Y)$ à l'aide de deux types de fonctions analytiques :

- fonction exponentielle pour les compteurs TETA (l'origine est prise sur le PM) :

$$\mu_{\theta}(y) = A \exp \left(-y/\lambda_1 + (y/\lambda_2)^2 \right)$$

dans un premier temps l'ajustement a été fait en laissant les constantes A , λ_1 , λ_2 libres, puis l'ajustement a été repris avec λ_1 fixé autour d'une valeur moyenne de 150 cm après avoir divisé $\mu_{\theta}(y)$ par la constante A . Cette valeur mesurée λ_2 correspondant à l'atténuation est raisonnable [2]. Les valeurs λ_2 sont données sur la figure III.11.a.

- polynomiales pour les compteurs PHI :

$$\mu_{\phi}(X) = AX^3 + BX^2 + CX + D$$

de façon à tenir compte de la remontée (déjà vue avec cette géométrie) en bout de scintillateur, à l'opposé du PM. Au début, l'ajustement a été fait en laissant les 4 constantes libres, puis on a lissé l'expression $\mu_{\phi}(x)/D$. A cause de la forme géométrique de ces compteurs, il n'est pas évident d'avoir l'atténuation. Le tableau III.3 donne les constantes de l'ajustement des courbes figurées dans la figure III.11b.

Compteurs	$A/D \text{ (cm}^{-3} \times 10^{-7})$	$B/D \text{ (cm}^{-2} \times 10^{-4})$	$C/D \text{ (cm}^{-1} \times 10^{-2})$
ϕ_2	-5.1	1,5	- 1,45
ϕ_3	-7.6	1,8	- 1,53
ϕ_5	-6,5	1,72	- 1,5
ϕ_6	-0,65	0,75	- 1,1
ϕ_{11}	-1,83	0,94	-1,22

Tableau III.3 : valeurs des constantes de l'ajustement

$$\mu_{\phi}(x)/D = A/D x^3 + B/D x^2 + C/D x + 1 \text{ pour certains compteurs PHI}$$

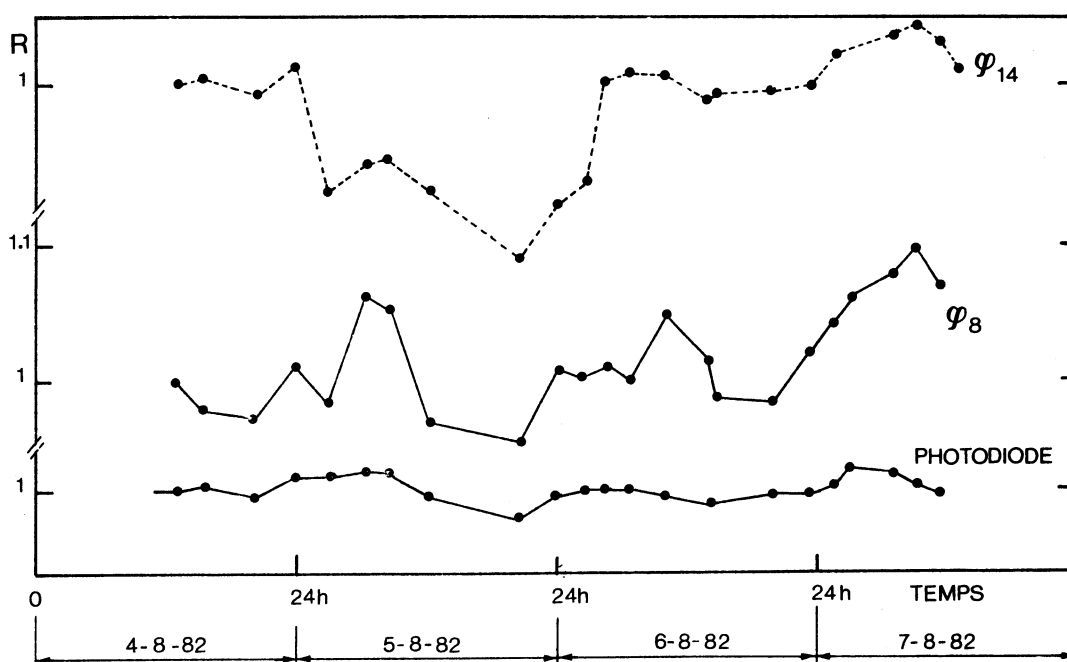


Fig. III.10 : Variation des gains des compteurs ϕ_8 et ϕ_{14} et de la photodiode normalisée par rapport aux premiers points.

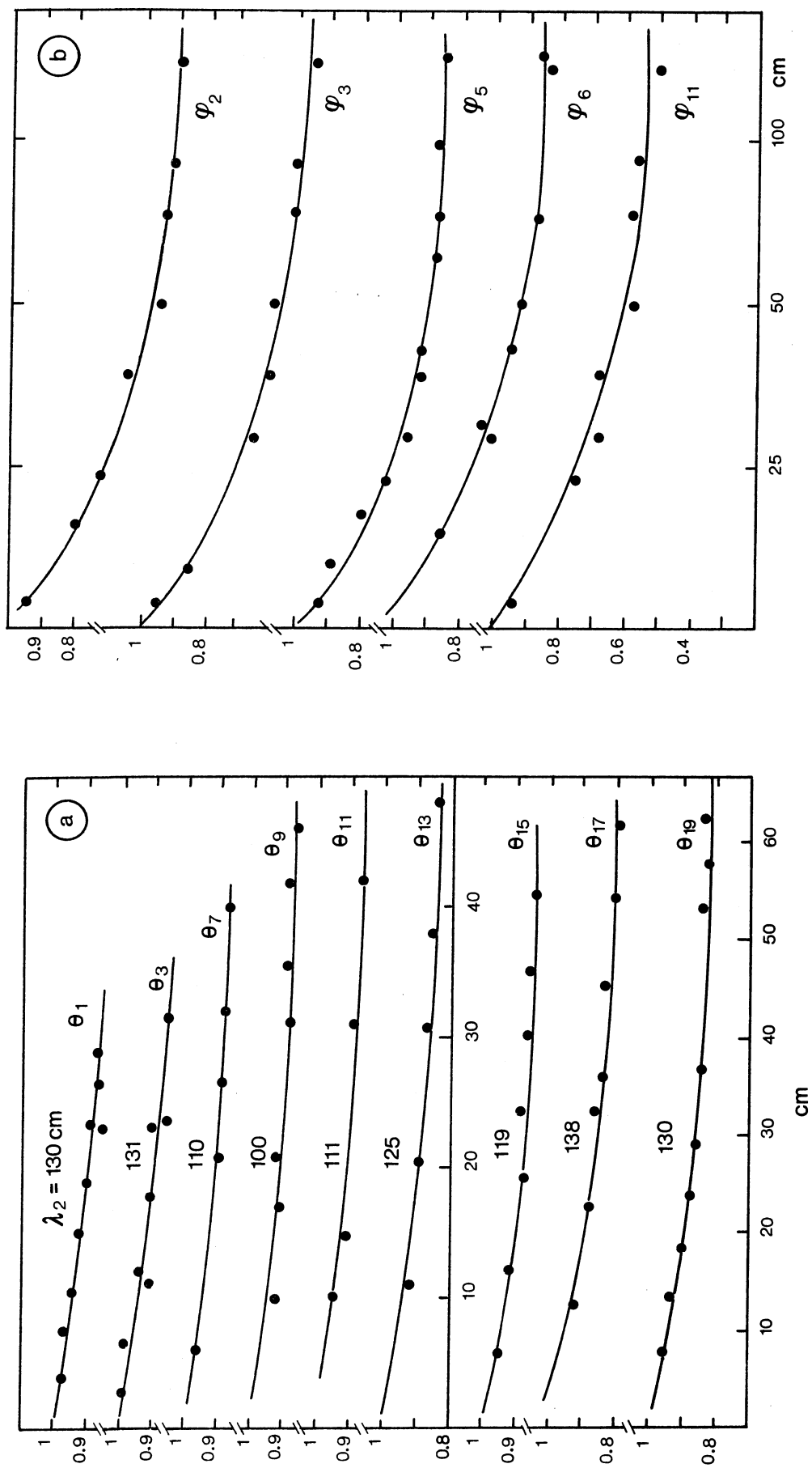


Fig.III.11 : Courbes d'atténuation de lumière

a) Compteur TETA

b) Compteur PHI

2. Calibration en électrons :

Il s'agit maintenant de déterminer l'ensemble des paramètres qui nous permettra de connaître l'énergie des gerbes électromagnétiques détectées. Comme nous l'avons signalé en introduction à ce chapitre, cette information est fournie par le précalorimètre et le mur de verre au plomb. On peut ainsi écrire la réponse globale du calorimètre, pour une énergie de gerbe E_f , sous la forme :

$$R_C(E_f) = \alpha_0 N^{PC}(E_f) + \beta_0 N^{VP}(E_f) \quad (1)$$

où $N^{PC}(E_f)$ et $N^{VP}(E_f)$ sont les énergies dissipées dans le précalorimètre et le verre au plomb respectivement, en terme de nombre équivalent de particules au minimum d'ionisation (= pmi). Les énergies sont normalisées au signal $\mu(X,Y)$:

$$N^{PC}(E) = \sum_j \frac{S_j^\varphi(X,Y)}{\mu_j^\varphi(X,Y)} + \sum_i \frac{S_i^\theta(X,Y)}{\mu_i^\theta(X,Y)} = N_\varphi + N_\theta \quad (2)$$

$$N^{VP}(E) = \sum_k \frac{S_k^{VP}}{\mu_k}$$

où S_j^φ , S_i^θ et S_k^{VP} sont les contenus des ADC des canaux j de φ , i de θ et k du mur de verre au plomb (les sommations sont faites sur les compteurs touchés).

Les figures III.12a et b montrent les distributions N^{PC} et N^{VP} à 4 GeV. La figure III.12c donne pour la même énergie un exemple de rapport N_φ/N_θ montrant une bonne équipartition de l'énergie entre les bandes TETA et PHI du précalorimètre (ce rapport reste voisin de 1.0 à $\pm 10\%$ près). La figure III.13 indique la dépendance de N^{PC} et N^{VP} (valeurs moyennes des distributions précédentes) en fonction de l'énergie de la gerbe. On notera au passage que l'on trouve bien pour le précalorimètre un signal d'environ 50 particules au minimum d'ionisation (cf. paragraphe linéarité et gamme dynamique).

