

CENTRE DE PHYSIQUE DES PARTICULES DE MARSEILLE

THESE DE DOCTORAT DE TROISIEME CYCLE

présentée

A L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE II

FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE THEORIQUE

par

MOSSADEK TALBY

(Maître es Sciences)

ETUDE DE LA RESOLUTION

EN ENERGIE ET EN POSITION D'UN

CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE AVEC L'ANGLE

Soutenu à MARSEILLE, le 16 JUILLET 1984

devant la Commission d'Examen :

JURY

Messieurs J.J.AUBERT Président
J.M.DEBÈVER
Y.DECLAIS
H.VIDEAU

REMERCIEMENTS

=====

Je tiens à remercier Mr J.J.Aubert de m'avoir accueilli dans son laboratoire et d'avoir guidé mes premiers pas en physique des hautes énergies.

Mr V.Declais a, pas ses précieux conseils et sa patience, guidé la majeure partie de ce travail, je lui dois toute ma reconnaissance.

J'adresse tous mes remerciements à Mrs J.M.Debever et H.Videau de m'avoir fait l'honneur de participer au jury de cette thèse.

Tout au long de ce travail, j'ai bénéficié des conseils et de l'aide efficace et amicale de P.Payre, E.Kajfasz et R.Bazzoli. Qu'ils trouvent ici le témoignage de ma profonde gratitude.

Je tiens à exprimer mes sincères remerciements à A.Commerçon et G.Moynot, qui dans les moments difficiles m'ont été d'un grand soutien, et sans qui le prototype du calorimètre n'aurait pas vu le jour.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du Centre de Physique des Particules qui par leur efficacité et leur gentillesse ont créé dans le laboratoire une agréable ambiance de travail.

La frappe du texte, sa présentation sont l'oeuvre de Mlle D.Tadéo, et Mme G.Escalon s'est occupée de son édition. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour leur efficacité, leur patience et leur gentillesse.

T A B L E D E S M A T I E R E S
 =====

INTRODUCTION	i
CHAPITRE 1. LE PROGRAMME EXPERIMENTAL A LEP	1
1.1 Pourquoi le LEP	1
1.2 Possibilités et perspectives	2
1.3 Mesure des constantes de couplage électrofaible et nombre de générations neutrino	3
1.4 Les détecteurs à LEP et ALEPH	14
CHAPITRE 2. PRINCIPE ET CARACTERISTIQUES DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE	19
2.1 Principe du calorimètre électromagnétique	19
2.2 Propriétés et caractéristiques du calorimètre électromagnétique	
2.3 Les différents types de calorimètres e- γ	23
2.4 Le calorimètre électromagnétique à ALEPH	27
CHAPITRE 3. SIMULATION MONTE-CARLO	32
3.1 Etude de l'influence des électrons de collision sur la résolution en énergie par la méthode de Monte-Carlo	33
3.2 Etude de la variation de la résolution en énergie et en position avec l'angle	44
CHAPITRE 4. TESTS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX	75
4.1 Prototype d'un calorimètre e- γ type ALEPH	75
4.2 Electronique	77
4.3 Acquisition des données	79
4.4 Le faisceau de tests	82
4.5 Résultats	85
CONCLUSION	109
ANNEXE	111
REFERENCES	119

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

=====

La détection des particules est l'une des vocations principales de la physique expérimentale des hautes énergies. La plupart de nos connaissances acquises aujourd'hui dans ce domaine ont été le résultat de développements technologiques importants, qui ont débouché sur des méthodes de plus en plus raffinées pour mesurer individuellement la trajectoire ainsi que l'énergie des particules chargées. Une des méthodes qui a connu un très grand essor ces dernières années est la détection par absorption totale, ou comme on l'appelle habituellement la calorimétrie. Cette classe de détecteur mesure l'énergie et la position des particules à travers le développement de la gerbe engendrée dans l'absorbeur.

Dans ce processus d'absorption, des particules secondaires sont engendrées, elles interagissent dans le détecteur et transforment ainsi toute l'énergie de la particule incidente en chaleur, d'où le nom calorimètre donné pour ce genre de détecteur.

L'augmentation de la température toutefois est très petite pour être mesurée d'une façon pratique. On utilise en revanche certaines caractéristiques de l'interaction des particules avec la matière (par exemple : l'excitation atomique ou l'ionisation) pour en tirer un signal détectable. Plusieurs raisons font de cette méthode de détection une voie attractive pour la physique des hautes énergies :

- i) c'est une manière efficace de mesurer les particules neutres parmi les secondaires produites dans l'interaction à haute énergie.

- ii) Le développement de la gerbe produite dans l'absorbeur est un processus stochastique : la précision relative de la mesure s'améliore donc avec l'accroissement de l'énergie comme $1/\sqrt{E}$.
- iii) Un signal rapide proportionnel à l'énergie de la particule incidente peut être utilisé pour le déclenchement d'une topologie d'événements particulière.

Les calorimètres se différencient suivant le type de particules que l'on veut détecter. Ici on s'intéressera à la détection des particules interagissant électromagnétiquement avec la matière absorbante, tels que les électrons, et les photons. On étudiera donc le calorimètre électromagnétique appelé aussi calorimètre e- γ .

L'étude portera sur la variation de la résolution en énergie et de la résolution spatiale en fonction de l'angle pour un type de calorimètre e- γ particulier.

C H A P I T R E 1

LE PROGRAMME EXPERIMENTAL A LEP

1.1. POURQUOI LE LEP ?

Les machines e^+e^- ont joué et joueront un rôle majeur dans la compréhension de la physique des particules. Elles ont permis d'étudier avec une très grande précision les interactions électromagnétiques, elles ont ouvert un nouveau chapitre en physique des particules avec la découverte du quark charmé et permettent dans plusieurs expériences d'étudier avec aisance la spectroscopie de son état lié le J/ψ .

Dans l'annihilation e^+e^- toute l'énergie est disponible pour le processus à étudier. Par contre dans les machines hadroniques, un seul constituant du nucléon entrant en collision participe ultimement à l'interaction, une partie seulement de l'énergie disponible est utilisée par ce constituant, l'autre partie transportée par les quarks spectateurs produit un bruit de fond hadronique très élevé, compliquant ainsi l'analyse de l'état final.

Le succès des machines e^+e^- est dû en grande partie à la simplicité de l'annihilation e^+e^- .

Le LEP (large electron positron storage ring) est le dernier né de la famille des machines e^+e^- , il se situe dans un contexte bien précis : aller au delà des énergies et des potentiels physiques atteints actuellement à PETRA. Il aura 27 km de circonférence et pourra atteindre des énergies allant jusqu'à 100 GeV par faisceau ; 8 points d'interaction y sont prévus mais seulement la moitié sera utilisée dans la première étape de son fonctionnement.

Les principales motivations qui ont conduit au choix de cette machine sont résumées dans le rapport des Houches (1), nous en citerons quatre points particuliers :

- a - Etude de l'interaction faible à travers la compréhension de la nature exacte des courants neutres et chargés qui y sont les agents médiateurs.
- b - Recherche du boson de Higgs.
- c - Etude de la production de paires quark-antiquark de grande masse ie de nouveaux hadrons ayant le même nombre quantique que le Z^0 ou le γ , ce sera un très bon test pour les théories de l'interaction forte particulièrement pour la QCD (chromodynamique quantique).
- d - Le test de la validité des nouvelles théories telles que la supersymétrie, les modèles de grande unification et les modèles composites, sera aussi possible grâce à l'énergie élevée qui sera disponible au centre de masse.

1.2. POSSIBILITES ET PERSPECTIVES

La physique au Pic du Z^0 sera une des priorités à LEP. En effet aux énergies proches de sa masse, le LEP doit fonctionner avec une luminosité de $5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

On aura alors un événement Z^0 toutes les secondes. Ce grand taux d'événements permettra d'étudier les cascades de désintégration des quarks lourds, et permettra par ailleurs de mesurer en détail le couplage faible de tous les leptons et quarks de masse $\leq 47 \text{ GeV}$ et de chercher les bosons de Higgs à travers les processus rares tels que $Z^0 \rightarrow H^0 e^+ e^-$ ou $Z^0 \rightarrow H^0 \gamma$.

La mesure de la largeur du Pic du Z^0 revêt une importance capitale dans la détermination du nombre de générations de fermions. La détermination du nombre de neutrinos existant dans l'univers sera ainsi possible.

Dans le programme expérimental du LEP d'autres mesures et vérifications des prédictions théoriques peuvent être faites. Parmi celles-ci on peut citer :

- a - Etude détaillée des interactions électromagnétiques et faibles, Quels sont les couplages individuels de chacun des fermions ?
- b - Mesures précises des processus :
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$
 et $e^+e^- \rightarrow$ Hadrons
 (A très haute énergie on peut s'attendre à la déviation des prédictions du modèle standard comme par exemple les événements $e^+e^- \gamma$ découverts à $\bar{p}p$)
- c - Investigation de la nature théorie de jauge de QCD, en étudiant les vertex à 3 gluons à travers les événements multijets, en mesurant la dépendance en énergie de α_s et la diffusion $\gamma\gamma$.
- d - Test des modèles de grande unification à travers la comparaison entre les valeurs prédites de $\sin^2\theta_w$ et celles obtenues par une mesure précise de :
- i) $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$ autour du pic de Z^0
 - ii) la masse du Z^0 et w^\pm
- e - Etude des bosons vecteurs w^\pm (phase II du LEP) à travers leurs modes de désintégration et la mesure des couplages à 3 bosons $Z^0 w^+w^-$ et γw^+w^- .

1.3. MESURE DES CONSTANTES DE COUPLAGE ELECTROFAIBLE ET NOMBRE DE GENERATIONS NEUTRINO (2, 3)

Après les récents succès du modèle standard de Glashow Weinberg et Salam : $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$, il sera intéressant d'étudier certaines prédictions de cette théorie pour les interactions e^+e^- aux énergies qu'offrira le LEP.

Dans ce paragraphe on s'intéressera particulièrement à la mesure des constantes de couplage des différents fermions et à leur nombre. On parlera aussi de la nécessité d'une bonne identification des leptons.

1.3.a. Détermination des constantes de couplage

Dans l'interaction e^+e^- à haute énergie deux types de processus entrent en compétition : les interactions faibles et les interactions électromagnétiques. L'interférence de ces deux processus induit des effets qui sont très sensibles aux couplages faibles et ceci d'autant plus que l'on s'approche de la masse du boson Z^0 .

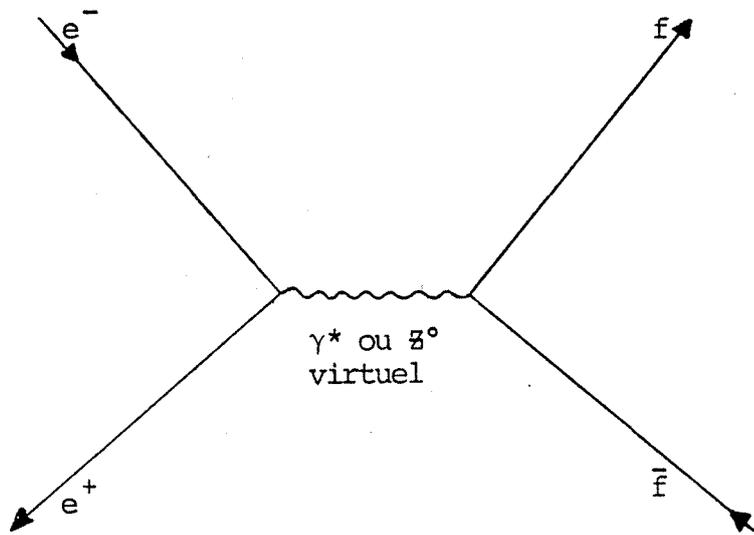
Trois types d'effets seront étudiés :

- i) Interférence des effets électromagnétiques et faibles (très sensibles aux constantes de couplage vectoriel faible).
- ii) Asymétrie angulaire (directement corrélé au couplage axial).
- iii) Effet de polarisation (mélangeant à la fois les constantes de couplage axial et vectoriel).

La mesure de ces trois effets permettra de tester l'universalité des couplages fermioniques (leptons et quarks).

i - Interférence faible - électromagnétique

Le diagramme de Feynman correspondant au 1er ordre du processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ est :



(Figure I)

La section efficace purement électromagnétique de ce processus, dans le cas où l'état final est une paire $\mu^+ \mu^-$ est donnée par :

$$\sigma_{\text{point}} = \sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{S} \quad (1.1)$$

où α est la constante de structure fine

S est l'énergie au Centre de masse.

La section efficace différentielle correspondant au diagramme de la figure (I) est décrite par la relation (1.2).

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \sigma_{\text{point}} & \left\{ Q_f^2 (1+\cos^2\theta) - 2Q_f \left\{ v_e v_f (1+\cos^2\theta) + \right. \right. \\ & + 2a_e a_f \cos\theta \left. \right\} \chi + \left\{ (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2) (1 + \cos^2\theta) + \right. \\ & \left. \left. + 8 v_e a_e v_f a_f \cos\theta \right\} \chi^2 \right\} \quad (1.2) \end{aligned}$$

$$\text{Avec } \chi = \text{sg} \left\{ \left(\frac{S}{m_Z^2} - 1 \right) + \frac{\Gamma_Z^2}{S - m_Z^2} \right\}^{-1}$$

$$\text{et } g = \frac{G_f}{8\sqrt{2}\pi\alpha}$$

où

Q_f est la charge du fermion f

m_Z la masse du Z^0

Γ_Z la largeur de désintégration du Z^0

$V_f(e)$ et $a_f(e)$ les constantes de couplages vectoriels et axiaux des fermions (electrons)

θ est l'angle entre une particule de l'état initial et une particule de l'état final.

La section efficace totale définie par $\sigma_f = \int_{-1}^{+1} d\sigma_f$ est donc :

$$\sigma_f = \sigma_{\text{point}} \left\{ Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \chi + (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2) \chi^2 \right\} \quad (1.3)$$

Le rapport des sections efficaces (1.1) et (1.3) est :

$$R_f = \frac{\sigma_f}{\sigma_{\text{point}}} = Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \chi + (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2) \chi^2 \quad (1.4)$$

On utilise habituellement ce rapport pour étudier le comportement de la section efficace.

Remarque : dans le terme d'interférence la partie axiale a disparu. Comme la constante de couplage vectorielle est faible (pour une valeur de $\sin^2 \theta_w = 0.22$ $v_e = -0.12$, $v_a = 0.41\dots$) le terme d'interférence sera petit, loin du pic du \bar{e}^0 . A la résonance le rapport R_f est donné par :

$$R_{f\text{pic}} = \left(\frac{gM_Z^3}{I_Z} \right)^2 (a_e^2 + v_e^2) (a_f^2 + v_f^2). \quad (1.5)$$

Dans le modèle de Weinberg et Salam, les constantes de couplage a_f et v_f sont reliées de façon simple aux isospins faibles des fermions correspondants.

$$\begin{aligned} a_f &= 2(I_3^l - I_3^r)_f \\ v_f &= 2(I_3^l - I_3^r)_f - 4Q_f \sin^2 \theta_w \end{aligned} \quad (1.6)$$

où

I_3^l et I_3^r sont respectivement les isospins faibles du champ de fermion d'hélicité gauche et d'hélicité droite.

θ_w est l'angle de Weinberg c'est un paramètre fourni par la théorie, il caractérise le mélange faible-électromagnétique de la partie vectorielle de l'amplitude de diffusion, il est défini par le rapport des deux constantes de couplage g et g' associées aux groupes $Su(2)$ et $u(1)$.

On obtient donc les constantes de couplage :

$$\begin{aligned}
 a_e = a_l = -1 & & v_e = v_l = 1 + 4 \sin^2 \theta_w \\
 a_\nu = 1 & & v_\nu = 1 \\
 a_u = a_c = \dots = 1 & & v_u = v_c = \dots = 1 - 8/3 \sin^2 \theta_w \\
 a_d = a_s = \dots = -1 & & v_d = v_s = \dots = 1 + 4/3 \sin^2 \theta_w
 \end{aligned}$$

ii - Asymétrie angulaire

L'asymétrie angulaire avant-arrière est due à la présence de termes en $\cos \theta$ dans l'expression de la section efficace différentielle. On définit l'asymétrie moyenne $\langle A_f \rangle$ par :

$$\langle A_f \rangle = \frac{\int_0^1 d\sigma_f - \int_{-1}^0 d\sigma_f}{\int_{-1}^1 d\sigma_f} = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b} \quad (1.7)$$

où

N_f est le nombre d'événements avec f à l'avant : $\cos \theta > 0$.

et N_b est le nombre d'événements avec f à l'arrière : $\cos \theta < 0$.

On obtient alors :

$$\langle A_f \rangle = \frac{3/2 \chi (-Q_f + 2v_e v_f \chi) a_e a_f}{Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \chi + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)\chi^2} \quad (1.8)$$

Dans le cas simple $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, la variation de $\langle A_f \rangle$ en fonction de \sqrt{s} et pour différentes valeurs de $\sin^2 \theta_w$ est présentée dans la figure III.

