

2  
Numéro d'ordre : 15

# THESE

présentée

A L'UNIVERSITE CLERMONT II  
(U.E.R. de Recherche Scientifique et Technique)

par

**Jaime PRAT-MARTINEZ**

Maître ès-Sciences, Diplômé d'Etudes Approfondies

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE CLERMONT II

Spécialité: PHYSIQUE DES PARTICULES

ETUDE DES PERFORMANCES D'UN PROTOTYPE  
DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE D'ALEPH :  
SIGNATURE DES ELECTRONS ET REJECTION DES PIONS

Thèse soutenue publiquement le 29 Novembre 1985

Président : M. J.C. MONTRET

Membres du Jury : M. J.J. AUBERT

Mme H. BARDADIN-OTWINOJSKA

M. J.M. CRESPO

M. B. MICHEL

M. H. VIDEAU

*Je remercie Monsieur le Professeur Jean-Claude MONTRET d'avoir accepté la présidence de ce Jury ainsi que de l'attention qu'il m'a prodiguée durant ces années.*

*Monsieur Le Professeur Jean-Jacques AUBERT et Monsieur Le Professeur José-Maria CRESPO m'ont fait le grand honneur d'accepter de juger cette thèse. Je tiens à leur exprimer ma profonde reconnaissance.*

*Je tiens à remercier Monsieur Henri VIDEAU, Maître de Recherche au C.N.R.S. et, à travers lui, les membres du groupe ALEPH du LPNHE vers lesquels cette thèse n'aurait pu voir le jour.*

*J'adresse ma profonde gratitude envers Monsieur Bernard MICHEL, responsable du groupe ALEPH du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, auprès duquel j'ai été formé à la physique des hautes énergies.*

*Madame le Professeur Maria BARDADIN-OTWINOWSKA m'a aidé à éliminer beaucoup d'obstacles durant ce travail. Sa compétence et sa gentillesse m'ont été d'un grand secours.*

*Monsieur Pierre REICHSTADT a droit à mes plus vifs remerciements, il a été le partenaire efficace lors de nombreux problèmes de programmation.*

*Je tiens à exprimer ma plus profonde sympathie envers les membres du Laboratoire qui, un jour ou l'autre, m'ont aidé dans mon travail. Je pense à Messieurs Alain FALVARD, Ziad AJALTOUNI, Jacques JOUSSET et Michel BROSSARD.*

*La frappe de cette thèse a été effectuée par Madame Colette BLISSON avec gentillesse et efficacité.*

*Madame Janine PELLET a réalisé avec compétence la plus grande partie des figures.*

*Il m'est agréable de remercier Philippe MAILLEBUAU, Florence ORLAT et Louis-Pierre SAYS qui ont su me reconforter dans les moments les plus difficiles.*

# SOMMAIRE

---

<u>INTRODUCTION</u>	1
I. Le détecteur ALEPH	3
II. Le calorimètre électromagnétique	5
<u>PARTIE EXPÉRIMENTALE</u>	
I.1) Dispositif expérimental	10
I.2) Description du prototype	12
I.3) Conditions expérimentales	13
I.4) Electronique et acquisition	15
I.5) Calibration	16
I.6) Traitement des piédestaux	20
II. <u>MESURE DE L'ENERGIE DEPOSEE</u>	22
III. <u>CRITERES POUR L'OBTENTION DE LA CONTAMINATION EN <math>\pi</math></u>	26
III.1) Premier critère	26
III.2) Deuxième critère	28
III.3) Troisième critère	28
III.4) Quatrième critère	30
III.5) Discussion sur les critères de sélection	36
IV. <u>RESULTATS</u>	38
IV.1) Efficacité et contamination en $\pi$	38
IV.2) Résolution en énergie	38
IV.3) Résolution spatiale	39
IV.4) Etude du développement longitudinal	41
<u>PARTIE SIMULATION</u>	
I. <u>E.G.S.</u>	48
I.1) Présentation d'E.G.S.	48
I.2) Parcours des particules	51

I.3) Simulation d'une gerbe par EGS	51
I.4) Analyse des résultats	53
I.5) Critères de sélection	57
I.5.1) Critères sur le développement longitudinal	57
I.5.2) Critères sur le développement latéral	60
I.6) Performances du prototype	60
I.6.1) Efficacité aux électrons	60
I.6.2) Résolution en énergie	61
I.6.3) Résolution spatiale	63
I.6.4) Etude du développement longitudinal	63
II. <u>GHEISHA</u>	66
II.1) Présentation de GHEISHA	66
II.1.1) Gerbes électromagnétiques	66
II.1.2) Gerbes hadroniques	70
II.2) Caractéristiques des événements engendrés	73
II.3) Fonction de saturation	76
II.4) Corrélation entre l'énergie déposée dans les différents modules	76
II.5) Analyse des résultats	84
II.6) Coefficient de contamination en pions	84
CONCLUSION	86
ANNEXE	87
BIBLIOGRAPHIE	89

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

L'évolution de la physique des particules au cours des dernières décennies, a démontré que l'étude des processus fondamentaux impose de réaliser les expériences aux plus hautes énergies possibles et de détecter les particules élémentaires : leptons, photons, quarks, gluons dont les interactions sont décrites dans le cadre du modèle standard (théorie électro-faible + chromodynamique quantique). Exception faite des neutrinos, les leptons et les photons peuvent être détectés simplement. Par contre, les quarks et les gluons ne semblent pas exister à l'état libre. Au cours de leurs production, ils subissent une "hadronisation" et se fragmentent généralement en hadrons dont le nombre augmente avec l'énergie du quark ou du gluon. Lorsque cette énergie est très grande devant la masse du parton, les hadrons sont produits avec une structure de jet. Ce jet détecté et convenablement reconstruit peut permettre de remonter au parton produit et donc au processus fondamental qui lui a donné naissance. Toutes ces contraintes ont de conséquences essentielles pour les détecteurs :

- Identification des photons et des leptons (électrons, muons), y compris à l'intérieur de jets, et mesure précise de leur énergie ;
- Reconstruction des jets et mesure de leur énergie, y compris dans le cas de multiplicités élevées.

De plus en plus, l'étude expérimentale de ces interactions fondamentales est réalisée grâce à des anneaux de collisions  $e^+e^-$  qui présentent deux avantages :

- L'état initial est constitué de deux particules fondamentales, au contraire d'expériences réalisées auprès de collisionneurs  $p\bar{p}$ . En effet dans ce dernier cas, les fragments des quarks et des gluons spectateurs dans la collision sont détectés en même temps que les particules créées dans le processus dur, ce qui donne lieu à un important bruit de fond.

- Le système du centre de masse pour l'interaction fondamentale est confondu avec le laboratoire, ce qui n'est pas le cas dans une interaction  $p\bar{p}$ . Ceci conduit à détecter des particules produites de façon beaucoup plus isotrope dans le laboratoire. Le détecteur devra donc couvrir le domaine angulaire le plus large possible, afin de mesurer la quasi-totalité de l'énergie mise en jeu dans l'interaction.

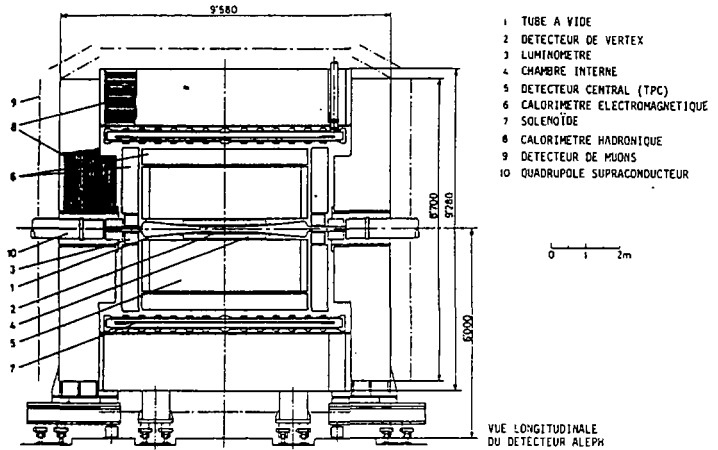


FIGURE 1

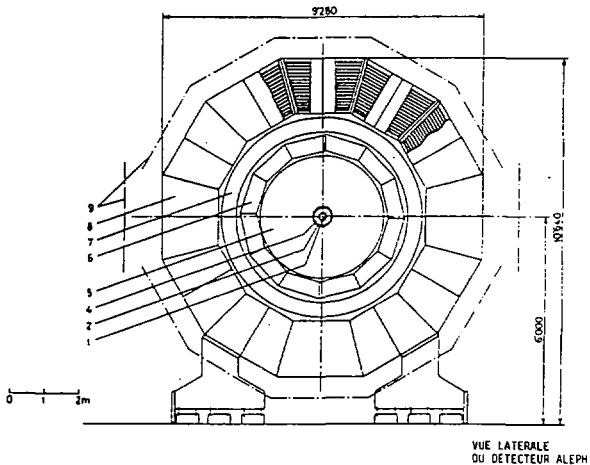


FIGURE 2

C'est ainsi que le projet européen de grand anneau de collision  $e^+e^-$ , LEP (Large Electron Positron) a vu le jour dans le but de tester de façon précise le modèle standard jusqu'à une énergie totale de 200 GeV et de commencer à explorer la physique au-delà du modèle standard.

## I. LE DÉTECTEUR ALEPH (1,2)

Parmi les quatre détecteurs qui doivent équiper les sections d'interaction du LEP, le détecteur ALEPH (Apparatus for LEP Physic) est une bonne approximation du détecteur "universal" qui identifie et mesure l'énergie de toutes les particules produites lors d'une interaction.

Ce détecteur est représenté sur les Figures 1 et 2. Il est bâti autour d'un solénoïde supraconducteur qui produit un champ magnétique homogène de 1.5 Teslas, parallèle à la ligne de vol des faisceaux. ALEPH est constitué des sous-détecteurs suivants :

A - Un détecteur de particules chargées, composé de 8 couches cylindriques concentriques de chambres à dérive, I.T.C. (Inner Track Chamber) et d'une grande T.P.C. (Time Projection Chamber) pouvant fournir jusqu'à 300 mesures de  $z$  pour une trace et 21 impacts projetés dans le plan transverse ( $r, \phi$ ). L'ensemble de ces deux détecteurs conduit à une résolution en impulsion  $\delta p_T \simeq 10^{-3} p_T^2$  ( $p_T$  en GeV/c), et à une résolution angulaire  $\delta \theta \simeq 0.1$  mrad. Un tel système permet de séparer deux traces dont les projections sont proches de 16 millimètres dans le plan transverse et de 25 millimètres dans le plan longitudinal. Le grand nombre de mesures du  $dE/dx$  ( $\leq 300$ ) pour chaque trace permettra d'identifier en partie les particules ayant une impulsion de quelques GeV/c ou moins.

B - Un calorimètre électromagnétique, situé également à l'intérieur de la bobine. Il est constitué d'un empilement de couches de plomb et de plans de tubes à fils proportionnels, correspondant à une épaisseur totale de 22 longueurs de radiations. Il permettra de mesurer l'énergie  $E$  des électrons et des photons avec une résolution  $\delta E/E \simeq 0.16/\sqrt{E}$  ( $E$  en GeV). La segmentation transversale en tours, dont la surface correspond à la dimension latérale d'une gerbe électromagnétique, permet d'espérer une résolution angulaire de l'ordre du milliradian. Nous reviendrons en détail sur la structure de ce calorimètre électromagnétique, l'étude de certaines de ses performances constituant l'essentiel de cette thèse.

C - Un calorimètre hadronique, formé de 23 plans de tubes à fils fonctionnant en régime streamer, échantillonnant à intervalles réguliers l'énergie déposée par un hadron dans le fer de l'aimant, soit une épaisseur totale de 1.20 m. Cette énergie sera mesurée avec une résolution  $\delta E/E \simeq 0.8/\sqrt{E}$  (E en GeV) environ. La segmentation transversale en tours correspond également à la dimension latérale des gerbes hadroniques. De plus, l'information des tubes et des "strips" touchés servira à l'identification des muons. Ces derniers, qui traversent les deux calorimètres sans interagir, apparaîtront comme de simples traces dans le calorimètre hadronique et devront atteindre les deux couches de tubes externes qui complètent le calorimètre.

D - ALEPH est complété par un luminomètre, constitué de plans de tubes à dérive et d'un calorimètre électromagnétique. Il détecte et identifie les électrons émis à petit angle dans la diffusion Bhabha ( $40 \text{ mrad} < \theta < 120 \text{ mrad}$ ) et permet ainsi de mesurer la luminosité fournie par la machine.

E - Enfin, ce détecteur sera équipé d'un détecteur de vertex, constitué de couches cylindriques de "microstrips" au silicium. Compte-tenu de la résolution intrinsèque de ce type de détecteur ( $\sim 20 \mu\text{m}$ ), il sera possible de signer la production de particules de courte durée de vie ( $\sim 10^{-12}\text{s}$ ) par leur vertex secondaire de désintégration.

Ainsi conçu, ALEPH permettra de :

a) Détecter et identifier les muons grâce au détecteur de particules chargées, des deux calorimètres et du détecteur de muons.

b) Mesurer l'énergie d'origine hadronique grâce aux deux calorimètres, une partie des hadrons chargés étant identifiés grâce aux mesures de  $dE/dx$  dans la T.P.C. De plus, l'étude de la structure en jets de l'état final sera grandement facilitée par la très bonne granularité des deux calorimètres et le pouvoir de séparation de deux traces chargées de la T.P.C.

Il convient de remarquer que ce détecteur a été optimisé pour la détection de jets hadroniques et des leptons, y compris à l'intérieur de jets. En particulier dans la conception du calorimètre électromagnétique, le choix s'est porté sur une très bonne granularité plutôt que sur une très bonne résolution en énergie pour les électrons. En fait, la meilleure information sur l'énergie des électrons sera fournie par le détecteur de particules chargées, ceci au moins en dessous de 30 GeV.



## II. LE CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Le calorimètre électromagnétique est une pièce essentielle du détecteur ALEPH, puisqu'il intervient dans la détection et l'identification de la quasi-totalité des particules produites : photons (et donc  $\pi^0$ ), électrons, muons et hadrons. Ce calorimètre est constitué d'un empilement de 45 couches de plomb et d'autant de plans de tubes à fils proportionnels, pour une épaisseur totale de 22 longueurs de radiation. Le "barrel" est divisé en 12 secteurs et les "end-caps" en 2 x 12 pétales, couvrant chacun un angle azimutal de 30°.

### 1) RESOLUTION EN ENERGIE

Tout électron ou photon dépose dans le calorimètre la quasi-totalité de son énergie E sous forme d'une gerbe électromagnétique dont une fraction constante  $\alpha$  est mesurée par les plans de détection. Le nombre total de particules présentes dans une gerbe électromagnétique est proportionnel à l'énergie E. Le nombre n d'électrons et de positrons détectés est également proportionnel à E, la fraction d'énergie détectée est :  $\alpha = n \langle \epsilon \rangle$ ,  $\langle \epsilon \rangle$  étant l'énergie moyenne déposée par un électron ou un positron par plan de détection dans le gaz. On peut donc s'attendre, au moins au premier ordre, à une résolution en énergie d'origine purement statistique de la forme :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV})$$

Cette résolution en énergie sera d'autant meilleure que la fraction d'énergie détectée sera plus grande. D'où l'intérêt d'utiliser un matériau lourd pour le radiateur, conduisant à des valeurs de n grandes, mais aussi pour le détecteur, conduisant à un dépôt d'énergie moyen  $\langle \epsilon \rangle$  grand. Cette résolution dépend également de l'échantillonnage réalisé, c'est-à-dire du nombre total de plans de détection et de leur répartition dans l'épaisseur du calorimètre. En particulier, n sera d'autant plus grand, et la résolution d'autant meilleure que l'échantillonnage sera plus fin dans la région où la gerbe dépose un maximum d'énergie. C'est la raison pour laquelle les 13 premières longueurs de radiations comporteront 33 couches de plomb de 2 millimètres d'épaisseur chacune ( $\sim 0.4$  longueur de radiation) alors que les 9 dernières longueurs de radiation comporteront 12 couches de plomb de 4 millimètres chacune ( $\sim 0.8$  longueur de radiation). Avec un tel échantillonnage, le nombre n d'électrons et de positrons détectés est de l'ordre de 100 par GeV d'énergie incidente. Les plans de détection sont constitués de tubes de section transverse  $4.5 \times 3.2 \text{ mm}^2$ . Pour un mélange gazeux tel que l'Argon-éthane (50 % - 50 %), l'énergie moyenne déposée par un électron est :  $\langle \epsilon \rangle \simeq 1 \text{ keV}$ , et la fraction d'énergie

détectée de l'ordre de de l'ordre de  $10^{-4}$  dans le cas d'une gerbe entièrement contenue dans le calorimètre. Dans ces conditions, on s'attend à une résolution en énergie :

$$\frac{\delta E}{E} \sim \frac{0.16}{\sqrt{E}}$$

Dans le cas de détecteurs liquides (Argon) ou solides (scintillateurs), la résolution serait plutôt de l'ordre de

$$\frac{\delta E}{E} \sim \frac{0.10}{\sqrt{E}}$$

ou moins.

Une contribution importante à la résolution en énergie provient des fluctuations relatives d'énergie déposée par trace par rapport à  $\langle e \rangle$ . De plus, le calorimètre électromagnétique d'ALEPH est placé à l'intérieur de la bobine supraconductrice. Il est donc soumis à un champ magnétique de 1.5 Teslas parallèle aux fils, tout au moins en ce qui concerne la partie "barrel". Les fluctuations du dépôt d'énergie sont amplifiées par les électrons et les positrons de faible impulsion ( $< 1$  MeV/c) piégés à l'intérieur d'un tube et spiralant autour du fil. La résolution en énergie devient alors (3) :

$$\frac{\delta E}{E} \sim \frac{0.20}{\sqrt{E}}$$

Il est possible de minimiser cet effet en choisissant un mélange de gaz plus lourd tel que Xenon-CO<sub>2</sub> (80 % - 20 %) qui conduit à une résolution :

$$\frac{\delta E}{E} \sim \frac{0.16}{\sqrt{E}}$$

## 2) LINEARITE

Un autre facteur de qualité d'un calorimètre électromagnétique est la linéarité de sa réponse en fonction de l'énergie incidente  $E$ . Au premier ordre, l'énergie déposée dans le détecteur est une fraction constante de l'énergie  $E$ . La réponse est donc proportionnelle à  $E$  si les charges électriques déposées sur le fil sont proportionnelles à l'énergie déposée dans le gaz. En fait il existe des effets de saturation locaux d'autant plus importants que la densité de particules chargées dans la gerbe est élevée (grandes valeurs de  $E$ ). Ces effets augmentent avec la haute tension appliquée sur les fils. Un autre phénomène intervient dans la non linéarité de la réponse du détecteur : la proportion d'énergie non déposée dans les 22 longueurs de radiation du calorimètre augmente lorsque l'énergie croît (pertes par l'arrière).

A titre d'exemple, pour des électrons de 40 GeV, la somme de ces effets conduit à un écart de 5 % par rapport à la linéarité parfaite.

### 3) IDENTIFICATION DES ELECTRONS - SEPARATION ELECTRONS-PIONS

Nous avons vu que l'énergie déposée par une gerbe dans le gaz est de l'ordre de 100  $\langle e \rangle$  pour  $E = 1$  GeV, alors que pour une particule au minimum d'ionisation, elle sera de 45  $\langle e \rangle$ . De plus, dans ce dernier cas, l'énergie sera équirépartie dans les 45 plans de détection, alors que pour une gerbe électromagnétique, elle sera maximum dans les premières longueurs de radiations. Il est donc aisé de distinguer une gerbe électromagnétique d'une particule chargée au minimum d'ionisation qui traverse le calorimètre électromagnétique sans interagir.

Cependant une proportion non négligeable de pions (de l'ordre de 60 %) déposent une partie de leur énergie dans le calorimètre au cours d'interactions nucléaires. Cependant, pour des énergies supérieures à 5 GeV, il est peu probable que toute l'énergie initiale soit déposée dans le calorimètre électromagnétique, qui ne représente qu'une longueur d'interaction nucléaire environ. De plus, une telle gerbe hadronique est en général très différente d'une gerbe électromagnétique de même énergie : multiplicité moindre, profil longitudinal différent, extension latérale plus grande d'un ordre de grandeur environ. Il est possible d'imaginer un ensemble de coupures utilisant les segmentations transverse et longitudinale du calorimètre pour identifier les électrons et les séparer des pions. Dans un seul cas de figure, la séparation électron-pion semble impossible: un pion chargé induit une réaction d'échange de charge,  $\pi^+p \rightarrow \pi^0n$ , le  $\pi^0$  emportant la plus grande partie de l'énergie  $E$  dans la direction du  $\pi^+$  incident et les deux photons émis simulant une seule gerbe électromagnétique. Ce processus constitue certainement la limite à la séparation électron pion.

Dans le but d'optimiser l'identification des électrons, chaque plan de tube d'un secteur ou pétale comporte une détection anodique et cathodique. Les signaux anodiques recueillis sur les fils sont sommés plan par plan, ce qui donne un excellent échantillonnage longitudinal pour les gerbes électromagnétiques isolées. Les plans de cathodes sont divisés en cellules élémentaires (pads), de  $3 \times 3$  cm<sup>2</sup>, qui sont reliées de plan à plan pour former des tours pointant sur le centre de la section d'interaction. Les dimensions des pads correspondent en fait à l'extension latérale des gerbes électromagnétiques. De plus chaque tour est divisée, en profondeur, en trois parties, correspondant à 4,9 et 9 longueurs de radiation successivement. Cette segmentation longitudinale sera utilisée dans l'identification des électrons en particulier au sein de jets hadroniques.

L'objet de notre travail est de déterminer les coupures optimales pour l'identification des électrons et la réjection des pions. A cet effet, un prototype du calorimètre électromagnétique a été testé sur des faisceaux d'électrons et de pions du SPS du C.E.R.N. Les données ont été analysées, conduisant à une mesure de la résolution en énergie et de la résolution spatiale sur la reconstruction du point d'impact de l'électron incident. Cette dernière caractéristique joue un rôle important dans la réjection des pions. Les différentes coupures correspondent en fait à un compromis entre une efficacité de l'ordre de 90 % dans l'identification des électrons et une contamination en pions de l'ordre de  $10^{-3}$ . Les résultats ont été confrontés à la simulation de gerbes électromagnétiques (EGS) et hadronique (GHEISHA) dans le prototype. Il est à noter que l'étude détaillée des effets contribuant à la résolution en énergie (fluctuations des pertes d'énergie, champ magnétique...) et la linéarité de la réponse du détecteur (haute tension, saturation...) a fait l'objet d'un travail antérieur <sup>(3)</sup>, et ne sera pas discutée ici.