A priori on peut penser que les coefficients α_0 et β_0 de la relation (1) dépendent de la position et de l'énergie de la gerbe, si bien qu'on peut écrire:

$$E_f = \alpha(X,Y, E_f) N^{PC}(E_f) + \beta(X,Y, E_f) N^{VP}(E_f) \quad (3)$$

Les paramètres α et β de (3) constituent finalement les deux "constantes" de calibration, à déterminer en chaque point (X,Y) du calorimètre et pour différentes énergies E_f ($\approx$ de 1 à 5 GeV).

Fig.III.12 a)

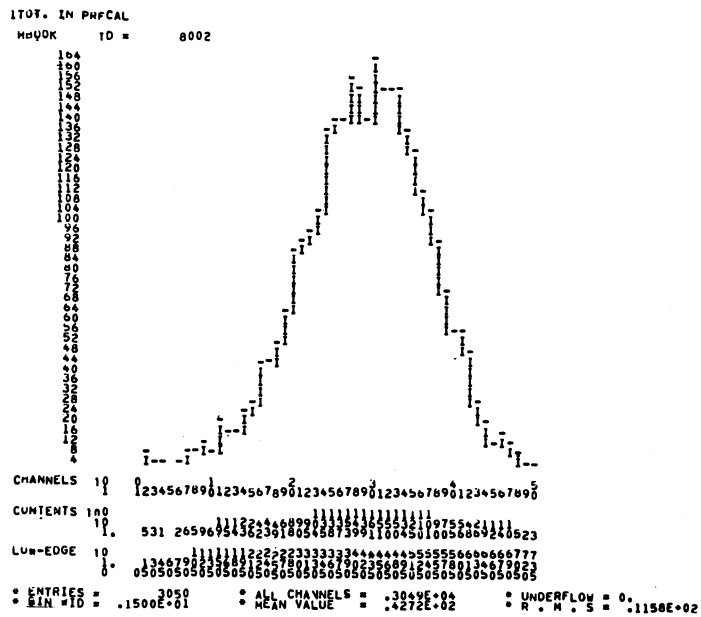
Distribution N^{PC} 

Fig.III.12 b)

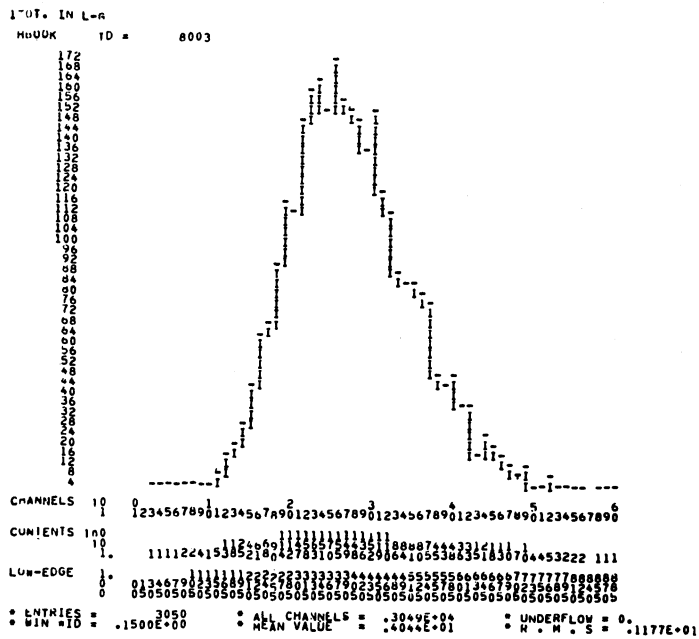
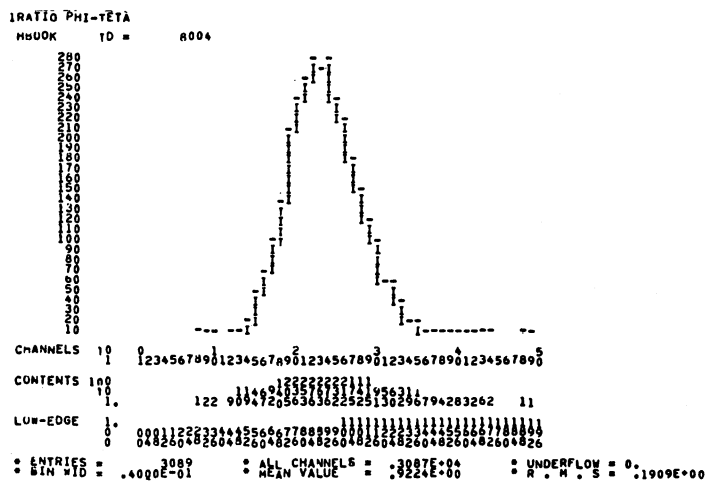
Distribution N^{VP} 

Fig.III.12 c)

Rapport $\frac{N^{PC}}{N^{PC}_\theta}$



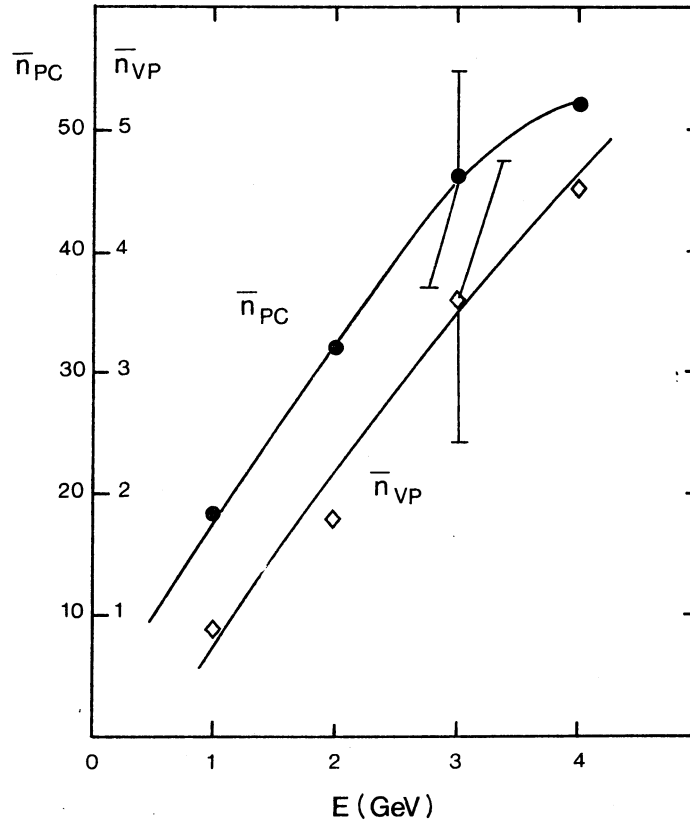


Fig.III.13 : $\bar{n}_{PC}$, $\bar{n}_{VP}$ en fonction de l'énergie

Les électrons sont sélectionnés par le mode de déclenchement A ou B. Une quarantaine de points (X,Y) de la surface de chacun des deux calorimètres ont été systématiquement explorés à raison de 30 000 électrons par point, une acquisition d'évènements de monitoring LED étant faite à peu près toutes les trois ou quatre mesures en électrons.

La figure III.14 montre des exemples de corrélation entre l'énergie laissée dans le précalorimètre (N^{PC}) et l'énergie laissée dans le verre au plomb (N^{VP}) à 3 et 4 GeV. La largeur de cette corrélation est directement liée à la résolution du détecteur. La détermination de α et β est réalisée à partir de cette corrélation en minimisant la quantité :

$$s^2(\alpha, \beta) = \sum_{i=1}^N (E_f - E_i)^2 n_i \quad (4)$$

où N est le nombre de partitions du biparamétrique (une partition est un carré de 100 MeV/pmi de côté), E_f l'énergie de l'électron incident, n_i le nombre d'évènements de la partition i et E_i est donné par la formule (3) relatif à la partition i .