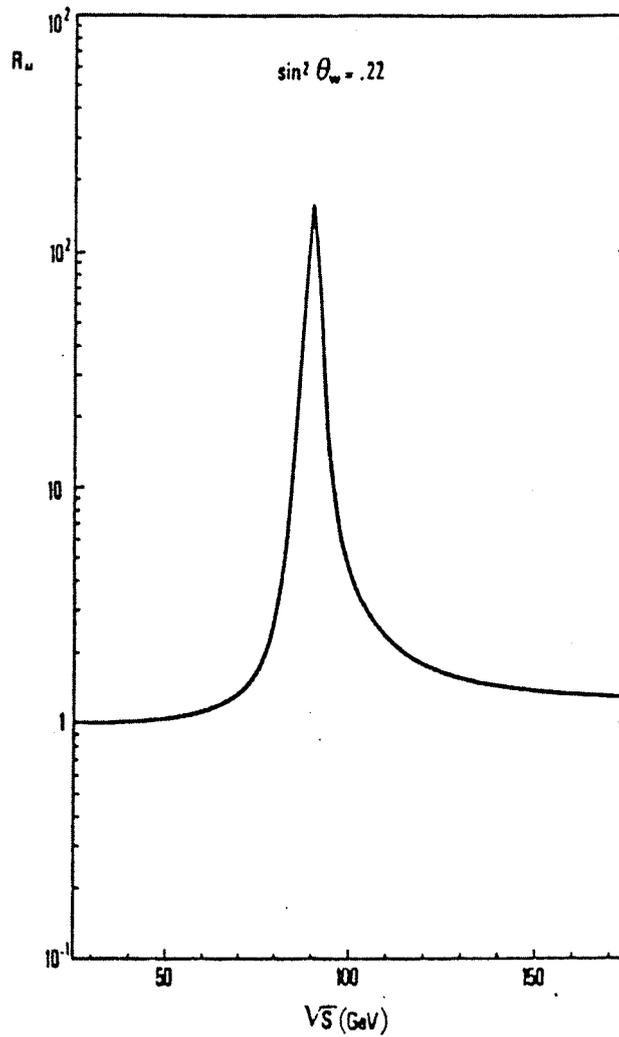


Figure II : Le rapport R_μ pour $\sin^2\theta_w = .22$

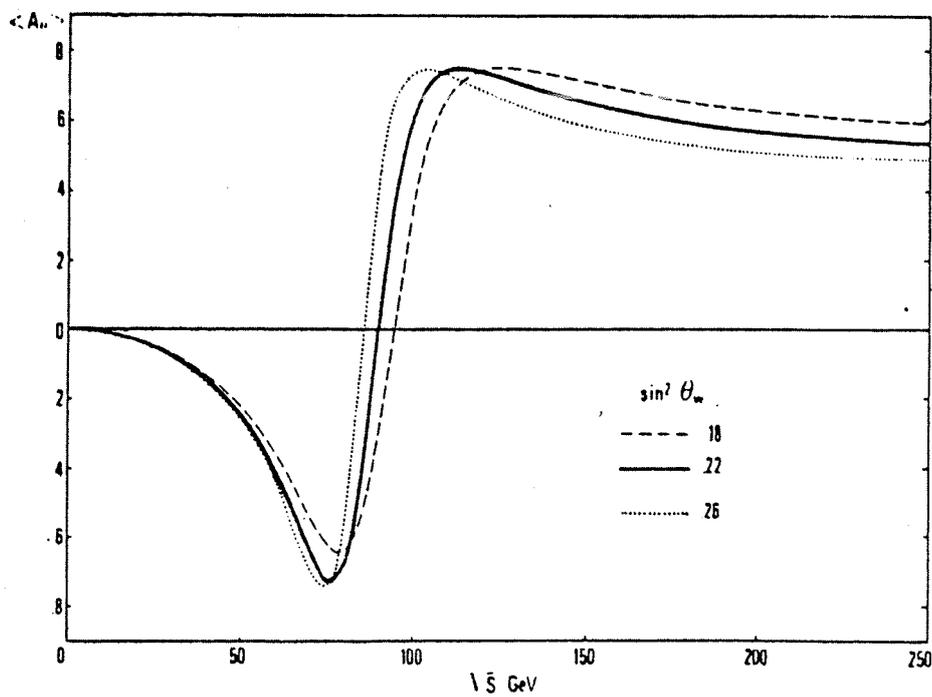


Figure III : Les asymétries angulaires moyennes $\langle A_{\mu} \rangle$, $\langle A_u \rangle$ et $\langle A_d \rangle$ pour les réactions $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ avec $\sin^2\theta_w = .22$

On remarque que l'asymétrie moyenne $\langle A_\mu \rangle$ varie fortement au voisinage du pôle du \mathbb{Z}^0 , elle est très sensible aux variations de $\sin^2 \theta_w$.

iii - Effets de polarisation

a) Examinons le cas où l'on peut mesurer la polarisation du fermion f sortant, pour des faisceaux e^+e^- non polarisés.

La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma_f^P}{d\cos\theta} = \sigma_1 + P_f \sigma'_1 \quad (1.9)$$

Avec $\sigma_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} \right)$

P_f = polarisation du fermion

et
$$\sigma_1' = \frac{3}{8} \sigma_{\text{point}} \chi \left\{ Q_f \left\{ a_f v_e (1 + \cos^2\theta) + 2 a_e a_f \cos\theta \right\} - \chi \left\{ (v_e^2 + a_e^2) v_f a_f (1 + \cos^2\theta) + 2 v_e a_e (v_f^2 + a_f^2) \cos\theta \right\} \right\}$$

La polarisation du fermion est définie par :

$$P_f(\theta) = \frac{d\sigma_f^P/d\cos\theta - d\sigma_f^{-P}/d\cos\theta}{d\sigma_f^P/d\cos\theta + d\sigma_f^{-P}/d\cos\theta} = \frac{\sigma_1'}{\sigma_1} \quad (1.10)$$

La valeur moyenne est donnée par :

$$\langle P_f \rangle = \frac{\int_{-1}^1 \sigma_1' d\cos\theta}{\int_{-1}^1 \sigma_1 d\cos\theta} \quad (1.11)$$

ie

$$\langle P_f \rangle = \frac{2\chi a_f \{ Q_f v_e - \chi v_f (v_e^2 + a_e^2) \}}{Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \chi + \chi^2 (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2)} \quad (1.12)$$

b) Dans le cas où les faisceaux e^+e^- sont polarisés, l'asymétrie moyenne est décrite par l'expression suivante :

$$\langle H_f \rangle = \frac{2\chi a_e \{ Q_f v_f - \chi v_e (v_f^2 + a_f^2) \}}{Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \chi + \chi^2 (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2)} \quad (1.13)$$

Remarque : Pour $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, si $v_l = v_e$ et $a_l = a_e$ alors $\langle H_e \rangle$ et $\langle P_e \rangle$ donnent exactement le même résultat.

Résumons dans un tableau toutes les fonctions que l'on vient de définir et regardons quelle est leur expression dans les deux domaines d'énergie de PETRA et de LEP.

	P E T R A $\chi^2 \ll \chi , \chi = -7.8 \cdot 10^{-2}$	L E P χ très grand
s	38 GeV	M_Z
R_f	$Q_f^2 - 2Q_f v_e v_f \chi \approx Q_f^2$ Car v est faible	$\left(\frac{gM_Z^3}{\Gamma_E} \right)^2 (v_e^2 + a_e^2) (a_f^2 + v_f^2)$
$\langle A_f \rangle$	$-\frac{3}{2} \chi \frac{a_e a_f}{Q_f}$	$\frac{3a_e v_e a_f v_f}{(a_e^2 + v_e^2) (a_f^2 + v_f^2)}$
$\langle P_f \rangle$	$2 \chi \frac{a_f v_e}{Q_f}$	$-2 \frac{a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2}$
$\langle H_f \rangle$	$2 \chi \frac{a_e v_f}{Q_f}$	$-\frac{2a_e v_e}{a_e^2 + v_e^2}$

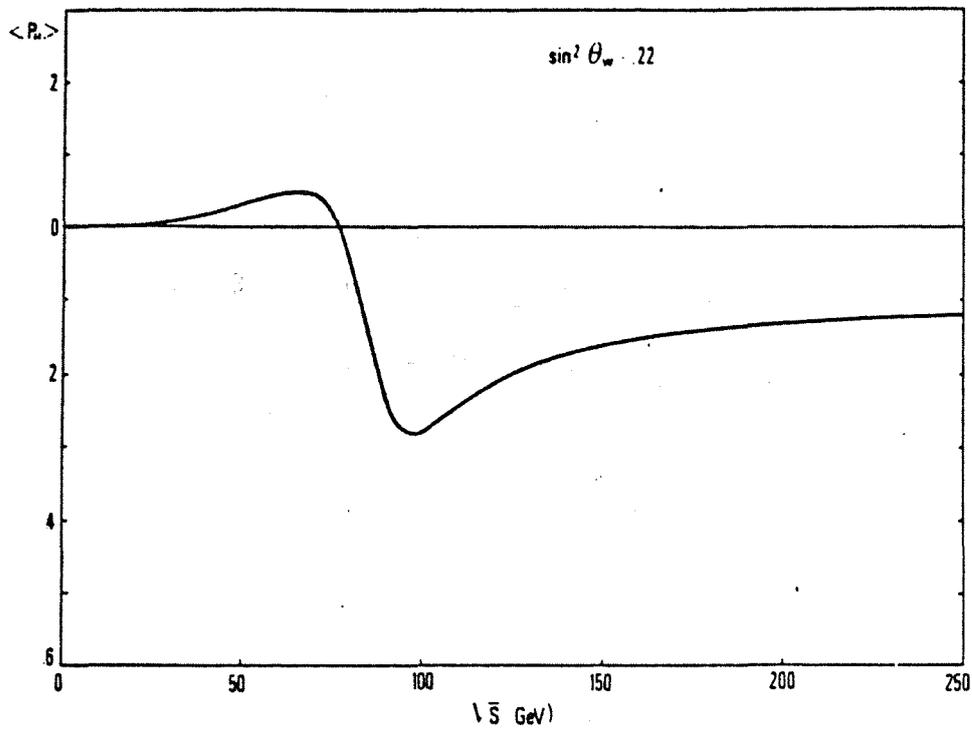


Fig IV-a : La polarisation moyenne du μ^- produit dans $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour $\sin^2 \theta_w = .22$

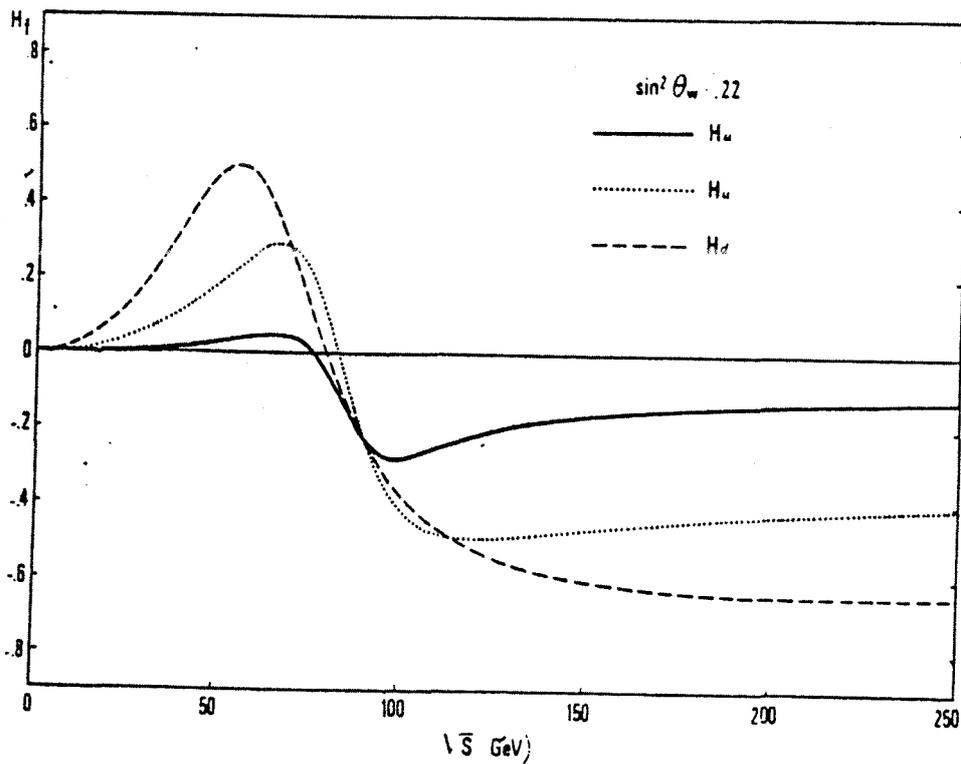


Fig IV-b : Les asymétries avec faisceaux polarisés pour $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (H_{μ}), $e^+e^- \rightarrow u^+u^-$ (H_u), $e^+e^- \rightarrow d\bar{d}$ (H_d) avec $\sin^2 \theta_w = .22$.

Remarques :

- aux énergies de PETRA les effets d'interférences sont très faibles.
- aux énergies du LEP, les mesures de R_e , $\langle A_e \rangle$, et $\langle H_e \rangle$ permettront de déterminer les couplages a_e et v_e avec leur signe relatif.
- Pour déterminer les couplages a_e et v_e il n'est pas nécessaire d'avoir des faisceaux e^+e^- polarisés, car si l'on peut mesurer la polarisation d'un fermion à l'état final, le rapport :

$$\frac{\langle A_f \rangle}{\langle P_f \rangle} = \frac{-3 a_e v_e}{2 a_e^2 + v_e^2} \quad (1.14)$$

donne exactement la même information que $\langle H_e \rangle$.

On peut donc conclure que la mesure de la section efficace R_f , l'asymétrie angulaire A_f et la polarisation P_f , pour tous les fermions nous permettra de tester l'universalité des constantes de couplage a_f et v_f .

1.3.b. Nécessité d'une bonne identification des leptons

Comme on vient de le voir, il est possible d'accéder aux constantes de couplage de tous les fermions en mesurant leurs asymétries ; cependant, un problème expérimental se pose, si les asymétries pour les leptons peuvent être directement mesurées, il n'en est pas de même pour les quarks (on n'a jamais détecté les quarks à l'état libre).

Plusieurs suggestions ont été alors faites pour déterminer les constantes de couplage vectoriel et axial des quarks à travers l'étude des particules issues :

- Du processus d'hadronisation, c'est-à-dire la fragmentation des quarks en jets hadroniques.
- De la désintégration semi-leptonique des quarks lourds c'est-à-dire les réactions du type :

$$e^+e^- \rightarrow \gamma, Z \rightarrow q \bar{q} \rightarrow \text{leptons} + \text{hadrons}. \quad (1.15)$$

En effet, si l'on s'intéresse à cette réaction, la mesure de l'asymétrie avant-arrière pour chaque saveur en conjonction avec son taux de production permet la détermination des constantes de couplage axial et vectoriel

La détermination des rapports de production des quarks dans cette réaction se fait en comptant le nombre de leptons chargés à l'état final, et la détermination de l'asymétrie avant-arrière se fait à travers l'étude de l'asymétrie de ces mêmes leptons.

Les leptons et les asymétries de charge qu'on mesure à l'état final ne proviennent pas tous des quarks que l'on veut étudier, d'autres sources peuvent éventuellement affecter leurs mesures, ces sources d'erreurs sont principalement dues à la détection de leptons ne provenant pas de la réaction (1.15) ces leptons peuvent provenir de :

- i - La désintégration leptonique des π et des k
- ii - La matérialisation des photons, les paires de Dalitz
($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$)
- iii - La production de leptons provenant de la désintégration semi-leptonique d'autres quarks.

Donc, si l'on veut avoir une bonne mesure des taux de production des quarks lourds et de leur asymétrie avant-arrière (par conséquent de leurs constantes de couplage), il faudrait arriver à bien détecter les leptons produits dans un jet hadronique.

1.3.c. Nombre de générations de fermions

La largeur totale de désintégration du Z^0 est donnée par :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{all}) = \frac{G_F M_Z^3}{24 \cdot 2\pi} \left\{ 2N_\nu + \left(1 + \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w\right)^2\right) N_{1^-} + \right. \quad (1.16)$$

$$\left. 3 \left(1 + \left(1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w\right)^2\right) N_{2/3} + 3 \left(1 + \left(1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w\right)^2\right) N_{-1/3} \right\}$$

où N_ν , N_{1^-} , $N_{2/3}$, sont respectivement le nombre de neutrinos, de leptons chargés et de quarks de charge 2/3 et -1/3, ayant une

masse inférieure à $m_{Z^0}/2$.

Si on prend $\sin^2 \theta_w = 0.20$, la largeur $\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{all})$ s'écrit alors :

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{all}) \approx 1.0 N_G \text{ GeV} \quad (1.17)$$

où N_G est le nombre de générations de fermions. Dans l'état actuel de notre connaissance, ce nombre est égal à 3, ce qui donne une largeur minimale du Z^0 de 3 GeV.

1.4. LES DETECTEURS A LEP ET ALEPH (1,4)

La liste de phénomènes physiques que l'on veut étudier à LEP, a certaines implications sur la conception des détecteurs à utiliser auprès de l'accélérateur. En effet :

- Les études précises des interactions électromagnétiques et faibles nécessitent un détecteur 4π strd couvrant tout l'espace environnant la zone d'interaction, capable d'identifier les états finals à 2 corps e^+e^- ($\mu^+\mu^-$) et de mesurer leur charge jusqu'à des angles $\theta \approx 15^\circ$ et jusqu'aux plus hautes énergies du LEP.

- Le détecteur devrait être capable d'identifier les électrons et les photons énergiques issus de processus rares incluant les bosons de Higgs et d'autres nouvelles particules, et de mesurer leurs énergies avec une très grande précision ; ceci demande un calorimètre $e-\gamma$ à haute résolution.

- L'identification des électrons et des muons sur une large gamme d'impulsion dans les états finals multihadroniques est nécessaire, en particulier pour l'étude des particules se désintégrant faiblement. A cette fin, une combinaison des informations issues à la fois du détecteur central, du calorimètre $e-\gamma$ et des chambres à μ sera nécessaire.

- Une étude détaillée des jets dans les collisions e^+e^- aux énergies du LEP requiert un "tracking" très précis et une identification non ambiguë de toutes les particules issues de ces interactions.

- Un calorimètre hadronique segmenté couvrant un angle solide de 4π strd, sera nécessaire pour détecter les hadrons et pour une étude de l'énergie manquante dans des processus,

où interviennent des neutrinos. Il permettra par ailleurs d'améliorer l'étude des jets comme ceux issus par exemple de la désintégration des bosons W, Z et des Higgs.

1.4.a. Les détecteurs à LEP

L'augmentation de l'énergie d'interaction, la complexité et la diversité des événements qui en sont issus ont conduit les physiciens des particules à imaginer et à mettre en oeuvre des méthodes de détection très sophistiquées. En effet, les détecteurs de la nouvelle génération, principalement ceux fonctionnant auprès des anneaux de collision, utilisent différentes techniques de détection en même temps. Le but de tels détecteurs est d'être sensible à plusieurs particules et à plusieurs phénomènes physiques à la fois. Ces détecteurs sont en effet formés de plusieurs subdétecteurs complètement indépendants, mais complémentaires au point de vue de la physique que l'on veut étudier. Leurs dimensions augmentent avec l'énergie ; elles dépendent de la méthode de détection et de la quantité physique que l'on veut mesurer.

i - La mesure d'impulsion d'une particule chargée dans un champ magnétique est directement liée à Bl^2 (B : champ magnétique, l : longueur du détecteur), la longueur du détecteur varie donc comme \sqrt{E} .

ii - La méthode de détection par $\frac{dE}{dX}$ suppose une variation de longueur en E^2 .

iii - La longueur de l'absorbeur varie comme $\log E$, elle augmente d'un facteur 2 lorsqu'on passe de $E = 10$ GeV à $E = 100$ GeV.

Conceptuellement, les détecteurs à LEP utiliseront différentes techniques de détection et couvriront un angle solide de 4π strd autour de la zone d'interaction. Au point de vue dimensionnel, ils seront 1.5 à 2 fois plus grands que ceux connus jusqu'à maintenant à PETRA et à PEP. Ils seront en général constitués d'un spectromètre magnétique, pour analyser l'impulsion des particules chargées, entouré d'un compteur à absorption totale

(calorimètre) pour électrons, photons et hadrons Le calorimètre électromagnétique précèdera toujours le calorimètre hadronique car la longueur de radiation d'un matériau (caractéristique des interactions des électrons) est beaucoup plus faible que sa longueur d'interaction (caractéristique des interactions des hadrons). Le tout sera couvert par un filtre à muons.