L'exposé est divisé en deux parties :

I. La première présente une analyse détaillée des données après une description du dispositif expérimental.

II. La seconde confronte les résultats expérimentaux à ceux obtenus à partir des programmes de simulation de gerbes électromagnétiques (EGS) et de gerbes hadroniques (GHEISHA)

CHAPITRE I

PARTIE EXPERIMENTALE

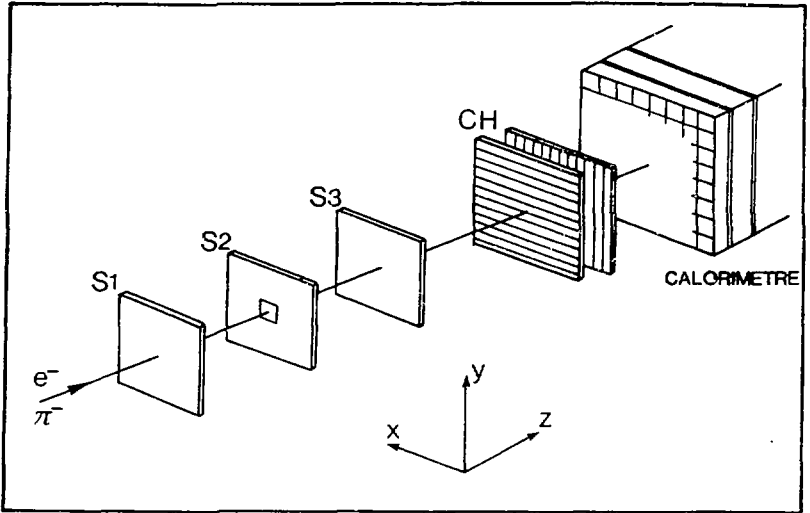


FIGURE I.1 - Dispositif expérimental

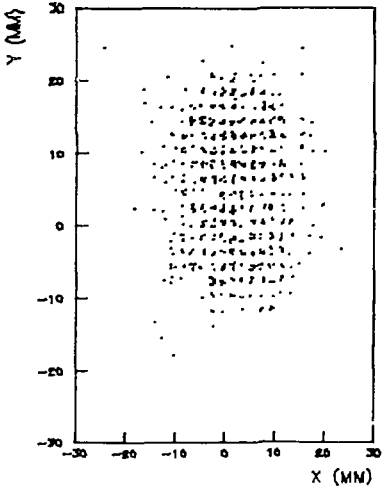


FIGURE I.2 - Profil du faisceau ( $e^-$  10GeV)

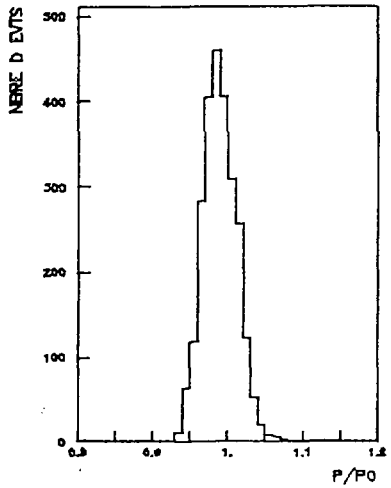


FIGURE I.3 - Spectre en impulsion du faisceau ( $e^-$  10 GeV)

Les tests, dont l'analyse est présentée ici, ont été réalisés pendant le mois de novembre 1983 sur un prototype du calorimètre électromagnétique d'ALEPH. Ils ont été réalisés avec des faisceaux de pions et d'électrons ayant une énergie nominale de 5 ou 10 GeV, produits par le SPS du C.E.R.N. Le but principal de ces tests était de déterminer les coupures permettant d'obtenir une contamination en pions la plus faible possible et de calculer, par la suite, la résolution en énergie, l'efficacité et la résolution spatiale du prototype, en l'absence du champ magnétique extérieur.

Cette analyse a été faite sur le CDC 750 puis sur l'IBM 3081 du Centre de Calcul de Physique Nucléaire (CCPN) de l'IN2P3.

### I.1) DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Une partie du dispositif expérimental utilisé lors de ces tests est représenté sur la Figure I.1

Un système formé de trois scintillateurs, S1, S2 et S3 était utilisé pour déclencher l'acquisition. Le scintillateur S2 était percé d'un trou de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  de section, placé sur l'axe du faisceau. Cependant, lors des tests analysés ici, l'information provenant de S3 n'était pas prise en compte, seuls S1 et S2 étaient utilisés. Pour chaque particule incidente, le déclenchement de l'acquisition était alors assuré par la coïncidence de S1 et l'anticoincidence de S2 (S1  $\bar{\text{S2}}$ ). Ce système permettait, entre autre, de rejeter les particules provenant du rayonnement cosmique.

Les coordonnées du point d'impact de la particule incidente sur le prototype étaient obtenues à partir d'un ensemble de deux chambres à fils, CH (chambres de positionnement), situées devant le calorimètre. La distance entre 2 fils consécutifs étant de 2 millimètres, l'incertitude des mesures était de 0.6 millimètres. La répartition du point d'impact, c'est-à-dire la largeur du faisceau, est représentée sur la Figure I.2 pour des électrons incidents de 10 GeV.

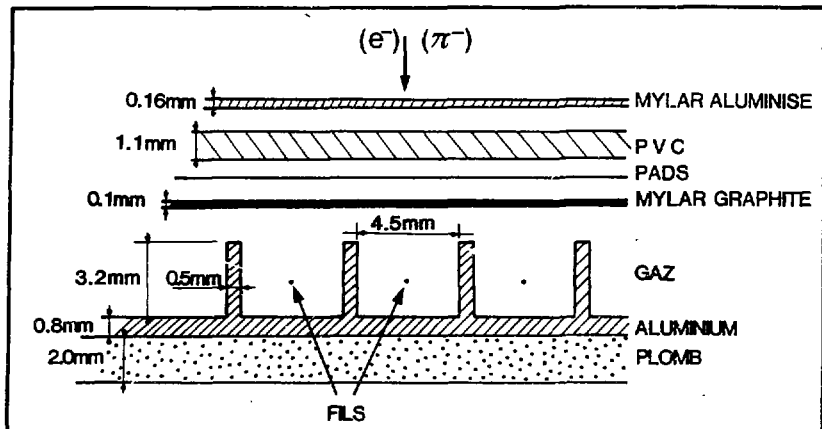


FIGURE I.4 - Détail d'une couche de détection

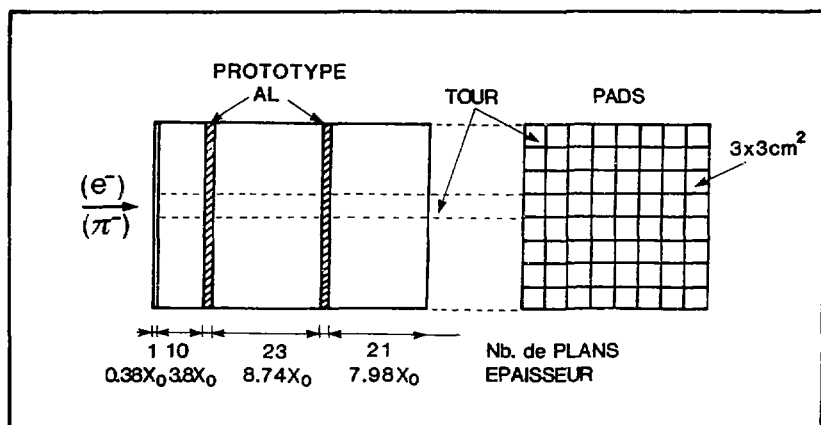


FIGURE I.5 - Le prototype



La nature exacte des particules présentes dans le faisceau, essentiellement des pions et des électrons, était déterminée à partir de deux compteurs Cerenkov à seuil situés en amont du dispositif précédent. Ils permettaient d'identifier les électrons avec une efficacité de 99 % et de 98 % pour des énergies incidentes de 10 et 5 GeV respectivement.

Un spectromètre, formé de quatre chambres à fils situés de part et d'autre d'un aimant, nous permettait de calculer la valeur exacte de l'impulsion de chaque particule incidente. Le spectre d'impulsion de ces particules est représenté sur la Figure I.3 pour un faisceau d'électrons ayant une énergie nominale de 10 GeV

## I.2) DESCRIPTION DU PROTOTYPE

Le prototype utilisé au cours de ces tests était très similaire à l'un quelconque des modules constituant la partie cylindrique du calorimètre électromagnétique d'ALEPH. Il était formé d'un empilement de 55 couches de détection toutes identiques à celle représentée sur la Figure I.4.

Les gerbes se développaient à l'intérieur d'une couche de plomb de 2 millimètres d'épaisseur. Les électrons secondaires allaient ioniser un mélange gazeux Argon (50 %) - Ethane (50 %) renfermé dans les extrusions d'un profilé d'aluminium, collé directement sur le plomb. L'ionisation était alors amplifiée autour des fils formant l'anode du détecteur, fonctionnant en régime proportionnel saturé et soumis à une haute tension de 1450 volts. Par influence électrostatique, un signal était recueilli sur une cathode de cuivre de 35  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, découpée en pads de 3 x 3  $\text{cm}^2$  de surface. L'évacuation des charges positives était réalisée par un plan de mylar graphite à haute résistivité, situé entre les pads et les profilés. Une couche de polyvinylchlorure (PVC) de 1.1 millimètres d'épaisseur assurait un support rigide aux cathodes. Enfin, un plan de mylar aluminisé assurait l'isolation électrique entre chaque couche de détection.

Les 21 longueurs de radiations de notre prototype étaient divisées en quatre parties : une première couche de détection isolée suivie de trois modules séparés par une plaque d'aluminium de 1.5 centimètres d'épaisseur. L'épaisseur de chaque module était respectivement de 3.8, 8.74 et 7.94 longueurs de radiation et contenaient 10, 23 et 21 couches de détection.

Chaque module était formé de 64 tours de détection, de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  de section (surface d'un pad). Ces dernières caractéristiques mécaniques sont représentés sur la Figure 1.5.

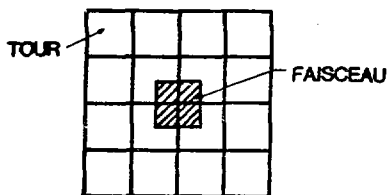
Au cours de ces tests, le prototype se trouvait à l'intérieur d'une enceinte constituée essentiellement d'aluminium dont la face d'entrée représentait une épaisseur correspondant approximativement à 0.2 longueur de radiation.

### 1.3) CONDITIONS EXPERIMENTALES

Le prototype décrit précédemment a été testé, avec des faisceaux de pions et d'électrons de 5 ou de 10 GeV dans les deux configurations suivantes :

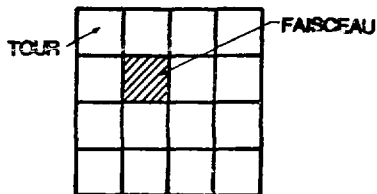
#### a) Configuration 1

Faisceau centré sur quatre tours



#### b) Configuration 2

Faisceau centré sur une tour



Le tableau suivant indique la statistique sur laquelle est basée notre analyse. Dans ce tableau, seules sont considérées les particules pour lesquelles la totalité de l'information provenant du dispositif expérimental a été obtenue.

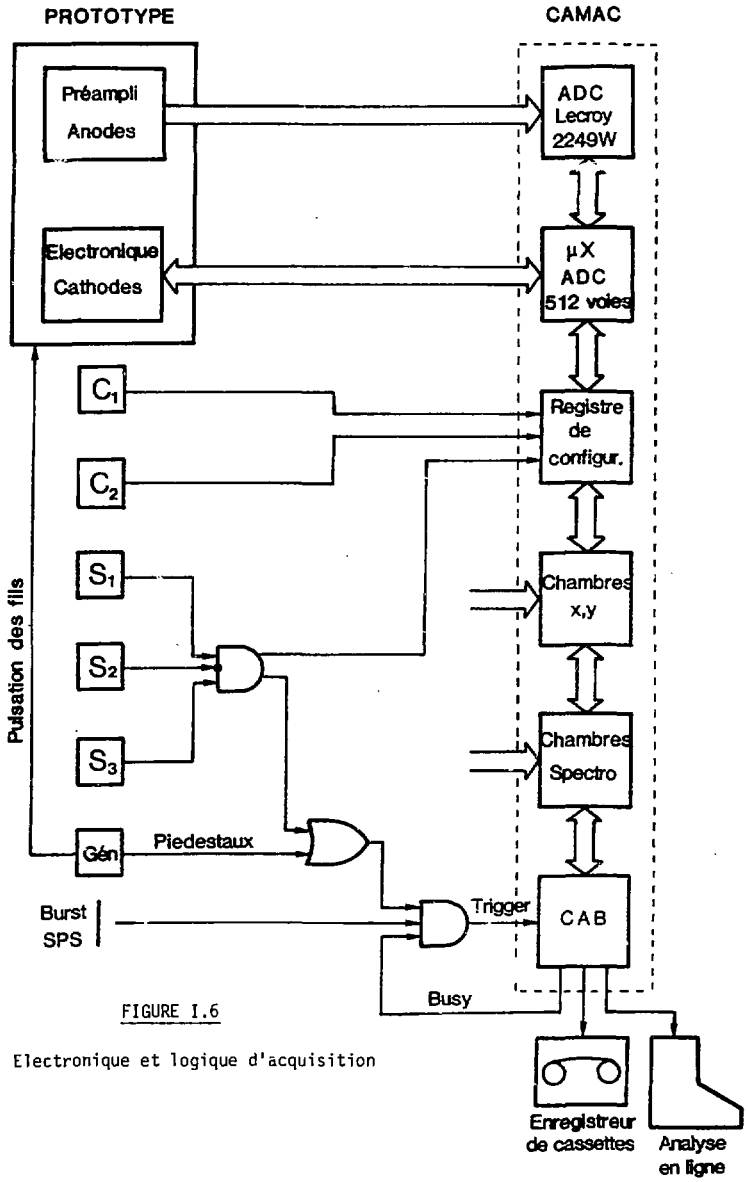


FIGURE I.6

Electronique et logique d'acquisition

CONFIGURATION	1	1	2	2
E (GeV)	10	5	10	5
Electrons	700	700	1740	534
Pions	2637	120	2790	743

TABLEAU 1.1

Les difficultés rencontrées pour obtenir un faisceau de pions bien défini à 5 GeV, explique la faible statistique à cette énergie.

#### I.4) ELECTRONIQUE ET ACQUISITION

L'électronique et la logique d'acquisition sont représentées sur la Figure I.6 Les signaux des 64 tours du prototype sont amplifiés avec deux gains différents (un gain bas et un gain haut, 8 fois plus élevé). Etant donné la segmentation longitudinale des tours en trois parties, cela représente un total de 512 voies d'analyse. Ces signaux sont codés par des ADC, après un multiplexage par 32 au niveau des cartes d'amplification, puis d'un facteur 8 à l'entrée des ADC (4). Le bruit observé par voie d'analyse est de l'ordre de 0.6 canal, le bruit pour l'ensemble des 16 tours du prototype étant de l'ordre de 5 canaux ce qui prouve que la corrélation est faible. Les signaux des anodes sont également amplifiés et codés par des ADC Lecroy 2249 W, soient 29 voies au total puisque les plans de fils sont reliés deux par deux, exception faite du 1er plan, du 34ème et du 55ème. Le déclenchement de l'acquisition est assuré par la coïncidence  $S1 \cap \overline{S2}$  simultanée avec un "burst" du SPS.

Un déclenchement périodique, indépendant de toute coïncidence  $S1 \cap \overline{S2}$ , de l'acquisition permet d'enregistrer les piédestaux de chaque voie d'ADC.

Les signaux des deux compteurs Cerenkov sont envoyés sur un registre de configuration pour chaque événement. Un électron incident est signé en imposant la réponse simultanée des deux compteurs Cerenkov, alors qu'un pion incident est caractérisé par l'absence de réponse des deux compteurs.

Sont également lues à chaque événement, les informations des chambres du spectromètre et des chambres de positionnement.

L'acquisition est gérée par un contrôleur de châssis, CAB (5), qui permet de stocker temporairement les données et d'effectuer une analyse préliminaire en ligne : sélection d'événements, construction d'histogramme, lissage...

Les données brutes sont transmises à un enregistreur de cassette de haute densité <sup>(6)</sup>. Elles seront par la suite recopiées sur bandes magnétiques.

### 1.5) CALIBRATION

Le prototype était équipé d'un système permettant d'envoyer sur chaque couple de plan de fils un signal parfaitement calibré. Le signal induit sur les pads par effet capacitif était mesuré par la réponse des tours correspondantes. Dans le cas d'un détecteur parfait, cette réponse doit être uniforme dans tout le volume du détecteur. En fait, ainsi que le montrent les Figures I.7, nous avons observé une dispersion de l'ordre de quelques pour cent autour d'une valeur moyenne, provenant essentiellement de variations locales de la capacité entre fils et cathode. De plus, on peut observer des "accidents" plus importants que ces effets de dispersion :

a) Pads en court-circuit (Figures I.8 a)

b) Fils manquants : un fil manquant correspond à une diminution de 1/12 de la réponse des pads correspondant (Figures I.8b)

On remarque, sur les figures précédentes, que les amplitudes transmises par toute une rangée de tours sont systématiquement supérieures à la valeur moyenne. Ce phénomène provient de la présence, en cet endroit, de supports de fil en nylon qui modifient sensiblement la capacité entre les fils et les pads.

Tous ces effets seront pris en compte dans des coefficients correctifs  $C_{ij}$  appliqués à chaque tour dans l'analyse des données. Les valeurs de ces coefficients ont été déterminées en se normalisant par rapport à l'amplitude d'une tour dont l'amplitude était proche de la valeur moyenne. Les Tableaux I.2 représentent les valeurs de ces coefficients pour les seize tours centrales de chaque module.

0.92	0.96	1.00	0.95
0.93	0.98	0.98	0.94
0.93	1.00	0.97	0.92
1.06	1.12	1.14	1.08

1er module

0.93	0.99	0.99	0.94
0.92	0.98	0.96	0.95
0.90	0.96	0.93	0.93
1.02	1.02	1.06	1.06

2ème module

0.96	0.98	0.94	0.99
0.91	0.99	1.02	0.95
0.89	1.00	0.92	1.01
0.95	1.06	1.14	1.08

3ème module

TABLEAUX I.2

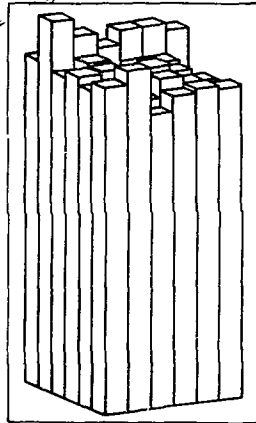
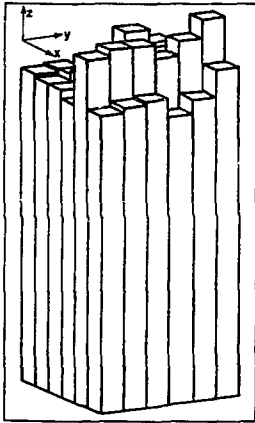
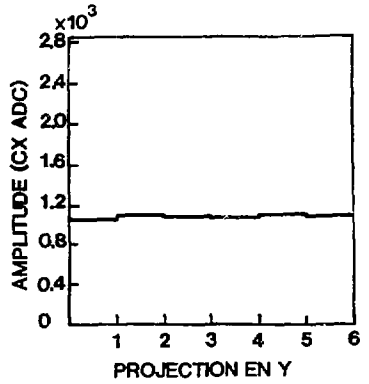
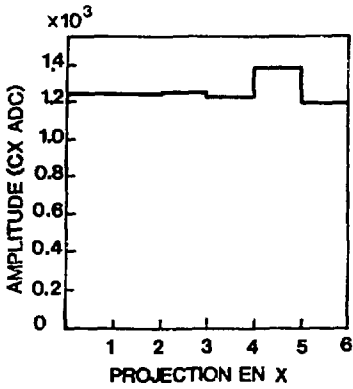


FIGURE I.7 - Calibration de réponse standard d'un plan de détection  
Projections X ou Y : sommes des réponses d'une ligne  
ou d'une colonne de pads

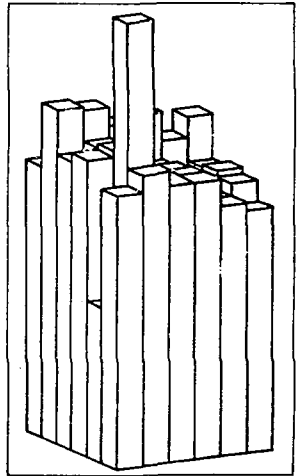
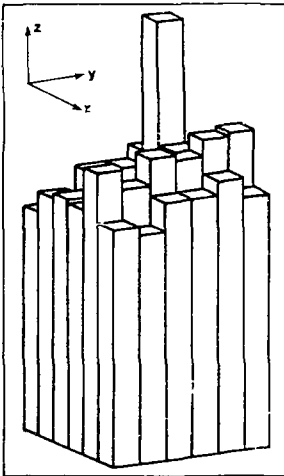
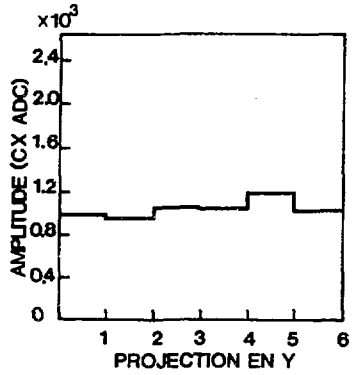
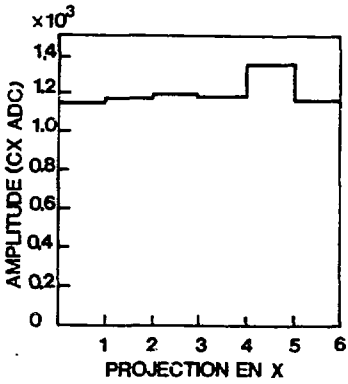


FIGURE I.8.a - Calibration de pad en court-circuit

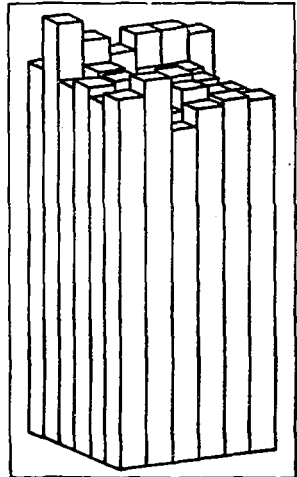
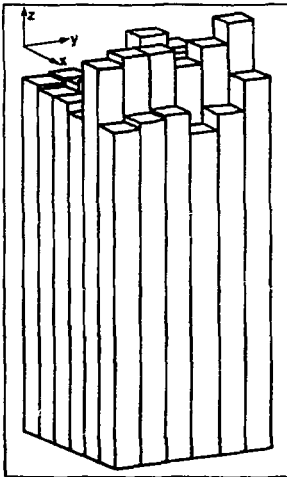
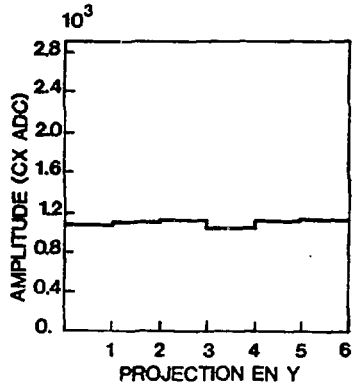
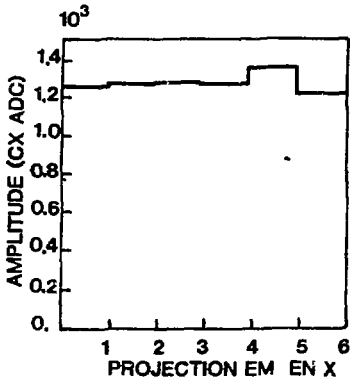


FIGURE I.8.b - Exemple de fils manquants



### 1.6) TRAITEMENT DES PIEDESTAUX

La logique d'acquisition permettait d'enregistrer des "événements piédestaux" pour chaque voie d'ADC, tout au long d'une prise de donnée. Leur distribution était répartie suivant une loi gaussienne, dont la valeur pouvait dériver légèrement au cours du temps (7).

Pour calculer l'énergie déposée par les particules dans le prototype, la valeur moyenne  $\overline{p_{ij}}$  des piédestaux de chaque voie d'ADC a été calculée. Ce calcul a été effectué après avoir rejeté les valeurs aberrantes (réponse différente de plus de cinq écarts standards à la réponse moyenne).

Les distributions des piédestaux de chaque tour ainsi que celles du prototype ont été lissées par des gaussiennes. L'écart-type de ces dernières a été assimilé au bruit de fond de l'électronique. La valeur moyenne obtenue pour chaque tour correspond à 0.6 canaux d'ADC. Pour les 16 tours, soit 48 voies d'ADC, le bruit mesuré correspond à 5 canaux d'ADC. Dans le cas d'un bruit non corrélé, on s'attendrait à :  $0.6 \times \sqrt{48} \sim 4$  canaux d'ADC. Ceci montre que la partie corrélée du bruit est faible.