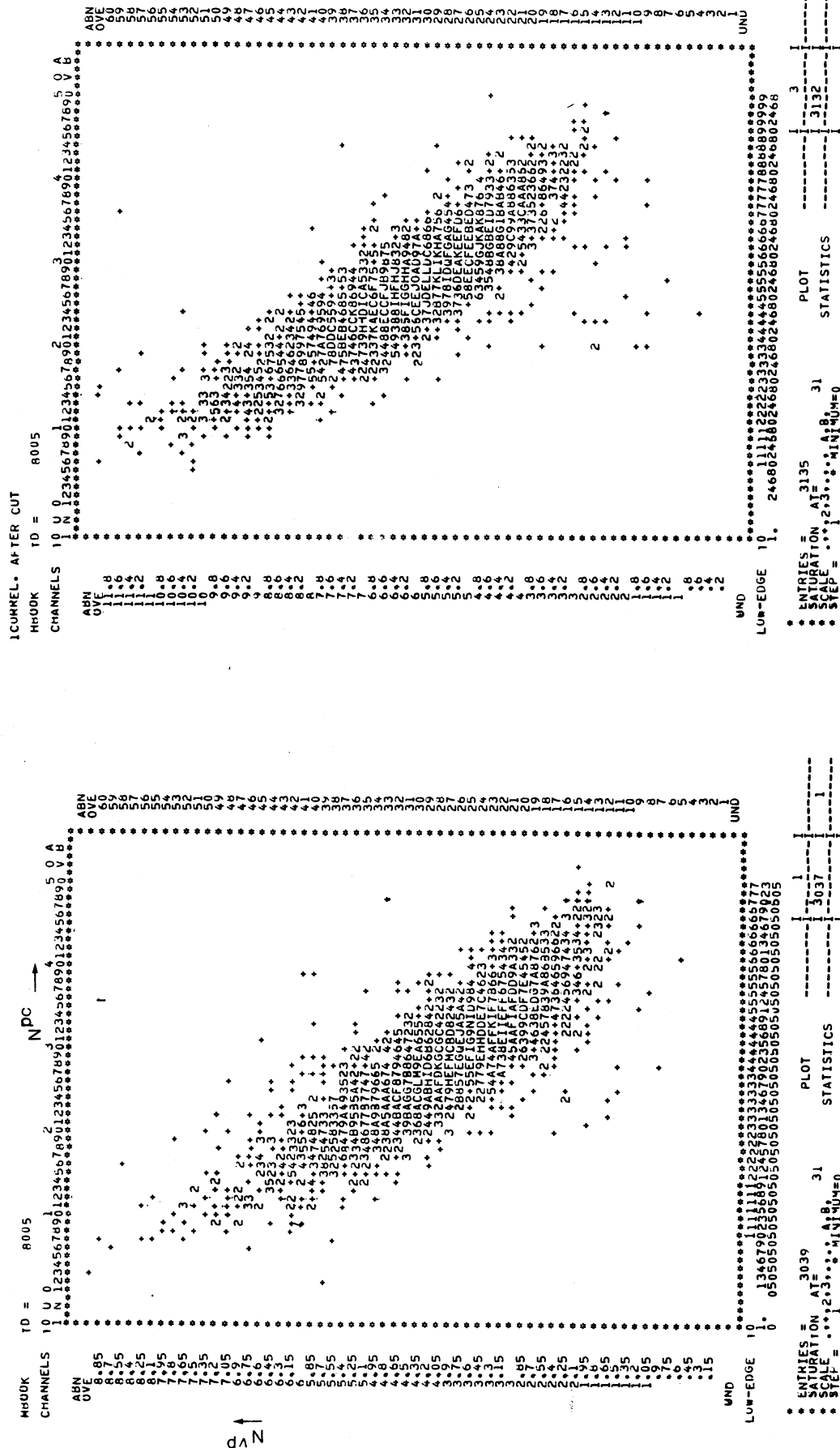


Fig.III.14 : Corrélation $N^{PC} - N^{VP}$ à 3 et 4 Gev.

La minimisation a été faite à l'aide du programme MINUIT du CERN pour chacun des points (X,Y,E) disponible.

La figure III.15 donne un exemple de résultats de fits pour le bras 1 et le bras 2 en différents points des calorimètres ($E = 3$ GeV). De l'ensemble des résultats il apparaît que l'on peut considérer (compte-tenu des incertitudes) α et β comme étant indépendants du point d'impact, ce qui simplifie considérablement la procédure de calibration. Le tableau III.1 et la figure III.16 résument tous les lis-sages réalisés de 1 à 4 GeV. On voit que si l'on peut considérer les coefficients α comme ne variant pas avec E, il n'en est pas de même des coefficients β qui diminuent quand E augmente et qu'il est nécessaire d'introduire au moins un paramètre de dépendance avec l'énergie.

E_f (GeV)	Bras	α (MeV/pmi)	β (MeV/pmi)
1	1	37.8 ± 1.2	406 ± 29
	2	35.3 ± 1.7	376 ± 18
2	1	38.6 ± 1.5	375 ± 29
	2	34.7 ± 1.5	335 ± 22
3	1	38.2 ± 1.6	351 ± 29
	2	35.3 ± 1.7	340 ± 29
4	2	35.0 ± 0.9	333 ± 15

Tableau III.1 Valeurs des coefficients α et β des deux bras.

Finalement, avec les efforts de simplification que l'on vient d'évoquer, la calibration des deux calorimètres se résume pour une gamme de 1 à 4 GeV à 6 constantes :

- pour les précalorimètres : $\alpha = \text{constante}$

$$\alpha_1 = 38.2 \text{ MeV/pmi}$$

$$\alpha_2 = 35 \text{ MeV/pmi}$$

- pour le mur de verre au plomb : $\beta = \beta(E) = \beta^0 + \beta' E$

$$\beta_1^0 = 430 \text{ MeV/pmi} \quad \beta_1' = -0.026/\text{pmi}$$

$$\beta_2^0 = 396 \text{ MeV/pmi} \quad \beta_2' = -0.017/\text{pmi}$$

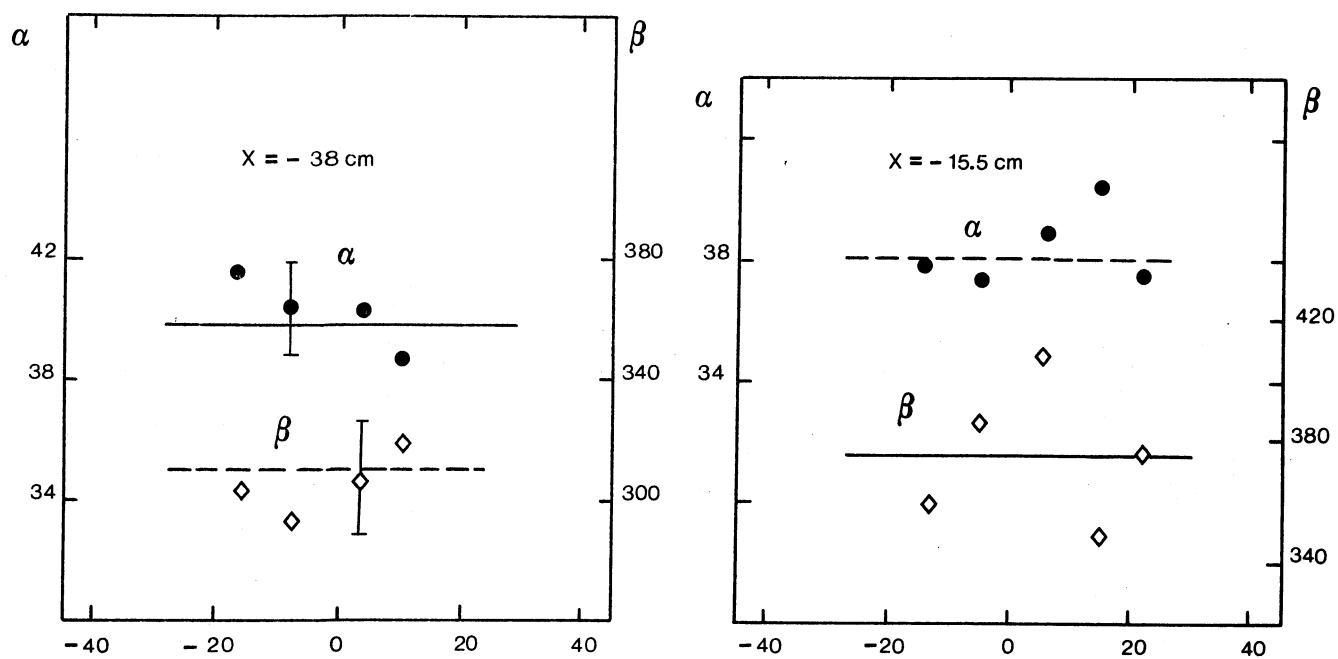


Fig.III.15 : valeurs de α et β en différents points X et Y
(α et β en Mev/p.m.i)

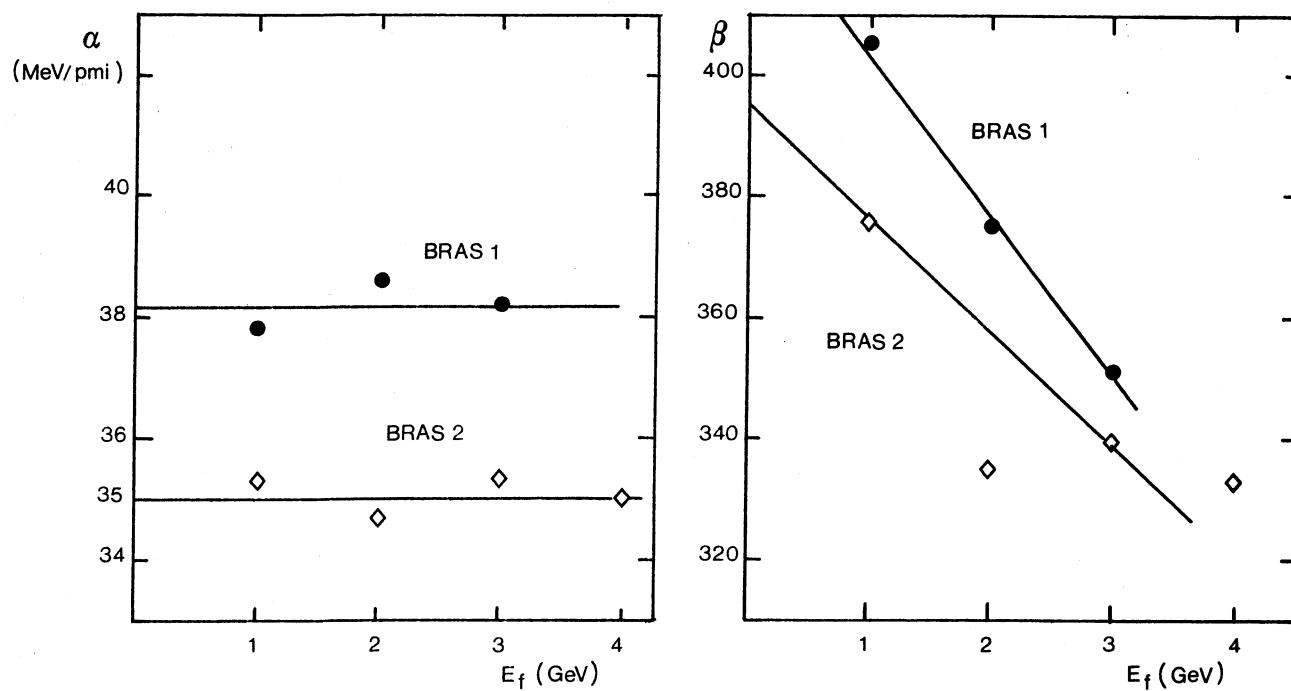


Fig.III.16 : Les paramètres de calibration α et β en fonction de l'énergie pour les deux bras.