Le nombre total d'événements observés en un temps t donné par un tel détecteur dans le cas idéal dépend de plusieurs paramètres. Pour une journée par exemple, ce nombre est donné par la relation :

$$N = \sigma \cdot L \cdot \epsilon. \quad (1.18)$$

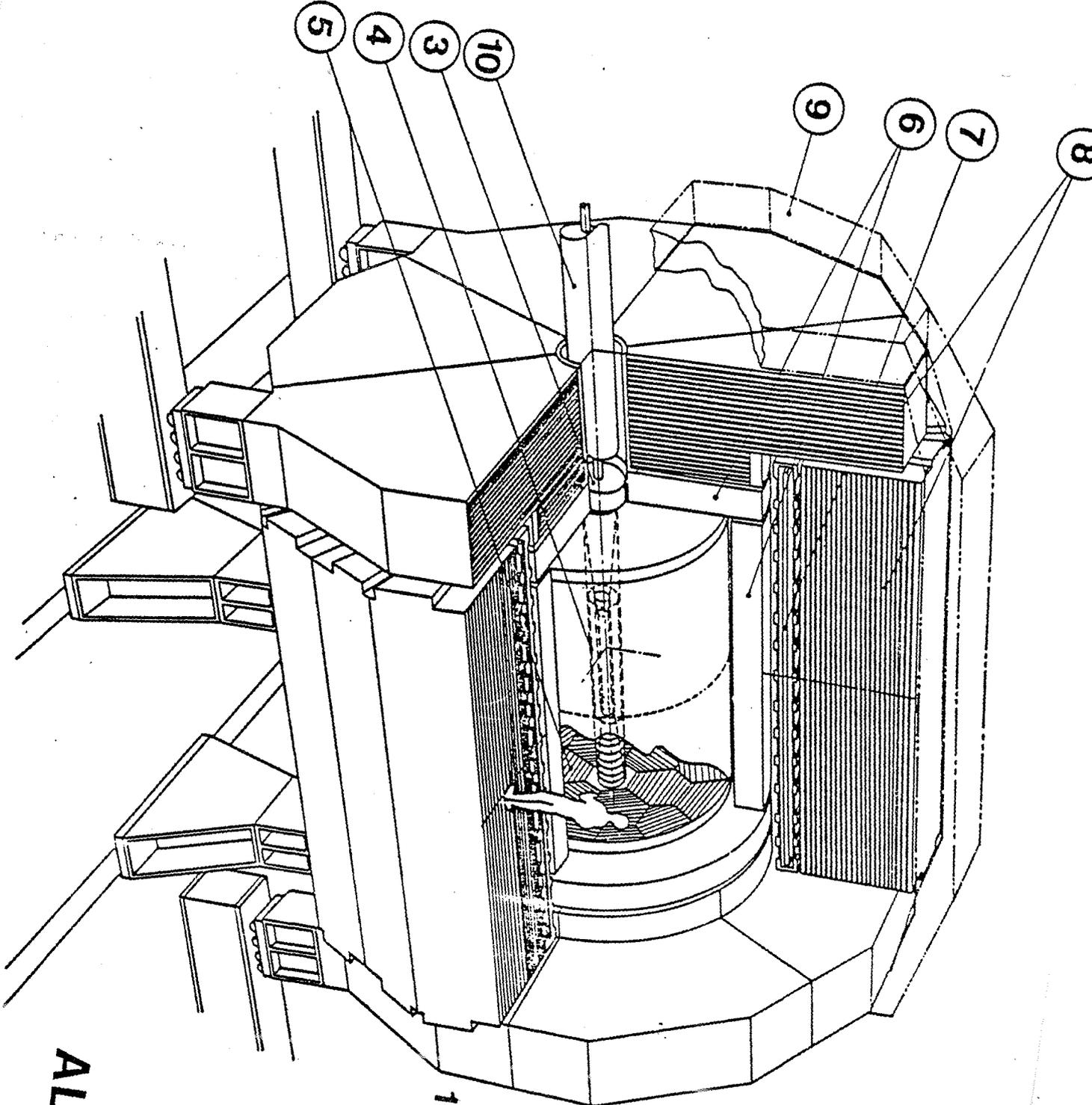
ici σ est la section efficace totale d'annihilation e^+e^- ;
 L la luminosité intégrée sur une journée et ϵ le facteur d'efficacité du détecteur, il inclue l'angle solide de couverture du point d'interaction, l'efficacité des déclenchements du détecteur et aussi l'efficacité de la prise des données.

Quatre collaborations sont maintenant à pied d'oeuvre pour monter les 4 premières expériences auprès du LEP. Chacune d'elle a conçu le détecteur qui lui semble le mieux optimisé pour s'attaquer aux différents champs d'investigation qu'offre le LEP. Ces 4 collaborations sont : ALEPH, DELPHI, LEP3 et OPAL. Le détecteur de chacune de ces 4 collaborations est optimisé sur des critères différents, OPAL étant le plus classique, DELPHI adapté à l'identification des particules chargées, LEP3 optimisé pour la détection des muons et des électrons, ALEPH étant entre autre optimisé pour la détection des électrons dans les jets. Le travail préparé dans cette thèse s'inscrit dans le cadre de la dernière collaboration.

1.4.b. Le détecteur ALEPH

Le détecteur de la collaboration ALEPH (figure V) sera constitué de trois parties principales :

Les deux premières seront séparées par un solénoïde supraconducteur de 5.3 m de diamètre et 6.4 m de longueur



- 3 LUMINOSITY MONITOR
- 4 INNER TRACKING CHAMBER
- 5 CENTRAL DETECTOR (T.P.C.)
- 6 e⁻ & CALORIMETER
- 7 COIL
- 8 HADRON CALORIMETER
- 9 MUON DETECTOR
- 10 SUPERCONDUCTING QUADRUPOLE

Figure V

ALEPH DETECTOR

fournissant un champ magnétique axial de 1.5 Tesla.

La première partie qui se trouvera à l'intérieur de l'aimant sera constituée de trois subdétecteurs :

- i - Une chambre interne de 58m de diamètre, entourant le tube à vide, utilisera les fils à dérive comme moyen de détection.
- ii - Une grande TPC de 3.54 m de diamètre couvrant la chambre interne, contiendra un volume de gaz (Argon-Ethane) de 42m^3 à pression atmosphérique. Elle fonctionnera, en plus du champ magnétique, avec un champ électrique de 20 kv/m et permettra de mesurer en moyenne $300 \text{ dE}/\text{dX}$ par trace.

Ces deux détecteurs sont prévus pour fournir une résolution en impulsion $\frac{\Delta p}{p} \approx .001 p_t$ soit 5% à 50 GeV.

- iii - Un calorimètre électromagnétique constitué d'un empilement de feuilles de plomb et de tubes proportionnels dont la description sera donnée ultérieurement.

Après l'aimant le calorimètre hadronique sera constitué d'un empilement de plans de fer et de tubes à dard limité de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ de section. Deux parties distinctes formeront ce calorimètre, le barillet et les bouchons. Dans le barillet, les tubes auront une longueur de 7 mètres et seront groupés en 24 modules de 23 couches. Dans les bouchons, les tubes auront une longueur décroissante et seront rangés en sextant.

Les signaux seront recueillis sur des damiers (cathodes) connectés entre eux en structure projective, pour former des tours. Les tubes fourniront un signal digitisé qui servira comme outil de base dans la détection des muons.

La troisième et dernière partie du détecteur est le détecteur à muons. Il sera placé juste après le calorimètre hadronique et sera constitué de deux couches de tubes à dard, séparés de 50 cm. L'information fournie par ces tubes permettra avec celle recueillie sur le calorimètre hadronique d'identifier les muons et de mesurer leur énergie et leur angle avec une bonne résolution.

Le détecteur couvrira un angle solide de 4π strd et ne laissera échapper aucune information relevant de sa compétence.

C H A P I T R E 2

PRINCIPE ET CARACTERISTIQUES DU

CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

=====

2.1. PRINCIPE DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

Conceptuellement, un calorimètre est un bloc de matière d'épaisseur suffisamment grande pour obliger les particules primaires interceptées à interagir et à déposer toute leur énergie dans le volume du détecteur. Cette énergie est déposée sous deux formes différentes : énergie de collision et énergie de radiation.

La grande partie de l'énergie déposée par collision sert à exciter ou à ioniser les atomes du détecteur ; dans ce cas, seulement une partie très faible de l'énergie est transférée aux électrons éjectés. Cette énergie est déposée localement, cependant occasionnellement certains électrons orbitaux sont éjectés avec une énergie cinétique beaucoup plus grande que la moyenne. Ces électrons orbitaux sont appelés électrons de collision.

L'énergie perdue par radiation par contre est uniformément distribuée parmi les photons secondaires ; elle va de 0 à l'énergie de la particule primaire.

Pour les électrons d'énergie faible et les particules lourdes de pratiquement toutes les énergies, les pertes par collision sont dominantes.

Les électrons énergétiques perdent par contre la pluspart de leur énergie par radiation ; cette énergie est déposée dans le volume du détecteur sous forme de cascade ou gerbe de particules ; le nombre de particules augmente et leur énergie diminue. En effet, dans leur interaction avec la matière les électrons de haute énergie ne perdent qu'une petite fraction de leur énergie, alors que la plus grande partie sert à produire des photons énergétiques. Ces photons secondaires subissent des interactions de matérialisation et de diffusion Compton avec la matière du détecteur, l'une ou l'autre des deux interactions produit des électrons d'énergie comparable à celle des photons qui les ont engendré ; ces nouveaux électrons produisent à leur tour des photons qui encore produiront des paires d'électrons ou des électrons Comptons. La cascade se développe à travers la répétition d'interaction similaire, produisant ainsi un nombre de plus en plus grand d'électrons et de photons d'énergie de plus en plus faible. Le maximum de la gerbe ie le plus grand nombre de secondaire produit par la cascade est atteint lorsque l'énergie moyenne de ces particules atteint un niveau où les processus de radiations deviennent moins importants que les processus de collisions ; à partir de ce stade, la gerbe dans son évolution se désintègre progressivement à travers les processus de collision ou de diffusion Compton qui deviennent de plus en plus importants.

On dit que les particules ont atteint l'énergie critique ϵ .

Cette énergie est définie comme étant l'énergie pour laquelle les pertes d'énergie par radiation égalisent les pertes d'énergie par collisions ; c'est une quantité importante en calorimétrie, elle caractérise le milieu détecteur car elle est inversement proportionnelle à son numéro atomique

$$\epsilon \approx 550 \text{ (MeV)} / Z \quad (2.1)$$

Dans cette description on a négligé les interactions nucléaires qui ne jouent qu'un rôle mineur dans le processus de développement de la gerbe électromagnétique.

2.2. PROPRIETES ET CARACTERISTIQUES DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

Les principales propriétés du calorimètre $e-\gamma$, sont la mesure de l'énergie et de la position des particules incidentes.

Ces deux quantités sont très importantes car elles affectent la physique étudiée.

Comme on l'a vu dans le premier paragraphe, une particule lorsqu'elle pénètre dans le calorimètre avec une certaine incidence, dépose son énergie sous forme de cascade ou gerbe de particules. Seulement une fraction de l'énergie déposée par ces particules produit un signal mesurable ; ce signal proportionnel à l'énergie incidente nous permettra de connaître l'énergie de la particule primaire. Le centre de gravité de la gerbe électromagnétique permettra de déterminer sa position. Néanmoins, les fluctuations statistiques dans le développement de la gerbe électromagnétique limitent la précision de la mesure de ces deux quantités. Il sera donc important de parler de la résolution en énergie et de la résolution spatiale pour la mesure de la gerbe.

On utilisera comme unité de longueur la longueur de radiation X_0 caractéristique de l'interaction des électrons dans la matière.

2.2.a. Résolution en énergie

Pour les calorimètres e- γ , la résolution en énergie $\sigma(E)$, dépend de l'énergie critique ϵ de l'absorbeur, $\sigma(E)$ est proportionnel à $\sqrt{\epsilon}$, ainsi les absorbeurs d'énergie critique ϵ très faible comme le plomb donne une bonne résolution.

Par ailleurs, celle-ci est limitée par les fluctuations intrinsèques au mécanisme de cascade. Le nombre de particules N engendrées dans la cascade est proportionnel à l'énergie de la particule incidente, les fluctuations seront proportionnelles à \sqrt{N} , la résolution relative $\frac{\sigma(E)}{E}$ s'améliore avec l'augmentation de l'énergie comme $\frac{1}{\sqrt{E}}$.

Mis à part cette limite intrinsèque d'autres facteurs peuvent détériorer la résolution en énergie :

i - Si la gerbe électromagnétique n'est pas totalement contenue dans le calorimètre, il s'ensuit une perte d'information au niveau du comptage du nombre de particules secondaires, donc une fluctuation supplémentaire au niveau de la mesure.

ii - La capacité du calorimètre à détecter les particules secondaires jusqu'à une très basse énergie est limitée, ceci se traduit aussi par une perte d'informations concernant le nombre de secondaires détectés et donc détériore la résolution.

Enfin il faut aussi noter que la résolution en énergie dépend de la méthode de détection, donc du calorimètre e- γ choisi.

2.2.b. Résolution spatiale

Outre la résolution spatiale pour une particule isolée, il est important d'avoir la capacité de séparer deux événements contigus (exemple $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

Les limitations intrinsèques de la résolution spatiale sont dues aux fluctuations du développement latéral de la gerbe (dominé par la diffusion multiple des électrons de basses énergies).

La distribution latérale engendrée par ces électrons de basses énergies suit une loi exponentielle décroissante. L'unité de mesure de cette distribution est le rayon de Molière $R_M = 21 \text{ MeV}/\epsilon X_0$. il représente approximativement 90 % de l'énergie de la gerbe lorsque celle-ci est contenue dans un cylindre de rayon $1R_M$. Pour arriver donc à distinguer deux gerbes adjacentes et mesurer leur énergie séparément, il faut que celles-ci soient distantes l'une de l'autre de $1R_M$.

Pour des matériaux de numéro atomique Z très grand comme le plomb, le rayon de Molière est large à cause de l'énergie critique ϵ , le développement latéral de la gerbe dans ce cas est beaucoup plus large que dans le cas des matériaux à petit Z .

La méthode la plus simple pour trouver la position de la gerbe consiste à mesurer le centre de gravité de la distribution latérale de l'énergie déposée ; à cause de la forte décroissance exponentielle de celle-ci, cette méthode ne donne pas la meilleure estimation, des corrections doivent lui être appliquées. En réalité, les limitations pratiques dues à la granualité du calorimètre e- γ utilisé sont prépondérantes.

2.3. LES DIFFERENTS TYPES DE CALORIMETRE e- γ

Pour détecter et étudier les gerbes électromagnétiques deux types de techniques calorimétriques sont utilisés.

2.3.a. Calorimètre homogène

Ce type de calorimètre utilise le volume détecteur à la fois comme milieu radiateur dans lequel la gerbe électromagnétique est développée et comme milieu actif dans lequel le signal est mesuré.

Les particules chargées de la gerbe sont détectées soit par la mesure de l'effet Čerenkov dans le verre au plomb, soit par la mesure de scintillation dans le cas de l'iodure de sodium et le BGO. Cette méthode de détection nous permet d'obtenir les meilleures mesures calorimétriques : une résolution en énergie de l'ordre de quelques pour cent et ceci même pour des énergies

allant jusqu'à 1 GeV, une bonne résolution spatiale de quelques mm lorsque le milieu détecteur est subdivisé en plusieurs cellules pouvant être lues individuellement. Cependant avec la venue de la nouvelle génération de détecteurs géants et très complexes, cette technique idéale est devenue prohibitive, le plus souvent à cause du coût très élevé qu'elle demande pour se réaliser.

2.3.b. Calorimètre hétérogène ou à échantillonnage (4-5)

Dans la plupart des cas pratiques, les calorimètres sont réalisés en utilisant la méthode de l'échantillonnage. Avec cette méthode les cascades se développent dans un milieu dense dit passif jouant le rôle de radiateur. L'énergie déposée est échantillonnée dans un milieu actif. Ce type de calorimètre est formé par la succession alternative de ces deux milieux. L'énergie échantillonnée mesure la perte par ionisation ou par excitation des particules de la gerbe entrant dans la couche active. Cette énergie mesurée sous forme de collection de charge ne représente qu'une petite fraction de l'énergie totale de la gerbe, d'où le nom d'échantillonnage donné à ce genre de calorimètre. Le rapport de l'énergie perdue dans les milieux passifs et dans les milieux actifs est très grand.

Avec ces calorimètres les limitations dues à l'énergie de coupure sont négligeables par rapport aux fluctuations engendrées par la méthode de l'échantillonnage. En effet : si N est le nombre de traces des particules dans les milieux actifs, x l'épaisseur de la couche passive et T la longueur totale des traces alors :

$$N = T/x \text{ puisque } T = F(E_c) \frac{E}{\epsilon} X_0 \quad (2.2)$$

où

E est l'énergie de la particule incidente $F(E_c)$ est le facteur tenant compte de l'énergie de coupure E_c qui est de l'ordre de .65 pour $E_c = 1$ MeV.

Ceci implique que :

$$N = F(E_c) \frac{E}{\epsilon} \left(\frac{1}{t} \right) \quad (2.3)$$

où $t = x/X_0$ est l'épaisseur du milieu passif exprimée en unité de longueur de radiation.

Or puisque le nombre N de particules entrant dans le milieu actif suit une statistique poissonnienne, la résolution en énergie exprimée en fonction de l'énergie totale E est :

$$\begin{aligned} \sigma \frac{(E)}{E} &= \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{F(E_c)}} \sqrt{\frac{t}{E}} \\ &= 3.2 \% \sqrt{\frac{\epsilon (\text{MeV})}{F(E_c)}} \sqrt{\frac{t}{E(\text{GeV})}} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Si l'on tient compte de l'étalement de la gerbe due à la diffusion multiple, on arrive à une résolution en énergie dans le plomb de l'ordre de

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= 13.7 \% \sqrt{\frac{t}{E(\text{GeV})}} \\ &= \sqrt{\frac{1}{53}} \sqrt{\frac{t}{E(\text{GeV})}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Cette résolution se comporte comme $N = 53$ traces non corrélées dans une gerbe de 1 GeV et pour une épaisseur $t = 1$; il faut cependant noter que cette formule n'est pas valable pour des épaisseurs t très petites ; il y a alors corrélation entre les traces traversant les milieux actifs.

Pour être complet , les fluctuations dues à la méthode de l'échantillonnage doivent être discutées séparément dans les deux classes de calorimètres hétérogènes à savoir les calorimètres digitaux et les calorimètres proportionnels.

Dans le cas des calorimètres digitaux (le milieu actif est constitué de tubes à décharge ou de tubes à dards), les fluctuations dues à l'échantillonnage sont dominantes. Néanmoins, quand l'énergie augmente, la densité des particules dans la gerbe devient telle que les tubes confondent deux traces voisines et donnent une réponse saturée. Cela se traduit par une réponse non linéaire en fonction de l'énergie et une dégradation de la résolution.

Dans les milieux actifs des calorimètres proportionnels (cas d'Aleph) l'énergie déposée est liée à la longueur des traces. Alors d'autres sources de fluctuations limitent la résolution en énergie.

i - Les fluctuations de Landau, c'est-à-dire les fluctuations statistiques

dues à l'émission d'électrons de collision.

i i - Les queues de distribution induites par des particules entrant dans le milieu actif avec un grand angle d'incidence.

Ces deux limitations supplémentaires dépendent de la densité du milieu actif utilisé, elles sont dominantes à basse densité (gaz) et minimum à haute densité (solide ou liquide).