$e^-$  10GeV

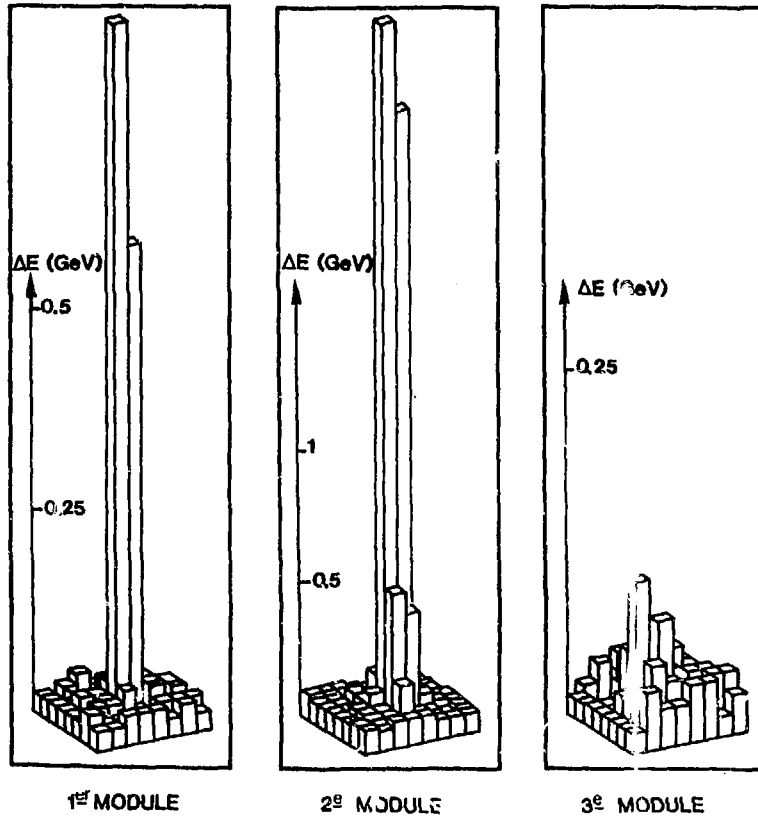


FIGURE 1.9

Comportement du calorimètre  
pour un électron de 10 GeV

## II. MESURE DE L'ÉNERGIE DÉPOSÉE

Dans le but de réduire au maximum le rôle joué par le bruit de fond de l'électronique, nous n'avons pas pris en compte, lors de cette analyse, l'information fournie par la première couche de détection. Cette décision est justifiée par le fait qu'en ce plan et aux énergies considérées, les particules n'ont toujours pas initialisé une gerbe. L'énergie déposée par les particules incidentes à cet endroit est alors du même ordre de grandeur que la valeur du bruit de fond. Pour la même raison, seules les seize tours de détection centrales seront considérées. Les Figures I.9 montrent bien que ces tours contiennent la quasi-totalité de l'information d'une gerbe électromagnétique alors que les tours périphériques représentent essentiellement le bruit de fond électronique.

Un premier tri des événements a été fait au niveau du spectromètre de manière à s'assurer de l'impulsion exacte de la particule incidente. Nous imposons à chaque particule de ne pas avoir une impulsion qui s'écarte de plus de 10 % de l'impulsion moyenne du faisceau.

La valeur de l'énergie déposée dans le prototype par chaque particule incidente est déterminée par la formule suivante :

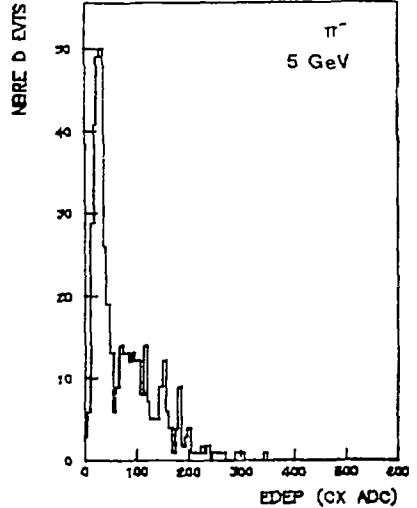
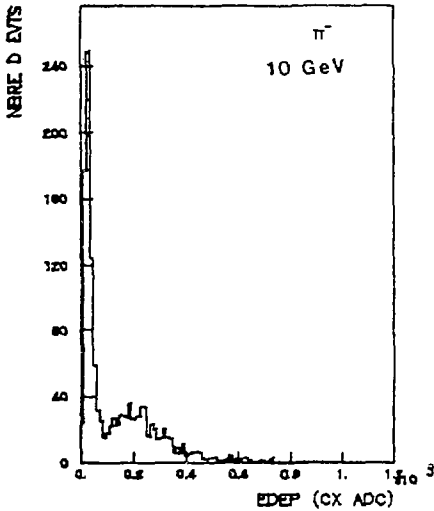
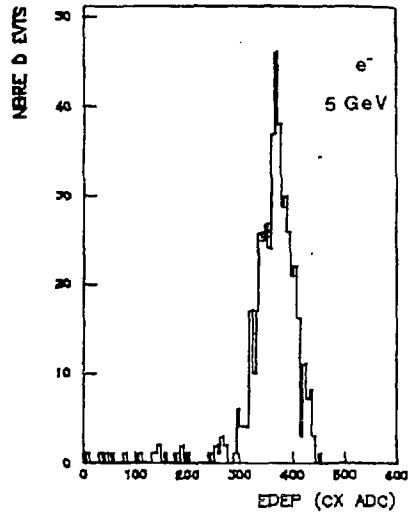
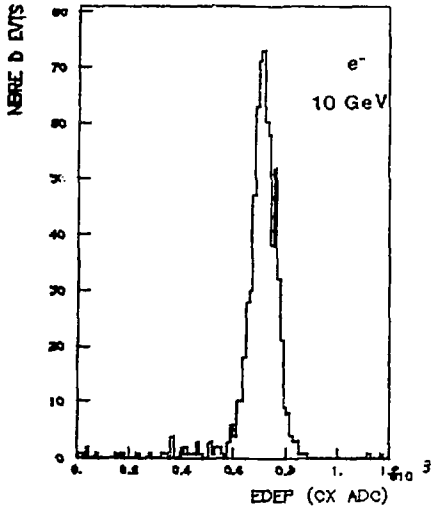
$$EDEP = \frac{P_0}{P} \sum_{i=1}^3 EDEP_i \quad (I.1)$$

$P$  est l'impulsion de la particule mesurée par le spectromètre et  $EDEP_i$  est l'énergie déposée dans le  $i$ ème module,  $EDEP$  et  $EDEP_i$  sont exprimés en canaux d'ADC. La présence du facteur multiplicatif  $P_0/P$  a pour effet de normaliser chaque événement par rapport à un faisceau de particules monoénergétiques d'impulsion  $P_0$ .

La valeur de l'énergie déposée dans l'un des trois modules est obtenu par l'intermédiaire de la formule ci-dessous :

$$EDEP_i = S_i \sum_{j=1}^{16} \frac{a_{ij} - \bar{P}_{ij}}{C_{ij}} \quad (I.2)$$

$a_{ij}$  représente l'amplitude transmise par la  $j$ ème tour du  $i$ ème module,  $\bar{P}_{ij}$  étant la valeur moyenne du piédestal de la tour correspondante. Les  $C_{ij}$  sont les coefficients correctifs déterminés lors de la calibration (tableaux I.2). Les coefficients  $S_i$  sont introduits pour tenir compte des corrélations existantes entre les valeurs de l'énergie déposée dans les différents modules du



FIGURES I.10 - Spectres en énergie mesurée par le prototype

calorimètre. Leurs valeurs, représentées sur le tableau I.3, ont été ajustées de façon à obtenir la meilleure résolution en énergie possible. L'information perdue dans les deux plaques d'aluminium séparant les trois modules est prise en compte par ces coefficients.

$S_1$	$S_2$	$S_3$
1.15	1.00	1.09

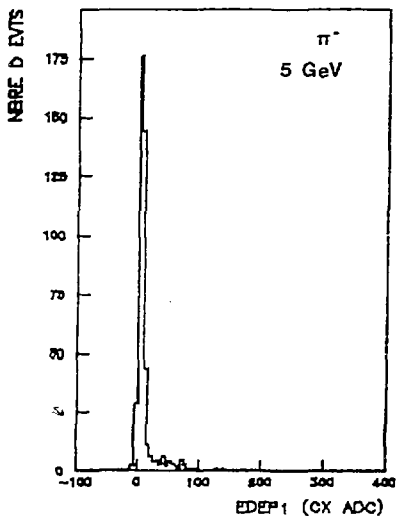
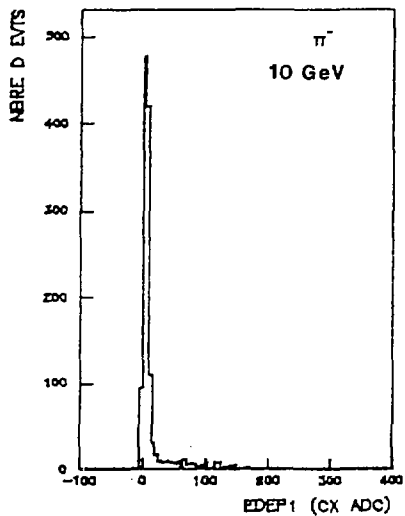
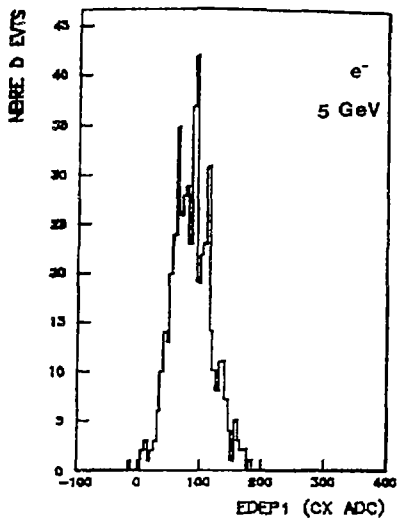
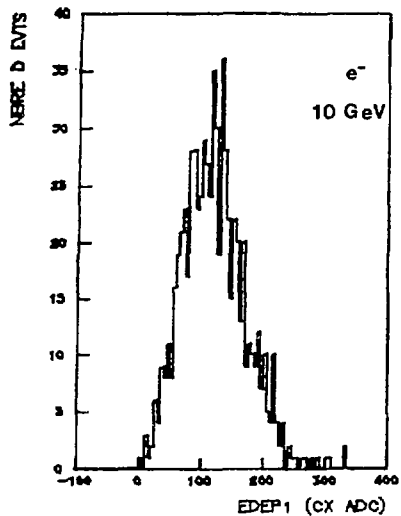
TABLEAU I.3

Les Figures I.10 représentent les spectres d'énergie, obtenus avec les formules et les approximations précédentes, correspondant à des faisceaux de pions et d'électrons pour des énergies initiales de 5 ou de 10 GeV. On constate que la distribution en énergie des pions est caractérisée par la présence d'un pic et d'un maximum. Le premier aux alentours de 20 canaux d'ADC, indépendant de l'énergie incidente, qui provient des particules du faisceau n'ayant que très peu interagi avec la matière. Le maximum est situé aux alentours de 190 ou de 90 canaux d'ADC selon l'énergie du faisceau. Il correspond à l'énergie moyenne déposée par les particules ayant initialisé une gerbe.

Les électrons déposant la totalité de leur énergie initiale à l'intérieur du calorimètre, la distribution en énergie de ces particules présente un pic autour de 360 et 720 canaux d'ADC pour des énergies initiales de 5 et de 10 GeV respectivement. La perte d'une partie de l'information des événements situés à gauche du pic peut provenir, entre autres, des deux phénomènes suivants :

- a) L'électron incident a pu perdre une partie de son énergie en émettant un photon, par rayonnement de freinage, entre le spectromètre et le prototype.
- b) Présence d'un important "diaphonie" entre deux tours de détection de l'un des modules lors de l'enregistrement de l'événement.

Une analyse de ces événements a montré que ce dernier effet est important.



FIGURES I.11 - Spectres en énergie mesurée par le 1er module

### III. CRITÈRES POUR L'OBTENTION DE LA CONTAMINATION EN $\pi$

Lors de l'élaboration de ces critères, nous avons pris en considération l'efficacité d'identification des électrons. En effet, ces deux paramètres sont en fait antagonistes. Les coupures appliquées résultent d'un compromis entre l'obtention de la meilleure réjection possible des pions, tout en conservant une efficacité de l'ordre de 90 % pour les électrons.

Dans le but de discriminer les pions des électrons, quatre critères ont été adoptés. Les deux premiers sont basés sur la différence du développement longitudinal des gerbes hadroniques et électromagnétiques. Les deux suivants utilisent les différences de leur extension transversale.

L'efficacité de chacun de ces critères sera donnée indépendamment des autres. Pour les électrons, cette grandeur est définie comme la proportion d'événements situés dans le pic ( $\pm 3\sigma E$  de la valeur moyenne) et non rejetés par la coupure. Pour les pions, elle représente la proportion totale d'événements non rejetés.

#### III.1) PREMIER CRITERE.

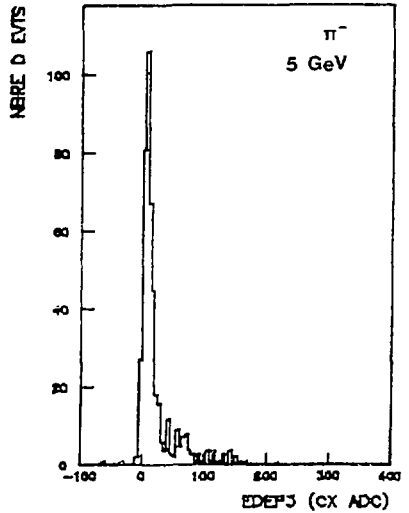
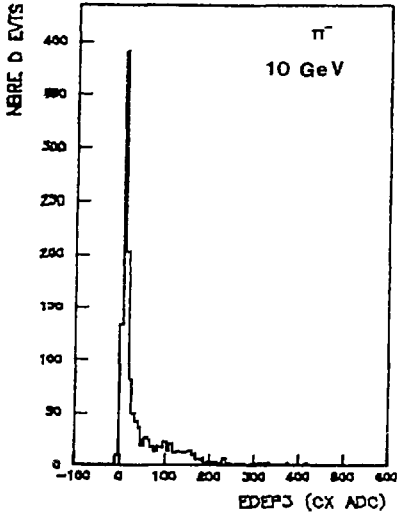
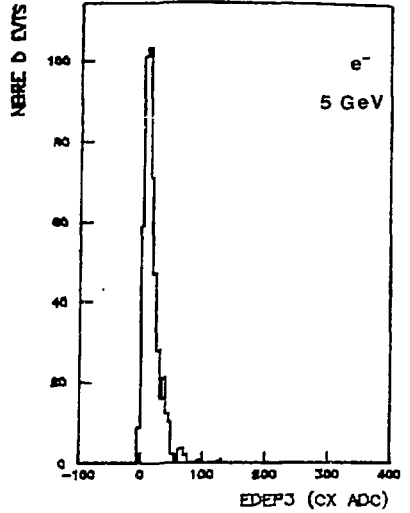
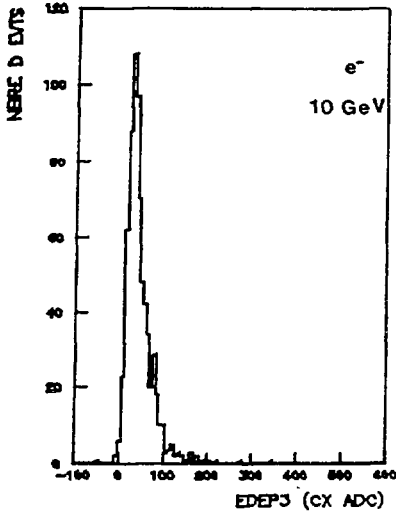
La distribution en énergie à l'intérieur du premier module, représentée par les Figures I.11, montre que les gerbes électromagnétiques sont initialisées bien avant que ne le soient les gerbes hadroniques. Ceci s'explique par le fait que la longueur de radiation du plomb est très inférieure à sa longueur d'interaction nucléaire.

La première coupure aura pour but de rejeter les événements qui n'auraient pas initialisé une gerbe dès le premier module. Pour cela, nous imposons que l'énergie déposée dans cette partie du détecteur, par chaque particule, soit inférieure à 350 MeV ce qui correspond à 25 canaux d'ADC. L'efficacité de cette coupure est représentée sur les Tableaux I.4.

$\pi^-$		$e^-$	
E (GeV)	$\epsilon$ (%)	E (GeV)	$\epsilon$ (%)
10	$13.2 \pm 0.5$	10	$98.8 \pm 0.2$
5	$12.0 \pm 1$	5	$99.0 \pm 0.3$

TABLEAUX I.4

L'effet de cette coupure est indépendante de l'énergie des pions incidents, les sections d'interaction nucléaires variant peu dans le domaine d'énergie étudié. De même, pour des électrons de 5 et 10 GeV, l'énergie déposée dans le premier module est pratiquement toujours supérieure à la coupure imposée.



FIGURES I.12 - Spectres en énergie mesurée dans le 3ème module



### III.2) DEUXIEME CRITERE

Nous allons maintenant imposer que les gerbes soient entièrement comprises à l'intérieur du calorimètre. Car comme nous le montre les Figures I.10, les gerbes hadroniques ne déposent en moyenne qu'une faible partie de l'énergie initiale dans le calorimètre, ce qui n'est pas le cas pour les gerbes électromagnétiques. Pour cela, nous imposons que l'énergie déposée par chaque particule dans le troisième module soit inférieure à 1.4 GeV ou 2.1 GeV (100 ou 150 canaux d'ADC) pour des énergies initiales de 5 et 10 GeV respectivement. Les Figures I.12 représentent l'énergie déposée dans le troisième module. les tableaux I.5 donnent l'efficacité de cette coupure.

π <sup>-</sup>		e <sup>-</sup>	
E(GeV)	ε (%)	E(GeV)	ε (%)
10	91.0 ± 0.4	10	98.3 ± 0.3
5	93.5 ± 0.8	5	99.6 ± 0.1

TABLEAUX I.5

Les effets de cette coupure pour les pions n'ont rien de comparables à ceux de la précédente. Elles sont cependant complémentaires, la deuxième ayant été imaginée pour rejeter les pions qui auraient initialisé une gerbe dès le premier module.

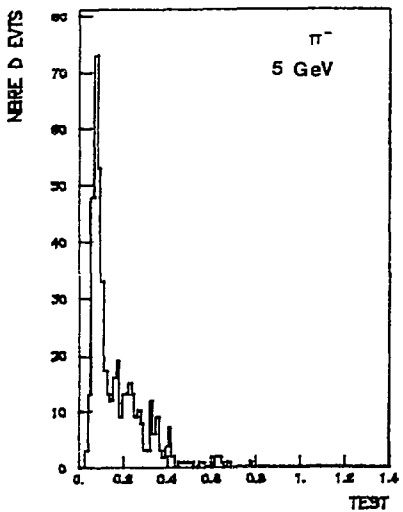
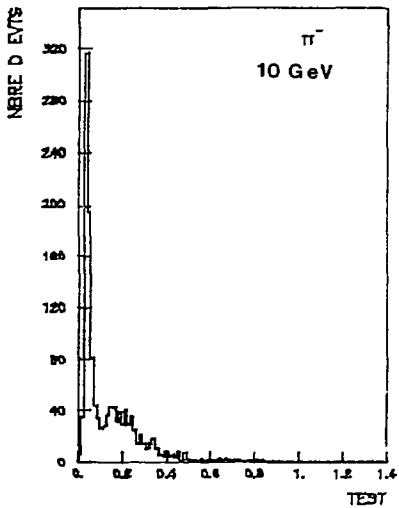
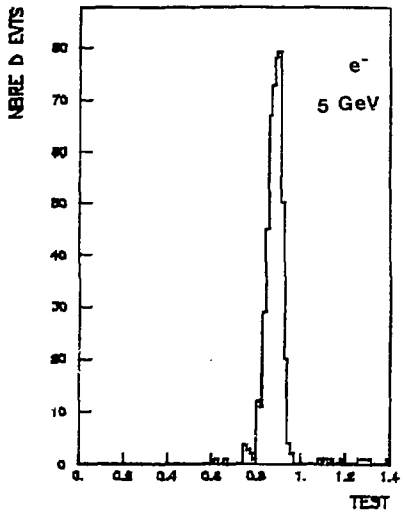
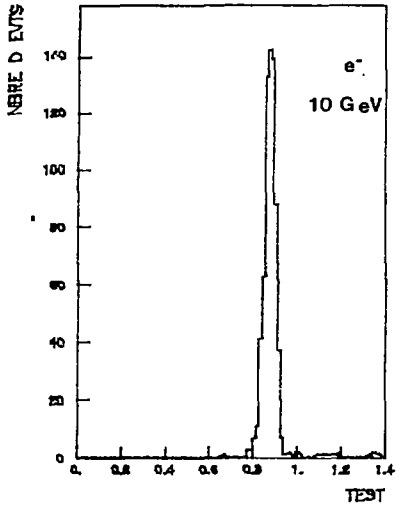
### III.3) TROISIEME CRITERE

Cette coupure consiste à rejeter les pions qui ne déposent pas 75 % au moins de l'énergie nominale du faisceau à l'intérieur des quatre tours de détection, de l'ensemble du prototype, donnant les amplitudes maximales. Les électrons rejetés par cette coupure seront ceux qui ne déposeront pas 75 % au moins de leur énergie dans les quatre tours précédemment citées. Les Figures I.13 représentent les distributions du coefficient TEST défini par :

$$\text{TEST} = \frac{\sum_{i=1}^4 A_i^M}{A_0}$$

$A_i^M$  : amplitude fournie par la tour de détection (canaux d'ADC)

$A_0$  : réponse du prototype pour un électron incident d'énergie E (canaux d'ADC)



FIGURES I.13 - Distribution du coefficient TEST

Les tableaux I.6 indiquent l'effet impressionnant de cette coupure.

$\pi^-$			$e^-$		
CONFIGURATION	E(GeV)	$\epsilon$ (%)	CONFIGURATION	E(GeV)	$\epsilon$ (%)
1	10	$0.2 \pm 0.1$	1	10	100
2	10	$0.5 \pm 0.1$	2	10	$99.4 \pm 0.2$
1	5	$1. \pm 1.$	1	5	$99.8 \pm 0.1$
2	5	$0.5 \pm 0.25$	2	5	$99.8 \pm 0.2$

TABLEAUX I.6

L'efficacité de cette coupure s'explique par le fait remarqué sur les Figures I.10 que même les pions ayant donné lieu à une gerbe, ne déposent en moyenne que 25 % de leur énergie initiale à l'intérieur du calorimètre. Pour ceux ayant déposé au moins 75 % de leur énergie initiale, certains d'entre eux seront rejetés par cette coupure en raison de la grande extension transversale des gerbes hadroniques. Au contraire, les gerbes électromagnétiques déposent la totalité de leur énergie à l'intérieur du détecteur et 90 % en moyenne de celle-ci est contenue dans un cylindre de 3 centimètres de diamètre, soit du même ordre de grandeur que la surface latérale d'une tour de détection.

#### III.4) QUATRIEME CRITERE

Cette coupure aura pour but de rejeter l'ensemble des particules pour lesquelles les coordonnées x et y du point d'impact sur le prototype ne pourront pas être déterminées avec précision à partir de l'information fournie par le prototype.

Le calcul du centre de gravité latéral de la gerbe est un moyen simple et efficace pour déterminer ces valeurs. La méthode qui est présentée ne tient compte que des quatre tours de détection ayant fourni les amplitudes maximales et faisant partie du deuxième module. C'est dans cette partie du calorimètre que la plus grande fraction de l'énergie initiale est déposée par les gerbes électromagnétiques, aux énergies étudiées, comme on peut le constater sur la Figure I.14. La prise en compte de tours périphériques ne ferait qu'augmenter l'influence de fluctuations statistiques (gerbes satellites) et donc fausser le résultat.