Dans R 704, pour des gerbes dont on doit mesurer l'énergie et du fait de la dépendance de β avec E, la reconstruction de celle-ci se fera en deux étapes :

i) reconstruction d'une énergie totale approchée :

$$E^{PC} = N^{PC} \alpha = \text{énergie dissipée dans le précalorimètre}$$

$$E_0^{VP} = N^{VP} \beta^0 = \text{énergie dissipée dans le verre au plomb}$$

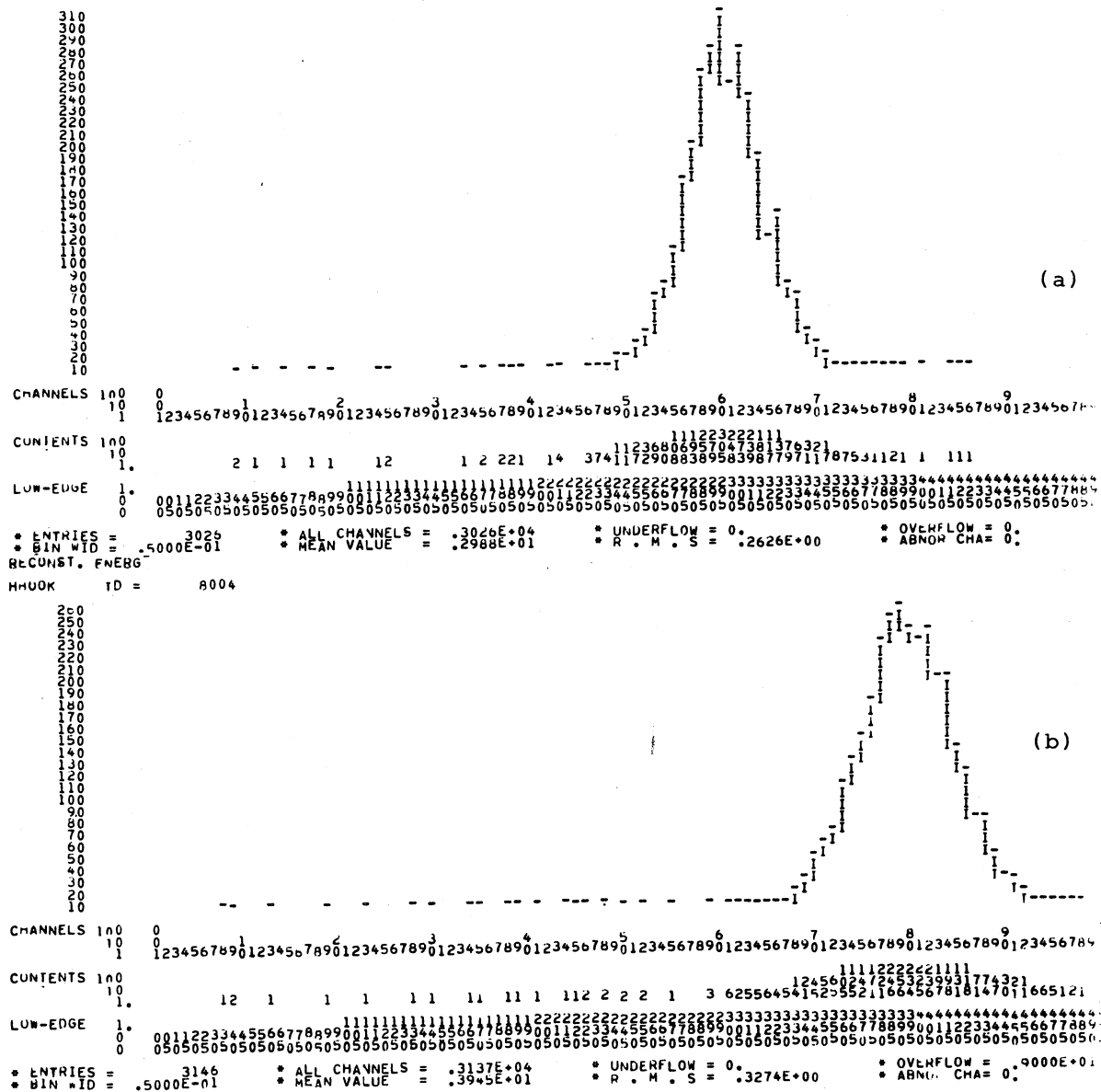
$$\text{d'où : } E_{\text{tot}}^{\text{app}} = E^{PC} + E_0^{VP}$$

ii) Reconstruction de l'énergie totale "vraie" :

$$\begin{aligned} E^{VP} &= N^{VP} \beta (E_{\text{tot}}^{\text{app}}) \\ &= N^{VP} (\beta^0 + \beta' E_0^{VP}) \\ &= N^{VP} (\beta^0 + N^{VP} \beta^0 \beta') \end{aligned}$$

d'où finalement :

$$E_{\text{cal}} = \alpha N^{PC} + N^{VP} (\beta^0 + N^{VP} \beta^0 \beta') \quad (5)$$



3. Résolution en énergie :

La figure III.17 montre des exemples de reconstruction de l'énergie des électrons de 3 et 4 GeV. (fig.(a) : bras 1, $\frac{\Delta E}{E}$ (FWHM) $\approx 17\%$ à 3 GeV ; fig.(b) bras 2, $\frac{\Delta E}{E}$ (FWHM) $\approx 14,2\%$ à 4 GeV). Dans la gamme d'énergie qui nous concerne il y a en moyenne équipartition de l'énergie dissipée dans le précalorimètre et le verre au plomb.

Le tableau III.2 résume les résolutions relatives $\frac{\Delta E}{E}$ (FWHM) obtenues de cette façon aux différentes énergies disponibles

E (gev)	Bras 1		Bras 2	
	$\frac{\text{FWHM}}{E}$ (%)	a_1	$\frac{\text{FWHM}}{E}$ (%)	a_2
1	28.2	0.282	24.8	0.298
2	21.0	0.297	19.4	0.275
3	17.5	0.301	17.0	0.294
4	-	-	14.2	0.288
5	-	-	13.9	0.310

Tableau III.2

Nous avons représenté dans les colonnes notées a_1 et a_2 la valeur du paramètre de proportionnalité intervenant dans l'expression théorique habituelle de la variation avec E de la résolution d'un calorimètre (cf. chapitre II) :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}}$$

On voit que les coefficients $a_{1,2}$ varient peu autour d'une valeur moyenne $\langle a \rangle = 0.293$ (écart-type = 0.011).

On en déduit pour nos deux calorimètres une résolution en énergie donnée par :

$$\frac{\Delta E \text{ (FWHM)}}{E} (\%) = \frac{29 \div 30}{\sqrt{E} \text{ (gev)}} \quad (6)$$

si l'on compare avec les résolutions typiques données dans la littérature [2] on trouve :

$$\frac{\Delta E \text{ (FWHM)}}{E} \approx \frac{10 \div 12\%}{\sqrt{E}} \quad \text{pour } 14 X_0 \text{ de verre au plomb}$$

$$\frac{\Delta E \text{ (FWHM)}}{E} \approx \frac{22\%}{\sqrt{E}} \quad \text{pour } 14 X_0 \text{ de plomb-scintillateur en sandwich}$$

Dans notre cas nous avons affaire à un détecteur hybride comportant en outre, à l'endroit où les gerbes électromagnétiques approchent leur maximum de développement (après les $4.7 X_0$ du précalorimètre), $1 X_0$ de matériau qui n'intervient pas dans la mesure de l'énergie, d'où une perte précieuse d'échantillonnage qui contribue évidemment à la dégradation de la résolution en énergie.

C'est la raison pour laquelle et à défaut d'avoir d'autres éléments de comparaison une résolution de 29 à 30 % / $\sqrt{E}$ nous semble raisonnable compte-tenu de la structure des calorimètres.

II - RESULTATS DE R 704 :

Dans cette partie nous allons illustrer les performances relatives à la calorimétrie par certains résultats obtenus durant les runs de physique de juillet-août 1983 (environ 4 semaines de prises de données).

1) Mesure de stabilité :

A la différence des prises de données de la calibration dans le faisceau T6 où des runs spéciaux de monitoring LED étaient organisés, l'enregistrement des impulsions LED dans l'expérience R 704 est fait continuellement. Un mode de déclenchement approprié (événements de monitoring "TM") a été élaboré de façon à mettre sur bandes les contenus des ADC des calorimètres et des photodiodes et ce à raison d'une impulsion toutes les secondes environ. Ainsi, au cours d'un run, de l'ordre de 2000 à 4000 événements "TM" sont enregistrés permettant une étude détaillée de la stabilité des voies PM.

Il serait fastidieux de montrer ici tous les résultats. Nous avons seulement représenté sur les figures III-18 et III-19 des exemples de variation de quelques compteurs du précalorimètre du bras 1 (Fig.III-18) et du mur de verre au plomb du bras 2 (Fig.III-19). En abscisses est porté un échantillonnage de runs couvrant toute la période juillet-août 1983 qu'il nous a été possible de dépouiller.