A haute densité la diffusion multiple très grande contraint les électrons diffusés à quitter le milieu actif, ce qui limite les grandes dépositions d'énergie qui apparaîtraient comme de grandes fluctuations par rapport à l'énergie moyenne déposée. A basse densité où la diffusion multiple est très faible on peut réduire ces effets en introduisant de la matière absorbante dans les milieux actifs gazeux, de façon à former des tubes de petites et mêmes sections. Ceci a pour effet de couper les traces très inclinées par rapport à l'axe de la gerbe, donc de réduire les fluctuations dues à la longueur des traces et aux électrons de collision.

Pour atténuer l'effet des fluctuations de Landau, on peut utiliser le régime proportionnel saturé comme mode de fonctionnement. On augmente la haute tension appliquée aux compteurs proportionnels de façon à saturer partiellement leur gain. Cette saturation locale autour des fils réduit la hauteur des impulsions dues au dépôt élevé d'énergie engendré par un électron de collision mou s'arrêtant dans le compteur proportionnel. La résolution en énergie reste néanmoins légèrement détériorée par rapport à la résolution optimale (relation (2.5)).

La résolution spatiale, mise à part la résolution intrinsèque dépend de la granularité du calorimètre e- γ utilisé. En effet, si l'information est bien segmentée suivant la ou les directions transversales à l'axe de la gerbe, la localisation de celle-ci pourra être déterminée avec une bonne précision. Pour ce faire, on choisira la dimension transversale de la cellule de détection de l'ordre de la dimension de la gerbe. Avec ce genre de calorimètre l'approche la plus directe est de subdiviser les couches actives en plusieurs lectures indépendantes et ceci suivant les deux directions transversales de la gerbe. L'avantage par rapport aux calorimètres homogènes est qu'ici les mesures se font à 3 dimensions comme en holographie.

Dans l'expérience Aleph, on a choisi un calorimètre à échantillonnage utilisant le gaz comme milieu actif, ceci pour plusieurs raisons :

- i - Possibilité d'avoir une segmentation assez fine et à trois dimensions, donc d'atteindre une très bonne résolution spatiale.
- i i - Fonctionnement en régime proportionnel saturé moins sensible aux fluctuations de Landau.
- i i i - Coût assez bas dans la mesure où la segmentation obtenue est découplée de la réalisation mécanique de l'ensemble.

2.4. LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE A ALEPH (6-7)

Parmi les critères physiques qui ont motivé le choix du détecteur Aleph, l'accent a été mis sur l'identification des leptons ; on voudrait être capable d'identifier les électrons émis dans un jet.

Pour ce faire, on choisira un calorimètre dense et homogène, à segmentation longitudinale fine et possédant une bonne granularité (approximativement la taille de la gerbe électromagnétique). Ce choix facilitera une reconnaissance non ambiguë des traces.

Dans le but de réduire la matière rencontrée par les électrons (photons) le calorimètre e- γ a été placé dans l'aimant supraconducteur. Il se trouve ainsi soumis à l'influence du champ magnétique. Ceci aura pour conséquence directe le choix d'un gaz assez dense qui réduira les effets de la détérioration de la résolution créée par le champ magnétique.

Le calorimètre e- γ est formé de deux parties distinctes mais identiques du point de vue de leur structure interne :

- i - Le barillet : il constitue le corps central du calorimètre. A cause de son poids (132 tonnes) il a été divisé en 12 modules identiques ; chacun de ces modules fait 5 mètres de long et 30° en angle azimutal (ϕ).
- i i - Les deux bouchons : ils forment les deux parties latérales du calorimètre, ce qui permet avec le barillet de remplir presque tout l'espace autour de la TPC. Ils ont une structure strictement identique et sont constitués chacun de 12

pétales de 30° en ϕ et de 3.2 tonnes chacune.

2.4.a. Structure interne du calorimètre

Le calorimètre e- γ est constitué comme il a été mentionné dans le paragraphe 1.4.b. d'un empilement de 56 couches en plomb de 2mm d'épaisseur et de chambres à fil en extrudé d'aluminium. L'épaisseur totale est de 22 longueurs de radiation. A 50 GeV la perte est de 2 %.

La structure d'une couche est représentée sur la figure VI. La partie active est constituée par des chambres à fils fonctionnant en régime proportionnel saturé, ces chambres étant réalisées avec des profilés d'aluminium extrudé de $4.5 \times 3.2 \text{ mm}^2$ de section espacées par des ailettes de 5mm d'épaisseur. L'anode est un fil en tungstène doré de 25 microns de diamètre positionné à mieux que 100 microns, il est soumis à une haute tension de l'ordre de 1500 v (régime proportionnel saturé). Quand un fil casse accidentellement, on le déconnecte en faisant fondre un fusible monté en série.

L'ionisation produite dans la chambre par les particules de la gerbe, est amplifiée sous forme d'avalanche autour du fil, elle produit ainsi un signal mesurable une fois amplifié. La masse est formée par le profilé lui-même et par une feuille de mylar enduite sur une face d'une solution de graphite de haute résistivité. Le signal anodique est transmis par induction au plan de cathodes que l'on va décrire.

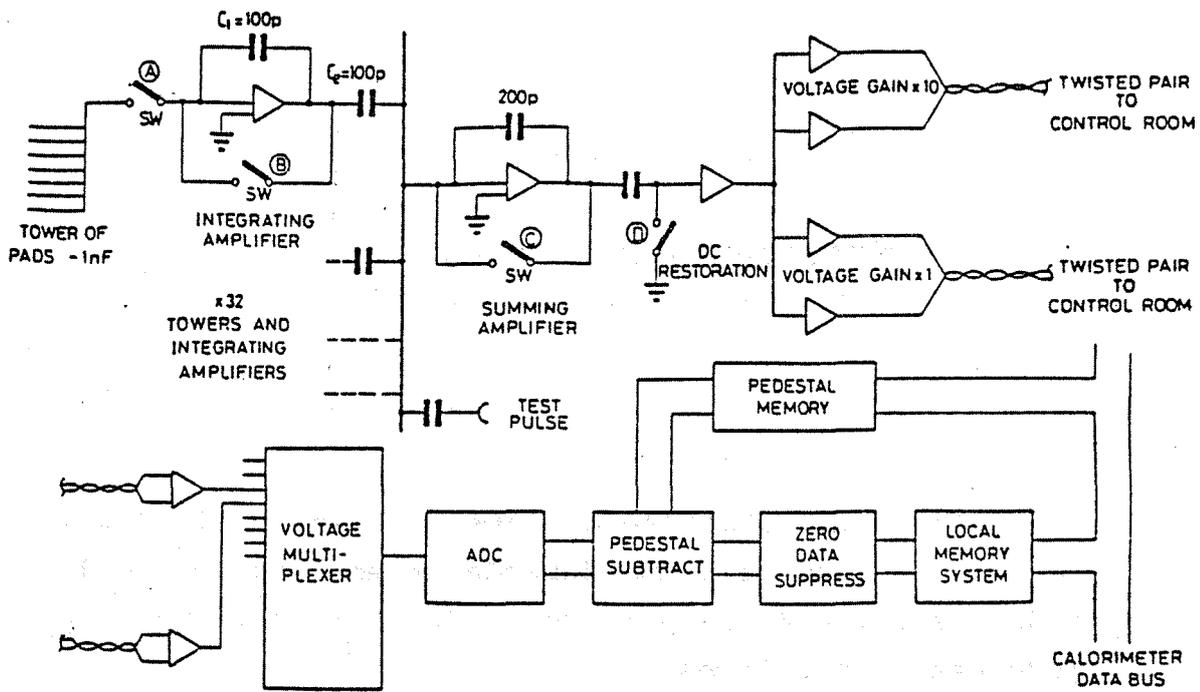
Le plan de cathodes a deux faces différentes, une face formée de damiers d'à peu-près 3 cm x 3 cm, recueillé le signal induit par les fils. Sur cette face, une feuille de mylar graphité de haute impédance rend le champ électrique homogène à l'intérieur des tubes proportionnels. L'autre face en circuit imprimé véhicule le signal induit jusqu'aux extrémités du calorimètre. Sur cette face, une feuille de mylar aluminisé (face aluminium à l'extérieur) protège les circuits imprimés des court-circuits et fixe la capacité des damiers. L'épaisseur de la couche ainsi formée est d'environ 7.5mm (la longueur de radiation est d'environ 2 cm).

Le calorimètre tel qu'il est défini est composé longitudinalement de trois niveaux. Cette structure en groupe est destinée à améliorer la séparation électron-hadron et à faciliter la mesure de photons de basse énergie.

Dans chaque niveau un nombre de couches a été fixé, l'échantillonnage choisi est : 4 X₀ dans le premier niveau 9 X₀ dans le second et le troisième niveaux. Dans chacun des trois niveaux les damiers de chaque couche sont connectés ensemble. Ils forment en structure projective des tours pointant au vertex. Le nombre total de minitours dans chaque niveau est de 48000 dans le barillet et de 24000 dans les bouchons. Les signaux recueillis sur ces minitours sont transportés par des câbles plats jusqu'à la partie extérieure du calorimètre où se trouvent les quelques 216000 canaux d'électronique.

L'électronique utilisée pour la lecture de ces signaux est située dans la région morte à l'intersection du barillet, des bouchons et de l'aimant.

A cause du nombre élevé de signaux à collecter, on a décidé de mettre un multiplexeur tout près du détecteur. Celui-ci est constitué de deux niveaux de multiplexage : un multiplexeur de charge de basse indépendance à 32 canaux suivi d'un multiplexage par 8 au niveau des cartes ADC (figure VII). Le système à double gain (x1 et x10) entre le premier niveau de multiplexage et les ADC permet d'avoir une dynamique adéquate.



SCHMATIC OF e- γ CALORIMETER ELECTRONICS

Figure VII

C H A P I T R E 3

SIMULATION MONTE - CARLO

La compréhension détaillée du développement de la gerbe dans différents milieux et de sa dépendance en fonction de la nature et de l'énergie de la particule incidente est essentielle pour l'étude des calorimètres.

Pour tenir compte de la nature stochastique du développement de la gerbe, la simulation de celle-ci par la méthode de Monte - Carlo est bien adaptée.

Le programme de simulation le plus utilisé pour l'étude des gerbes électromagnétiques est le Monte - Carlo EGS (Electron Gamma Shower) (8) . Avec ce Monte - Carlo, on peut donner au détecteur étudié n'importe quelle géométrie ; les particules de la gerbe sont suivies pas à pas dans le milieu absorbeur ; l'histoire complète de chaque cascade, notamment l'énergie déposée par les particules de la gerbe dans chaque élément du détecteur, peut être stockée et utilisée pour l'analyse.

EGS utilise les sections efficaces des différents processus engendrant la gerbe électromagnétique dans le détecteur. Ces processus sont : la diffusion Compton, la production de paire d'électrons, l'effet photoélectrique, la diffusion Coulombienne multiple, l'annihilation, les diffusions Bhabha et Møller et le rayonnement de freinage des électrons et des positrons.

La validité des résultats obtenus par EGS a été prouvée dans plusieurs études calorimétriques, tant que l'influence des particules de basse énergie peut être négligée. On a pu simuler les différents types de calorimètres e- γ avec une bonne précision. Pour les phénomènes de basse énergie, par exemple les électrons de collision de quelques KeV, EGS est mal adapté.

Afin de réduire le temps de calcul, non négligeable pour traiter les particules de basse énergie, celles-ci ne sont pas simulées correctement dans EGS. Les fluctuations de Landau qu'entraînent ces électrons de collision représentent l'une des sources responsables de la détérioration de la résolution en énergie. Pour les prendre en compte nous les avons simulées et appliquées uniquement aux particules chargées traversant les couches actives du calorimètre (afin de conserver un temps de calcul non prohibitif).

3.1. ETUDE DE L'INFLUENCE DES ELECTRONS DE COLLISION SUR LA RESOLUTION EN ENERGIE PAR LA METHODE DE MONTE - CARLO

Dans cette étude on va s'intéresser à l'effet des électrons mous, émis dans la partie active du calorimètre, sur la résolution en énergie ; cet effet sera d'autant plus sensible que le détecteur actif sera de faible densité, par exemple les détecteurs gazeux. On étudiera aussi l'influence du champ magnétique ambiant sur le comportement de ces particules.

Lorsqu'une particule chargée traverse un gaz, elle subit plusieurs interactions inélastiques avec les atomes de celui-ci. L'ionisation, processus dominant sera divisée en deux sous processus suivant que l'interaction est à longue ou à courte distance.

a - Interaction à longue distance : les électrons atomiques sont éjectés avec une très faible énergie cinétique (entre l'énergie d'excitation et quelque centaine d'électron volt) ; ces électrons parcourent une distance très faible avant d'être arrêtés dans le gaz.

b - Interaction à courte distance : Les électrons atomiques acquièrent une énergie cinétique de l'ordre de quelques KeV en moyenne et plus. Avec cette énergie cinétique ces électrons de collisions parcourent une grande distance (2 cm à 30 KeV) dans le gaz et peuvent à leur tour ioniser ses atomes.

3.1.1. Méthode de calcul

3.1.1.a. Collision à courte distance

La probabilité pour que dans une telle collision un électron soit éjecté avec une énergie E est donné par (9) :

$$P(E) \, dE = W \frac{dE}{E^2} \quad (3-1)$$

$$\text{Avec } W \text{ (MeV) } = \frac{0.15}{\beta^2} \frac{Z}{A} z^2 x$$

Où $\beta = \frac{v}{c}$ est la vitesse de la particule en unité de la vitesse de la lumière.

x : épaisseur du gaz traversé en g/ cm²

z : charge de la particule incidente

Z et A sont respectivement le numéro et le poids atomique du gaz.

Le nombre d'électrons de collision produits avec une énergie cinétique plus grande que E_{\min} est alors :

$$N = \frac{W}{E_{\min}} \quad (3-2)$$

E_{\min} est la limite inférieure de l'énergie cinétique de l'électron de collision. (dans le Monte - Carlo nous l'avons prise égale à 70 ev.).

Connaissant le nombre N, on tire suivant une distribution de Poisson le nombre d'électrons de collision produits lorsqu'une particule incidente traverse une épaisseur x dans le gaz. On attribue alors à ces électrons ainsi engendrés, une énergie cinétique E_k suivant une distribution en $\frac{1}{E_k}$, puis on les suit dans le tube où ils sont créés.

Connaissant la perte d'énergie par unité de longueur dans le gaz, on pourra calculer l'énergie perdue par un électron de collision parcourant une distance d. Ce parcours moyen dépend de l'énergie de l'électron et du milieu dans lequel il se propage.

Pour des énergies allant jusqu'à quelques centaines de KeV on pourra utiliser avec une bonne approximation l'expression du parcours moyen suivante (10)

$$R \approx .71 E_k^{1.72} \quad (3-3)$$

où l'énergie E_k est exprimée en MeV
et le parcours moyen R en g/cm^2 .

La figure (VIII) montre la variation du parcours moyen R des électrons en fonction de leur énergie dans l'argon.

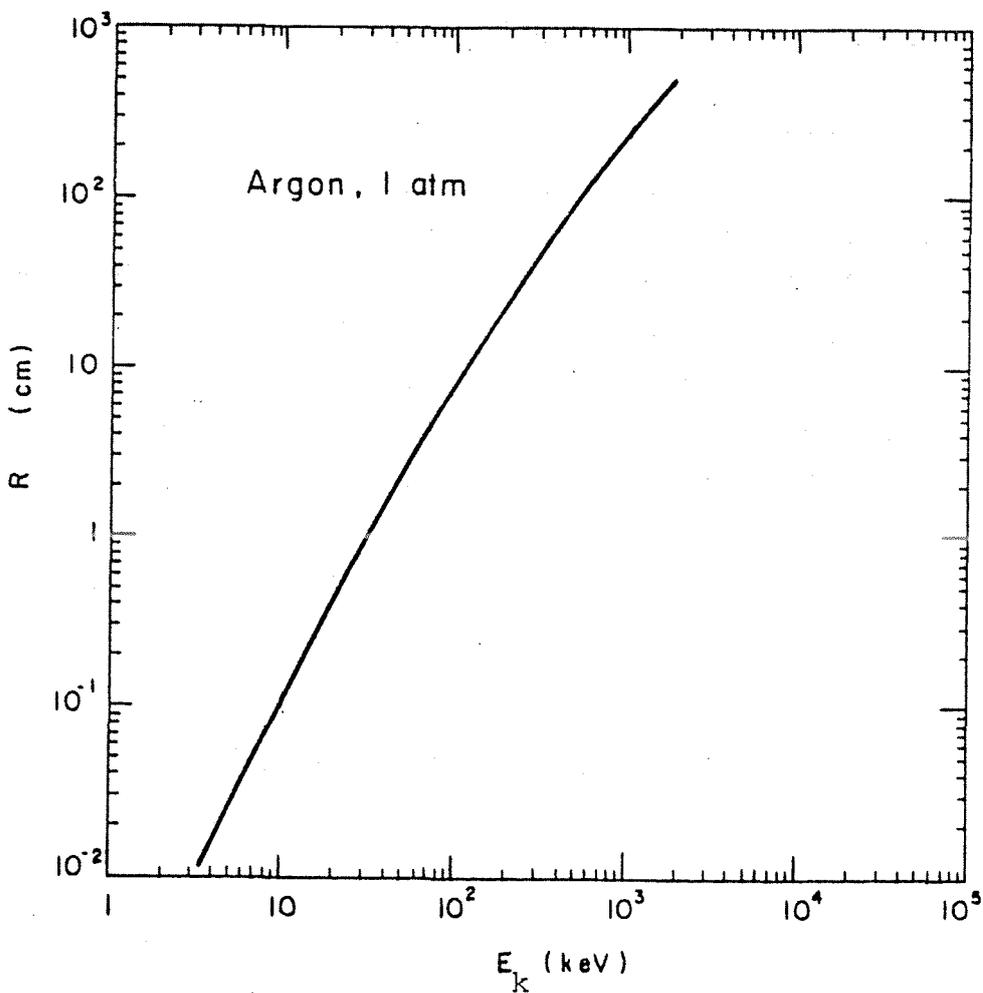


Figure VIII : Parcours moyen des électrons dans l'argon en fonction de l'énergie

3.1.1.b. Collision à longue distance

On tient compte de cette interaction en utilisant la distribution de la perte d'énergie dans le gaz donnée par EGS. EGS donne en effet une valeur moyenne de la perte d'énergie qui prend correctement en compte l'émission des électrons très mous.

3.1.2. Evolution des électrons de collision dans le tube

3.1.2.a. Sans diffusion coulombienne multiple et sans champs magnétique

(Le calcul correspond à un cas non physique et devrait permettre de comprendre l'effet de la diffusion).

On calcule le point d'interaction avec une probabilité uniforme le long de la trajectoire de la particule incidente dans le tube. La direction de l'électron de collision est donnée par la cinématique dès que l'on a calculé son énergie. L'énergie des électrons éjectés étant faible (essentiellement au-dessous de 100 KeV), l'angle d'émission de ces électrons de collision est voisin de 90° .