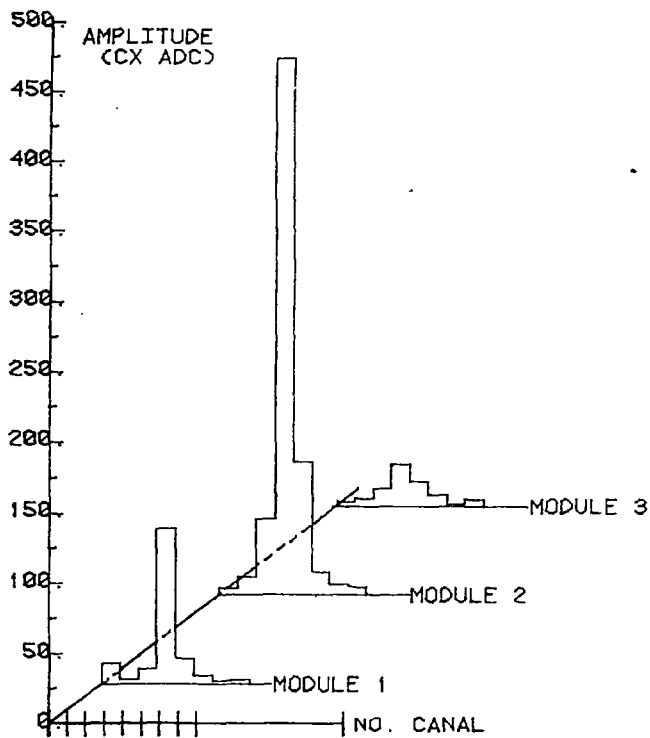
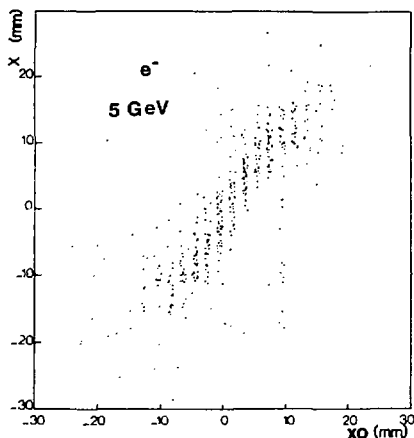
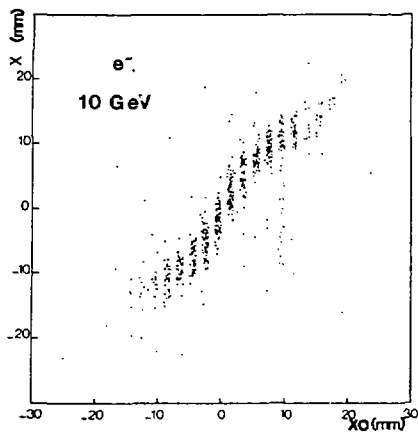
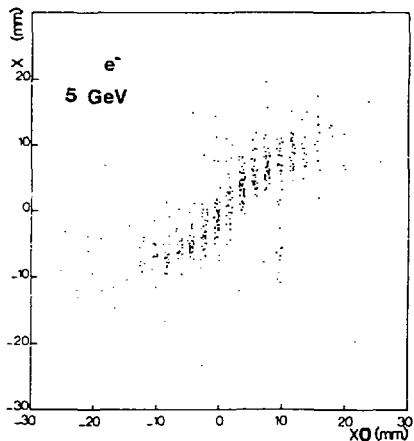
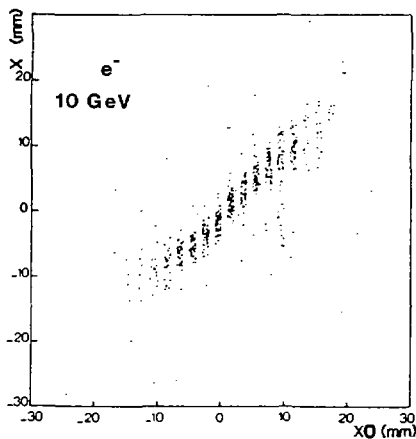


FIGURE I.14 - Développement longitudinal moyen, d'un  $e^-$  de 10 GeV, dans les 3 modules du prototype.



FIGURES I.15

XO : coordonnées obtenues par les chambres de positionnement  
X : coordonnée calculée à partir de la formule I.4



FIGURES I.16

XO : coordonnée obtenue par les chambres de positionnement  
X : coordonnée corrigée à partir de la formule I.5

De plus, les calculs des valeurs de  $x$  et de  $y$  avec un nombre de tours de détection supérieur à quatre n'améliore nullement la précision des résultats, la contribution du bruit de fond électronique devenant importante dans les tours suivantes. De plus, la prise en compte d'un nombre de tours élevé ne pourra que compliquer une éventuelle analyse en ligne.

Les coordonnées du centre de gravité des gerbes ont été calculées dans un premier temps par les formules suivantes :

$$X = \frac{\sum_{i=1}^4 x_i A_i}{\sum_{i=1}^4 A_i} \quad Y = \frac{\sum_{i=1}^4 y_i A_i}{\sum_{i=1}^4 A_i} \quad (I.4)$$

$x_i$  et  $y_i$  sont les coordonnées transverses du centre de chacune des quatre tours de détection considérées,  $A_i$ , les amplitudes mesurées par ces tours.

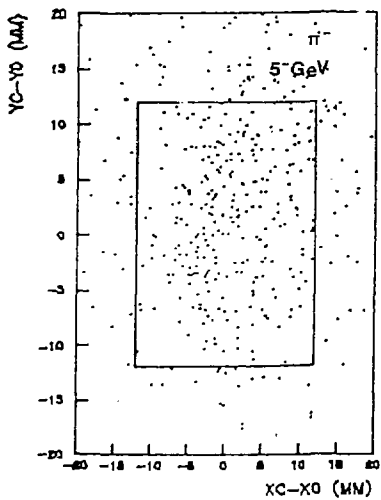
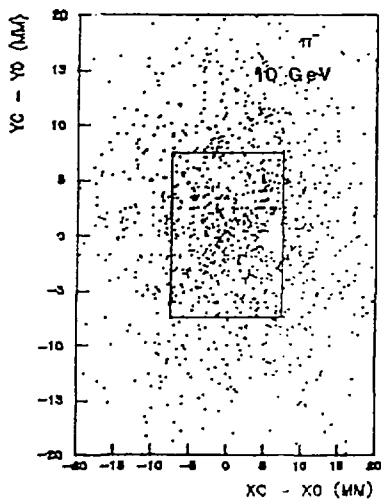
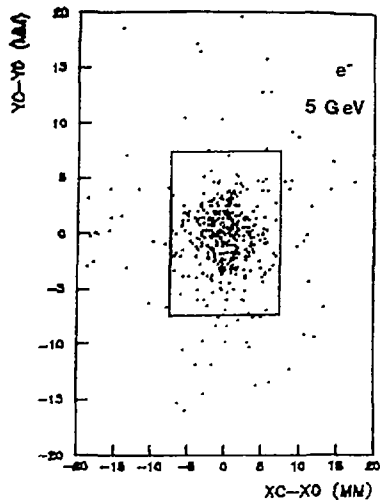
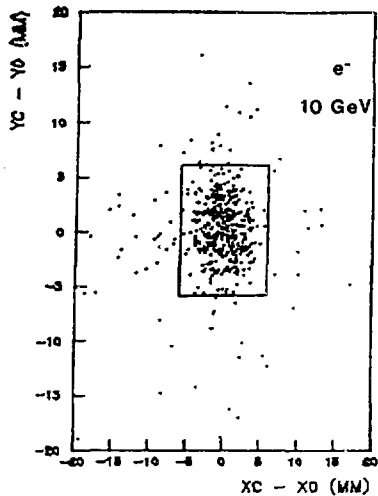
En comparant les valeurs de  $X$  et  $Y$  avec celles obtenues à partir des chambres de positionnement,  $X_0$  et  $Y_0$ , nous obtenons les résultats représentés sur les Figures I.15. Il est clair, d'après ces figures; que la corrélation linéaire attendue entre  $X$  et  $X_0$ , d'une part, et  $Y$  et  $Y_0$  d'autre part, n'apparaît pas. Cette anomalie provient de la manière dont sont privilégiées les coordonnées du centre de chaque tour dans les formules (I.4), l'énergie n'étant pas uniformément répartie à l'intérieur d'une même tour. Cet effet a été corrigé en lissant les corrélations observées par un polynôme du quatrième degré. Les coordonnées du point d'impact de chaque particule sur le prototype ont alors été déterminées par les formules suivantes :

$$X_c = \sum_{n=0}^4 \alpha_n X^n ; \quad Y_c = \sum_{n=0}^4 \beta_n Y^n \quad (I.5)$$

où  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  sont les coefficients du polynôme obtenus lors du lissage. Les Figures I.16 font apparaître une linéarité entre les mesures obtenues par l'intermédiaire des chambres de positionnement et les calculs effectués à partir des formules (I.5).

L'information fournie par les chambres nous permet de calculer les erreurs  $\Delta x$  et  $\Delta y$  commises par cette méthode :

$$\Delta x = X_c - X_0 \quad \Delta y = Y_c - Y_0 \quad (I.6)$$



FIGURES I.17 - Résolution sur la reconstruction du point d'impact dans le plan transverse

Les Figures I.17 montrent que le centre de gravité en vue transverse des gerbes électromagnétiques est assez bien définie grâce à la méthode utilisée. Néanmoins la valeur de  $\Delta x$  ou de  $\Delta y$  de certains électrons est notablement différente de 0. Une étude de ces événements a montré que la plupart d'entre eux ne pouvaient être considérés comme de "bons" événements (angle d'incidence différent de  $0^\circ$ , réponse erronée des chambres de positionnement). Par contre, le centre de gravité est très mal défini dans le cas des pions. Ceci ne provient pas seulement du fait que ces particules déposent peu d'énergie dans le deuxième module, mais aussi que lors d'une interaction nucléaire, les particules sont émises à un angle de diffusion bien supérieur à celui d'une interaction électromagnétique.

La quatrième coupure va consister à imposer à  $x$  et  $y$  d'être inférieures à  $\Sigma x$  et  $\Sigma y$  respectivement, avec :

$$\Sigma x \sim 3.5 \sigma_x \quad \Sigma y \sim 3.5 \sigma_y \quad (I.7)$$

$\sigma_x$  et  $\sigma_y$  représentent la résolution spatiale du calorimètre dont le calcul sera explicité au paragraphe suivant (Tableau I.12). Les valeurs de  $\Sigma x$  et de  $\Sigma y$  sont indiquées sur le Tableau I.7, l'efficacité de cette coupure est précisée sur les Tableaux I.8.

	CONFIGURATION 1		CONFIGURATION 2	
E(GeV)	10	5	10	5
$\Sigma x$ (mm)	6.0	7.5	8.0	12.0
$\Sigma y$ (mm)	6.0	7.5	8.0	12.0

TABLEAU I.7

$\pi^-$		
CONFIGURATION	E(GeV)	$\epsilon$ (%)
1	10	$25.4 \pm 1.0$
2	10	$39.2 \pm 1.2$
1	5	$34.2 \pm 5.3$
2	5	$57.2 \pm 2.4$

$e^-$		
CONFIGURATION	E(GeV)	$\epsilon$ (%)
1	10	$89.5 \pm 1.2$
2	10	$91.2 \pm 0.7$
1	5	$88.2 \pm 1.3$
2	5	$90.6 \pm 1.3$

TABLEAUX I.8



Pour une énergie donnée, l'importance du bruit de fond de l'électronique, dans le cas des pions au minimum d'ionisation explique la différence de l'efficacité entre les deux configurations.

### III.5) DISCUSSION SUR LES CRITERES DE SELECTION

Le tableau ci-dessous indique le nombre de pions non rejetés lorsque l'une des quatre coupures n'est pas appliquée.

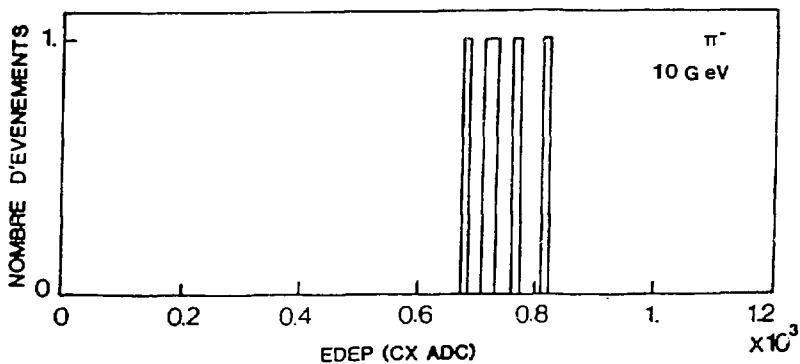
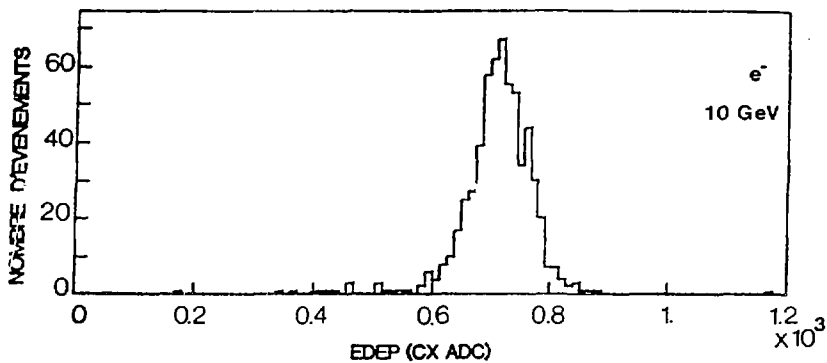
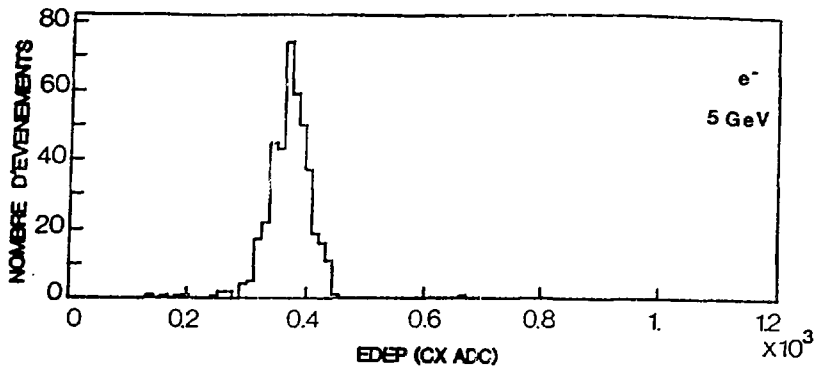
CONFIGURATION	E(GeV)	COUPURE NEGLIGEE				Nombre d'événements non rejetés	Statistique totale
		1ère	2ème	3ème	4ème		
1	10	2	2	96	2	2	2637
1	5	0	0	0	1	0	120
2	10	9	5	82	7	5	2790
2	5	2	1	26	1	0	743

TABLEAU I.9

Parmi ces quatre critères de sélection, deux semblent très bien convenir à une analyse en ligne, aussi bien par leur efficacité que par leur simplicité : critères sur le coefficient TEST et sur l'énergie déposée dans le premier module. Ces deux coupures réunies rejettent plus de 99 % des pions alors qu'elles conservent près de 99 % des électrons incidents. Cependant, la coupure sur l'énergie déposée dans le premier module devrait s'effectuer à partir de l'information des fils où le bruit de fond de l'électronique sera moindre et avec lesquels on pourrait choisir la profondeur à laquelle cette coupure serait optimum.

La mise au point des deux autres critères nécessite une étude pour d'autres valeurs de l'énergie incidente afin d'établir une relation avec l'énergie des particules. Cette étude pouvant être réalisée par des programmes de simulation après s'être assuré de la bonne restitution de la réalité par ceux-ci. Néanmoins l'obtention du coefficient de réjection  $\pi/e$  optimum n'a pu se faire, comme on peut le constater sur le tableau précédent, sans tenir compte de la coupure sur la résolution spatiale.

Remarque : Ces quatre coupures ne sont pas indépendantes les unes des autres. En effet, le produit des efficacités de chaque coupure, dans le cas des pions de 10 GeV, laisse prévoir une valeur de la contamination en  $\pi$  inférieure à  $10^{-4}$ . Ce résultat est nettement inférieur à la valeur réellement atteinte qui est, comme nous allons le voir, de l'ordre de  $10^{-3}$ .



FIGURES I.18 - Spectres en énergie mesurée par le prototype après coupure

## IV. RÉSULTATS

### IV.1) EFFICACITE ET CONTAMINATION EN $\pi$

Les quatre coupures définies précédemment sont appliquées à l'ensemble des événements de chaque run de pions et d'électrons. Les distributions en énergie alors obtenues sont représentées sur les Figures I.18, lesquelles doivent être comparées avec celles des Figures I.10 où ces coupures n'ont pas été appliquées. Le pourcentage des événements rejetés donne l'efficacité et la contamination en pions. Le tableau ci-dessous indique la valeur de ces deux paramètres.

CONFIGURATION	1	1	2	2
E(GeV)	10	5	10	5
$\epsilon_e$ (%)	87.0 $\pm$ 1.5	85.0 $\pm$ 2.0	89.5 $\pm$ 1.0	90.0 $\pm$ 1.0
$\epsilon_\pi$ (%)	0.08 $\pm$ 0.05	-	0.18 $\pm$ 0.08	-

TABLEAU I.10

Nous avons représenté, sur la Figure I.19, le comportement du calorimètre pour l'un des cinq pions de 10 GeV de la configuration 2 n'ayant pas été rejeté par les coupures décrites précédemment. Nous ne pouvons que constater la parfaite ressemblance avec un électron ayant les mêmes caractéristiques, représenté sur la Figure I.20. Etant donnée l'efficacité des Cerenkov (99 % pour les  $e^-$  de 10 GeV), un des sept pions non rejetés par les coupures pourrait être un électron.

### IV.2) RESOLUTION EN ENERGIE

Pour les calorimètres hétérogènes, comme celui utilisé lors de ces tests, la résolution en énergie nous est donnée par la formule suivante :

$$\left(\frac{\sigma_T}{E}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_0}{E}\right)^2 + \frac{\sigma_S^2}{E} + \sigma_{\text{Syst}}^2 \quad (I.8)$$

- $\sigma_0$  : Largeur des piédestaux. Négligeable à hautes énergies mais qui fixe une limite inférieure au signal mesuré
- $\sigma_S$  : Largeur due aux fluctuations statistiques du développement des gerbes.
- $\sigma_{\text{Syst}}$  : Largeur provenant des erreurs de calibration, des pertes d'énergie par l'arrière, de la saturation...

Lors du calcul, nous n'avons pris en considération que les deux premiers termes de la formule précédente.

Les gerbes électromagnétiques produites par des particules ayant une énergie de 10 GeV sont contenues à 99 % dans 20 longueurs de radiation. Le terme relatif aux pertes d'énergie par l'arrière dans la formule précédente est donc négligeable.

La valeur de la résolution en énergie est alors obtenue par la formule :

$$\frac{\sqrt{\sigma_T^2 - \sigma_0^2}}{E} = \frac{\sigma_S}{\sqrt{E}} \quad (I.9)$$

La résolution en énergie de notre prototype a été calculée en lissant les distributions en énergie des électrons, et celle des piédestaux par des gaussiennes,  $\sigma_T$  et  $\sigma_0$  ont été identifiés aux écarts-types respectifs. Les valeurs de  $\sigma_0$  étaient en fait négligeables par rapport à celles de  $\sigma_T$ . Les résultats obtenus pour  $\sigma_S$  sont représentés sur le tableau I.11. Le poids attribué à chaque canal lors de ces ajustements était  $1/\sqrt{N_i}$ ,  $N_i$  étant le nombre

CONFIGURATION	1	1	2	2
E (GeV)	10	5	10	5
$\sigma_S / \sqrt{E}$ (%)	$18.0 \pm 0.7$	$16.3 \pm 0.6$	$18.3 \pm 0.4$	$18.5 \pm 0.6$

d'événements contenus dans ce canal.

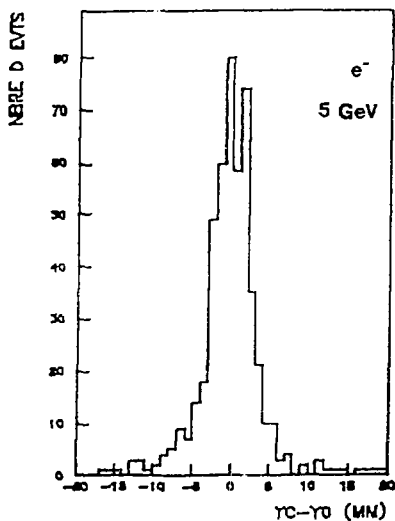
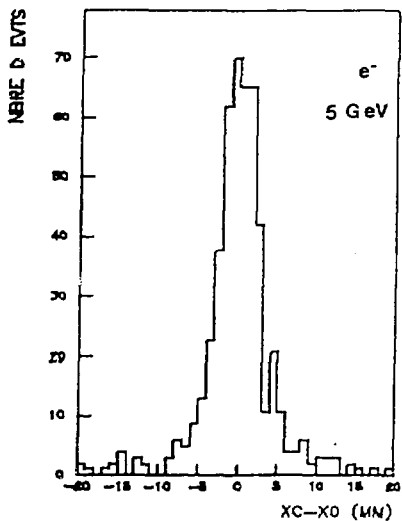
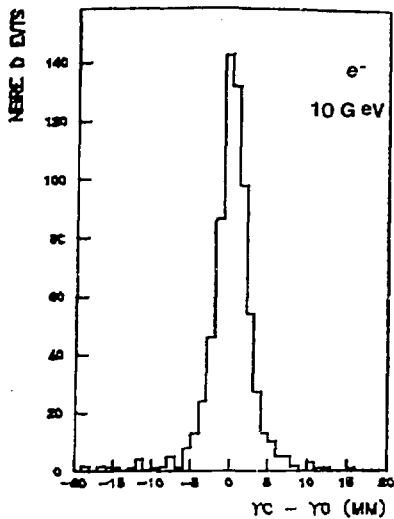
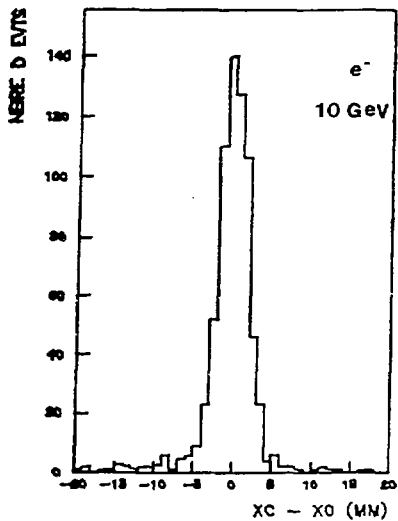
TABLEAU 11

Lorsque les gerbes sont entièrement contenues dans le calorimètre, la valeur de  $\sigma_S / \sqrt{E}$  ne dépend alors que de l'épaisseur des couches du radiateur. Cette valeur est donc bien constante en fonction de l'énergie des particules.

#### IV.3) RÉSOLUTION SPATIALE

La valeur de la résolution spatiale de notre prototype a été calculée pour chaque configuration et aux énergies considérées. Elle a été déterminée en lissant, par des gaussiennes, les résultats obtenus à partir des équations (I.6). Celles-ci donnaient la différence entre les coordonnées du point d'impact de la particule sur le prototype, obtenues par l'intermédiaire des chambres de positionnement et celles calculées à partir de l'information fournie par le prototype, Figure I.21. Ces ajustements ont été réalisés pour l'ensemble des électrons n'ayant pas été rejetés par les trois premières coupures. La résolution spatiale du prototype, relative aux électrons, a été identifiée à l'écart-type moyen de la gaussienne.

Les résultats obtenus sont représentés sur le Tableau I.12.



FIGURES I.21 - Résolution sur la reconstruction du point d'impact en x et y

CONFIGURATION	1	1	2	2
E(GeV)	10	5	10	5
$\sigma_x$ (mm)	$1.70 \pm 0.06$	$2.15 \pm 0.10$	$2.50 \pm 0.10$	$2.70 \pm 0.20$
$\sigma_y$ (mm)	$1.70 \pm 0.06$	$2.20 \pm 0.10$	$2.20 \pm 0.08$	$3.00 \pm 0.20$

TABLEAU I.12

On remarque que pour une énergie donnée, les résultats sont meilleurs dans le cas de la configuration 1 que dans celui de la configuration 2. Cela provient du rôle prédominant attribué par la formule I.4, à la tour touchée, à l'intérieur de laquelle plus de 50 % de l'énergie totale est déposée. Par contre, pour une configuration donnée, la résolution spatiale de notre prototype est d'autant meilleure que l'énergie des électrons incidents est élevée. Ceci s'explique par le fait que la densité de particules d'une gerbe électromagnétique augmente avec l'énergie initiale ; il en résulte donc une diminution de l'influence des fluctuations statistiques.

#### IV.4) ETUDE DU DEVELOPPEMENT LONGITUDINAL

Pour réaliser cette étude, nous ne disposons que d'une seule prise de données à 25 GeV, au cours de laquelle l'information du prototype était transmise aux ADC par les fils.

Soit  $t$  l'épaisseur de matière traversée exprimée en longueurs de radiation. On peut paramétriser le développement longitudinal des gerbes électromagnétiques, indépendamment du milieu traversé, à partir de la formule :

$$dE = E_0 t^\alpha \exp(-\beta t) dt \quad (I.10)$$

$E_0$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  étant des paramètres dépendant de l'énergie de la particule initiale.  $dE$  étant la fraction d'énergie déposée entre les distances  $t$  et  $t + dt$ .