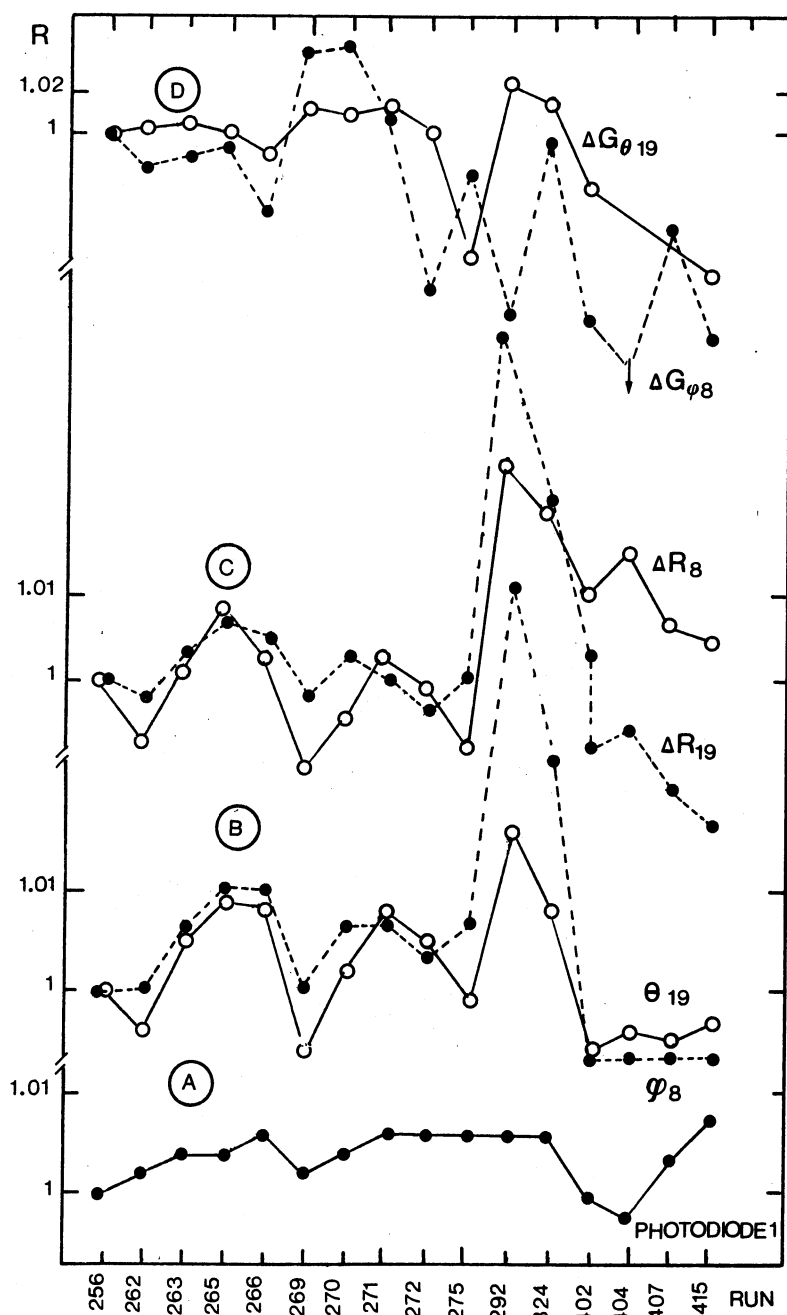


Fig.III.18 : Précalorimètre du bras 1. Exemples de variation de gain. R = réponse des compteurs normalisée au premier run (256)

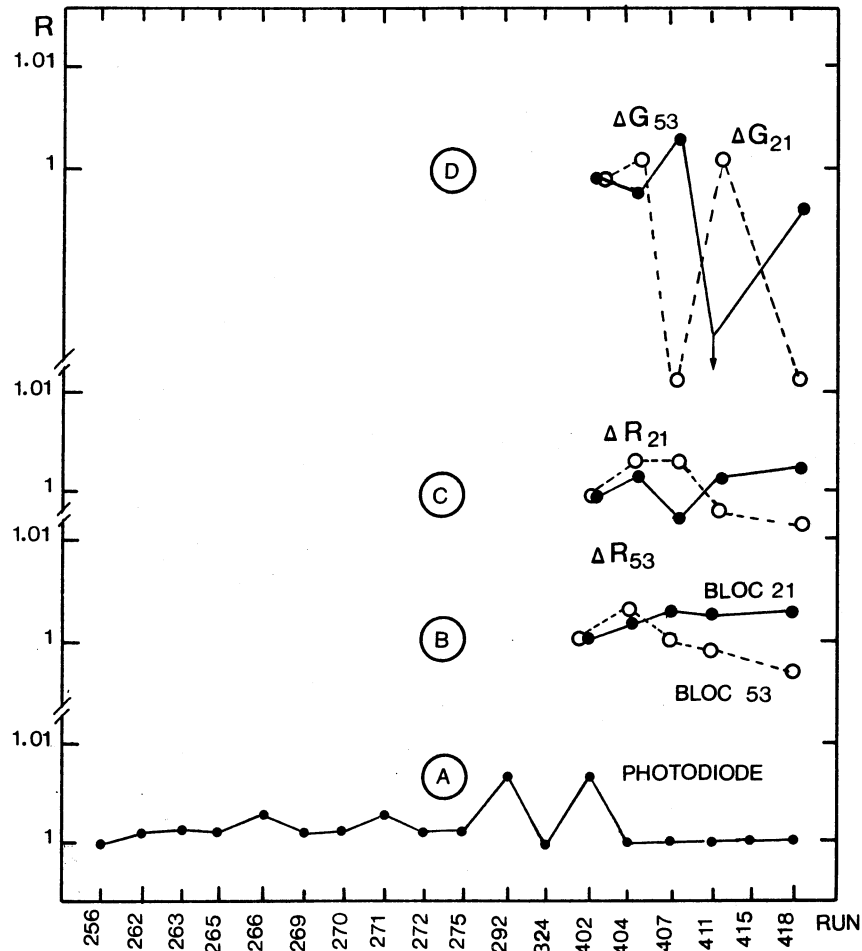


Fig.III.19 : Calorimètre du bras 2 : exemples de variation de gain

D'une façon générale on constate des fluctuations faibles comparées à celles illustrées sur la Fig.III.10 relative à la calibration dans T6 :

- en ce qui concerne les 4 photodiodes (courbes A) on remarque une variation totale du signal de 3 à 6 % maximum ($|\frac{\Delta S}{S}| < 3\%$ alors qu'elle était de presque 4 % dans T6) ce qui nous permet de dire que l'on contrôle la stabilité des PM à mieux que 1 %.
- en ce qui concerne les voies PM, nous présentons quelques compteurs qui ont un comportement moyen représentatif de la plupart d'entre eux. Les points sur les courbes (B) et (C) représentent respectivement les variations (relatives au run 256) de l'amplitude du signal PM seul et du signal PM normalisé à la photodiode correspondante. Ces variations sont de l'ordre de 4 à 6 % pour les précalorimètres (par exemple $|\frac{\Delta \varphi_8}{\varphi_8}| \leq 2.5\%$ soit 5 % total comparés aux 15 % de la figure III.10) et moins

de 1 % pour les blocs de verre au plomb choisis.

Cette différence avec les mesures de T6 ainsi que la bonne stabilité de la réponse des PM dans R 704 s'expliquent par l'ambiance tempérée qui règne dans les anneaux des ISR, isolés thermiquement par de la terre (la température y varie de $\pm 1^\circ\text{C}$ au maximum).

REMARQUES

i) En dehors du comportement de l'ensemble des compteurs des précacalorimètres résumé sur la figure III-18, il faut noter qu'un petit nombre d'entre eux présente un changement de gain entre le début et la fin de la période de physique :

- pour le bras 1 : θ_4 et ϕ_5 montrent un changement de gain de + 12 % et + 7 % respectivement à partir du run 324 et jusqu'à la fin.
- pour le bras 2 : il en est de même pour les compteurs ϕ_6 , θ_6 et θ_{21} (changement de - 6%, - 10% et - 15% respectivement).

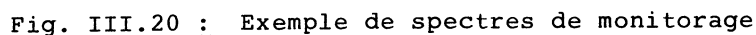
Cette étude systématique n'a pas encore été faite pour les blocs de verre au plomb.

ii) Les figures III.20 montrent deux exemples de distribution de monitoring LED sur une photodiode et un compteur PM. Si l'on suppose que la largeur de ces distributions est uniquement due à la fluctuation statistique du nombre de photoélectrons, alors il est possible de remonter directement au gain du photosenseur connaissant la valeur moyenne m et le σ de la distribution par la relation :

$$G = \frac{\sigma^2}{m}$$

Les courbes (D) des figures III.18 et III.19 correspondent aux valeurs des gains des PM ainsi calculés. On y constate des variations plus importantes que celles données par les courbes (C) ($|\frac{\Delta G}{G}| > 5\%$, noter le changement d'échelle). En fait, la mesure du gain par cette méthode doit être à notre sens envisagée avec prudence en raison d'une part de la contribution de l'électronique associée et d'autre part de la précision avec laquelle σ est extrait (nécessité d'une bonne statistique et peut-être d'un lissage de la distribution)

C'est pourquoi il nous semble plus approprié de corriger les voies PM au moyen des courbes (C).



Nous avons utilisé un certain nombre d'entre eux (32) pour vérifier les performances des calorimètres dans R 704 et en particulier la calibration. Notre analyse préliminaire s'appuyant essentiellement sur les chambres digitales, mais incluant les informations des compteurs Čerenkov et les vetos doit nous fournir une signature $\phi \rightarrow e_1 e_2$ relativement bonne (cf. Fig.I.11).

On peut ainsi reconstruire avec précision en introduisant les contraintes cinématiques le quadrimoment de l'électron et du positron et la masse M du ψ : pour ces 32 candidats on obtient une valeur moyenne $\langle M \rangle = 3096,6$ MeV avec $\sigma \approx 1.2$ MeV.

Maintenant, à partir des quadrimoments $q_i = (E_i^0, \vec{p}_i)_{i=1,2}$ de e_1 et e_2 qui vont nous servir de référence, nous allons utiliser l'information énergie des calorimètres associée à chacune des traces chargées (c'est à dire que dans le cas où il y a plusieurs clusters séparés sur le précalorimètre ou le verre au plomb on ne considère que celui qui est corrélé avec le passage de l'électron) pour construire les quantités suivantes :

$$\begin{cases} \Delta E = E_i^{\text{cal}} - E_i^0 \text{ avec } E_i^{\text{cal}} \text{ donnée par l'expression (5)} \\ M^2 = 2 E_i^{\text{cal}} E_2^{\text{cal}} (1 - \cos \theta_{12}^0) \text{ avec } \cos \theta_{12}^0 = \frac{p_1 \cdot p_2}{p_1 \cdot p_2} \end{cases} \quad (7)$$

Les figures III.21 à III.23 montrent les distributions obtenues à partir de notre échantillon de 32 événements :

- La fig.III.21(A) donne ΔE en fonction de l'énergie E^0 des gerbes dans chaque calorimètre tandis que III.21(B) représente la distribution projetée sur l'axe ΔE . La courbe en traits discontinus de III.21(A) correspond à $\Delta E = 0.29 \sqrt{E}$. A partir de III.21(B) on obtient :

$$\langle \Delta E \rangle \approx 0.002 \text{ GeV}, \quad \sigma = 0.318 \text{ GeV}$$

- La fig.III.22 montre la corrélation $E^{\text{PC}} - E^{\text{VP}}$ pour certaines traces correspondant à 2 gammes d'énergie (les lignes discontinues ne sont là que pour guider l'oeil).
- enfin la figure III.23 donne la distribution de masse M reconstruite à partir des calorimètres:

$$\text{On obtient } \langle M \rangle = 3.10 \text{ GeV}, \quad \sigma = 0.28 \text{ GeV}$$