L'électron de collision parcourt alors une trajectoire rectiligne jusqu'à ce qu'il touche une des 6 faces du tube ou qu'il ait perdu toute son énergie.

3.1.2.b. Avec diffusion coulombienne multiple sans champ magnétique

Dans ce cas, on corrige la trajectoire des électrons de collision par un déplacement latéral suivant deux axes perpendiculaires à sa direction.

Le déplacement suivant ces deux axes est (11) :

$$\text{et } D_1 = \frac{L}{\sqrt{3}} X_1 \theta_0 \quad (3-4)$$

$$D_2 = \frac{L}{\sqrt{3}} X_2 \theta_0$$

où L est la longueur de la trajectoire non corrigée

X_1 et X_2 : Deux variables aléatoires tirées suivant une distribution normale centrée en 0 et de variance égale à 1 (RANNOR (X_1, X_2)).

$$\theta_0 = \frac{14.1 (\text{Mev}/c)}{p\beta} \quad \# \quad \sqrt{\frac{L}{X_0}} \quad \left\{ 1 + \frac{1}{9} \text{Log}_{10} \frac{L}{X_0} \right\} \quad (\text{Radians}) \quad (3-5)$$

θ_0 est l'angle que fait la particule avec sa direction initiale après qu'elle ait parcouru une distance L

P , β et $\#$ sont respectivement l'impulsion, la vitesse et la charge de l'électron de collision

X_0 est la longueur de radiation du milieu

Il est évident que pour des électrons de 10 à 100 KeV les formules de diffusion coulombienne multiple ne sont pas correctes. Néanmoins, cette méthode de calcul est utilisable, nous avons comparé la distribution de la perte d'énergie dans ce cas avec celle obtenue lorsqu'on suit les électrons de collision pas à pas dans le gaz c'est-à-dire d'une diffusion simple à la suivante. Comme on le verra plus loin, les deux distributions sont quasiment identiques.

3.1.2.c. Avec diffusion coulombienne et champ magnétique

Nous avons appliqué le champ magnétique suivant la longueur du tube comme c'est le cas à ALEPH. Alors trois facteurs entrent en compétition et influencent l'évolution de l'électron de collision dans le gaz.

- i- La diffusion coulombienne simple
- ii- le champ magnétique
- iii- la perte d'énergie

Pour tenir compte de ces effets, on est amené à suivre les électrons de collision pas à pas dans le gaz.

On calcule la trajectoire en hélice dans le champ magnétique, toutes les longueurs l (nombre aléatoire dont la valeur moyenne est le libre parcours moyen l_0 .) On lui fait subir une diffusion avec toute sa cinématique et l'on tient compte de la perte d'énergie par ionisation en utilisant la relation (3-3). Le processus itératif est répété jusqu'à ce que l'électron touche une des parois du tube ou perde toute son énergie.

Les formules utilisées dans ce cas sont (12) :

i - Pour le libre parcours l :

$$l = - l_0 \cdot \text{Ln } \xi \quad (3-6)$$

où ξ est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1.

$$l_0 = \frac{x_0 \beta \alpha^3 z^{2/3}}{\psi \pi} \text{Ln} (183/z^{1/3}) \text{ libre parcours moyen} \quad (3-6-a)$$

α est la constante de structure fine

$$\psi = 1 - \frac{\theta'^2}{\theta'^2 + \pi^2} \quad (3-6-b)$$

où θ' est la limite inférieure de l'angle de la diffusion simple.

$$\theta' = \alpha \frac{z^{1/3}}{\gamma \cdot \beta} \quad (3-6-c)$$

Avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$

ii - Pour la diffusion simple :

$$P(\theta) dw = K \frac{m_e c^2}{\beta p} \frac{dw}{(\theta^2 + \theta'^2)^2} \quad (3-7)$$

Cette expression représente la probabilité de diffusion, elle n'est valable que pour les petites valeurs de θ

$$K = 4N \frac{z^2}{A} r_e^2$$

où N est le nombre d'Avogadro,
et r_e et m_e sont respectivement le rayon et la masse de l'électron.

3.1.3. Résultats

Pour étudier l'influence des électrons de collision sur la réponse d'un calorimètre $e-\gamma$ du type ALEPH dans les trois cas énumérés plus haut, nous avons introduit dans EGS exactement la même structure que celle utilisée pour le prototype de tests, qui sera décrite plus loin. Les énergies de coupure dans chaque milieu sont les suivantes :

Dans le gaz :

Ec_{cut} = .521 MeV (10. KeV en énergie cinétique)

Pc_{cut} = 10. KeV

Dans les autres milieux :

Ec_{cut} = 1. MeV

Pc_{cut} = 10. KeV

Ec_{cut} et Pc_{cut} sont respectivement les énergies de coupure des électrons et des photons.

Ces énergies de coupure représentent les énergies au-dessous desquelles les particules de la gerbe ne sont plus suivies par EGS

Nous avons enregistré à partir d'EGS, l'énergie, les directions, les positions, la charge et l'énergie déposée par chaque particule chargée dans le milieu actif du calorimètre, puis nous avons simulé pour chaque trace chargée la distribution des électrons de collision correspondante.

Un fichier de données simulées (électrons de 1 GeV avec une incidence de 90° par rapport au plan de tubes proportionnels) a été créé en utilisant comme mélange gazeux : 50 % d'Argon et 50 % d'Ethane.

Après l'analyse des événements dans les trois cas étudiés, nous avons obtenu les résultats résumés dans le tableau I.

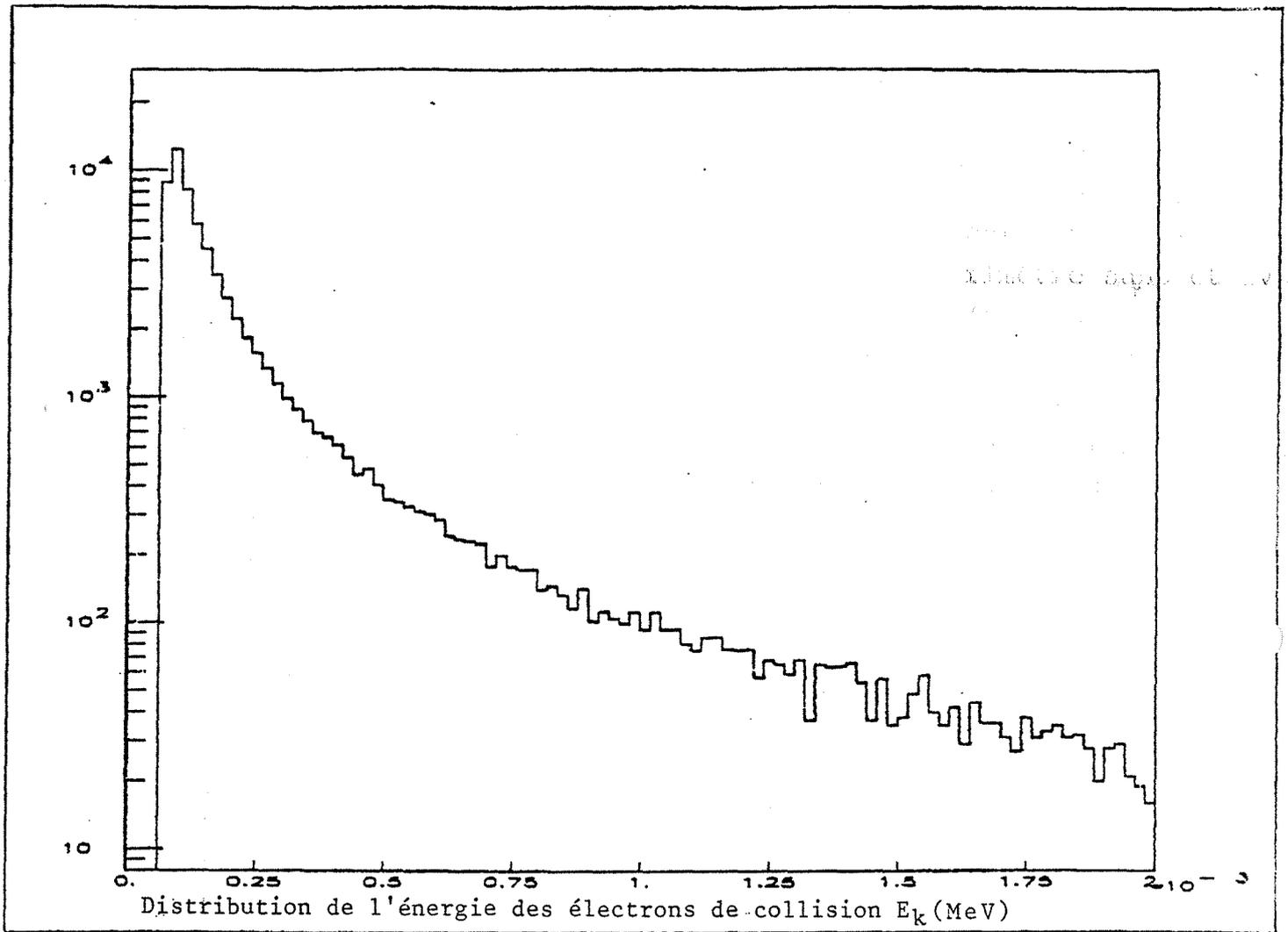


Figure IX

e^- 1 GeV 90°	$\langle \text{EDEP} \rangle$	σ	$\frac{\sigma}{\langle \text{EDEP} \rangle}$
sans électrons de collision (e.c.)	.1020	.0123	12.08 %
avec e.c. sans diffusion multiple	.1282	.0168	13.06 %
avec e.c. et diffusion multiple	.1280	.0165	12.88 %
avec e.c. diffusion simple et champ magnétique	.1428	.0319	22.31 %

Tableau I

La figure (IX) montre la distribution de l'énergie E_k des électrons de collision engendrés par le Monte - Carlo dans le gaz.

Les figures (X a-b-c-d-) représentent l'énergie déposée par les particules de la gerbe dans les couches actives du calorimètre sans et avec électrons de collision dans les trois cas étudiés.

Les résultats obtenus (tableau I) nous montrent que l'effet des électrons de collision produits dans le gaz par les particules secondaires de la gerbe n'introduit qu'une très légère détérioration de la résolution en énergie lorsqu'on se place en champ magnétique nul. Cette légère détérioration de la résolution s'expliquerait par la structure géométrique interne de la couche active du calorimètre. En effet, du fait de sa petite épaisseur et de la présence des ailettes, la couche active est très peu sensible à la fluctuation du dépôt d'énergie lié à la longueur des traces engendrées par les électrons de collision.

L'effet de la diffusion multiple sur la distribution de la perte d'énergie n'est pas significatif car les distances parcourues par les électrons de collision sont très faibles (2.5 mm en moyenne). Si l'on compare les distributions des distances parcourues par ces électrons avant et après la diffusion multiple (figure XIa-b), celles-ci ne sont pas très différentes.

En présence du champ magnétique (1.5 Tesla dans notre cas) par contre, la fluctuation liée à la longueur des traces devient plus importante., elle se traduit par l'apparition d'une queue dans la distribution de la perte d'énergie car les électrons de collision sont canalisés le long du champ magnétique c'est-à-dire le long du tube proportionnel. Le lissage "fit" Gaussien appliqué à cette distribution ne tient pas compte de la présence de cette queue.

Remarque : Le champ magnétique n'est appliqué qu'aux électrons de collision. Les particules chargées qui les ont produits sont engendrées sans champ magnétique.

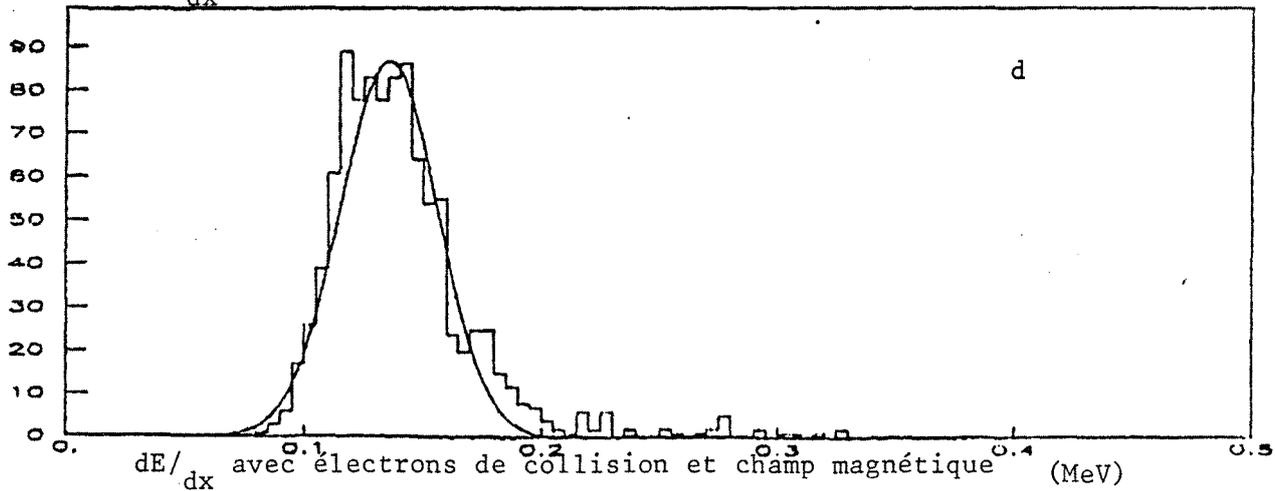
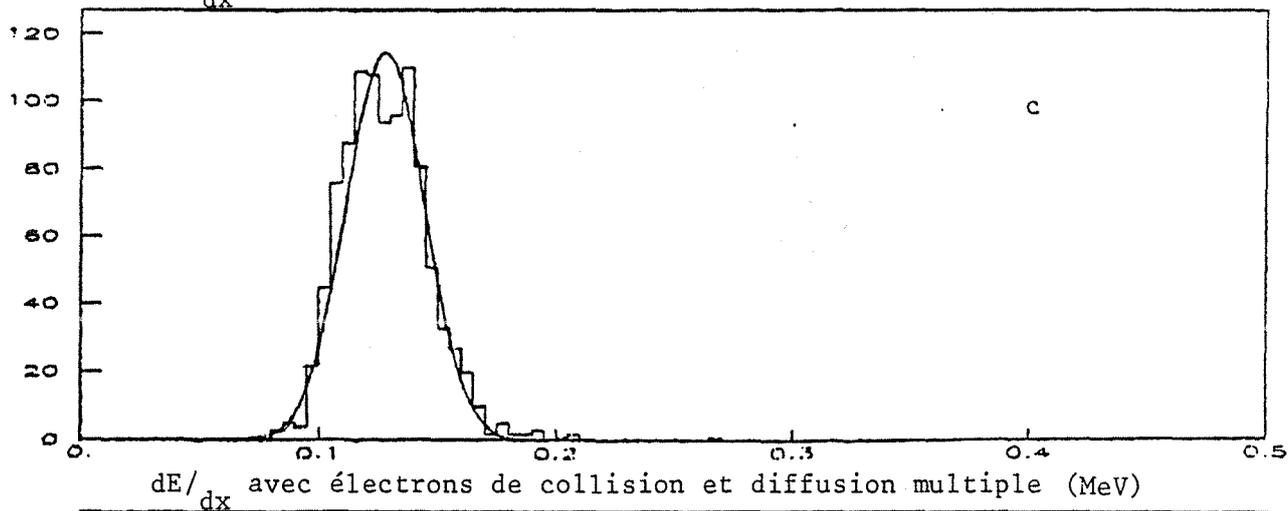
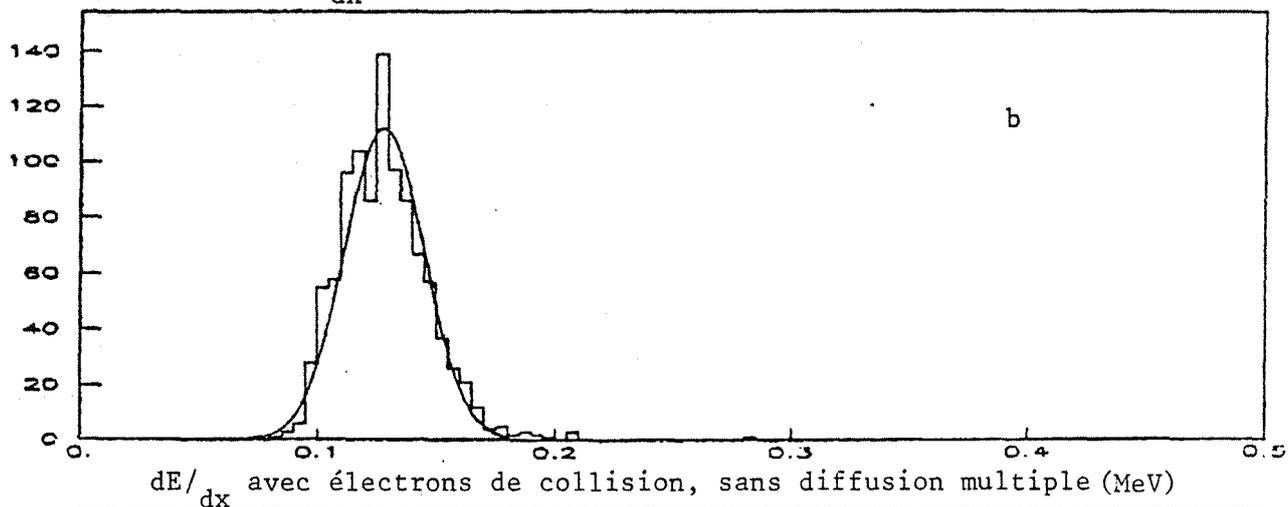
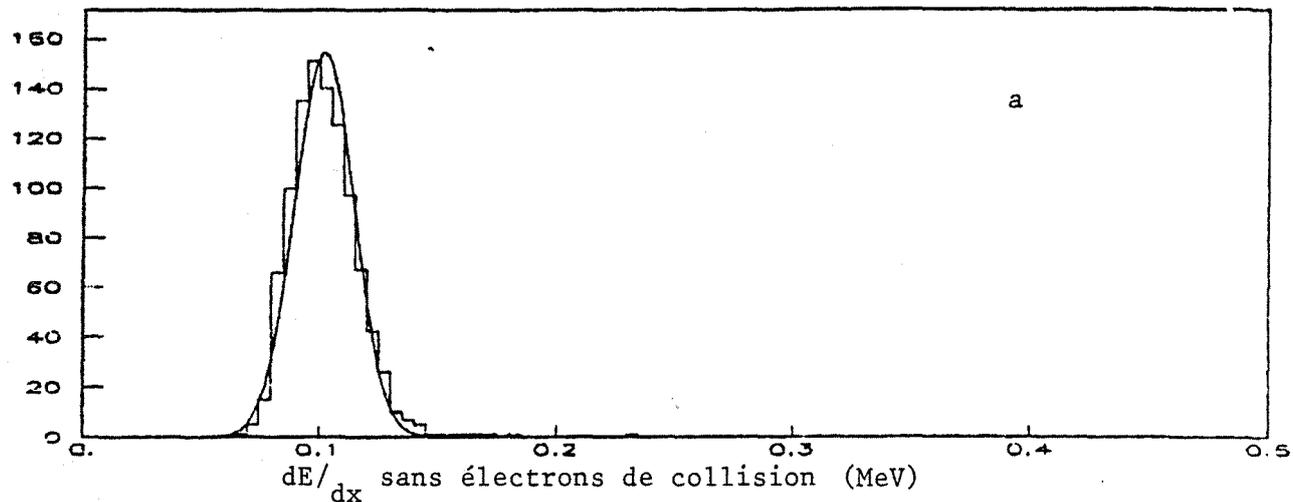
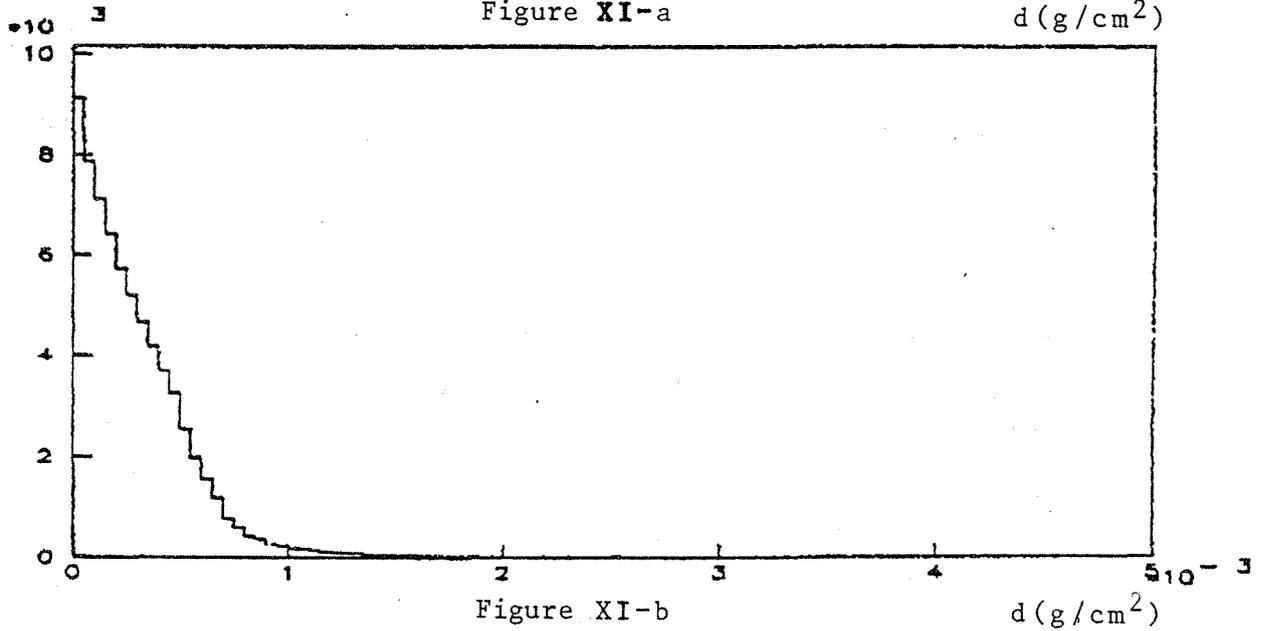
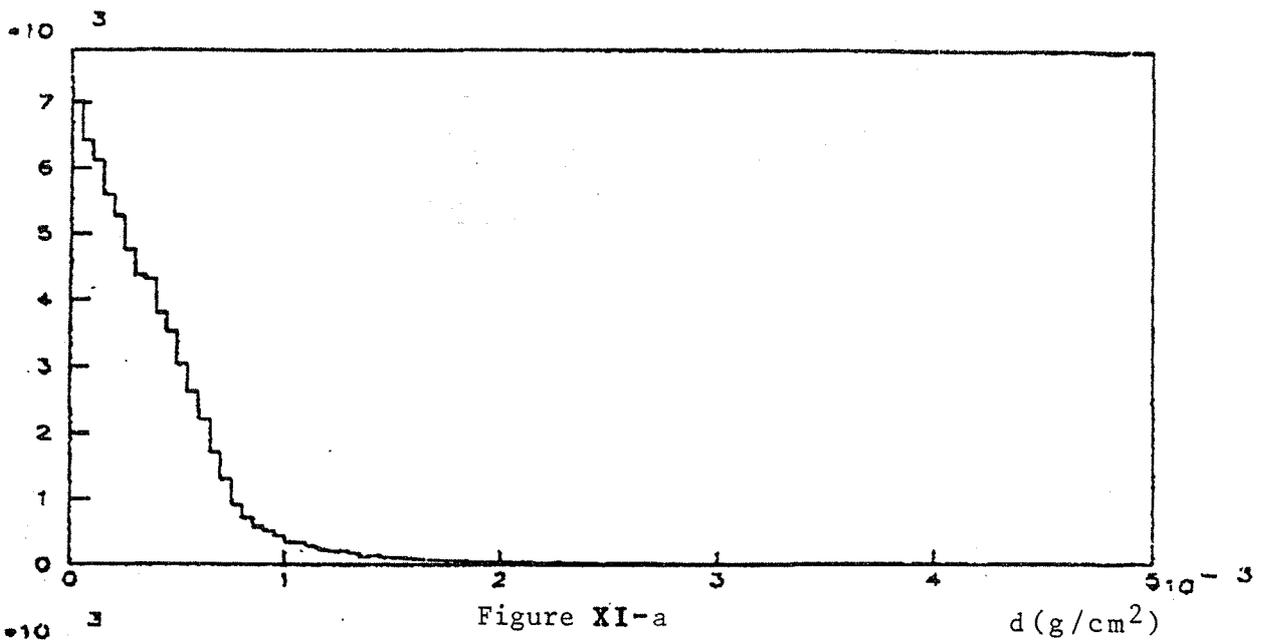