Le développement longitudinal correspondant à une énergie initiale de 25 GeV est représenté sur la Figure I.22. Les paramètres intervenant dans la formule (I.8) sont :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.530 \pm 0.016 \\ \beta &= 3.61 \pm 0.11 \\ E_0 &= (3.0 \pm 0.3) 10^{-3} \end{aligned}$$

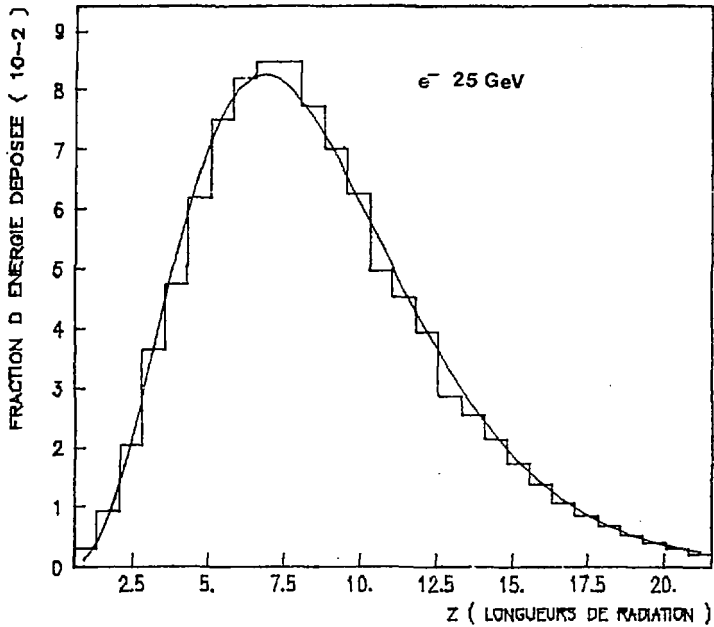
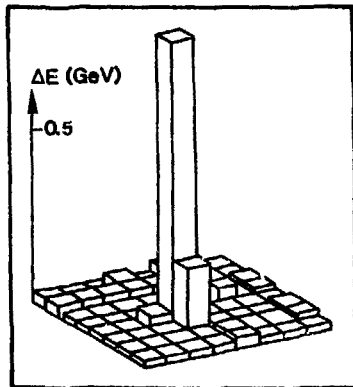
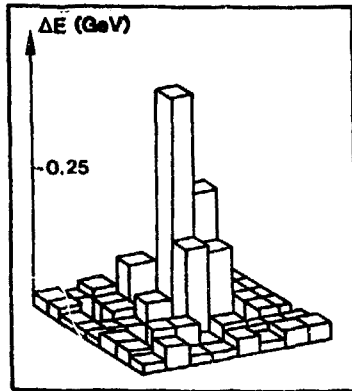


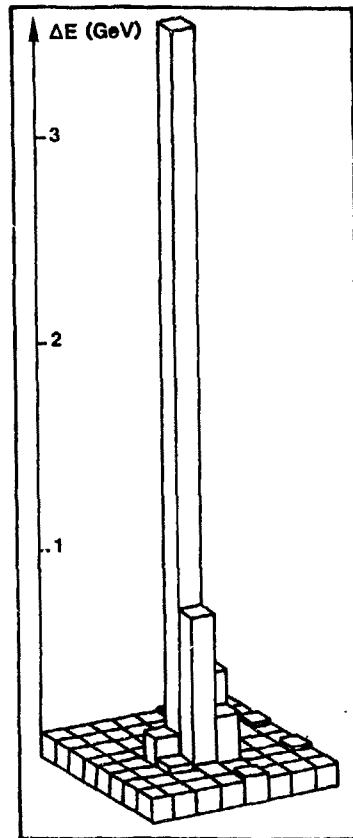
FIGURE I.22 - Distribution longitudinale typique pour un électron de 25 GeV



1<sup>er</sup> MODULE



3<sup>e</sup> MODULE



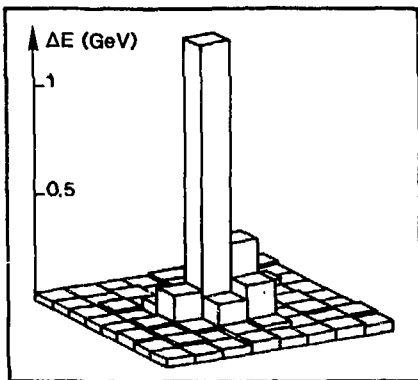
2<sup>e</sup> MODULE

$e^-$  . 10GeV

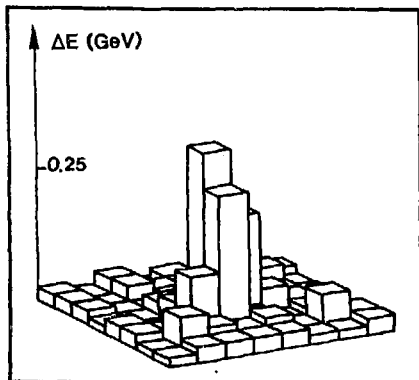
FIGURE I.19

Electron non rejeté

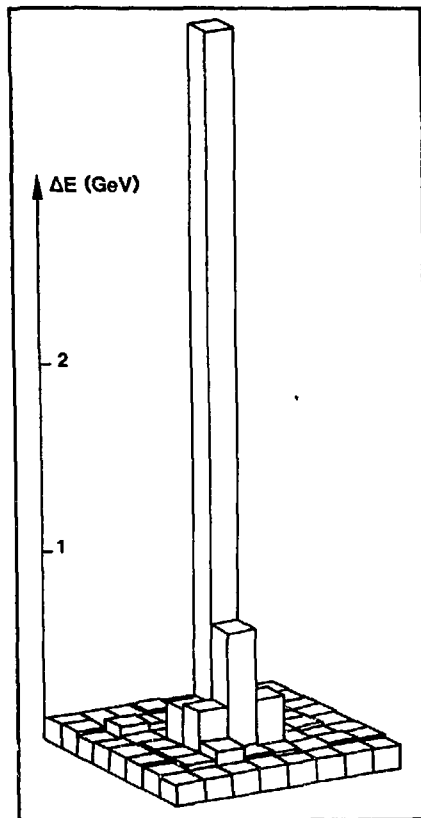




1<sup>er</sup> MODULE



3<sup>è</sup> MODULE



2<sup>è</sup> MODULE

$\pi^-$  .10GeV

FIGURE I.20

Pion non rejeté

Lors du calcul de ces paramètres, nous avons pris en compte l'épaisseur de la quantité de matière située devant le prototype au cours de ces tests et qui a été évaluée à 0.2 longueurs de radiation, valeur confirmée par le programme de simulation EGS.

CHAPITRE I I

PARTIE SIMULATION

En calorimétrie, la mise au point de programmes de simulation a un double objectif. Le premier est l'étude détaillée du développement des gerbes à l'intérieur de l'appareillage de détection considéré. Le second est de déterminer les caractéristiques d'un calorimètre placé dans des conditions initiales quelconques (nature et énergie des particules incidentes, coordonnées du point d'impact, nature des constituants du calorimètre, etc...).

Le programme de simulation des gerbes électromagnétiques le plus employé dans ce domaine de la physique <sup>(8)</sup> : E. G. S. (Electron Gamma Shower) a été élaboré au S. L. A. C. (Stanford Linear Accelerator Center, U.S.A.).

Pour simuler les gerbes hadroniques, nous avons utilisé le programme de H. FESEFELDT de l'Université d'Aix-la-Chapelle (R.F.A.) <sup>(9)</sup> : GHEISHA (Gamma-Hadron-Electron-Interaction-Shower). Ces programmes ayant été décrits en détail par leurs auteurs, nous nous contenterons de résumer brièvement leur fonctionnement avant de comparer leurs résultats avec ceux de l'expérience.

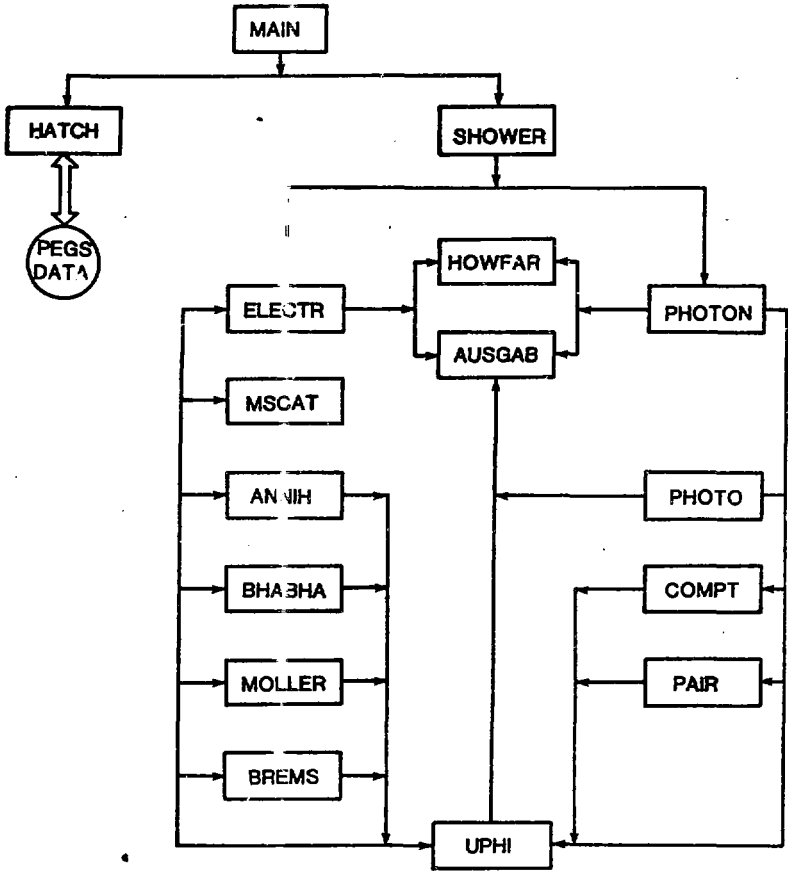


FIGURE II.1 - Organigramme d'EGS

## I. E. G. S.

Le programme de simulation E.G.S. a été élaboré dans le but de résoudre les problèmes mettant en jeu les gerbes électromagnétiques. La version utilisée ici (EGS4) permet de simuler des particules d'énergie comprise entre 10 keV et 3000 GeV. Ce programme est capable de simuler des gerbes dans une centaine de matériaux différents ou un agglomérat quelconque de plusieurs d'entre eux. La géométrie du détecteur est théoriquement quelconque. Les particules incidentes sont des électrons, des positrons ou des photons.

### I.1) PRESENTATION d'E.G.S.

Deux processus gouvernent la perte d'énergie des électrons et des positrons dans la matière : les collisions et le rayonnement de freinage. L'interaction des photons est due principalement à trois réactions : production de paires, effet Compton et effet photo-électrique. Le rayonnement de freinage et la production de paires prédominent à haute énergie, les collisions, l'effet Compton et l'effet photoélectrique deviennent importants à faible énergie.

Pour mener à bien sa tâche, E.G.S. utilise les données résultant du programme P.E.G.S. (Preprocessor for E.G.S.). Celui-ci, à partir des caractéristiques principales des matériaux formant le détecteur (composition, densité, etc...), utilise alors des formules théoriques ou empiriques pour tabuler les paramètres nécessaires à E.G.S. (sections efficaces des différents processus...).

L'organigramme de E.G.S. est représenté sur la Figure II.1. Pour appliquer E.G.S. à un problème précis, l'utilisateur doit écrire le programme principal (MAIN) ainsi que les sous-programmes HOWFAR et AUSGAB : ces deux derniers déterminent la géométrie du détecteur et enregistrent les caractéristiques utiles de chaque particule de la gerbe (énergie déposée, etc...). Les données obtenues à partir de PEGS sont lues grâce au sous-programme HATCH. Les caractéristiques des particules incidentes (nature, énergie) ainsi que la largeur du faisceau sont introduites dans le programme principal. Celui-ci fait appel, autant de fois que l'utilisateur le désire, au sous-programme SHOWER qui retrace l'historique de chaque gerbe. Leur développement est contrôlé par les sous-programmes ELECTR pour les électrons et les positrons et PHOTON pour les photons.

La mise au point du sous-programme HOWFAR est la tâche principale de l'utilisateur. Le temps nécessaire pour simuler une gerbe dépend essentiellement du soin avec lequel il aura été élaboré. Ce temps est effectivement le point faible de E.G.S. Il est proportionnel à l'énergie des particules incidentes et dépend fortement de la valeur des énergies de coupure appliquées, qui représentent les énergies à partir desquelles E.G.S. cesse de suivre les particules et leur impose de déposer ponctuellement leur énergie. Les valeurs de ces paramètres, utilisées lors de l'exécution de ce programme sont représentées sur le Tableau II.1 pour chaque particule et pour chaque milieu. Le Tableau II.2 indique le nombre de gerbes ainsi simulées et le temps moyen nécessaire à la simulation de l'une d'elles sur l'IBM 3081 du CCPN.

MATERIAU	ECUT (keV)	PCUT (keV)
PVC	561	10
Gaz	522	10
Aillette	522	10
Aluminium	522	10
Plomb	000	100

TABLEAU II.1

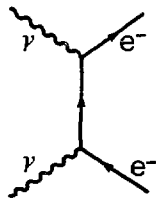
ECUT : énergie de coupure pour les électrons (énergie totale)

PCUT : énergie de coupure pour les photons

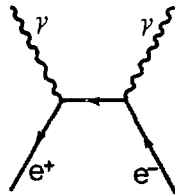
E(GeV)	N	t(s)
10	13	28.1
5	10	14.2

TABLEAU II.2

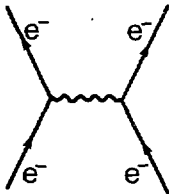
Nombre de gerbes simulées et temps moyen nécessaire à la simulation de l'une d'elles



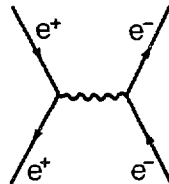
COMPTON



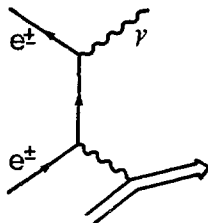
ANNIHILATION



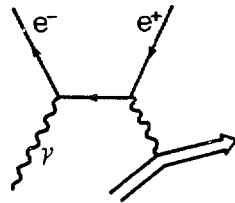
MÖLLER



BHABHA



BREMSSTRAHLUNG



PAIR PRODUCTION

FIGURES II.2 - Processus pris en compte par EGS



### I.2) PARCOURS DES PARTICULES

Soit  $\phi(E)$  la probabilité d'interaction par unité de longueur de radiation d'une particule (électron, positron ou photon) d'énergie  $E$ . Cette fonction est reliée à la probabilité  $f(E,t)$  que cette particule subisse une interaction entre les distances  $t$  et  $t + dt$  par la formule :

$$f(E,t) dt = \phi(E) \exp(-\phi(E).t) . dt \quad (II.1)$$

$t$  étant exprimé en longueur de radiation.

On peut vérifier que cette fonction vérifie bien la condition de normalisation :

$$\int_0^{\infty} f(E,t) dt = 1$$

La probabilité  $\phi(E)$  est égale à l'inverse du libre parcours moyen de la particule.

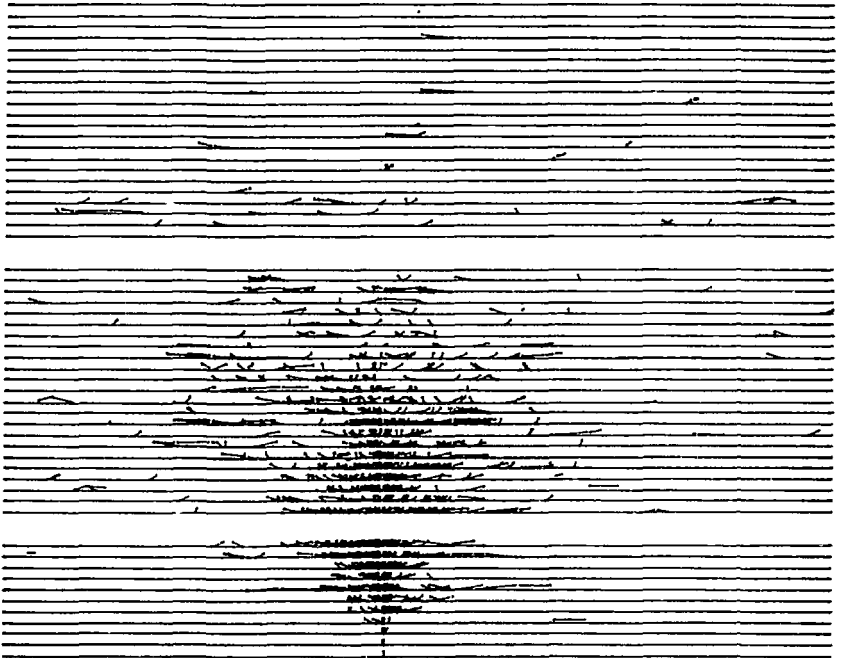
### I.3) SIMULATION D'UNE GERBE PAR E.G.S.

Le procédé utilisé par E.G.S. peut alors être résumé comme suit :

1. La distance entre deux interactions successives est tirée aléatoirement en accord avec l'équation (II.1)
2. Entre deux interactions successives, on prend en compte la déviation angulaire due à la diffusion multiple (théorie de Molière)
3. La nature de l'interaction est tirée aléatoirement en tenant compte des rapports des sections efficaces totales.
4. L'énergie  $E'$  et les angles d'émission  $\theta$  des particules de la voie de sortie est extraite de manière aléatoire, à partir de la section efficace différentielle  $d\sigma(E,E',\theta)$  du processus considéré.

Les sections efficaces des réactions simulées ont été calculées dans l'approximation de Born. Les graphes de Feynman des processus pris en compte dans E.G.S. sont représentés sur la Figure II.2. Pour tenir compte des effets d'écran, un coefficient multiplicatif dépendant de l'énergie de la particule et du milieu a été introduit dans le cas du rayonnement de freinage et de la production de paires.

Pour suivre l'évolution des particules d'une gerbe, on suppose que le calorimètre est constitué d'un ensemble de cellules élémentaires. Le volume occupé par un matériau dans une couche de détection correspond à celui d'une cellule à laquelle sont attribuées les caractéristiques de ce milieu fournies par PEGS. La taille des cellules varie donc entre celle d'un plan (plomb, PVC, aluminium) et celle d'une extrusion ou d'une ailette.



Exemple d'une gerbe électromagnétique induite par un électron de 10 GeV

L'énergie moyenne déposée par unité de longueur dans un milieu par une particule de masse  $m$  et d'énergie  $E$  est calculée à partir de la formule de BERGER et SELTZER <sup>(11)</sup>:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{2\pi r_0^2 Mn}{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \left\{ zn \left( \frac{2(\gamma + 1) m^2}{I^2} \right) + F^\pm(\gamma) - \delta \right\} \quad (\text{II.2})$$

avec :

$n$  : densité électronique du milieu

$I$  : potentiel moyen d'ionisation

$\delta$  : effet de densité

$F^\pm(\gamma)$  : fonction dépendant de la nature de la particule (électron ou positron)

Remarque : aucune fluctuation n'a été introduite sur la perte d'énergie

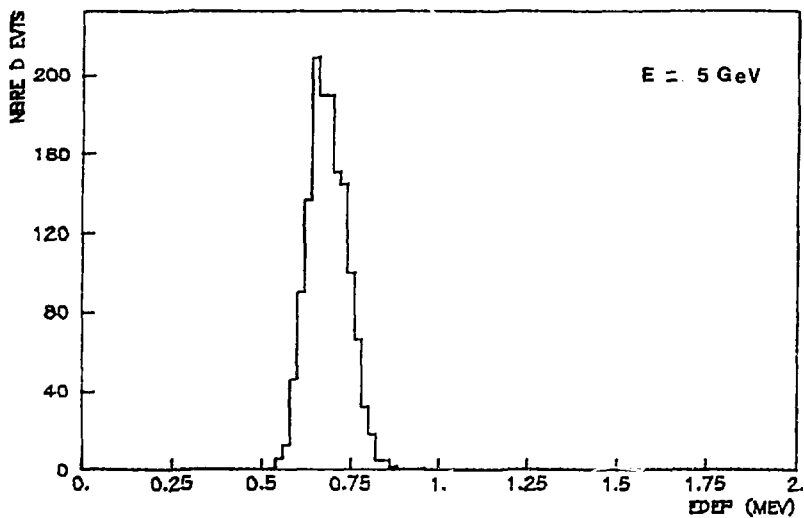
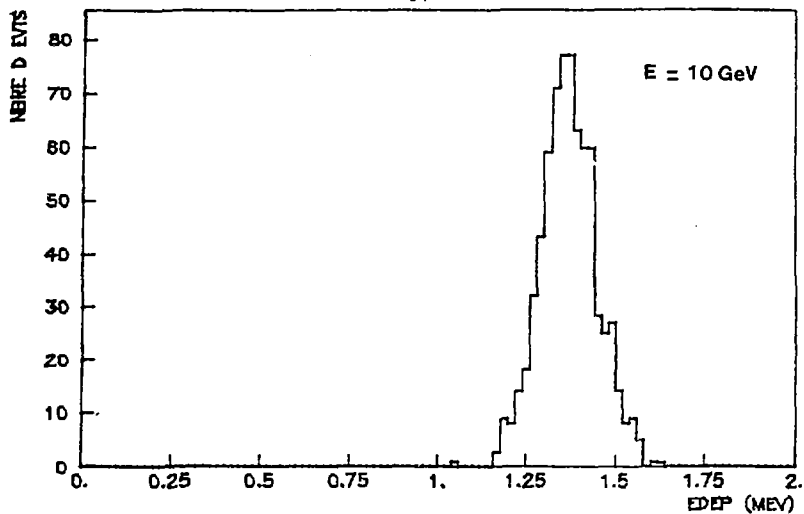
L'énergie déposée par une particule chargée dans une cellule est égale au produit de la perte d'énergie par unité de longueur, donnée par la formule II.2, par la fraction du parcours de la particule contenu dans la cellule considérée.

Il est donc possible, à partir des sections efficaces des différents processus, de simuler les gerbes électromagnétiques. La nature purement statistique du modèle implique que la précision sur les résultats finaux sera d'autant meilleure que le nombre total de gerbes sera grand.

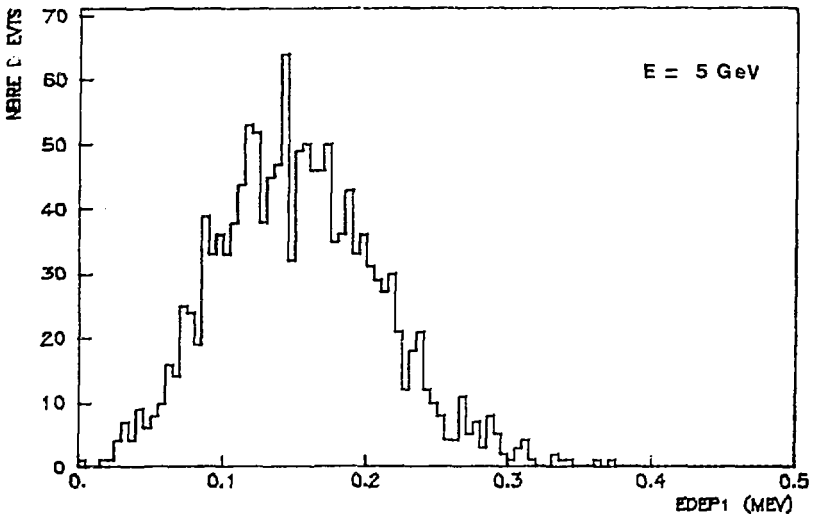
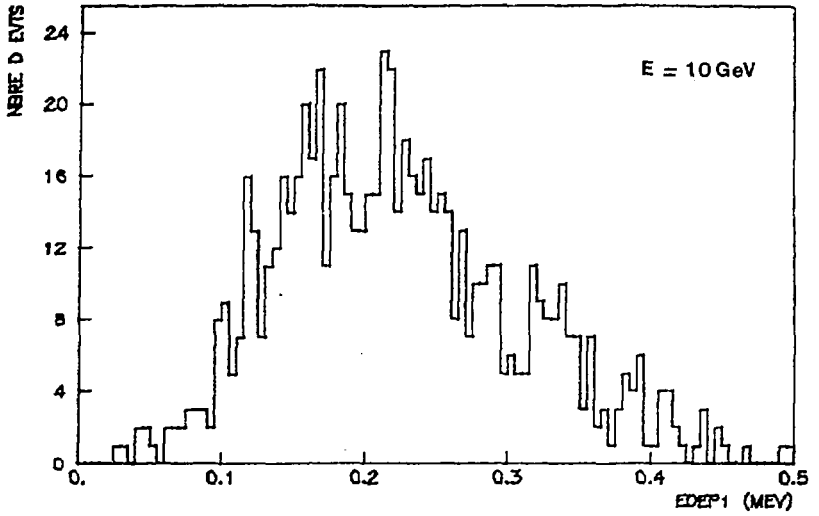
#### I.4) ANALYSE DES RESULTATS

Pour permettre l'analyse des résultats obtenus à partir de E.G.S., les principales caractéristiques de chaque segment de trace situé dans les cellules de gaz du calorimètre ont été enregistrées sur bande magnétique : énergie, coordonnées initiales et finales de chaque segment de trace, nature de la particule ainsi que l'énergie déposée.