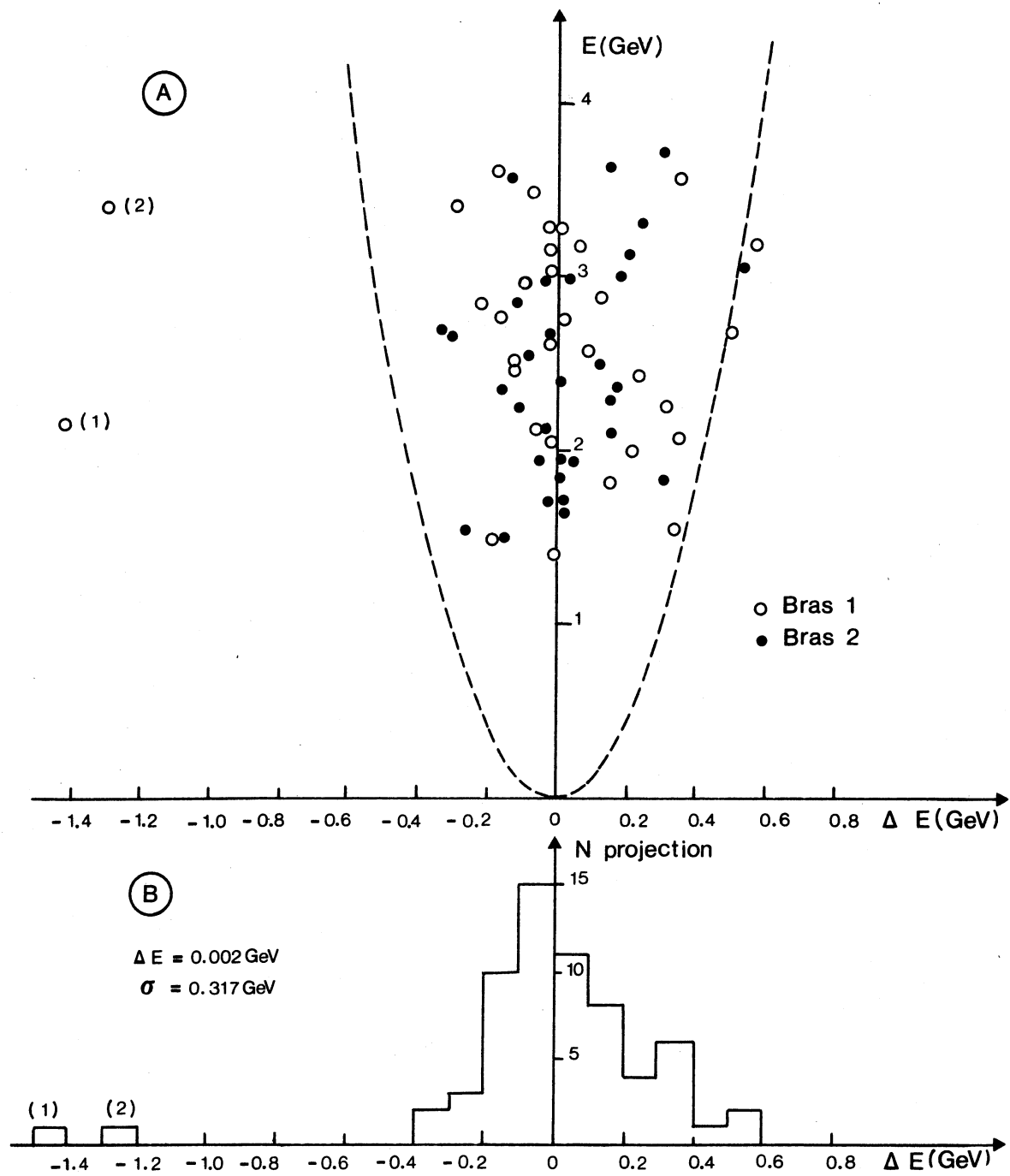


Fig. III.21 : A) ΔE en fonction de l'énergie des gerbes.
La courbe en trait discontinu correspond
à $\Delta E = 0.29 \sqrt{E}$

B) Distribution des ΔE

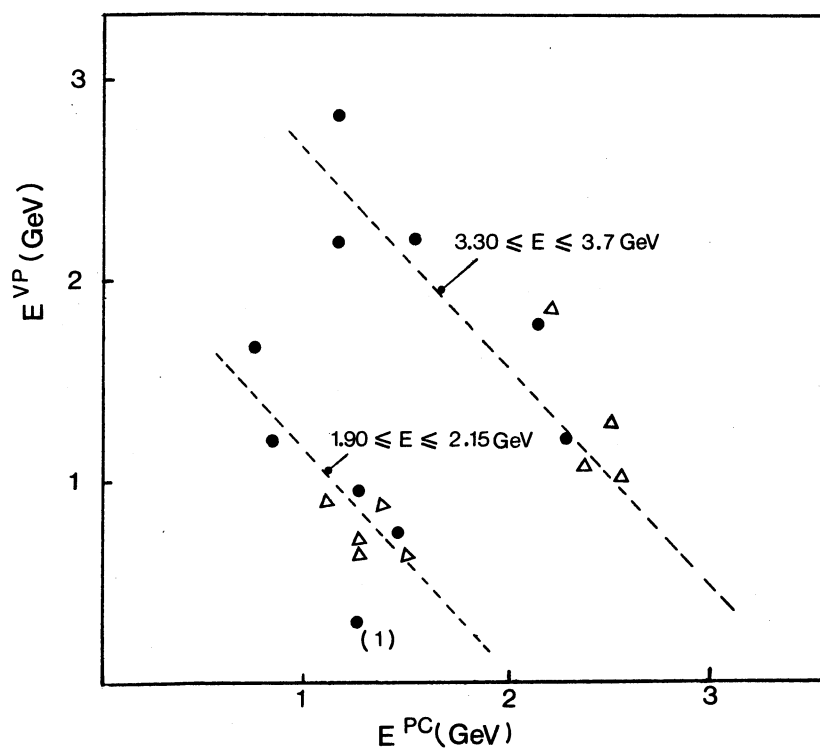


Fig.III.22 : Correlation $E^{PC} - E^{VP}$ pour deux gammes d'énergie

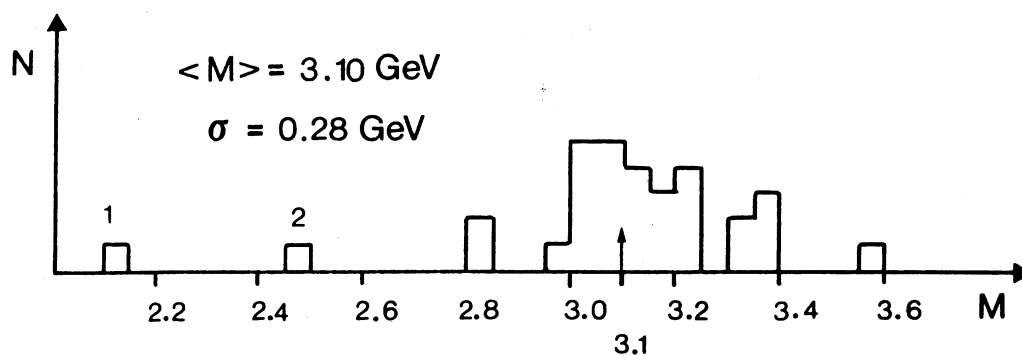


Fig.III.23 : Masse M des ϕ reconstruite à partir de l'énergie mesurée dans les deux calorimètres.

Sur ces figures on remarque deux gerbes - notées (1) et (2) - pour lesquelles le calorimètre du bras 1 accuse un important défaut d'énergie (essentiellement dans le verre au plomb pour (1), à la fois dans le précalorimètre et le verre au plomb pour (2)). Ce défaut d'énergie est difficile à expliquer : la figure III.24 montrant les 66 blocs de verre au plomb indique qu'il n'y a pas, à priori, de problème d'acceptance pour ces deux gerbes. N'oublions pas toutefois que l'analyse présentée ici est préliminaire et ne peut être de ce fait que grossière.

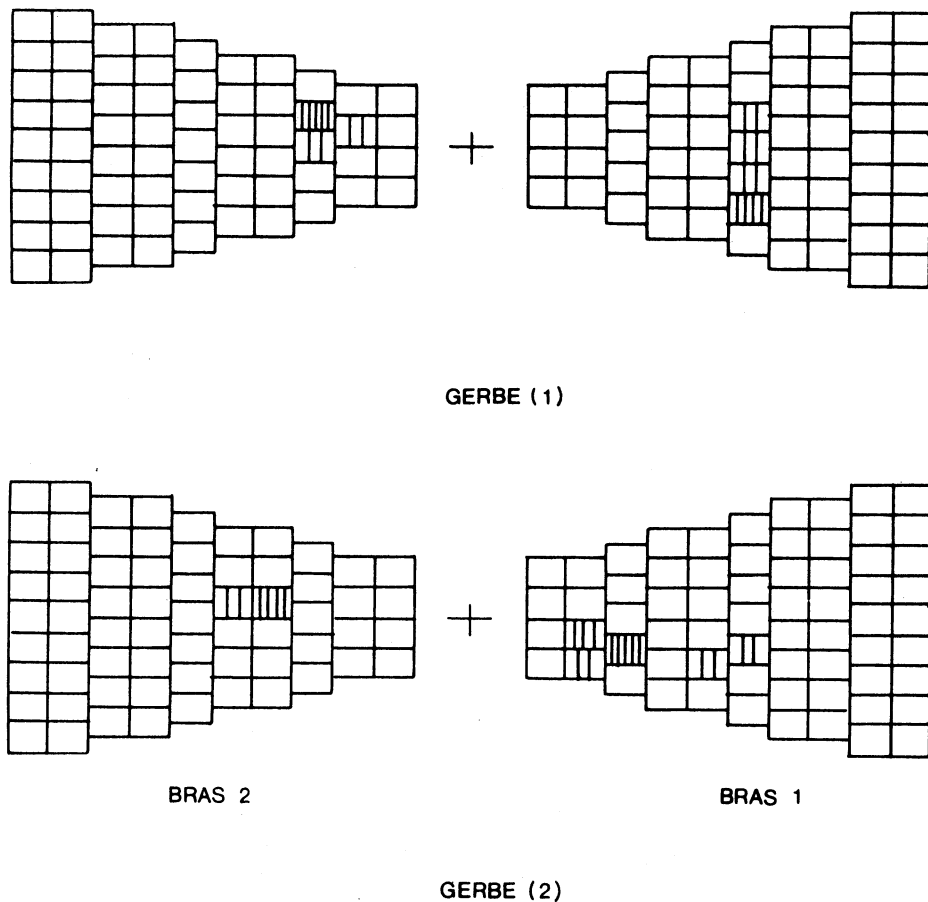


Fig.III.24 : Blocs de verre au plomb touchés par les gerbes (1) et (2)

Quoiqu'il en soit, et bien que la statistique utilisée ici soit faible, ces résultats montrent que la calibration est correcte et que les calorimètres fonctionnent normalement.