Figure X



Distributions des distances parcourues par les électrons de collision sans (a) et avec (b) diffusion coulombienne multiple.

3.2. ETUDE DE LA VARIATION DE LA RESOLUTION EN ENERGIE ET EN POSITION AVEC L'ANGLE

Avant d'entamer le chapitre traitant le côté expérimental de ce sujet, nous allons procéder à son étude par le Monte-Carlo EGS.

Nous avons choisi dans EGS la géométrie du prototype de tests avec dans chaque milieu les énergies de coupure mentionnées dans le paragraphe précédent. Le calorimètre simulé (13) est constitué de 60 couches identiques avec dans chaque couche une feuille de plomb suivie d'une couche de tubes proportionnels, séparés par des ailettes en aluminium, puis une feuille en plastique. Les détails et les dimensions de chaque couche seront décrits dans le chapitre 4.

L'étude Monte-Carlo s'est faite en deux étapes : une étape de simulation de la gerbe électromagnétique par EGS et une étape d'analyse incluant la simulation des électrons de collisions pour chaque trace chargée dans les milieux actifs du calorimètre.

3.2.1. Simulation EGS

Nous avons utilisé, pour la simulation des gerbes électromagnétiques, des électrons de différentes énergies et de différents angles d'incidences. Pour une incidence donnée nous avons choisi une dispersion angulaire nulle car celle-ci, comme on le verra dans le chapitre 4, est très faible dans le cas du faisceau de tests. Par contre, nous avons distribué les électrons incidents de façon à couvrir les quatre mini-tours centrales, pour d'une part, tenir compte de la largeur du faisceau (en réalité plus petite) et d'autre part intégrer tous les effets liés à la géométrie de la partie active du calorimètre.

Le tableau II résume les différents cas étudiés.

Angle (Degré)	Energie (GeV)				
45	1	.5	10	25	50
30	1	10			
0	1	10			

Tableau II

Pour pouvoir analyser les événements engendrés par le Monte-Carlo, nous avons enregistré dans le milieu actif de chaque couche du calorimètre, les informations relatives aux particules chargées de la gerbe électromagnétique, notamment: l'énergie, les directions, les positions, la charge et l'énergie déposée.

Les figures (XIIa-b) montrent les projections sur les plans (X-Z) et (Y-Z) de la gerbe électromagnétique, engendré par EGS, pour la superposition de deux électrons de 20 GeV entrant dans le calorimètre avec une incidence de 6 degrés. Les parties sombres représentent les traces des particules chargées de la gerbe dans les tubes proportionnels, les parties claires représentent horizontalement les couches de plomb et verticalement les ailettes.

3.2.2. Analyse des événements Monte-Carlo

Pour tenir compte des électrons de basse énergie étudiés dans le paragraphe 3.3, nous avons, au moment de l'analyse, attribué aux particules chargées des couches actives le nombre d'électrons de collisions correspondant à l'épaisseur du gaz traversé. Dans le but de réduire le temps de calcul pour l'analyse des événements simulés par EGS, nous avons suivi l'évolution de ces électrons:

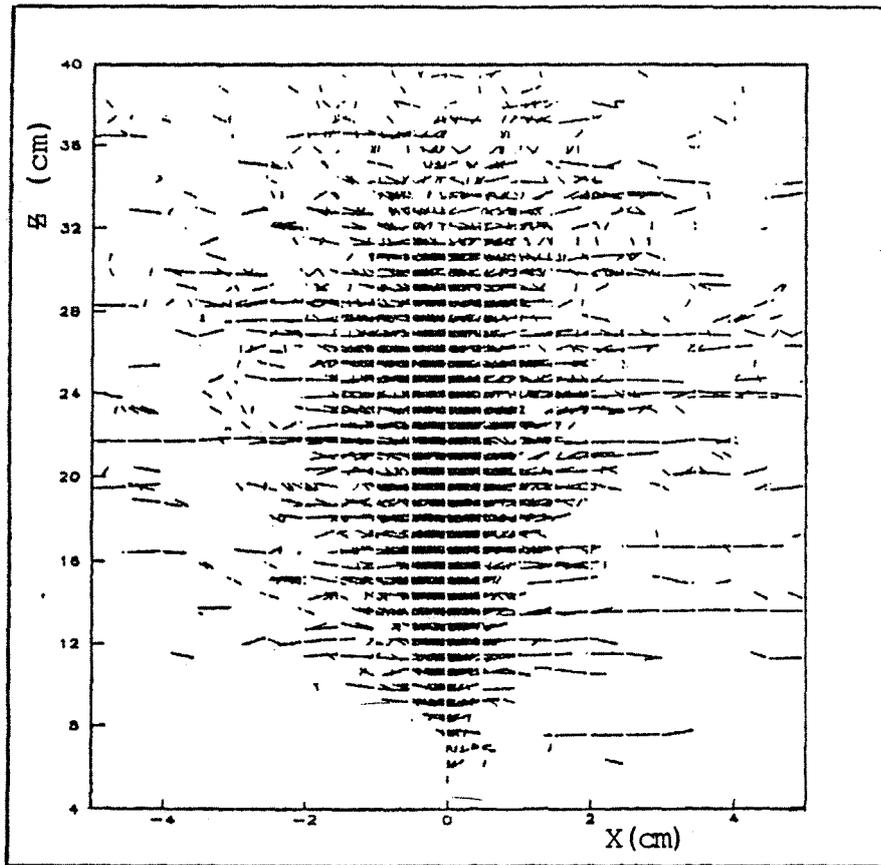


Figure XII-a: Projection de la gerbe électromagnétique sur le plan (X-Z)

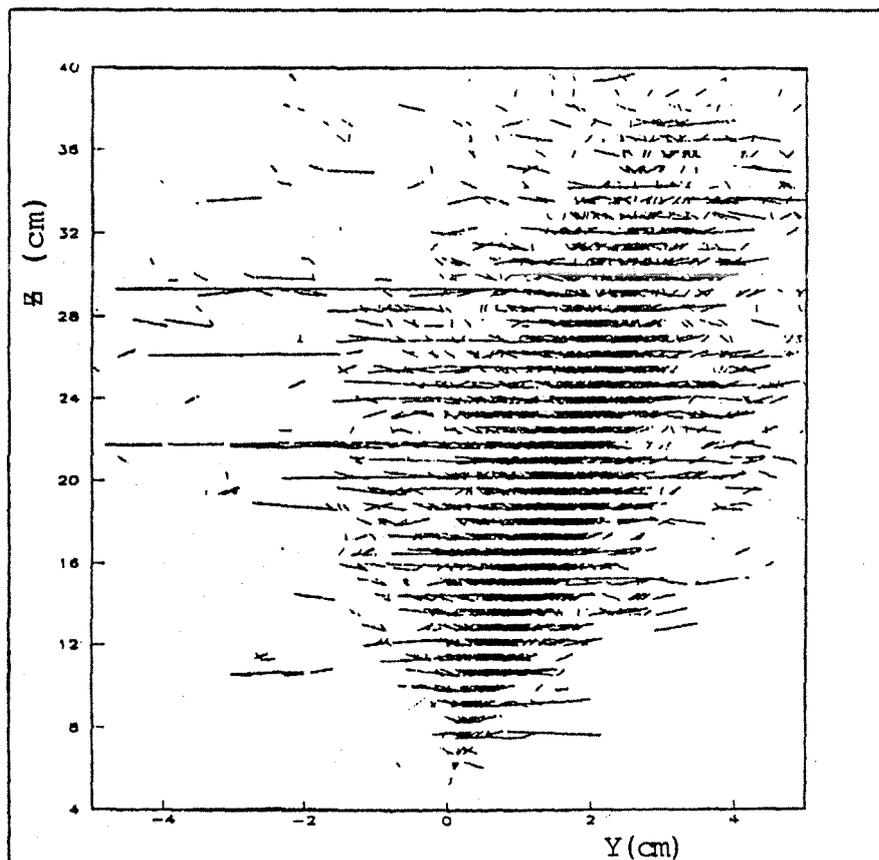


Figure XII-b: Projection de la gerbe électromagnétique sur le plan (Y-Z)

dans les tubes proportionnels, en utilisant la méthode du sous-
paragraphe 3.1.2.b, c'est à dire la diffusion multiple, au lieu
de les suivre pas à pas. Ce choix est acceptable car les résultats
obtenus dans les deux cas sont très voisins. Les figures (XIIIa-b)
montrent la distribution de la perte d'énergie obtenue dans les
deux cas en utilisant le fichier de données simulées cité dans
le paragraphe 3.1.2.

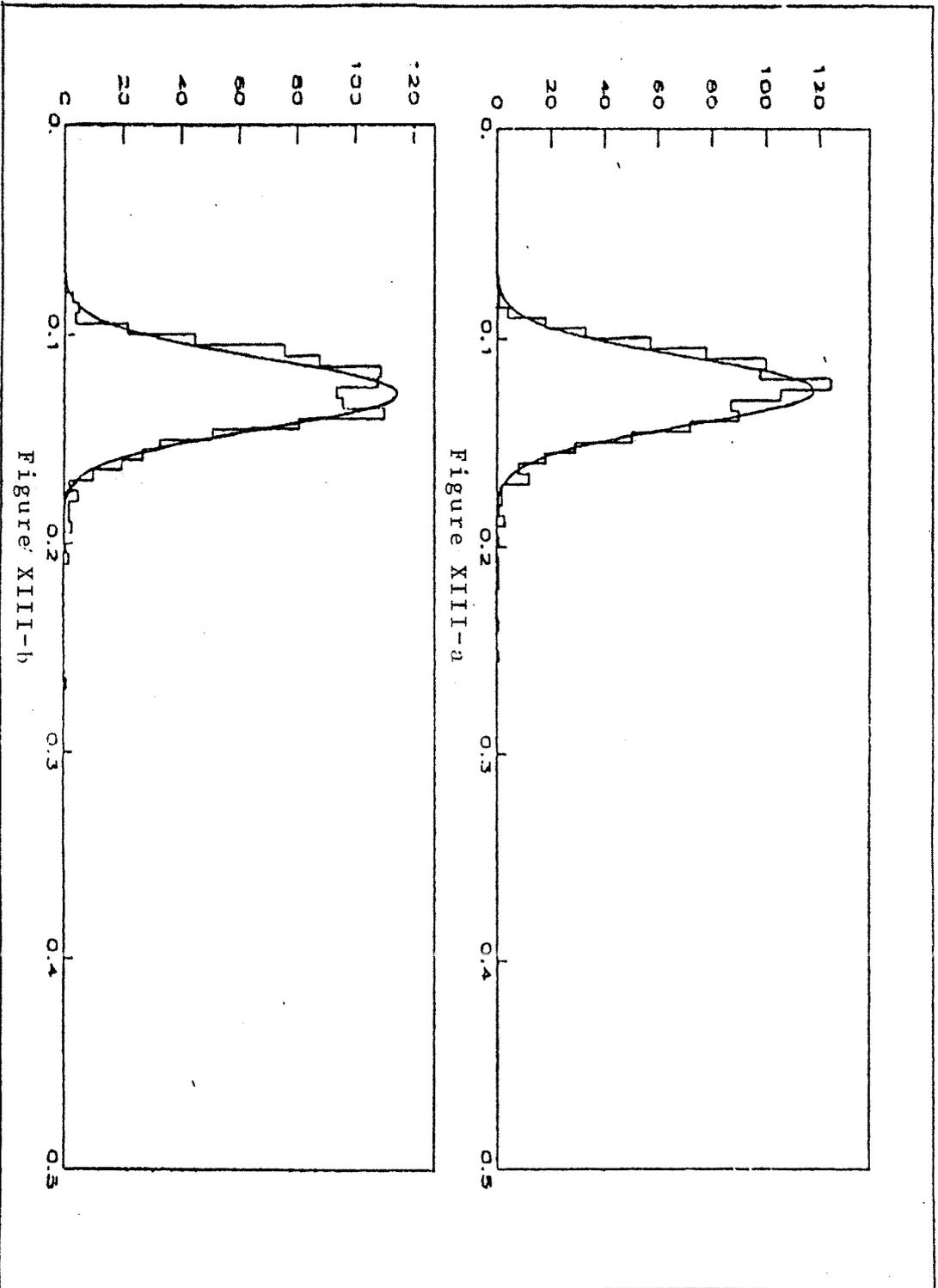
En plus de l'information recueillie dans les couches actives, nous
avons introduit la structure en mini - tours en échantillonnant
la lecture en trois niveaux de longueurs de radiation différentes
(4.4 X₀, 8.8 X₀ et 7.3 X₀) comme dans le cas du prototype de
tests.

Pour tenir compte du bruit électronique nous avons, après l'avoir
mesuré dans les tests expérimentaux, distribué d'une façon indé-
pendante et suivant une loi gaussienne, l'énergie équivalente au
plan de tubes et aux mini-tours.

3.2.3. Résultats

Pour obtenir la quantité d'énergie déposée par les gerbes
produites dans le calorimètre, nous avons mesuré l'énergie déposée
dans les tubes et celle vue par les mini-tours séparément sans
tenir compte de leur couplage. Nous pouvions de cette façon obtenir
le développement longitudinal et latéral de la gerbe électro-
magnétique dans le calorimètre.