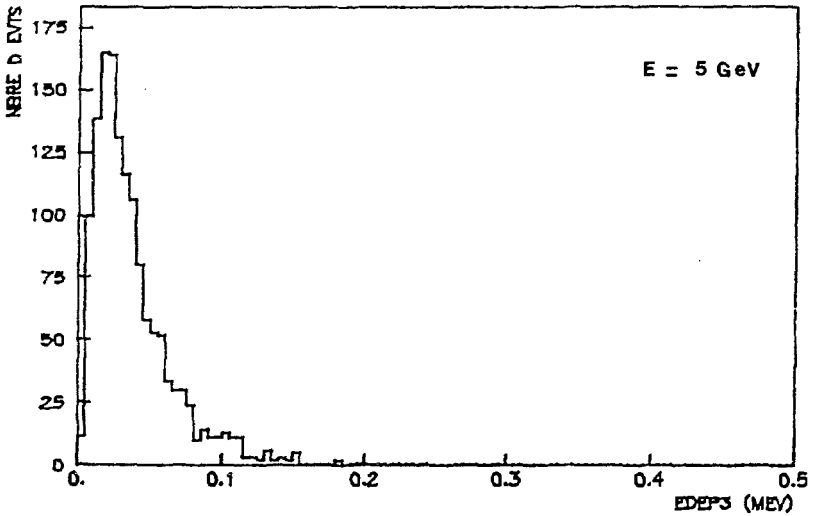
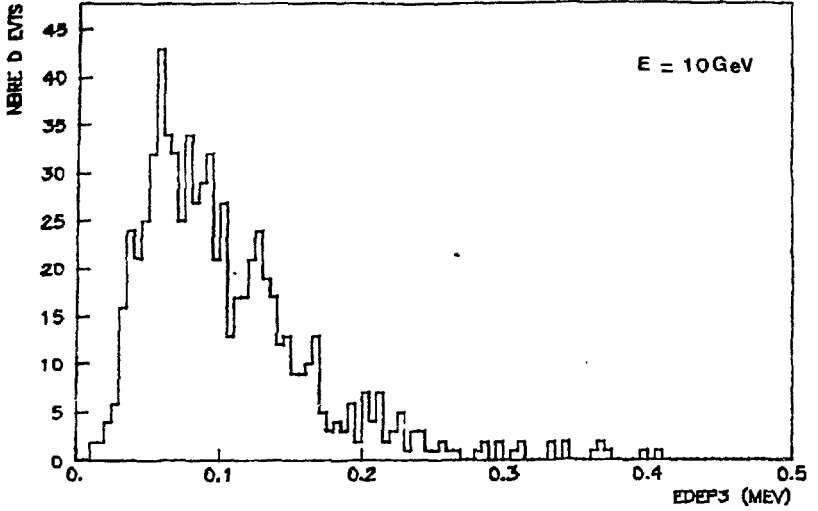
Lors de l'analyse de ces résultats, nous avons supposé que la réponse du prototype pouvait être considérée comme proportionnelle à l'énergie déposée par les électrons secondaires dans le gaz. En fait, une étude détaillée de la résolution en énergie ou de la linéarité de la réponse du prototype nécessiterait la prise en compte des fluctuations sur l'énergie déposée ainsi que la saturation des charges électriques collectées par les fils. Ces deux phénomènes sont en fait négligeables en ce qui concerne l'effet des coupures et l'efficacité de notre détecteur aux électrons, dont la détermination est le but principal de notre étude.



FIGURES II.3 - Spectres d'énergie déposée dans le gaz obtenus à partir de EGS



FIGURES II.4 - Spectres d'énergie déposée dans le gaz du 1er module



FIGURES 11.5 - Spectres d'énergie déposés dans le gaz du 3ème module

Pour chaque événement, la réponse du prototype a été calculée à partir des formules utilisées lors de l'analyse des résultats expérimentaux. En conservant les notations de la formule I.1, nous obtenons :

$$E_{DEP} = \sum_{i=1}^3 S_i \sum_{j=1}^{16} a_{ij} \quad (II.3)$$

Le bruit électronique et la dispersion des coefficients de calibration ont été négligés.

Les spectres d'énergie ainsi obtenus sont représentés sur les Figures II.3. La forme gaussienne du pic observé est caractéristique de la nature purement statistique du développement des gerbes électromagnétiques reproduit par ce modèle. Pour des énergies incidentes de 5 ou de 10 GeV, le dépôt moyen dans la partie active est de 0.68 MeV et de 1.36 MeV respectivement ce qui représente  $1.36 \times 10^{-4}$  de l'énergie incidente.

#### I.5) CRITERES DE SELECTION

Les événements issus de la simulation ont été soumis aux critères de sélection définis dans la partie expérimentale.

##### I.5.1) Critères sur le développement longitudinal

Les distributions en énergie à l'intérieur du premier et du troisième module sont représentées sur les Figures II.4 et II.5 respectivement. Les efficacités de ces deux premières coupures sont indiquées sur les tableaux suivants :

E (GeV)	$\epsilon$ (%)	$\epsilon_{exp}$ (%)
10	99.4±0.3	98.8±0.2
5	98.0±0.4	99.0±0.3

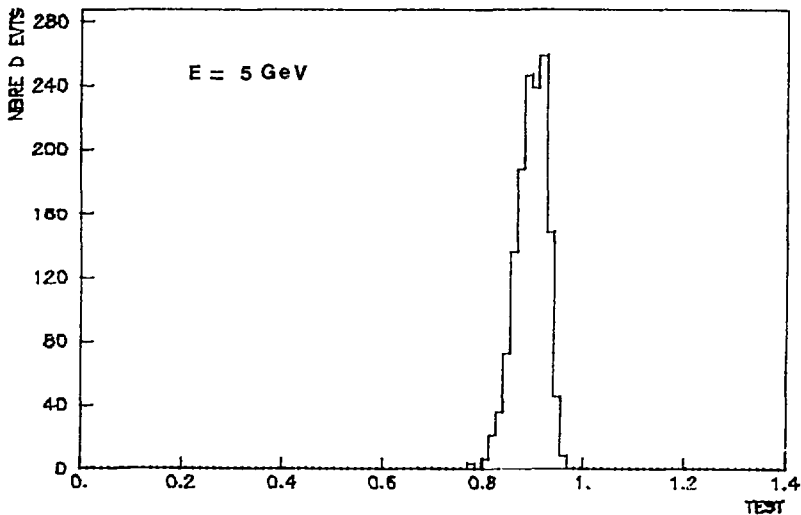
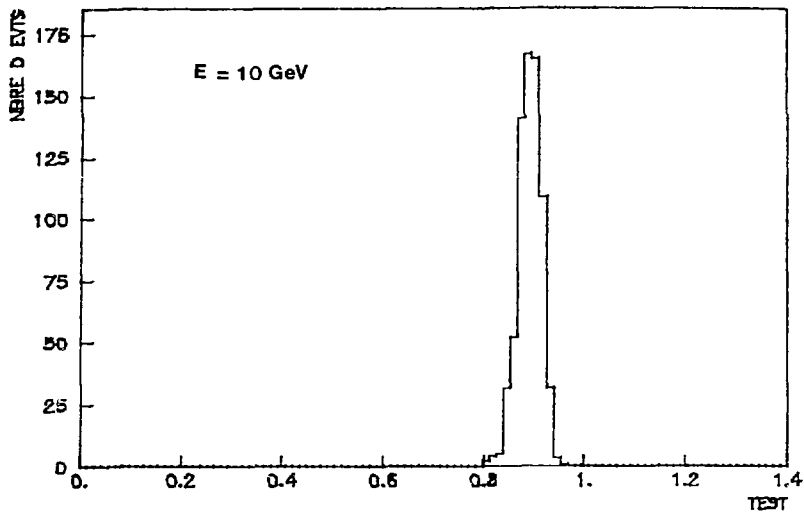
1ère coupure

E (GeV)	$\epsilon$ (%)	$\epsilon_{exp}$ (%)
10	97.3±0.6	98.3±0.3
5	99.5±0.2	99.8±0.1

2ème coupure

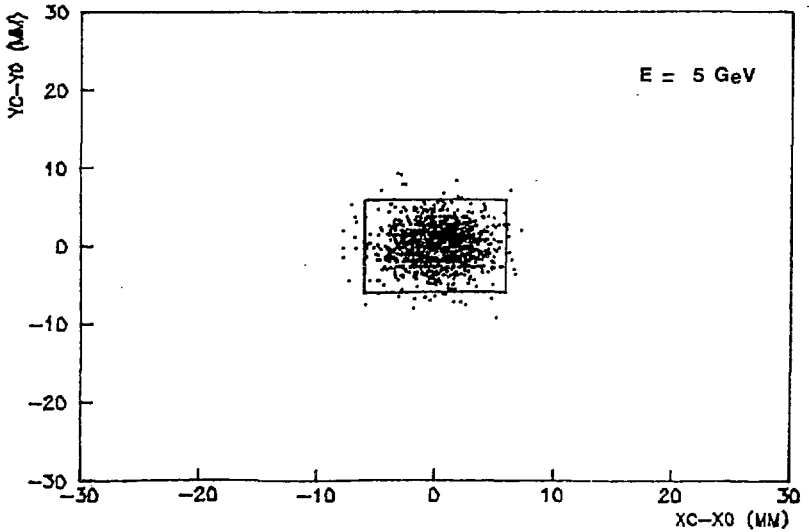
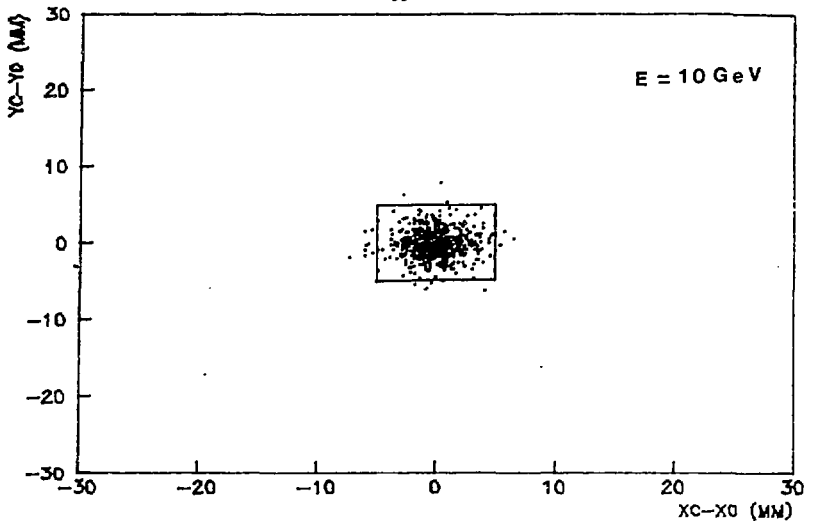
TABLEAUX II.3

Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.



FIGURES II.6 - Distribution du coefficient TEST





FIGURES II.7 - Résolution attendue sur la reconstruction du point d'impact dans le plan transverse

### 1.5.2) Critères sur le développement latéral

L'histogramme des valeurs du coefficient TEST, définie par la formule I.3 est représenté sur les Figures II.6. Les Figures II.7 représentent l'erreur commise lors de la détermination des coordonnées du point d'impact, des particules incidentes, sur le prototype, calculée à partir des formules I.6. On remarque que la dispersion autour de la valeur moyenne est moins importante que celle de l'expérience, car nous n'avons pas pris en compte, dans E.G.S., les défaillances accidentelles des chambres de positionnement, ainsi que la dispersion angulaire du faisceau.

Les tableaux ci-dessous nous donnent l'efficacité de ces deux dernières coupures.

CONFIGURATION	E(GeV)	$\epsilon$ (%)	$\epsilon_{exp}$ (%)
1	10	100	100
2	10	100	99.4±0.2
1	5	100	99.8±0.1
2	5	100	99.8±0.1

1ère coupure

CONFIGURATION	$\epsilon$ (GeV)	$\epsilon$ (%)	$\epsilon_{exp}$ (%)
1	10	97.6±0.6	89.5±1.2
2	10	98.7±0.4	91.2±0.7
1	5	96.9±0.5	88.2±1.3
2	5	97.6±0.4	90.6±1.3

2ème coupure

TABLEAUX II.4

### 1.6) PERFORMANCES DU PROTOTYPE

Les performances du prototype déduites à partir de la simulation ont été calculées avec les mêmes formules que celles utilisées lors des tests.

#### 1.6.1) Efficacité aux électrons

CONFIGURATION	1	1	2	2
E(GeV)	10	5	10	5
$\epsilon$ (%)	95.0 ± 0.8	94.3 ± 0.6	95.6 ± 0.8	95.3 ± 0.6
$\epsilon_{exp}$ (%)	87.0 ± 1.5	85.0 ± 2.0	89.5 ± 1.0	90.0 ± 1.0

TABLEAU II.5

Les écarts observés avec les valeurs expérimentales proviennent essentiellement de la meilleure efficacité de la dernière coupure.

1.6.2) Résolution en énergie

CONFIGURATION	1		1		2		2	
E (GeV)	10		5		10		5	
$\sigma/\sqrt{E}$ (%)	16.0	0.5	17.5	0.4	16.2	0.5	18.0	0.4
$\sigma_{\text{exp}}/\sqrt{E}$ (%)	18.0	0.7	16.3	0.6	18.3	0.4	18.5	0.6

TABLEAU II.6

Le calcul de la résolution en énergie en prenant des énergies de coupure très basses (Tableau II.1) perd une partie de sa valeur du fait de ne pas avoir pris en compte les fluctuations sur l'énergie déposée ainsi que la saturation. Cependant les valeurs indiquées sur le Tableau II.7, de la résolution en énergie obtenue en prenant des énergie de coupure supérieures (Tableau II.8), montrent bien l'influence de ces paramètres.

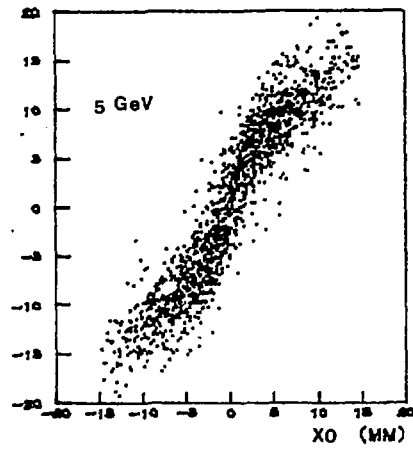
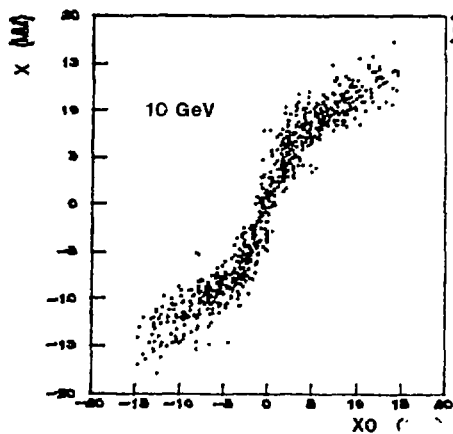
CONFIGURATION	1	2	1	2
E (GeV)	10	5	10	5
$\sigma/\sqrt{E}$ (%)	13.7	13.8	14.6	14.2

TABLEAU II.7

MATERIAU	ECUT (MeV)	PCUT (MeV)
PVC	0.611	0.01
GAZ	0.522	0.01
AL	0.611	0.01
PB	1.00	0.50

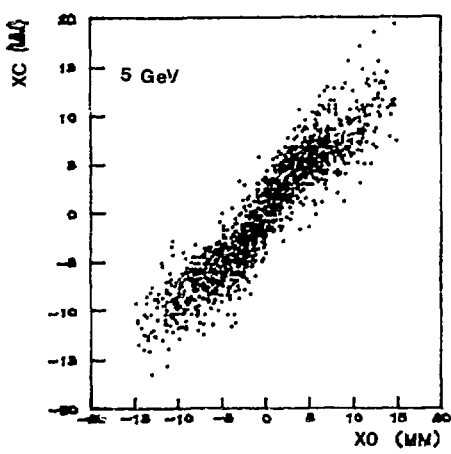
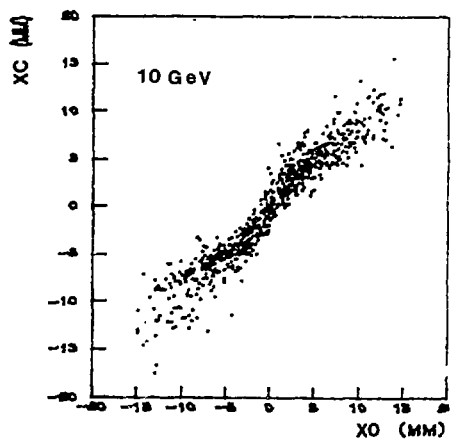
TABLEAU II.8

Il convient de remarquer que le temps de calcul pour simuler une gerbe augmente de 80 % lorsque l'on passe des coupures hautes (Tableau II.8) aux coupures basses (Tableau II.1).



FIGURES II.8 -  $XO$  : coordonnée exacte du point d'impact  
 $X$  : coordonnée reconstruite à partir de la formule I.4

point d'impact  
à partir de la formule I.4



FIGURES II.9 -  $XO$  : coordonnée exacte du point d'impact  
 $XC$  : coordonnée reconstruite à partir de la formule I.5

### I.6.3) Résolution spatiale

La corrélation observée entre les coordonnées mesurées du point d'impact de la particule sur le prototype et celles calculées à partir de la formule (I.4) est bien reproduite par E.G.S. ainsi que le montrent les Figures II.8. Cet effet est correctement corrigé par les formules I.5 qui font bien apparaître une corrélation linéaire entre ces deux valeurs, Figures II.9.

Comme dans la partie expérimentale, la résolution spatiale du prototype a été obtenue en tissant, par des gaussiennes, les histogrammes de  $\Delta x$  et  $\Delta y$  calculés à partir des formules I.6, Figures II.10. Les résultats obtenus sont représentés sur le tableau ci-dessous :

TABLEAU II.9

CONFIGURATION	1	1	2	2
E(GeV)	10	5	10	5
$\sigma_x$ (mm)	$1.53 \pm 0.04$	$2.12 \pm 0.04$	$2.45 \pm 0.07$	$3.47 \pm 0.14$
$\sigma_y$ (mm)	$1.56 \pm 0.03$	$2.16 \pm 0.04$	$2.25 \pm 0.06$	$3.10 \pm 0.10$
$\sigma_x^{exp}$ (mm)	$1.70 \pm 0.06$	$2.15 \pm 0.10$	$2.50 \pm 0.10$	$2.70 \pm 0.20$
$\sigma_y^{exp}$ (mm)	$1.70 \pm 0.06$	$2.20 \pm 0.10$	$2.20 \pm 0.08$	$3.00 \pm 0.20$

Ces résultats sont en bon accord avec ceux observés expérimentalement et, en particulier, leur variation en fonction de l'énergie incidente et de la configuration.

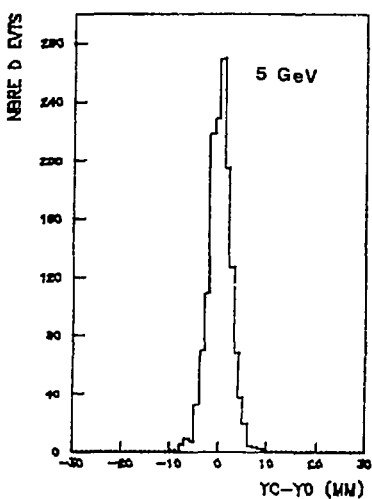
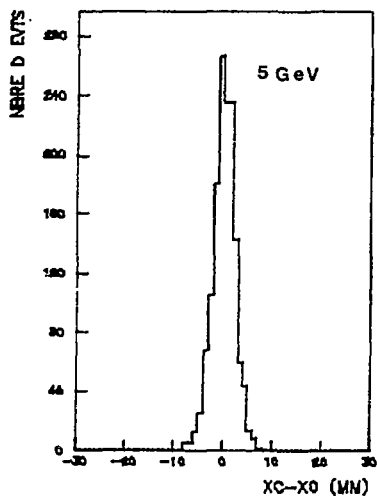
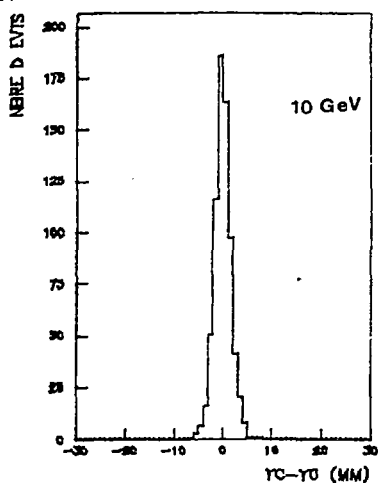
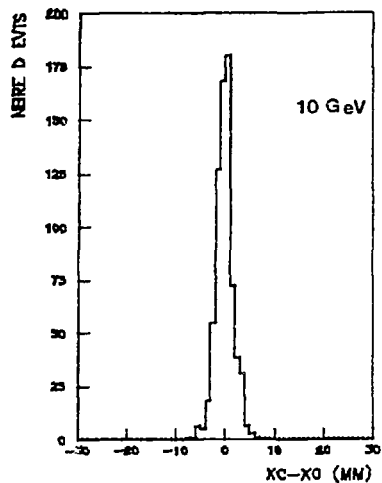
### I.6.4) Etude du développement longitudinal

Le développement longitudinal des gerbes initialisées par des électrons incidents ayant une énergie de 25 GeV, obtenus à partir de E.G.S., est représenté sur la Figure II.11. Ce développement a été paramétrisé à partir de la formule I.8.

Les valeurs des différents paramètres intervenant dans cette formule sont :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.508 \pm 0.041 \quad (0.530 \pm 0.016) \\ \beta &= 3.57 \pm 0.033 \quad (3.61 \pm 0.11) \\ E_0 &= (2.6 \pm 0.8)10^{-3} \quad (3.0 \cdot 10^{-3} \pm 0.3 \cdot 10^{-3}) \end{aligned}$$

Ces valeurs sont en bon accord avec celles calculées grâce aux données tests dont nous avons rappelé les résultats entre parenthèses.



FIGURES II.10 - Résolution attendue sur la reconstruction du point d'impact en x et y

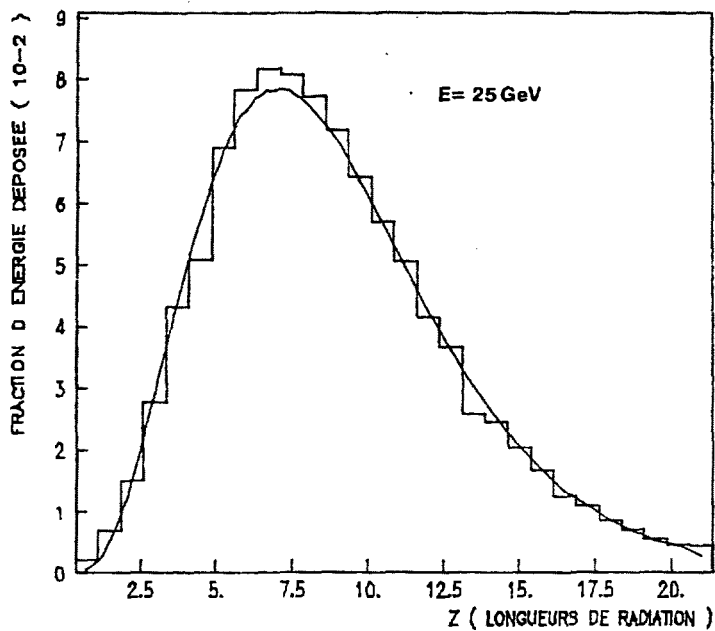


FIGURE II.11 - Distribution longitudinale typique attendue pour un électron de 25 GeV

## II. GHEISHA

Le procédé utilisé par ce programme pour simuler les gerbes est très similaire à celui utilisé par EGS et PEGS réunis. La différence fondamentale provient de la diversité des particules et des processus qui interviennent.

### II.1) PRESENTATION DE GHEISHA

L'interaction subie par la particule est déduite à partir de sa nature ainsi que des valeurs des sections efficaces des différents processus pouvant intervenir. Lors d'une interaction hadronique, l'état final est déterminé à l'aide de modèles.

La perte d'énergie des électrons et des photons a été traitée de façon particulière et dépend de l'appareillage considéré.