En ce qui concerne la résolution, il est intéressant de comparer les largeurs des distributions III.21(B) et III.23 avec l'expression (6). En se plaçant à l'énergie moyenne de notre lot d'évènements : $\langle E \rangle = 2.5 \text{ GeV}$, on trouve d'après (6):

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0.295}{\sqrt{\langle E \rangle}} = 19 \%$$

$$\frac{\Delta M}{M} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta E}{\langle E \rangle} \approx 13 \%$$

D'après nos résultats : $\left. \frac{\Delta E}{\langle E \rangle} \right|_{64} \lesssim \frac{0.32 \times 2.36}{2.5} = 30 \%$

et $\left. \frac{\Delta M}{M} \right|_{32} = \frac{0.28 \times 2.36}{3.10} = 21 \%$

On obtient des résolutions moins bonnes que prévues par les données de la calibration T6. Ceci est évidemment dû aux deux gerbes (1) et (2). Si on ne prend pas en compte les deux événements correspondants (qui peuvent être éliminés dans une analyse plus complète comme n'étant pas des ψ) on obtient :

$$\left. \frac{\Delta E}{E} \right|_{60} \lesssim \frac{0.202 \times 2.36}{2.5} = 19 \% \quad \text{avec } \langle \Delta E \rangle = 0.046 \text{ GeV}$$

$$\left. \frac{\Delta M}{M} \right|_{30} = \frac{0.173 \times 2.36}{3.16} = 12.9 \% \quad \text{avec } \langle M \rangle = 3.16 \text{ GeV}$$

Valeurs compatibles avec (6).

REFERENCES :

- [1] B.ILLE
Thèse de Doctorat d'Etat, Université Claude Bernard Lyon I (1979) N° 7914
J.P.MARTIN
Thèse de 3ème cycle, Université Claude Bernard Lyon I (1974) N° 337
- [2] C.BRICMAN et al., Review of Particle Properties, Rev.of Mod.Phys. Vol.52, N°2 1980.
- [3] B.MOUELLIC, M.CHEMARIN : notes internes à R704 relatives aux chambres analogiques.

C O N C L U S I O N

Nous avons présenté dans ce mémoire la construction et les performances d'un calorimètre électromagnétique intervenant en deux exemplaires dans l'expérience R 704 installée aux ISR du CERN.

Il s'agit d'un calorimètre hybride constitué d'un précalorimètre plomb-scintillateur ($4.7 X_0$, à structure X - Y), d'un ensemble de 4 chambres analogiques ($1 X_0$) et d'un mur de verre au plomb ($10 X_0$) chargé de détecter des gerbes électromagnétiques jusqu'à 5 GeV d'énergie maximum. Nous nous sommes concentrés dans ce travail uniquement sur la mesure de l'énergie, en insistant plus particulièrement sur la mise au point du précalorimètre et du système de monitoring des gains dont nous avons la charge.

Les faits essentiels qui découlent de ce travail sont les suivants :

- la résolution en énergie est de l'ordre de $29 \text{ à } 30 \% / \sqrt{E}$ (FWHM). Etant donné la structure complexe du calorimètre résultant d'un compromis entre la mesure de l'énergie et la localisation des gerbes, dans une gamme d'énergie délicate, cette valeur nous semble raisonnable.
- le système de monitoring, constitué de générateurs de lumière à diodes électroluminescentes, de fibres optiques et de photodiodes permet de contrôler la stabilité des gains au niveau de 1 %.
- Une première analyse d'événements chargés e^+e^- acquis durant les runs de physique de Mai et Juillet-Août 1983 montre que le dispositif calorimétrique fonctionne convenablement, en conformité avec les résultats obtenus lors des tests en faisceau d'électrons.

Maintenant, il s'agit d'aborder la phase suivante qui consiste à reconnaître et à mesurer l'énergie des gerbes provoquées par les γ provenant des états χ_2 , η_c ... susceptibles d'être formés dans l'annihilation $p\bar{p}$. C'est une étape de première importance et très délicate (cf. l'existence de gerbes telles que (1) et (2) du chapitre III.2) qui met en jeu les chambres analogiques que nous n'avons pas évoquées dans ce travail. En effet, ces détecteurs, d'une grande complexité, comportant environ un millier de canaux et fonctionnant d'une manière remarquable (Réf. III.3) (localisation d'une gerbe, $\sigma \approx 2.5 \text{ mm}$), non seulement font partie intégrante du calorimètre mais constituent notre atout majeur pour reconnaître un γ d'un π^0 .

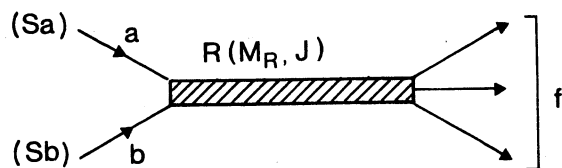
Gageons que ce que nous avons perdu dans la résolution en énergie sera amplement compensé par la reconnaissance des traces.

APPENDICE

Quelques définitions de quantités
évoquées dans le texte.

I - CINEMATIQUE DE LA FORMATION D'UNE RESONANCE :

Processus de formation de R :



$a + b \rightarrow R \rightarrow \text{état final } f$

M_R = masse de la résonance

J = spin total de R

s_a, s_b = spins des particules de l'état initial

* Quadrimoment dans le laboratoire :

$$q_a = (E_a, \vec{p}_a) \text{ particule incidente}$$

$$q_b = (E_b, \vec{p}_b) = (m_b, 0) \text{ particule cible fixe}$$

* Masse invariante :

$$s = (q_a + q_b)^2 = M^2 = E_{CM}^2 \text{ tot} = (E_{a,CM} + E_{b,CM})^2 \quad (1)$$

$$s = (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_a \quad (2)$$

* Cqs $p\bar{p}$:

$$\begin{cases} m_a = m_b = m \\ E_a = E_0 \end{cases}$$

$$s = 4 E_{a,CM}^2 = 2 m(m + E_0) = 2m^2 (1 + \gamma_0) \quad (4)$$

où $\gamma_0 = \frac{E_0}{m}$

La valeur de l'énergie du faisceau $\bar{p}$ pour former la résonance R est donnée par :

$$s = M_R^2 = 2 m^2 (1 + \gamma_0)$$

$$E_0 = m \left[0.5 \left(\frac{M_R}{m} \right)^2 - 1 \right] \quad (5)$$

II - RESOLUTION EN MASSE :

$$s = M^2 = 2m (m + E_0)$$

$$dM = \frac{m}{M} dE_p = \frac{m}{M} \beta_0 dp$$

$$\text{avec } \beta_0 = \frac{p_0}{E_0}$$

Si Δp_0 est la résolution du faisceau :

$$\Delta M = \frac{m}{M} \beta_0 \Delta p_0 \quad (4)$$

III - SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DE LA RESONANCE : Formule de Breit et Wigner (non relativiste) :

$$\sigma(ab \rightarrow R \rightarrow f) = \frac{\pi \lambda^2 (2J+1)}{(2S_a+1)(2S_b+1)} \frac{\Gamma_{ab \rightarrow R} \cdot \Gamma_{R \rightarrow f}}{(M-M_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma = \text{largeur totale de R} \\ \lambda^2 = \left(\frac{\hbar}{p_{a,CM}} \right)^2 \quad \lambda \text{ longueur d'onde dans le CM} \\ \Gamma_{ab \rightarrow R} = \text{largeur partielle} \quad R \rightarrow ab \\ \Gamma_{R \rightarrow f} = \text{largeur partielle} \quad R \rightarrow f \end{array} \right.$$

* Cas $p\bar{p}$: $S_a = S_b = \frac{1}{2}$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow R^0 \rightarrow f) = \frac{\pi \lambda^2}{4} (2J+1) \frac{\Gamma_{p\bar{p} \rightarrow R^0} \Gamma_{R^0 \rightarrow f}}{(M-M_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (6)$$

IV - SECTION EFFICACE AU PIC :

Dans ce cas : $M = M_R$ et $\lambda^2 = \frac{4 \hbar^2}{s-4m^2} = \frac{4 \hbar^2}{M_R^2 - 4m^2}$

$$\sigma_{\text{pic}} = \sigma_0 = \frac{4 \cdot \pi \lambda^2}{4} (2J+1) B_{p\bar{p} \rightarrow R^0} B_{R^0 \rightarrow f} \quad (7)$$

avec $\begin{cases} B_F = B_{\text{formation}} = B_{p\bar{p} \rightarrow R^0} = \text{rapport de branchement de formation} \\ B_D = B_{\text{désintégration}} = B_{R^0 \rightarrow f} = \text{rapport de branchement de désintégration} \end{cases}$

* Numériquement :

$$\sigma_0 = \frac{0.488}{M_R^2 - 4m^2} (2J+1) B_F B_D \times 10^7 \quad (8)$$

(nb) $(M_R \text{ en GeV})$

Dans le cas e^+e^- :

$$J = 1 \text{ et } m \ll M_R$$

$$\sigma_0 = \frac{1.463}{M_R^2} B_{e^+e^- \rightarrow R^0} B_{R^0 \rightarrow f} \times 10^7$$

(nb) $(M_R \text{ en GeV})$

V - TAUX DE COMPTAGE A LA RESONANCE :

En supposant une distribution uniforme en énergie du flux $\bar{p}$ incident, il est donné par :

$$N = \frac{L_0}{\Delta M} \int_{M_R - \frac{\Delta M}{2}}^{M_R + \frac{\Delta M}{2}} \sigma(M) dM = L_0 \bar{\sigma}$$