Le développement longitudinal de la gerbe qui dépend de
l'énergie et de l'angle de la particule incidente, nous renseigne
sur la répartition de l'énergie dans les trois niveaux du calori-
mètre. Pour un angle fixé la partie ascendante de cette distri-
bution (figure XIV -a) est indépendante de l'énergie incidente,
par contre si l'on augmente l'angle d'incidence (figure XIV -b),
la pente de celle-ci augmente car la distribution se rétrécit
avec la détérioration de l'échantillonnage.
Si l'on calcule la variation du centre de gravité longitudinal de
la gerbe en fonction du Log_e de l'énergie incidente exprimée en GeV,



Distribution du dépôt d'énergie dans le gaz avec électrons de collision

- a- diffusion coulombienne simple
- b- diffusion coulombienne multiple

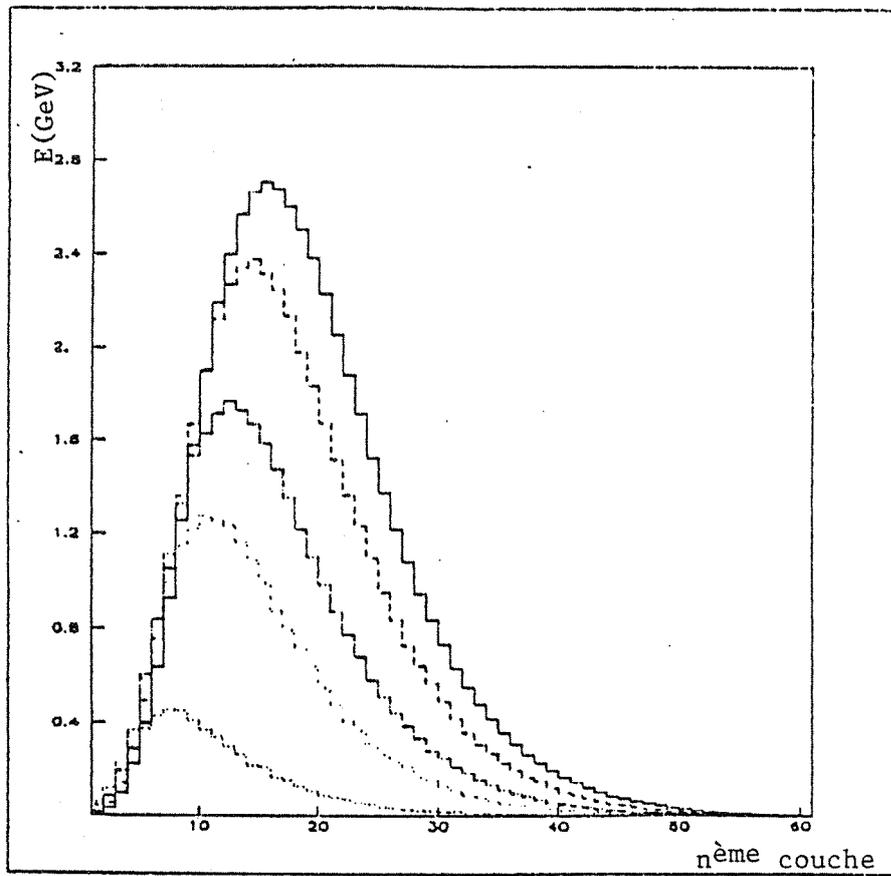


Figure XIV-a : développement longitudinal de la gerbe à 1,5,10,25 et 50 GeV (45°)

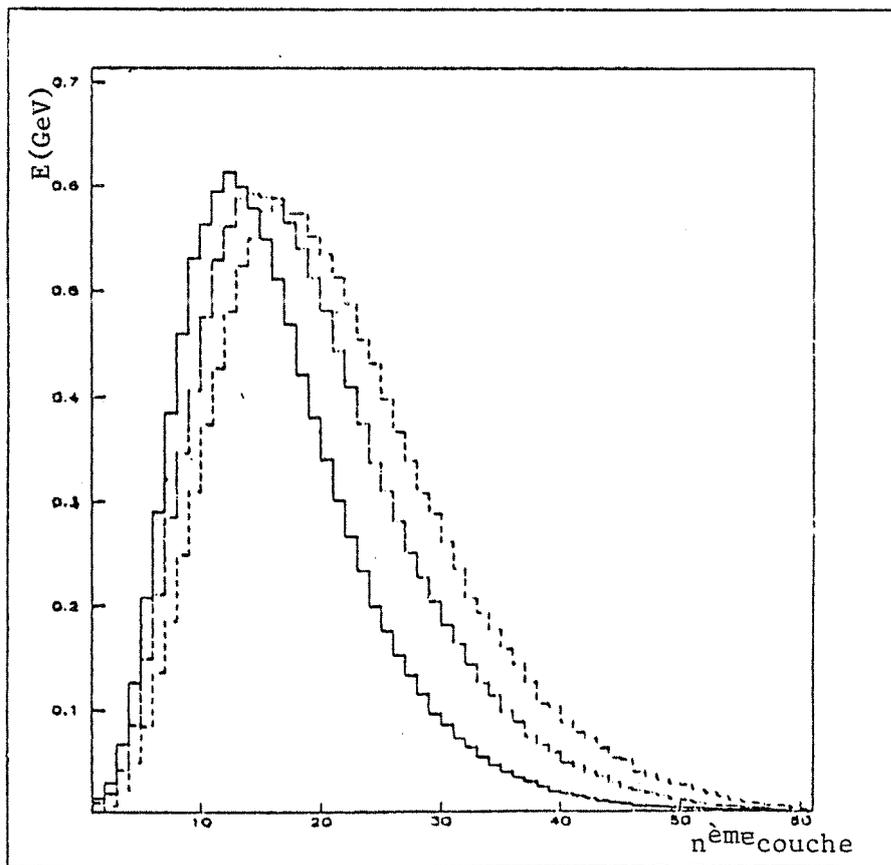


Figure XIV-b : Développement longitudinal de la gerbe à 0° , 30° et 45° (10 GeV)

on s'attend à une dépendance linéaire entre ces deux quantités (fig. XV). Celle-ci est bien représentée par la fonction

$$z_G(E) = \alpha \text{ Log } E \text{ (GeV)} + \beta \quad (3-8)$$

Avec $\alpha = 1.9738 \pm .0018$

et $\beta = 10.761 \pm .005$

Le centre de gravité longitudinal mesuré le long de la direction de la gerbe devrait être peu dépendant de l'angle d'incidence, ce que montre la figure XVI.

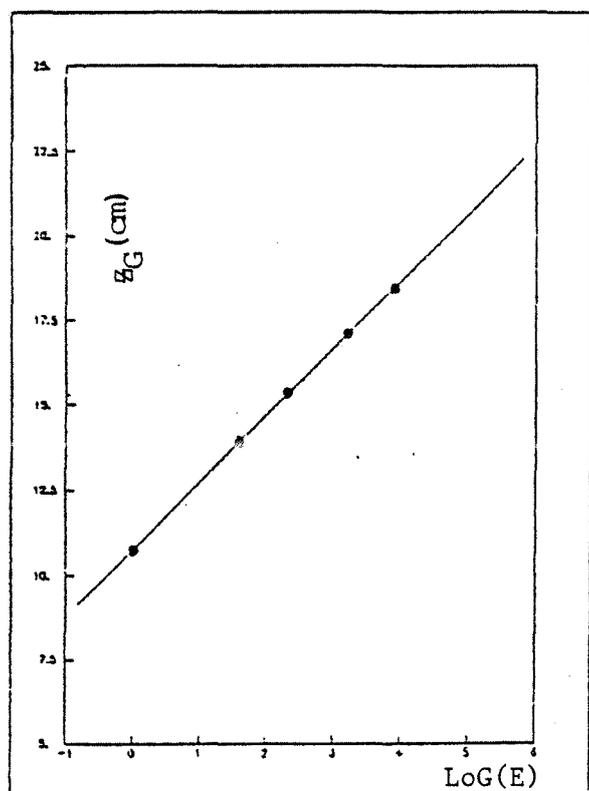


Figure XV : variation de C.G. longitudinal en fonction du Log_e de l'énergie incidente E(GeV)

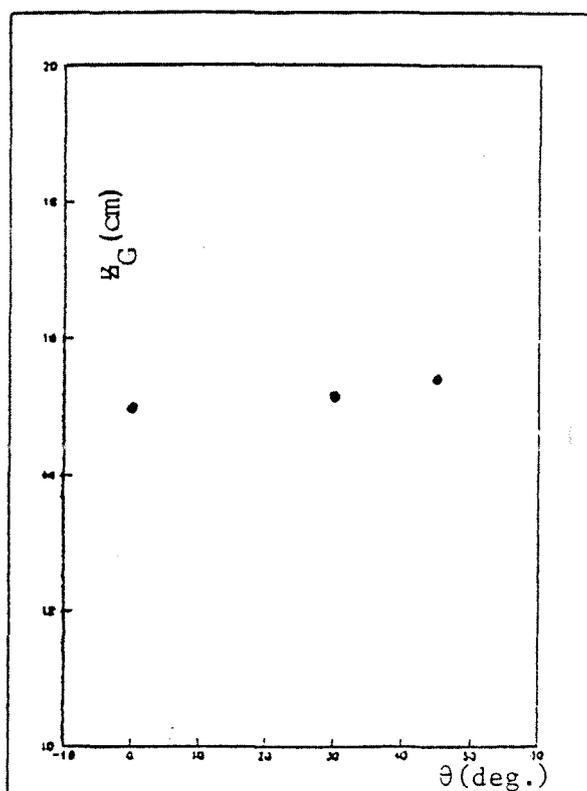


Figure XVI: variation du C.G. longitudinal en fonction de l'angle incident θ (degré)

Il est bien connu (14) que lorsqu'on exprime l'épaisseur x du calorimètre en terme de $\frac{x}{X_0}$ (nombre de longueurs de radiation) on peut paramétriser le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique indépendamment de la composition de l'absorbeur avec une formule du type :

$$dE = E \frac{b^{\alpha+1} t^\alpha e^{-bt}}{\Gamma(\alpha+1)} dt \quad (3-9)$$

$$\text{où } t = \frac{x}{X_0}$$

Pour un angle d'incidence donnée, les paramètres α , b et E dépendent de l'énergie E_0 , suivant les expressions :

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \text{ Log } E_0$$

$$b = b_0 + b_1 \text{ Log } E_0 \quad (3-10-a)$$

$$E = E_0/2$$

où E_0 est l'énergie incidente.

Si l'on applique cette paramétrisation aux distributions longitudinales de la gerbe à 1, 5, 10, 25 et 50 GeV à 45 degré. On obtient un bon lissage (figure XVII-a-b-c-d-e) pour :

$$\alpha = 4.086 + .600 \text{ Log } E_0$$

$$b = 2.849 - .0398 \text{ Log } E_0 \quad (3-10-b)$$

$$\text{et } E = .4914 E_0$$

Les figures XVIII-a-b-c- montrent la variation des paramètres α , b et E avec l'énergie incidente.

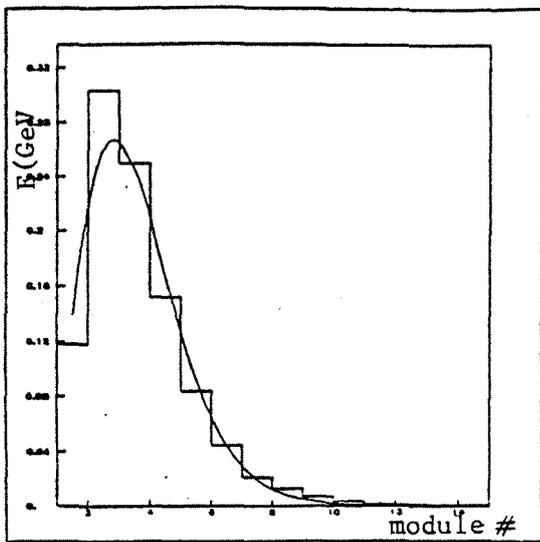
La même paramétrisation est appliquée aux distributions longitudinales à 0 et 30 degrés à 10 GeV (figure XIX-a-b) nous donne un bon lissage pour :

$$\alpha = 1.990 - \left(1 - \frac{1}{\cos\theta^{1.54}} \right)$$

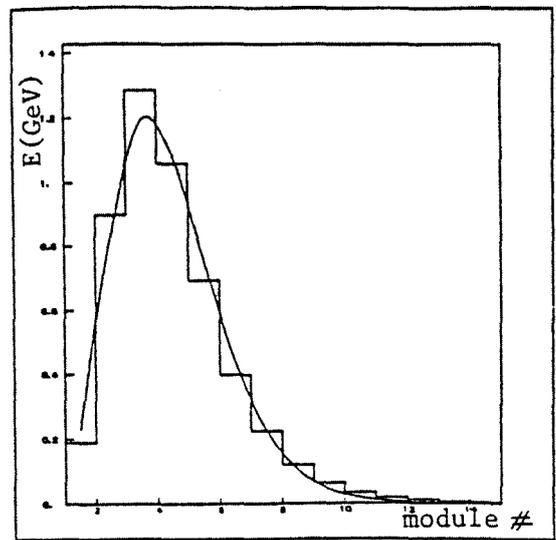
$$b = 2.4$$

(3-11)

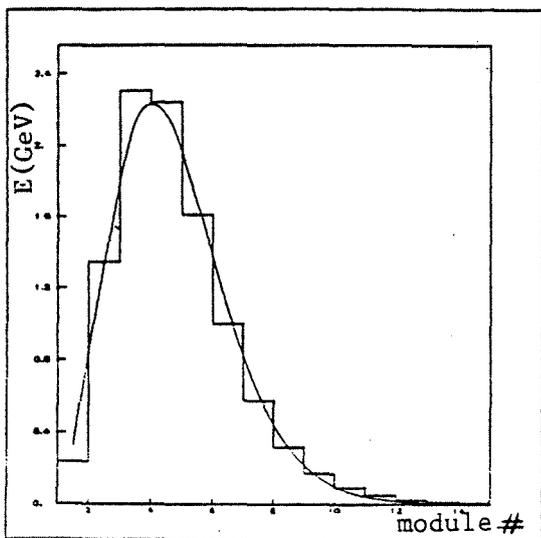
$$\text{et } E = \frac{E_0}{2}$$



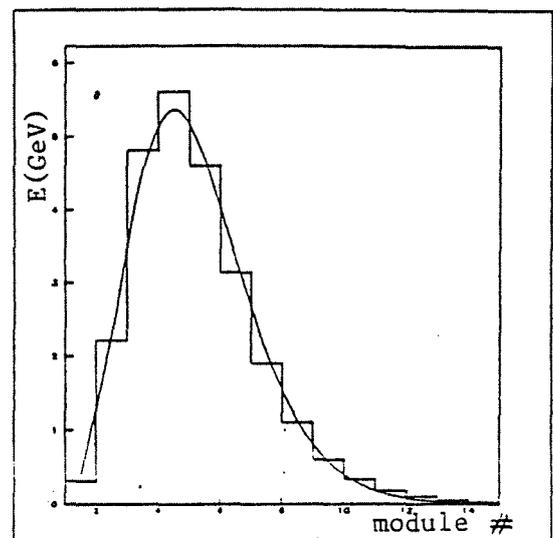
a - 1 GeV



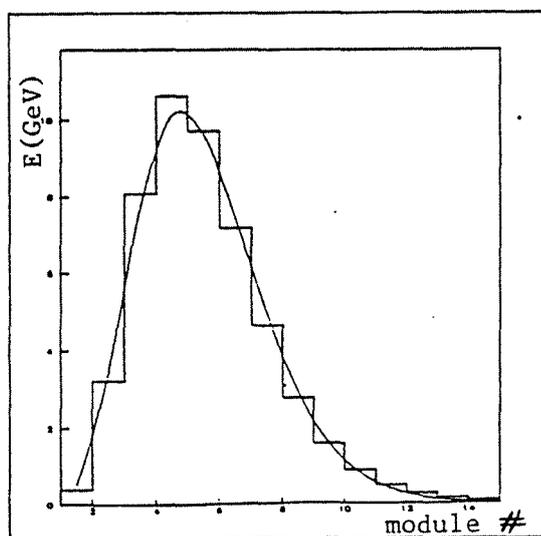
b - 5 GeV



c - 10 GeV

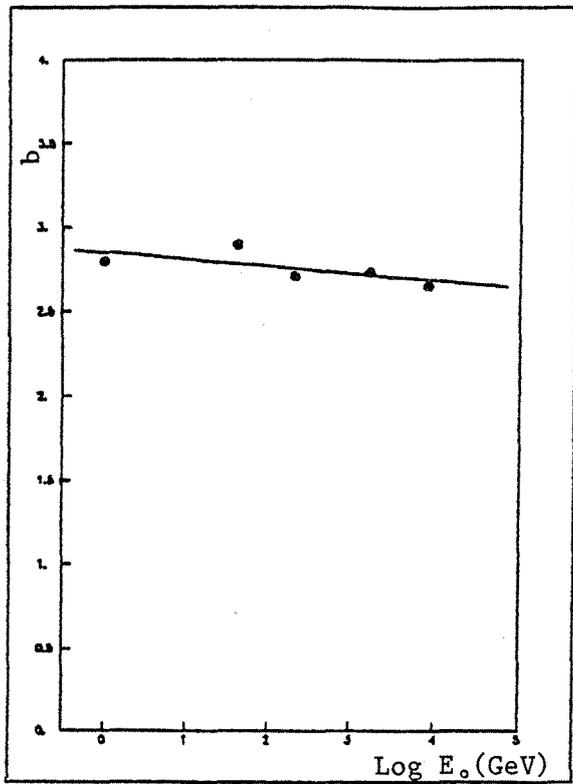


d - 25 GeV

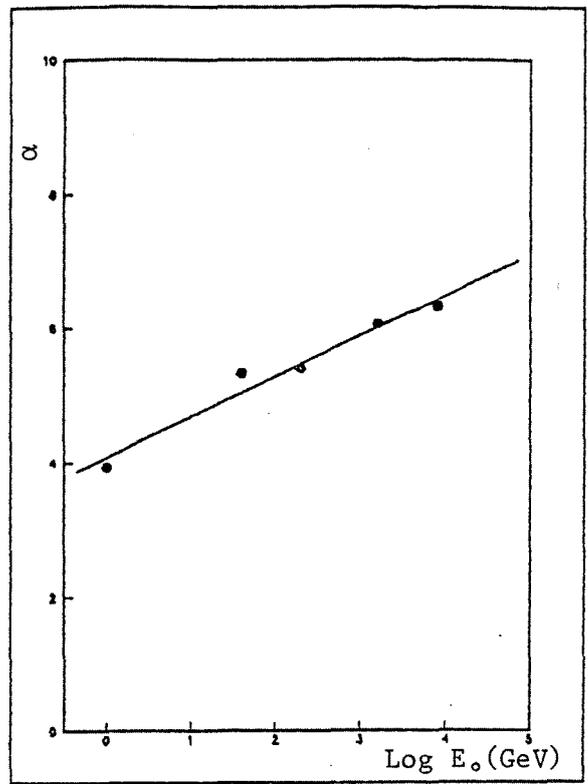


e - 50 GeV

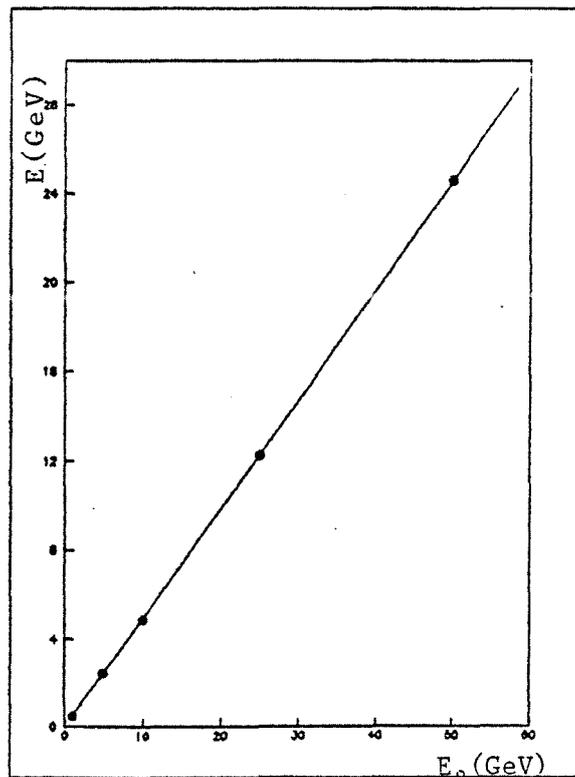
Figure XVII : Développement longitudinal de la gerbe (1 module = 4 couches)



a- Variation du paramètre b en fonction de l'énergie E_0 .



b- Variation du paramètre α en fonction de l'énergie E_0 .



c- Variation du paramètre E en fonction de l'énergie E_0 .