#### II.1.1) Gerbes électromagnétiques

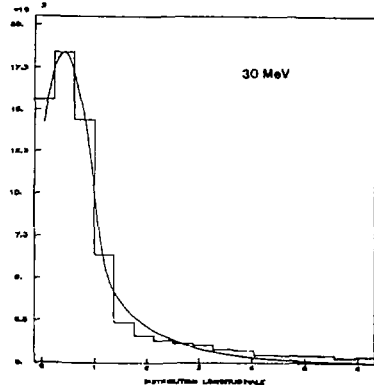
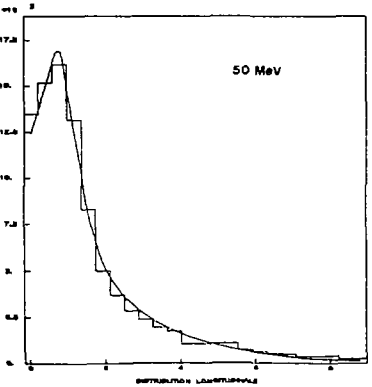
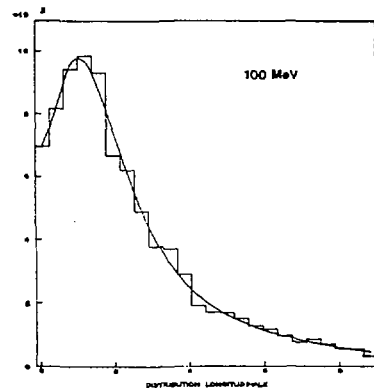
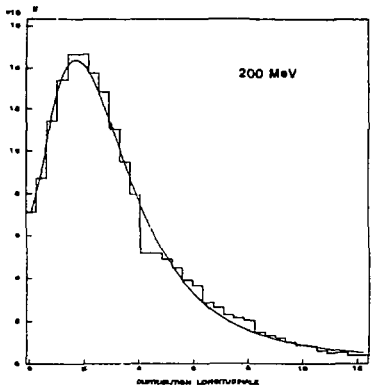
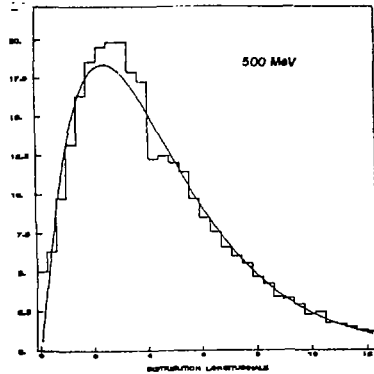
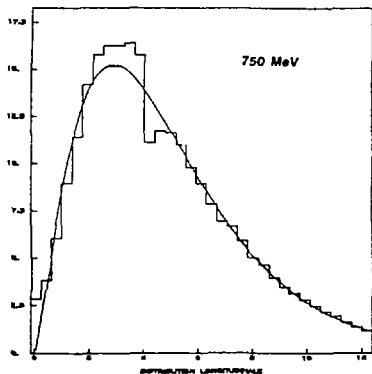
Une partie importante de l'énergie des  $\pi^-$  est emportée par les photons provenant de la désintégration des  $\pi^0$ , lesquels donnent lieu à des gerbes électromagnétiques. Au-dessus d'une certaine énergie, dont nous avons fixé arbitrairement la valeur à 500 MeV, la perte d'énergie de ces particules se fait par rayonnement de freinage, pour les électrons et les positrons et par production de paires pour les photons. En dessous de cette énergie, le développement des gerbes électromagnétiques a été paramétrisé. L'utilisateur doit donc déterminer une relation entre l'énergie de la particule et l'ensemble des coefficients intervenant dans la formule de paramétrisation choisie.

Ne disposant pas, à ces énergies, de données expérimentales pour mener à bien cette étude, nous avons utilisé les résultats fournis par EGS pour des électrons de 750, 500, 200, 100, 50, 30 et 20 MeV. Le développement longitudinal de ces gerbes électromagnétiques a été paramétrisé par la formule :

$$\frac{dE}{dt} = E t^\alpha \exp(-\beta t) + W \exp(-\gamma t) \quad (\text{III.1})$$

$t$  représentant la profondeur exprimée en longueur de radiation. Le premier terme de la formule précédente ( $E t^\alpha \exp(-\beta t)$ ) représente la paramétrisation classique des gerbes électromagnétiques, le second terme ( $W \exp(-\gamma t)$ ) a été introduit pour tenir compte de particules de faible énergie,  $W/\gamma$  étant le poids du second terme. La formule III.1 reproduit bien le développement longitudinal des gerbes électromagnétiques à ces énergies comme on peut le constater sur les Figures III.1





FIGURES III.1 - Profil longitudinal de gerbes électromagnétiques prévu par EGS pour des énergies supérieures à 1 GeV

Les valeurs des coefficients intervenant dans la formule III.1 sont représentées, en fonction de l'énergie initiale, sur le tableau suivant :

E(MeV)	$\alpha$	$\beta$	W/0.38	$\gamma$
750	$1.85 \pm 0.03$	$0.590 \pm 0.008$	$0.00987 \pm 0.00031$	$0.179 \pm 0.009$
500	$1.75 \pm 0.03$	$0.641 \pm 0.008$	$0.0157 \pm 0.0004$	$0.183 \pm 0.004$
200	$1.75 \pm 0.04$	$0.94 \pm 0.02$	$0.0404 \pm 0.0007$	$0.226 \pm 0.002$
100	$2.21 \pm 0.08$	$1.82 \pm 0.05$	$0.0823 \pm 0.001$	$0.311 \pm 0.002$
50	$4.2 \pm 0.1$	$5.3 \pm 0.1$	$0.139 \pm 0.001$	$0.517 \pm 0.003$
30	$7.1 \pm 0.3$	$12.2 \pm 0.4$	$0.227 \pm 0.002$	$0.973 \pm 0.005$
20	$14.7 \pm 0.5$	$28.0 \pm 0.6$	$0.362 \pm 0.003$	$1.92 \pm 0.01$

TABLEAU III.1

A partir de ces résultats, nous avons pu obtenir une relation entre chacun de ces coefficients et l'énergie incidente :

$$\alpha = 1.76 + \frac{5.16}{E^2} \times 10^{-3}$$

$$\beta = 0.611 + \frac{1.09}{E} \times 10^{-2}$$

E exprimée en GeV

$$W = \left(1.70 + \frac{7.00}{E}\right) \times 10^{-3}$$

$$\gamma = 0.215 + \frac{0.698}{E^2} \times 10^{-3}$$

La seule inconnue de l'équation III.1 est E1 qui peut être déterminée à partir de la condition de normalisation :

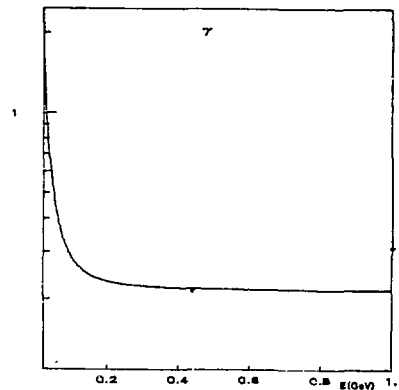
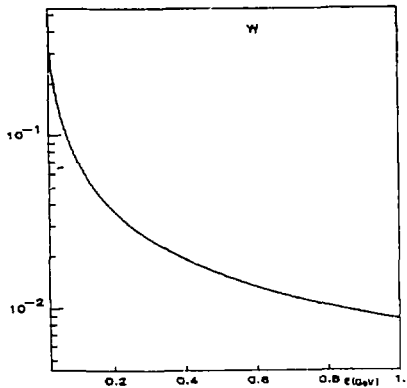
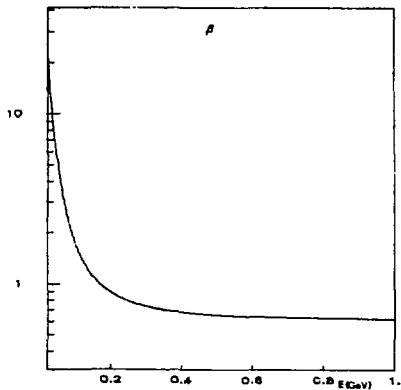
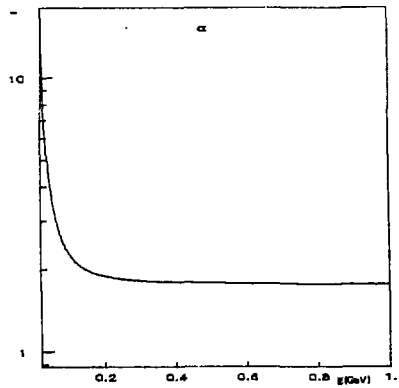
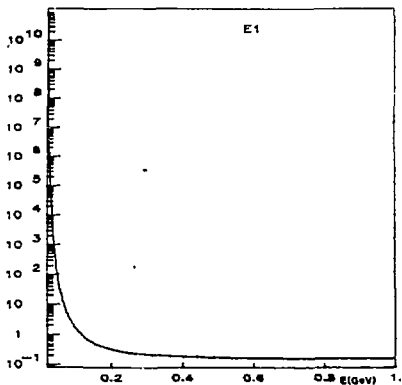
$$\frac{1}{E} \int_0^{\infty} \frac{dE}{dt} dt = 1$$

En tenant compte de l'équation III.1, nous obtenons :

$$E1 = \left(E - \frac{W}{\gamma}\right) \frac{\beta^{\alpha+1}}{\Gamma(\alpha+1)} \quad (\text{III.3})$$

avec :

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} e^{-y} y^{x-1} dy$$



FIGURES III.2 - Distribution des paramètres de la formule III.1

L'ensemble de ces résultats est représenté sur les Figures III.2.

Remarque 1 -

La paramétrisation précédente ne prend en compte que le développement longitudinal moyen suivant la direction de la particule. Aucune fluctuation autour de cette valeur moyenne n'a été introduite. Le développement latéral des gerbes électromagnétiques n'est pas pris en compte.

Remarque 2 -

Pour calculer l'énergie déposée dans le gaz, nous avons multiplié par la constante FGZ = 2.8 la valeur obtenue à partir de la formule III.1. En effet, cette formule n'est valable que pour un matériau dont les caractéristiques seraient la moyenne de celles des constituants du prototype (essentiellement le plomb). La constante FGZ représente le rapport des énergies déposées par unité de longueur de radiation dans le gaz et le prototype.

II.1.2) Gerbes hadroniques

A) Parcours d'une particule

Le parcours d'une particule dans un milieu déterminé est proportionnel à la longueur d'interaction nucléaire ou de radiation selon la nature de la particule. Si au cours de cette distance la particule change de milieu son parcours est alors égal à la distance parcourue dans le milieu initial.

B) Interactions nucléaires

Les sections efficaces de certains de ces processus sont tabulées ( $\pi^+p$ ,  $K^+p$ ,  $pp$ ,  $p\bar{p}$ ,  $pK_L^0$ ,  $pAl$  ...); elles sont valables pour des impulsions allant jusqu'à 1000 GeV/c. Les autres sont calculées dans des sous-programmes à partir de formules empiriques. En général on suppose que les sections efficaces d'une particule sur un nucléon sont identiques quelle que soit la nature du nucléon.

La probabilité que la particule subisse une interaction nucléaire au cours de la distance  $\Delta$ , nous est donnée par la formule :

$$P(\Delta) = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta}{\lambda_0}\right) \quad (\text{III.4})$$

$$\text{avec } \lambda_0 = \frac{\Delta}{N_a \times \rho \times \sigma} = \frac{A \times 10^{-24}}{6.022045 \times \rho \times \sigma} \quad (\text{cm})$$

$N_a$  : Nombre d'Avogadro

$\rho$  : densité volumique du milieu ( $\text{g/cm}^3$ )

$A$  : Numéro atomique du milieu

$\sigma$  : section efficace de la réaction (millibarns)

Nous pouvons ainsi déduire la nature de l'interaction subie par la particule. L'état final (multiplicité, etc...) est alors déterminée à partir de différents modèles.

### C) Désintégrations

La probabilité pour qu'une particule de masse M ayant une impulsion P et une durée de vie moyenne  $\tau$ , se désintègre sur une distance  $\Delta$  est :

$$P(\Delta) = \exp\left(-\frac{\Delta}{\frac{P}{M} c \tau}\right) \quad (\text{III.5})$$

c étant la vitesse de la lumière.

GHEISHA ne prend en compte que les réactions ayant une probabilité non négligeable d'avoir lieu, par exemple les désintégrations  $K_S^0 \rightarrow \Pi\Pi$ ,  $K_L^0 \rightarrow 3\Pi$ ,  $\Pi\mu\nu$ ,  $\Pi e\nu$  sont prises en compte alors que  $K_S^0 \rightarrow \Pi^+\Pi^-\gamma$ ,  $e^+e^-$  et  $K_L^0 \rightarrow \Pi\Pi$ ,  $\Pi\Pi\gamma$  sont négligées.

Lorsque plus d'une voie de sortie est prise en compte, la sélection se fait à partir des rapports d'embranchement respectifs

### D) Energie déposée

L'énergie d'ionisation déposée par une particule chargée de vitesse  $\beta$  dans un matériau dont le nombre de masse, le numéro atomique et le potentiel d'ionisation moyen sont respectivement A, Z et I, est calculée à partir de la formule de STERNHEIMER <sup>(12)</sup> :

$$\frac{dE}{dz} = \frac{D}{\beta^2} \left\{ G + 2 \ln \left( \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 2\beta^2 - 2\delta \right\} \quad (\text{III.6})$$

avec :

$$D = 0.0001536 \times \rho \times \frac{Z}{A} \quad (\text{GeV cm}^{-1}\text{c}^{-1})$$

$$G = 2 \times \ln \left( \frac{1.02 \times 10^6}{I} \right)$$

$\delta$  : terme correctif dépendant de  $\beta$  et de la nature du milieu.

Contrairement à EGS, les fluctuations sur l'énergie déposée par une particule sur une distance déterminée sont introduites dans GHEISHA. Selon l'énergie de la particule et la nature du milieu traversé, elles sont déduites à partir d'une distribution gaussienne ou d'une distribution de Landau.

La formule III.6 permet de calculer l'énergie la plus probable déposée par les particules.

### E) Energies de coupure

Cinq énergies de coupure, portant sur l'énergie cinétique des particules, sont introduites dans GHEISHA :

- CENG(1) = 500 MeV : Energie des électrons, positrons ou photons en dessous de laquelle la paramétrisation des gerbes électromagnétiques est appliquée
- CENG(2) = 10 MeV : Energie minimale des muons pour que ces derniers puissent émettre un photon par rayonnement de freinage
- CENG(3) = 0.1 MeV : En dessous de cette énergie, les hadrons chargés déposent ponctuellement leur énergie avant d'être arrêtés (protons), de se désintégrer, d'être absorbés...
- CENG(4) = 0.1 MeV : En dessous de cette énergie, les hadrons neutres subissent une interaction au repos (désintégration, annihilation...) où sont arrêtés (neutrons)
- GENG(5) = 2 MeV : Les électrons deltas produits avec une énergie supérieure sont traités comme les électrons ordinaires. Dans le cas contraire, la particule est arrêtée dans le radiateur ou si elle se trouve dans le gaz, on calcule l'énergie déposée par ionisation à partir de la formule III.6.

Le nombre de gerbes hadroniques simulées ainsi que le temps moyen nécessaire à la simulation de l'une d'elles, dans le prototype, sur l'IBM 3081 du CCPN, sont représentés sur le tableau suivant :

E(GeV)	n	t(s)
10	$10^4$	1.0
5	$2 \cdot 10^4$	0.6

TABLEAU III.2

## II.2) CARACTERISTIQUES DES EVENEMENTS ENREGISTRES

A) La paramétrisation des gerbes électromagnétiques introduite dans GHEISHA ne nous permet pas de déterminer le nombre moyen d'électrons et de photons produits dans une gerbe hadronique. Le tableau suivant nous indique le nombre moyen de particules de nature déterminée présentes dans une gerbe initialisée par un pion de 10 GeV :

Nature	$\nu$	$\mu$	$\pi$	p	n	d.	t.	$\alpha$
N	4	2	14	54	48	15	8	3

TABLEAU III.3

B) La valeur moyenne de l'énergie d'origine électromagnétique sortant du calorimètre dans le cas d'une gerbe initialisée par un pion de 10 GeV est de 375 MeV. Le tableau ci-dessous indique le nombre moyen de particules s'échappant du calorimètre pour une gerbe hadronique, ainsi que leur énergie, pour une énergie initiale de 10 GeV.

Nature	$\nu$	$\mu^\pm$	$\pi^+$	$\pi^-$	p	n	t,d, $\alpha$
N	4	0.05	0.9	1.6	1.6	17	0.26
E(MeV)	150	6	320	1560	220	860	30

TABLEAU III.4

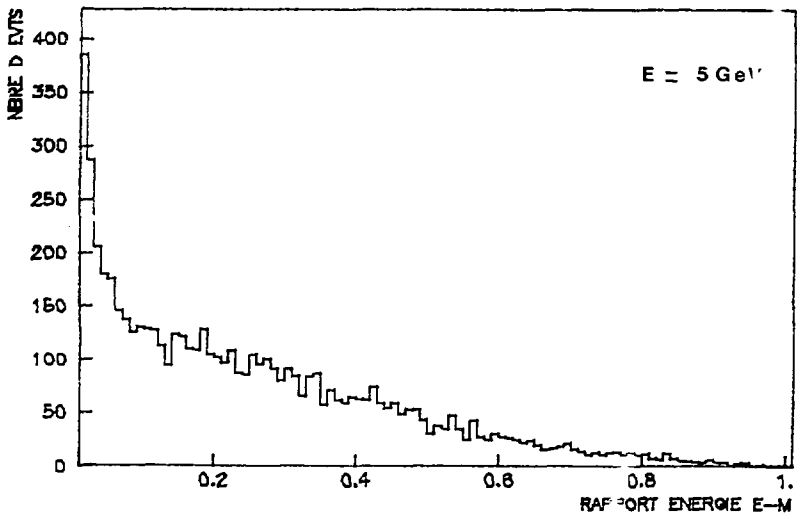
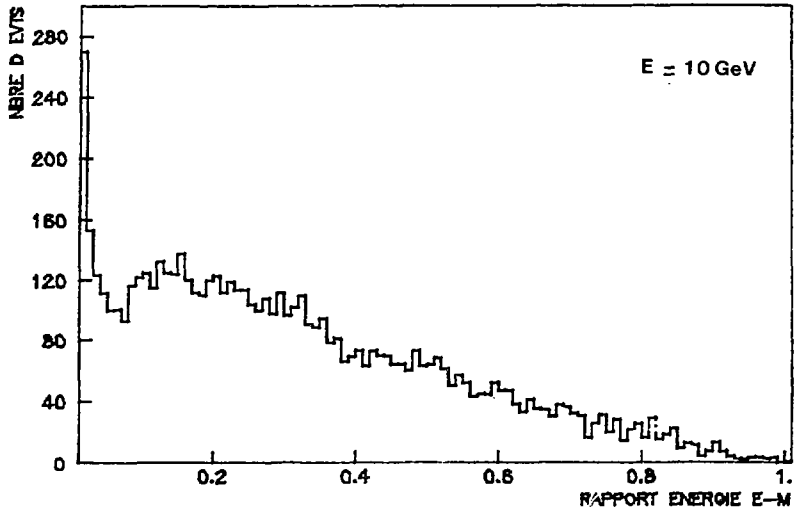
A partir de ces résultats, nous pouvons déduire que l'énergie sera principalement emportée par un petit nombre de pions très énergétiques et un grand nombre de neutrons.

C) Les Figures III.3 représentent la distribution de la proportion d'énergie électromagnétique par rapport à l'énergie totale déposée dans le gaz. La valeur moyenne est indiquée par le tableau ci-dessous :

E(GeV)	$R_e$ (%)
10	31
5	25

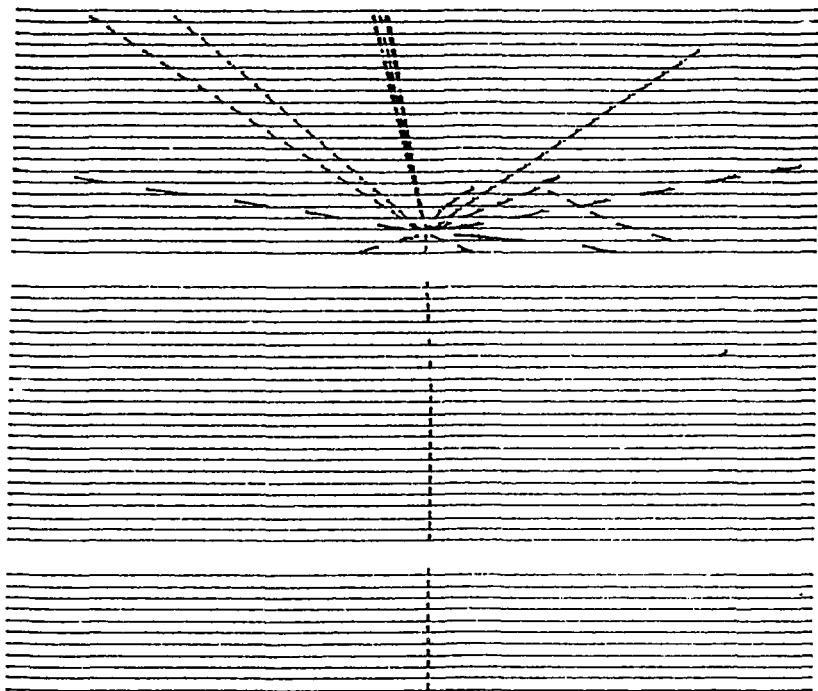
TABLEAU III.5

Cette valeur est bien d'autant plus grande que l'énergie incidente est élevée.



FIGURES III.3 - Distributions de la proportion d'énergie électromagnétique dans les gerbes hadroniques





Projection d'une gerbe hadronique pour un pion de 5 GeV dans le plan x-z

### II.3) FONCTION DE SATURATION

L'approximation faite lors de l'analyse des résultats issus de E.G.S., selon laquelle la réponse du calorimètre pouvait être considérée comme proportionnelle à l'énergie déposée par chaque particule, n'est plus valable. En effet, l'énergie déposée par unité de longueur par les particules lourdes (protons, alpha...) est bien supérieure à celle déposée par les particules légères (électrons, pions...). Le phénomène de saturation se traduit donc ici par un effet local.

Pour décrire correctement la réponse du calorimètre, nous avons utilisé la fonction de saturation définie dans la référence (3). Cette fonction doit nous permettre de déduire la réponse de notre appareillage à partir de l'énergie déposée dans le gaz par les particules secondaires des gerbes. Soit  $\Delta e$  la quantité d'énergie déposée dans le gaz par une particule, l'énergie perçue à travers l'anode est :

$$\Delta E = \frac{\Delta e}{1 + w\Delta E} \quad (\text{III.7})$$

avec :

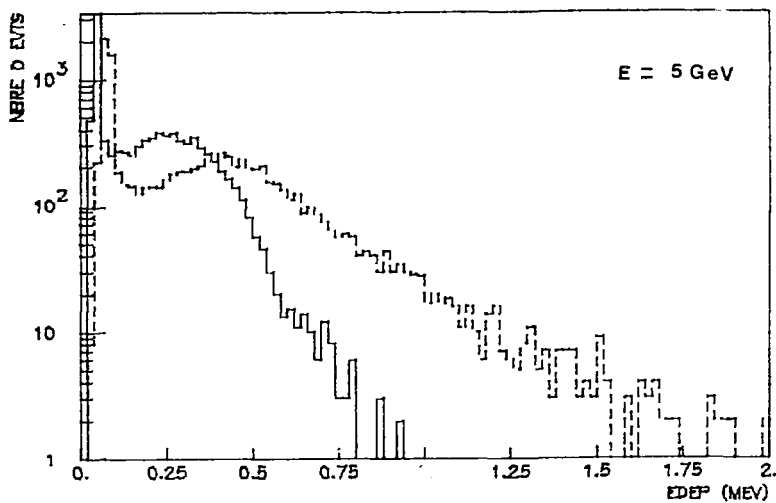
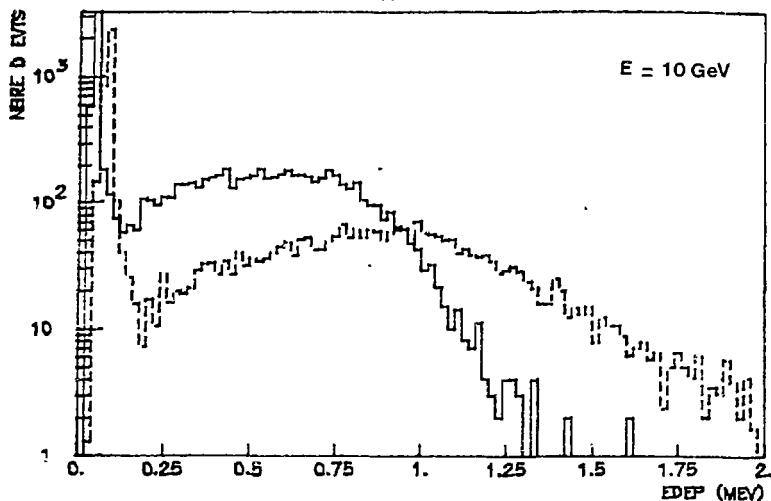
$$\frac{1}{w} = 0.03 (\Delta y + 0.06) \quad (\text{MeV})$$

Dans cette formule,  $y$  représente la projection sur l'axe du fil du parcours de la particule, exprimé en millimètres. La constante 0.06 mm est la longueur moyenne de fil sur laquelle aboutiront les charges électriques produites par l'ionisation créée par une particule dont la trajectoire serait perpendiculaire aux fils,  $0.03 \text{ MeV}\cdot\text{mm}^{-1}$  représente la constante de saturation totale.