(evt/s)

où : $\begin{cases} \Delta M \text{ est la dispersion de l'énergie CM (correspond à } \Delta p/p \text{ du faisceau formule (4)).} \\ \bar{\sigma} = \text{section efficace effective (voir formule 13)} \\ L_0 = \text{luminosité instantanée.} \end{cases}$

* Luminosité :

$$L_0 = \rho N \tau N_{\bar{p}} \quad (9)$$

$(\text{cm}^{-2}/\text{s})$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho = \text{densité du jet en g/cm}^2 \Rightarrow L_0 \text{ en cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ N = \text{nombre d'Avogadro} = 6 \times 10^{23} \\ \tau = \text{nombre de révolutions par seconde} \\ \quad = 3.18 \times 10^5 \text{ } \beta_0 \text{ (pour une circonférence de 942 m des ISR)} \\ N_{\bar{p}} = \text{nombre d'antiprotons stockés dans les ISR} \end{array} \right.$$

* section efficace effective :

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\Delta M} \int_{M_R - \frac{\Delta M}{2}}^{M_R + \frac{\Delta M}{2}} \sigma(M) dM \quad (10)$$

Dans le tableau I.3 on a approximé la Breit et Wigner par une gaussienne dont la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM) est Γ :

$$\sigma_{B.W.} \approx \sigma(M) = \sigma_0 e^{-\frac{(M-M_R)^2}{2\sigma^2}} \quad (11)$$

avec : $\left\{ \begin{array}{l} \sigma = \Gamma/2.36 \\ \sigma_0 = \text{section efficace au pic (formule (7))} \end{array} \right.$

Dans ce cas : $\sigma = \frac{\sigma_0}{\Delta M} \int_{M_R - \frac{\Delta M}{2}}^{M_R + \frac{\Delta M}{2}} e^{-\frac{(M-M_R)^2}{0.359\Gamma^2}} dM$

soit $\bar{\sigma} = \frac{\sigma_0}{\Delta M} \sqrt{0.359} \Gamma \int_{-Z}^Z e^{-x^2} dx$

avec $Z = \frac{\Delta M}{2 \sqrt{0.359} \Gamma} = 0.833 \frac{\Delta M}{\Gamma}$

c'est-à-dire en introduisant la fonction d'erreur dont il existe des tables :

$$\text{erf}(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-z}^z e^{-t^2} dt \quad (12)$$

$$\bar{\sigma} = 1.062 \sigma_0 \cdot \frac{\Gamma}{\Delta M} \cdot \text{erf}(Z)$$

soit finalement :

$$\boxed{\begin{array}{l} \bar{\sigma} = 0.885 \sigma_0 \cdot \frac{\text{erf}(Z)}{Z} \\ \text{(nb)} \\ Z = 0.833 \frac{\Delta M}{\Gamma} \\ \sigma_0 = \frac{0.488}{M_R^2 - 4m^2} (2J+1) B_F B_D 10^7 \\ \text{(nb)} \end{array}} \quad (13)$$

REMARQUE :
$$\operatorname{erf}(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^Z e^{-t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-Z^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n}{1.3 \dots (2n+1)} Z^{2n+1}$$

Z	erf(Z)	$\frac{\operatorname{erf}(Z)}{Z}$
0.01	0.01128	1.128
0.05	0.05637	1.127
0.1	0.11246	1.127
0.5	0.5205	1.041
1.0	0.8427	0.8427
1.5	0.9661	0.644
2.0	0.9953	0.498
∞	1.0	0.0

*Dans le cas où $\Gamma \approx \Delta M$, $Z \approx 0.8$ et $\bar{\sigma} \approx 0.75 \sigma_0$

*Dans le cas où $\Delta M \gg \Gamma$, on ne peut déterminer Γ qu'indirectement. Par exemple pour le processus $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow f$ on mesure en fait, à cause de la résolution en énergie de la machine, la quantité :

$$S_f = \int_{M_R - \frac{\Delta M}{2}}^{M_R + \frac{\Delta M}{2}} \sigma(M) dM \quad \text{avec} \quad \sigma(M) = \frac{3\pi^2}{M^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_f}{(M - M_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

c'est-à-dire sachant que $M_R \gg \Delta M$:

$$S_f \approx 3\pi^2 \Gamma_{ee} \Gamma_f \frac{4}{M_R^2 \Gamma} \operatorname{Arctg} \left(\frac{\Delta M}{\Gamma} \right)$$

Soit dans le cas $\frac{\Delta M}{\Gamma} \gg 1$:

$$S_f \approx \frac{6\pi^2 \Gamma^2}{M_R^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_f}{\Gamma} \quad (14)$$

La mesure des différents processus de désintégration du ψ permet de déterminer les quantités suivantes :

$$\begin{cases} S_{ee} = \frac{6\pi^2 \Gamma^2}{M_R^2} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma} & \text{pour } e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow e^+e^- \\ S_{\mu\mu} = \frac{6\pi^2 \Gamma^2}{M_R^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma} & \text{pour } e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \mu^+ \mu^- \\ S_h = \frac{6\pi^2 \Gamma^2}{M_R^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_h}{\Gamma} & \text{pour } e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \text{hadrons} \end{cases}$$

$$\text{Avec : } S = S_{ee} + S_{\mu\mu} + S_h = \frac{6\pi^2 \Gamma^2}{M_R^2} \Gamma_{ee} \quad \text{et} \quad \Gamma = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_h$$

On peut remonter, à l'aide des expressions précédentes, à la largeur totale Γ ainsi qu'aux différentes largeurs partielles du ψ .

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
 <u>CHAPITRE I : SPECTROSCOPIE DU CHARMONIUM : DU PROBLEME PHYSIQUE A LA METHODE EXPERIMENTALE.</u>	
I - <u>Objectifs de physique</u>	3
1) Charmonium	3
2) Etude à partir des anneaux de collisions e^+e^-	3
3) L'annihilation proton-antiproton	8
II - <u>L'appareillage expérimental de l'expérience R 704</u>	11
1) Faisceau et cible	11
2) Moniteur de luminosité	15
a) Taux de comptage	16
b) Le bruit de fond	16
3) Les détecteurs	17
a) Les détecteurs de particules chargées	17
b) Les calorimètres électromagnétiques	18
III - <u>Premiers tests de l'ensemble appareillage</u>	19
<u>Références</u>	20
 <u>CHAPITRE II : RAPPEL SUR LES GERBES ELECTROMAGNETIQUES. DESCRIPTION ET TESTS DU PRECALORIMETRE.</u>	
I - <u>Propriétés des gerbes électromagnétiques</u>	21
1) Introduction	21
2) Les caractéristiques de la gerbe électromagnétique	21
a) Développement longitudinal	22
b) Le développement latéral.....	25
3) Performance des détecteurs de gerbes électromagnétiques ..	27
a) Détecteurs homogènes	27
b) Détecteurs non homogènes	27
II - <u>Descriptions des précalorimètres</u>	28
1) Structure	28
2) Résolution angulaire	30
3) Collection de la lumière	32
a) Choix du scintillateur	32
b) Revêtement des scintillateurs	32
c) Couplage scintillateur photomultiplicateur	33
4) Montage	35
5) Les photomultiplicateurs	37
6) Générateurs de lumière utilisés	37
7) Les fibres optiques	42
III - <u>Tests au laboratoire</u>	45
1) Montages	45
a) Montage avec générateur d'impulsions lumineuses	45
b) Montage avec rayons cosmiques	47

2) Mesure des gains des photomultiplicateurs	48
3) Atténuation de la lumière le long du scintillateur NE 110.	49
4) Tests avec des rayons cosmiques	50
5) Linéarité des photomultiplicateurs	51
6) Test à long terme avec le système monitoring	52
<u>Références</u>	53
 <u>CHAPITRE III : CALIBRATION ET RESULTATS</u>	55
I - <u>Calibration des calorimètres au PS du CERN</u>	55
A) Dispositif expérimental	55
1. Le faisceau T6	56
2. Compteurs Cerenkov	57
3. Détecteurs associés au faisceau T6	60
4. Calorimètre et support	61
B) Système de déclenchement et acquisition	63
1. Logique d'acquisition	63
2. Système d'acquisition	63
C) Calibration du calorimètre	65
1. Calibration π/μ	65
2. Calibration en électrons	69
3. Résolution en énergie	76
II - <u>Résultats de R 704</u>	77
1) Mesure de stabilité	77
2) Résultats avec les événements ϕ	81
<u>Références</u>	86
 <u>CONCLUSION</u>	89
 <u>APPENDICE</u>	90

THÈSE de L'UNIVERSITÉ DE LYON I (SCIENCES)

NOM : TIJ (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Mohamed		DATE de SOUTENANCE 20 septembre 1983
TITRE : ETUDE ET MISE AU POINT D'UN CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE POUR L'ETUDE DES ETATS DU CHARMONIUM PRODUITS DANS L'ANNIHILATION $\bar{p}p$ AUX ISR DU CERN		
NATURE :		Numéro d'ordre : 1336
DOCT. d'UNIV. ☐	DOCTEUR- INGENIEUR ☐	DOCTORAT D'ETAT ☐
DOCTORAT de 3e CYCLE ☒		Spécialité : Physique Nucléaire
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RÉSUMÉ : Nous exposons la description et les performances d'un calorimètre électromagnétique destiné à mesurer l'énergie d'électrons et de photons de 1 à 5 Gev issus de l'annihilation $\bar{p}p$ dans la région du ϕ (spectroscopie du charmonium aux ISR du CERN). Le calorimètre est constitué de 4.7X₀ de sandwiches plomb-scintillateur NE110, 1X₀ de chambre à gaz à lecture cathodique et de 10 X₀ de verre au plomb. La résolution en énergie est de 29 à 30 % / $\sqrt{E}$ (FWHM) pour des gerbes de 1 à 5 Gev. Le système de monitoring des gains comprend des générateurs à diodes électroluminescentes contrôlés par des photodiodes au silicium et couplés à des fibres optiques.		
MOTS-CLES : CHARMONIUM SPECTROSCOPY, CERN ISR, CALORIMETERS		
Laboratoire (s) de recherches : Hautes Energies		
Directeur de recherches : Prof. J.P.BURQ		
Président de jury : Prof. M.GUSAKOW		
Composition du jury : MM.J.P.BURQ, B.ILLE, M.POULET, Mme G.RINAUDO		