La formule III.4 nous a permis de mener l'analyse des résultats de GHEISHA de manière analogue à celle de EGS. Les spectres d'énergie, à l'intérieur des seize tours centrales, pour des pions de 5 ou de 10 GeV d'énergie incidente sont représentés sur les Figures III.4.

### II.4) CORRELATIONS ENTRE L'ENERGIE DEPOSEE DANS LES DIFFERENTS MODULES

Le profil longitudinal des gerbes hadroniques est l'objet de fluctuations beaucoup plus importantes que celui des gerbes électromagnétiques. Ce paragraphe a pour but d'étudier, à partir de GHEISHA, le comportement des gerbes hadroniques à l'intérieur du prototype et de comparer ces résultats avec ceux de l'expérience.



FIGURES III.4 - Spectres d'énergie déposée dans le gaz, obtenus à partir de GHEISHA avec saturation (trait plein) et sans saturation (pointillés)

Les corrélations existantes entre l'énergie déposée par chaque particule incidente dans le premier et le troisième module sont représentées sur les Figures III.5. Pour une énergie initiale de 5 GeV, les particules ayant généré une gerbe dès le premier module déposent, en général, très peu d'énergie dans le troisième module, ce qui ne semble pas être le cas à 10 GeV. Cette caractéristique est confirmée par l'expérience dont les résultats sont représentés sur les Figures III.6.

Nous avons représenté sur les Figures III.7 l'énergie déposée dans le troisième module en fonction de celle déposée dans les deux premiers. On constate que certaines particules ne déposent pas d'énergie dans le troisième module, leur nombre étant plus élevé à 5 GeV qu'à 10 GeV. Les causes de ce phénomène sont au nombre de trois :

a) La gerbe hadronique est entièrement contenue dans les deux premiers modules.

b) Lors d'une interaction nucléaire, les particules de la voie de sortie sont produites avec un angle d'émission tel qu'elles se trouvent à l'extérieur des seize tours centrales en atteignant le troisième module.

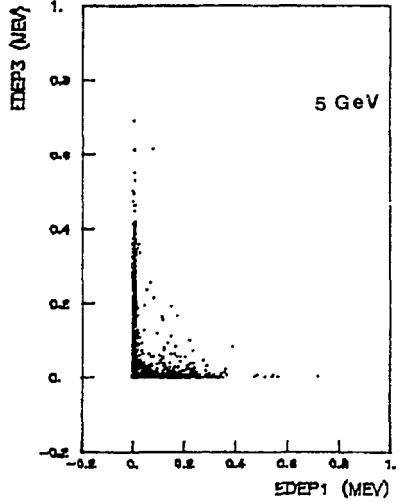
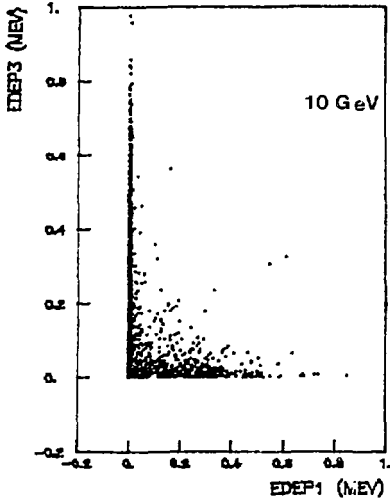
c) Après une interaction nucléaire, les particules présentes dans le troisième module ont une charge électrique nulle, essentiellement des neutrons, et ne déposent donc pas d'énergie.

Les résultats expérimentaux représentés sur les Figures III.8 ne permettent pas de confirmer ce phénomène, ceci pour les deux raisons suivantes :

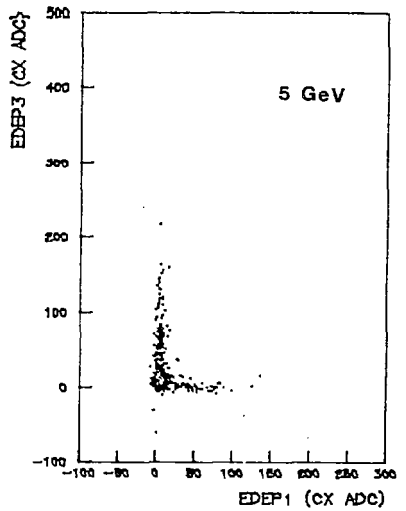
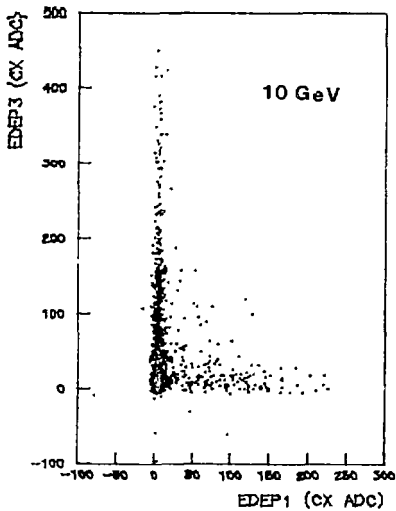
a) Les événements possédant cette particularité représentent moins de 7 % de la statistique totale à 5 GeV. Il y aurait donc, au mieux, 60 événements expérimentaux ayant cette propriété.

b) Avec une telle statistique, l'observation de ce phénomène est très compromise à cause du bruit de fond électronique qui fixe une limite inférieure au signal mesuré.

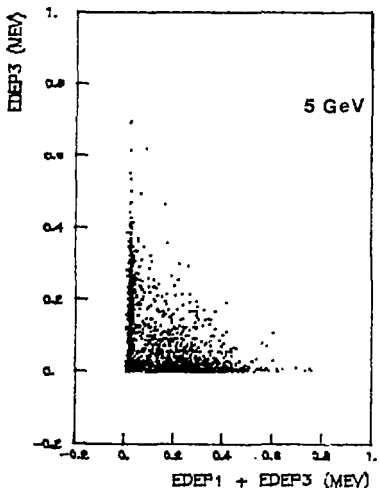
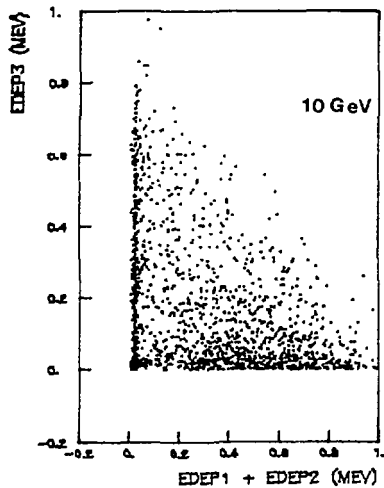
Nous avons donc cherché, dans la littérature, les résultats d'une expérience ayant un appareillage comparable au notre et qui soit en mesure de confirmer ou d'infirmer le phénomène observé. Les Figures III.9 représentent l'énergie déposée dans les 14.6 premières longueurs de radiation en fonction de celle déposée dans les 46.8 suivantes de l'appareillage de détection décrit dans l'Annexe I <sup>(10)</sup>. D'après ces figures, on constate que, pour une énergie incidente de 6 GeV, la totalité de l'énergie déposée par certains événements est contenue dans la première partie du calorimètre. A des énergies plus élevées, leur nombre devient négligeable. Ce résultat semble confirmer les prévisions de GHEISHA.



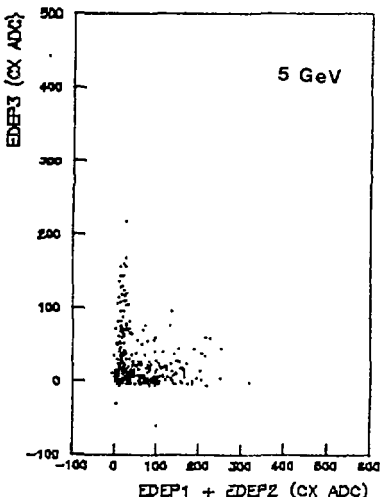
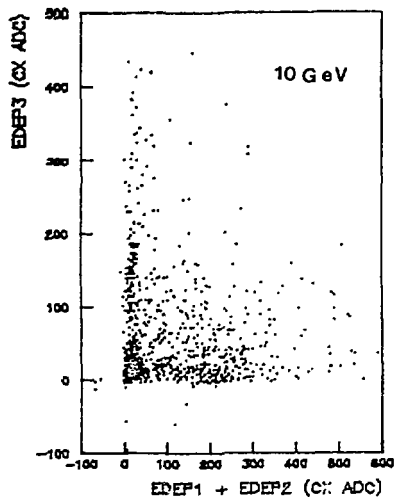
FIGURES III.5 - Corrélation entre les énergies déposées dans le 1er module et le 3ème module



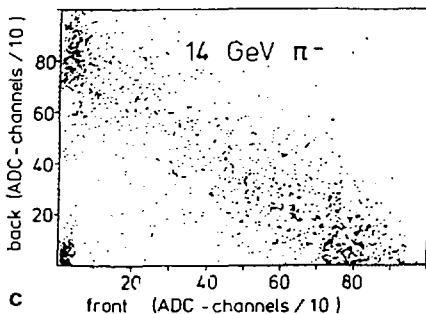
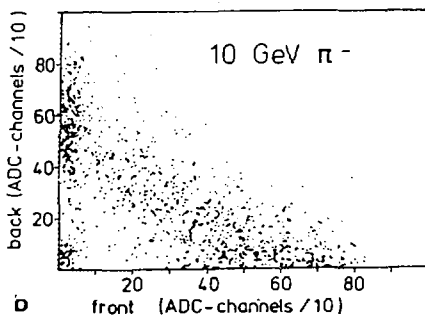
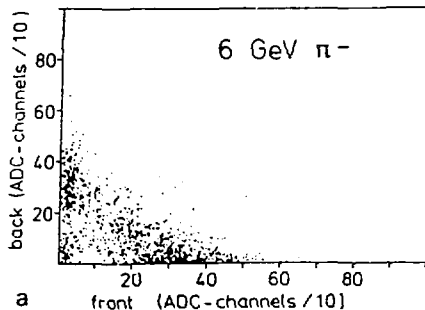
FIGURES III.6 - Corrélation entre les amplitudes mesurées dans le 1er module et le 3ème module



FIGURES III.7 - Corrélations entre les énergies déposées dans le 1er et 2ème modules d'une part et le 3ème module d'autre part

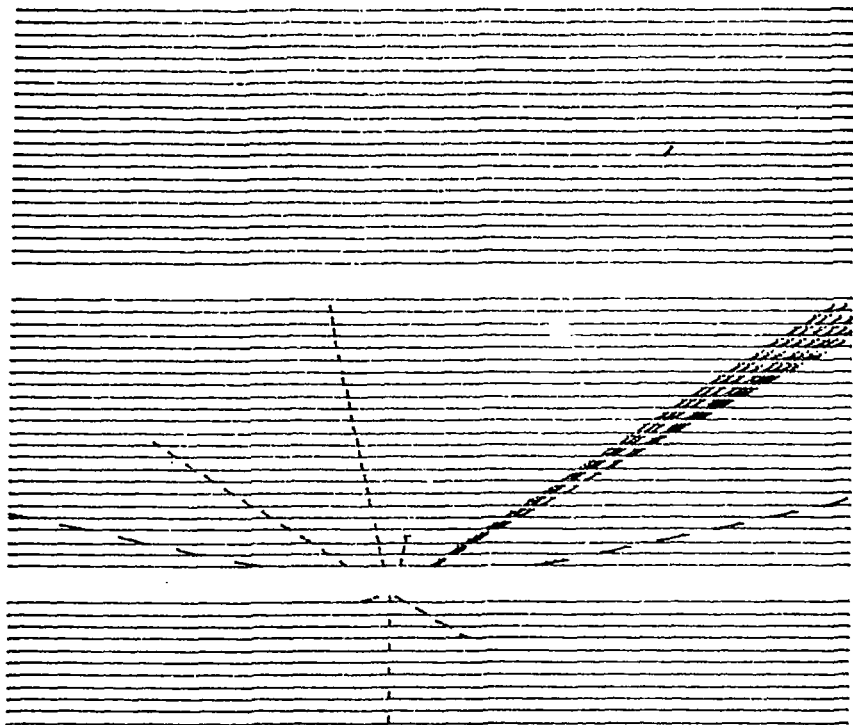


FIGURES III.8 - Corrélations entre les amplitudes mesurées dans le 1er et 2ème modules d'une part et le 3ème module d'autre part



FIGURES III.9 - Résultats de BLEICHERT et al.

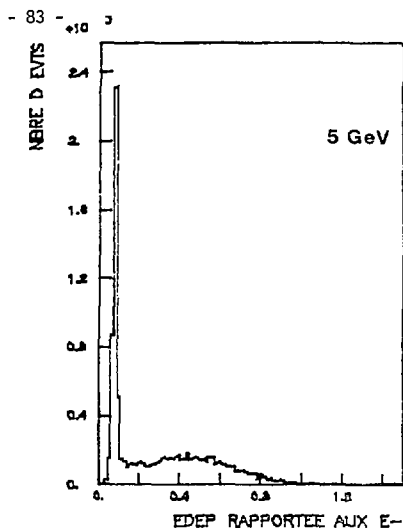
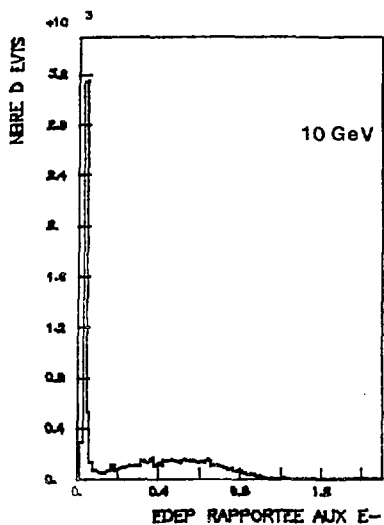
La corrélation linéaire existant entre les événements déposant la totalité de leur énergie dans la 1ère ou la 2ème partie provient de l'utilisation des deux calorimètres (hadronique et électromagnétique). Les particules au minimum d'ionisation sont des muons qui contaminaient le faisceau.



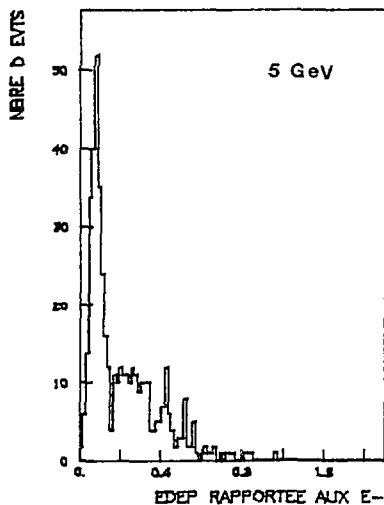
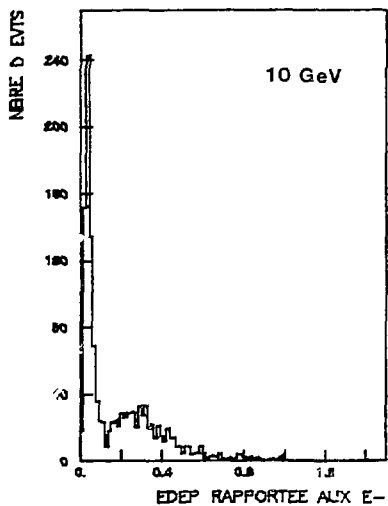
Projection sur le plan x-z d'une gerbe hadronique ( $E = 5 \text{ GeV}$ )

- Exemple d'une interaction de neutrons dans le 3ème module
- Particules produites sortant des 16 tours centrales





FIGURES III.10 - Spectres d'énergie déposée dans le gaz par les  $\pi^-$  normalisée à la réponse moyenne d'électrons de même énergie



FIGURES III.11 - Amplitude mesurée pour les  $\pi^-$  normalisée à la réponse moyenne d'électrons de même énergie

## II.5) ANALYSE DES RESULTATS

Les Figures III.10 représentent la distribution de l'énergie déposée par chaque pion rapporté à l'énergie moyenne déposée par des électrons de même énergie. Les résultats expérimentaux sont représentés sur les Figures III.11.

Entre ces deux figures, on remarque les deux différences suivantes :

a) La largeur du pic central est plus importante pour les événements réels. Le fait de ne pas avoir simulé le bruit de fond électronique explique à lui seul cette différence. Néanmoins la valeur moyenne de ce pic est la même dans les deux cas. On peut déduire, à partir de ces figures, le pourcentage de pions qui n'ont pas interagis à l'intérieur du calorimètre :

E(GeV)	$\epsilon_{sim}(\%)$	$\epsilon_{exp}(\%)$
10	42 $\pm$ 1	49 $\pm$ 2
5	44 $\pm$ 1	52 $\pm$ 3

TABLEAU III.6

La différence entre les valeurs expérimentales et celles fournies par GHEISHA peut s'expliquer par les défauts de l'appareillage ("diaphonie"...).

b) L'énergie moyenne déposée par les particules ayant généré une gerbe n'est pas la même dans les deux cas. Il existe, approximativement, un rapport 1.5 entre ces deux valeurs dont il nous a été impossible de trouver la cause. Cependant les récents succès remportés par ce programme de simulation (MARK J), nous laisse penser que l'erreur serait due à la façon dont nous avons déduit la réponse du calorimètre à partir de l'énergie déposée.

## II.6) CONTAMINATION EN $\pi$

Le désaccord existant entre les résultats expérimentaux et ceux donnés par GHEISHA rend sujette à caution toute détermination du taux de contamination en  $\pi$  à partir des événements engendrés. A titre indicatif, nous avons représenté, sur le Tableau III.7, les valeurs obtenues avec les critères de sélection définis dans la partie expérimentale.

CONFIGURATION	1	1	2	2
E (GeV)	10	5	10	5
$\epsilon_{\pi}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

TABLEAU III.7

Malgré les réserves formulées plus haut, la contamination estimée par le programme de simulation est de l'ordre de grandeur des valeurs expérimentales.

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

La dernière partie de ce travail a consisté à confronter les résultats déduits à partir de programmes de simulation à ceux calculés expérimentalement. Même si certains processus n'ont pas été pris en compte (fluctuation sur l'énergie déposée, distribution angulaire du faisceau), le développement des gerbes électromagnétiques, à l'intérieur de notre appareillage, semble être assez bien reproduit par le programme EGS. Par contre, les distributions en énergie des gerbes hadroniques, obtenues par l'intermédiaire du logiciel GHEISHA, se sont révélées être incompatibles avec celles observées expérimentalement. Cependant la validité du programme ne nous semble pas devoir être mise en cause. Nous pensons qu'une meilleure compréhension de la réponse de notre appareillage en fonction de l'énergie réellement déposée, résoudrait sans doute en grande partie ce problème.

Le but principal du travail présenté ici était de calculer les performances d'un prototype du calorimètre électromagnétique d'ALEPH, placé dans des conditions particulières ( $\vec{B} = \vec{0}$ , faisceau perpendiculaire).

En conservant une efficacité aux électrons supérieure à 88 %, la contamination en pions obtenue est de 1.3% à 10 GeV et inférieure à 3 % à 5 GeV. Selon la configuration étudiée et l'énergie incidente, la résolution spatiale varie entre 1.7 et 3 millimètres, la valeur de la résolution en énergie nous est donnée par :

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV})$$

En conclusion, il est indispensable de poursuivre le travail entamé ici pour obtenir une simulation des gerbes hadroniques de la même qualité qu'E.G.S. pour les gerbes électromagnétiques.

## ANNEXE

### EXPERIMENTAL SET-UP

Our calorimeter module has been described in a previous paper (3). It consists of a front part to analyse electromagnetic showers and a rear part to use the whole module as a hadron device. Both parts are read out separately.

The lateral dimensions for both iron and scintillator plates are  $40 \times 40.5 \text{ cm}^2$  in the front part and  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  for the rear part.

	Thickness in		
	cm	$X_0$	$\lambda_0$
Iron plate	0.5	0.284	0.029
Scintillator plate	0.3	$8.7 \times 10^{-3}$	$4.6 \times 10^{-3}$
Electromagnetic calorimeter			
Iron	25.0	14.2	1.45
Scintillator	15.0	0.44	0.23
Total	40.0	14.64	1.68
Hadron calorimeter :			
Iron	80.0	45.44	4.64
Scintillator	48.0	1.39	0.74
Total	128.0	46.83	5.38

Table I - Dimensions and properties of the calorimeter module

(3) - B.M. BLEICHERT et al.

Nucl. Instr. and Meth. 199 (1982) 461

Part of readout	Material manufacturer	Special features
Scintillator	Altustipe UV 15 105	Solvent : PMMA Admixture : 15 % naphthaline 1 % butyl-PBD Maximum emission : 365nm
Wavelength shifter	Plexiglass GS 1919	Solvent : PMMA Admixture : BBQ (90 mg/l) Maximum emission : 480nm
Phototube	Valvo XP 2040	Cathode : S11 (95 cm <sup>2</sup> ) $\lambda_{\max}$ : 420 ± 30 nm Quantum efficiency : 20 % at $\lambda$ = 437 nm Number of dynodes : 14
Yellow filter	Schott GG 475	Transmission : 50 % at $\lambda$ = 475 nm

TABLE II - Characteristics of the readout system. Data were taken with a PDP 11/03 computer via a charge-sensitive CAMAC-ADC (LeCroy 2249 A)

## B I B L I O G R A P H

---

- (1) ALEPH Technical Report (1983)
- (2) ALEPH Status Report (1984)
- (3) Denis BERNARD  
Thèse de 3ème Cycle - Orsay (1984)
- (4) ALEPH Technical Report  
R.L. CHASE - ALEPH note 99 (1983)
- (5) Jean-Yves PAREY  
Forum sur la microinformatique en physique nucléaire et des particules  
88 (1983)
- (6) Jean-Pierre MATRICON  
Forum sur la microinformatique en physique nucléaire et des particules  
71 (1983)
- (7) R.L. CHASE  
ALEPH note 128 (nov. 1984)
- (8) R.L. FORD, W.R. NELSON : the EGS code  
SLAC-210 - UC-32 (june 1978)
- (9) H. FESEFELD  
PITHA 85/02 - RWTH Aachen
- (10) B.M. BLEICHERT et al  
Nuclear Instruments and Methods 212 (1983) 145
- (11) M.J. BERGER, S.M. SELZER  
NASA-SP-3012 (1964)
- (12) R.M. STERNHEIMER and R.F. PEIERLS  
Physical Review 42 (1970) 290

### RESUME

Nous avons analysé des données tests enregistrées sur un prototype du calorimètre électromagnétique d'ALEPH.

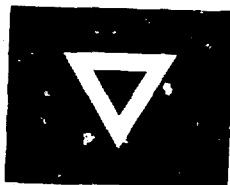
Le but principal était de déterminer des critères de sélection pour obtenir un taux de contamination en  $\pi$  le plus faible possible en conservant une efficacité aux électrons de l'ordre de 90 %. Nous avons également mesuré la résolution en énergie et la résolution spatiale de notre appareillage.

Les résultats expérimentaux ont été confrontés aux prédictions de programmes de simulation : EGS, pour les gerbes électromagnétiques et GHEISHA pour les gerbes hadroniques.

### MOTS CLEFS

ALEPH - Calorimètre électromagnétique - résolution en énergie -  
résolution spatiale - contamination en pions - efficacité aux électrons -  
EGS - GHEISHA.

N T156



87 11 03  
AD 88 11  
CAL 470