Figure XVIII

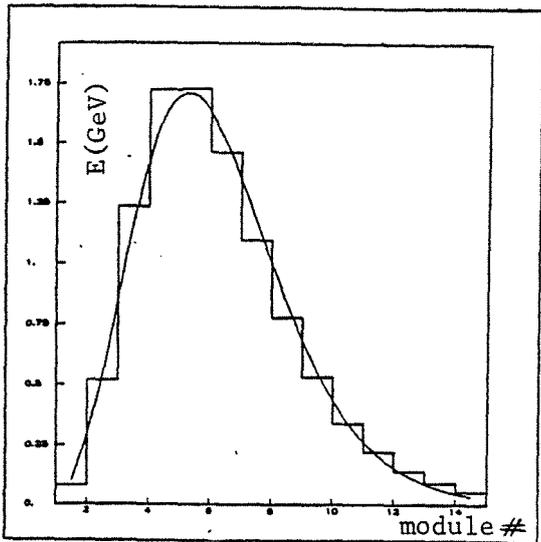


Figure XIX-a : Développement longitudinal de la gerbe électron de 10 GeV à 0°

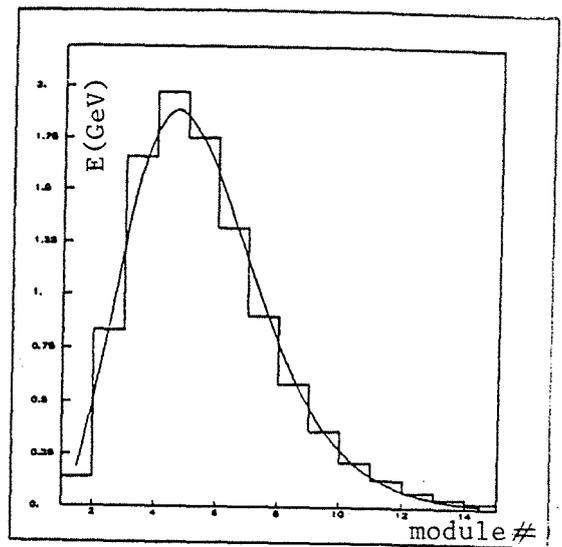
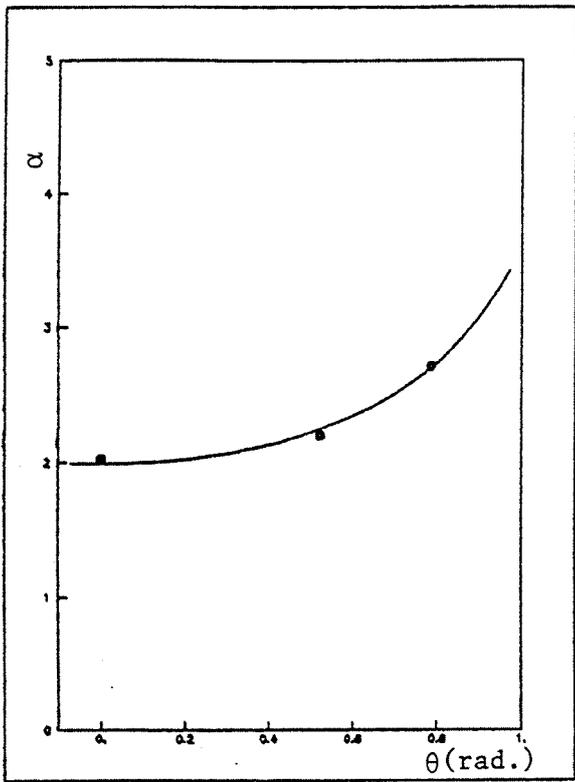


Figure XIX-b : Développement longitudinal de la gerbe électron de 10 GeV à 30°

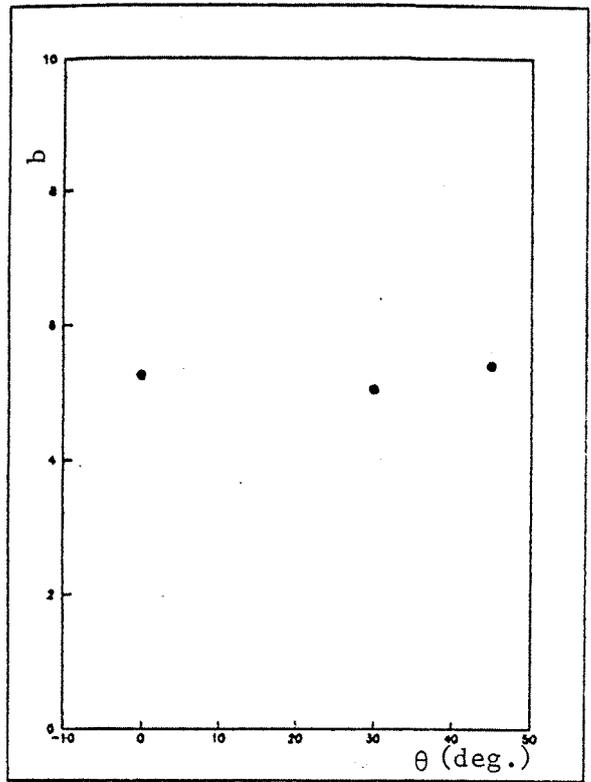
La variation des paramètres α , b et E en fonction de l'angle est représentée dans les figures XX-a-b-c.

3.2.3. a - Linéarité

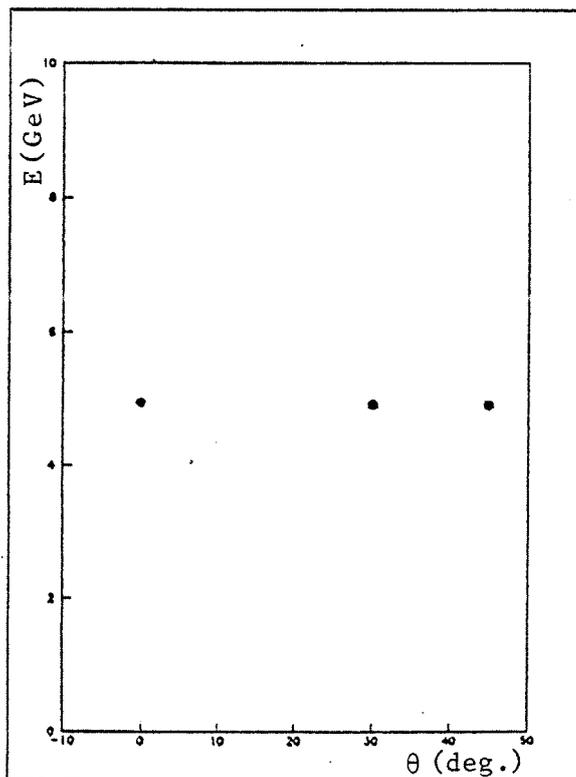
Dans le processus de simulation de la gerbe électromagnétique par EGS aucun phénomène de saturation n'est pris en compte. On doit donc s'attendre à une réponse linéaire du calorimètre en fonction de l'énergie incidente. En effet, on obtient (figure XXI) une réponse parfaitement linéaire.



a- Variation du paramètre α en fonction de l'angle θ



b- Variation du paramètre b en fonction de l'angle θ



c- Variation du paramètre E en fonction de l'angle θ

Figure XX

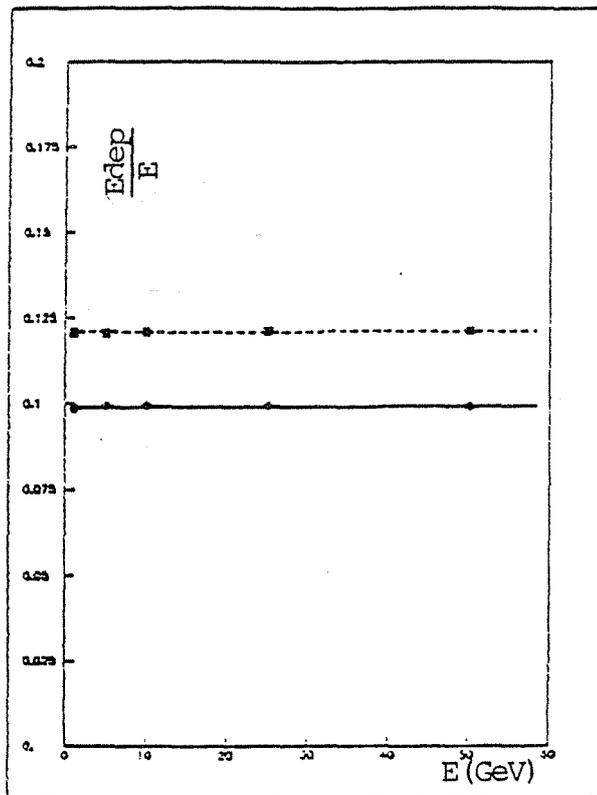


Figure XXI : Linéarité en fonction de l'énergie E

Dans cette figure :

- La droite en trait plein représente la perte d'énergie sans électrons de collision
- La droite en traits pointillés représente la perte d'énergie lorsqu'on tient compte des électrons de collision

3.2.3. b - Résolution en énergie

Pour étudier la variation de la résolution en énergie dans les différents cas cités dans le tableau II, nous avons séparé l'analyse en trois parties .

Dans la première partie, nous avons étudié la variation de la résolution en énergie telle que nous la restitue EGS, c'est-à-dire sans tenir compte ni des électrons de collision ni du bruit électronique.

Dans les deux dernières parties, nous avons introduits ces deux effets et nous avons regardé qu'elle était leur influence sur la résolution lorsqu'on varie l'énergie et l'angle d'incidence.

Les résultats obtenus dans ces trois cas sont résumés dans les tableaux III a-b-c-d-.

- Variation de la résolution avec l'énergie

Dans les différents processus simulés la résolution se détériore avec l'énergie de la particule incidente (figure XXII a-b).

Les résolutions obtenues avec le Monte-Carlo ne reproduisent pas la résolution expérimentale (chapitre 4). Ceci est due en grande partie à la mauvaise simulation des particules de basse énergie par EGS ; en effet, toutes les particules se déplaçant dans le plomb et l'aluminium et dont l'énergie est inférieure à 1 MeV ne sont pas suivies par EGS. Or, certaines peuvent quitter ces régions et induire un signal dans la partie gazeuse. Les fluctuations qu'engendrent ces particules expliqueraient une bonne partie de la détérioration de la résolution en énergie.

Les fluctuations trace à trace c'est-à-dire, les fluctuations sur le nombre d'ions produits par une trace dans le gaz n'introduit par contre aucun changement sur la résolution obtenue avec EGS.

L'effet du bruit électronique ne détériore la résolution qu'à basse énergie là où le signal produit est petit.

- Variation de la résolution avec l'angle

Soit $N = \frac{X}{X_0}$ le nombre de longueurs de radiation du calorimètre, où X et X_0 sont respectivement l'épaisseur et la longueur de radiation du milieu détecteur.

Lorsqu'un électron entre dans le calorimètre avec un angle θ , ce nombre vu par l'électron devient

$$N' = \frac{X}{X_0 \cos \theta}$$

Du fait de cette augmentation fictive de l'épaisseur du calorimètre, il s'ensuit une détérioration de l'échantillonnage qui se traduit d'après la relation (2.5.) (chapitre II) par une augmentation de la résolution.

45° tubes proportionnels	Sans électrons de collision			Avec électrons de collision			Electrons de collision + bruit		
	<EDEP>	σ	$\frac{\sigma}{\langle\text{EDEP}\rangle} \times E$	<EDEP>	σ	$\frac{\sigma}{\langle\text{EDEP}\rangle} \times E$	<EDEP>	σ	$\frac{\sigma}{\langle\text{EDEP}\rangle} \times E$
	1 GeV	.0986	.0129	13.1%	.1208	.0164	13.54%	.1207	.01735
5 GeV	.4968	.0305	13.73%	.6034	.0384	14.25%	.6039	.0386	14.28%
10 GeV	.9945	.0434	13.81%	1.2181	.0601	15.7%	1.2131	.0612	15.94%
25 GeV	2.4891	.0700	14.1%	3.0347	.1004	16.5%	3.0363	.1001	16.5%
50 GeV	4.9740	.1073	15.3%	6.0823	.1592	18.5%	6.0813	.1584	18.4%

Tableau III-a

45° mini-tours	Avec électron de collision			Electron de collision + bruit		
	<EDEP>	σ	$\frac{\sigma}{\langle\text{EDEP}\rangle} \times E$	<EDEP>	σ	$\frac{\sigma}{\langle\text{EDEP}\rangle} \times E$
	1 GeV	.1200	.0159	13.2%	.1201	.0232
5 GeV	.5982	.0375	14.%	.5969	.0423	15.07%
10 GeV	1.2017	.0595	15.7%	1.2023	.0612	16.1%
25 GeV	3.0049	.0989	16.5%	3.0066	.1001	16.64%
50 GeV	6.0183	.1553	18.3%	6.0219	.1574	18.5%

Tableau III-b

1 GeV tubes proportionnels	Sans électrons de collision			Avec électrons de collision			Electron de collision + bruit		
	$\langle \text{EDEP} \rangle$	σ	$\frac{\sigma}{\langle \text{EDEP} \rangle} \times \sqrt{E}$	$\langle \text{EDEP} \rangle$	σ	$\frac{\sigma}{\langle \text{EDEP} \rangle} \times \sqrt{E}$	$\langle \text{EDEP} \rangle$	σ	$\frac{\sigma}{\langle \text{EDEP} \rangle} \times \sqrt{E}$
0°	.1022	.0110	10.15%	.1268	.0158	12.44%	.1269	.0167	13.12%
30°	.0995	.0124	12.41%	.1228	.0159	12.95%	.1230	.0169	13.71%
45°	.0986	.0129	13.1%	.1208	.0164	13.54%	.1207	.0173	14.4%

Tableau III-d

1 GeV mini-tours	Avec électrons de collision			Electron de collision + bruit		
	$\langle \text{EDEP} \rangle$	σ	$\frac{\sigma}{\langle \text{EDEP} \rangle} \times \sqrt{E}$	$\langle \text{EDEP} \rangle$	σ	$\frac{\sigma}{\langle \text{EDEP} \rangle} \times \sqrt{E}$
0°	.1253	.0154	12.32%	.1255	.0228	18.2%
30°	.1219	.01607	13.19%	.1216	.0224	18.39%
45°	.1200	.1585	13.2%	.1201	.0232	19.35%

Tableau III-c

O : $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ sans électrons de collision
] : $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ avec électrons de collision
 Δ : $\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ avec électrons de collision et bruit électronique

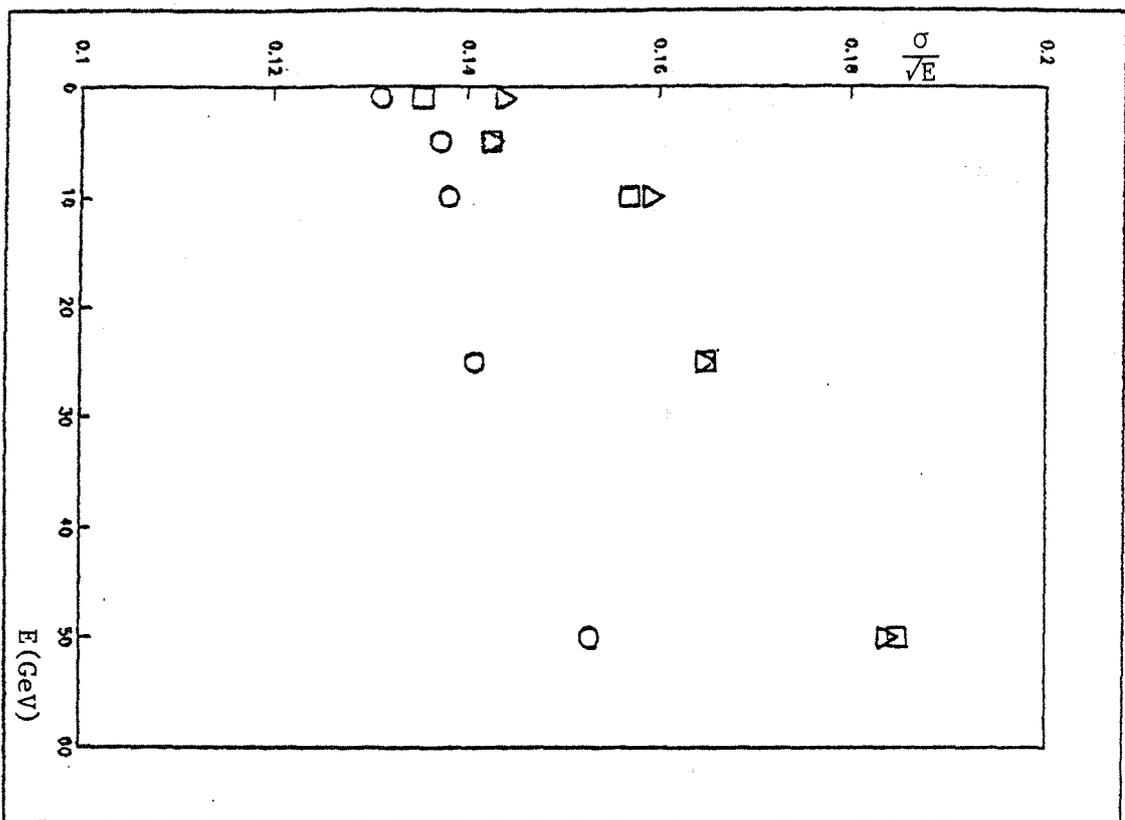


Figure XXII-a : Variation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie E (tubes proportionnels)

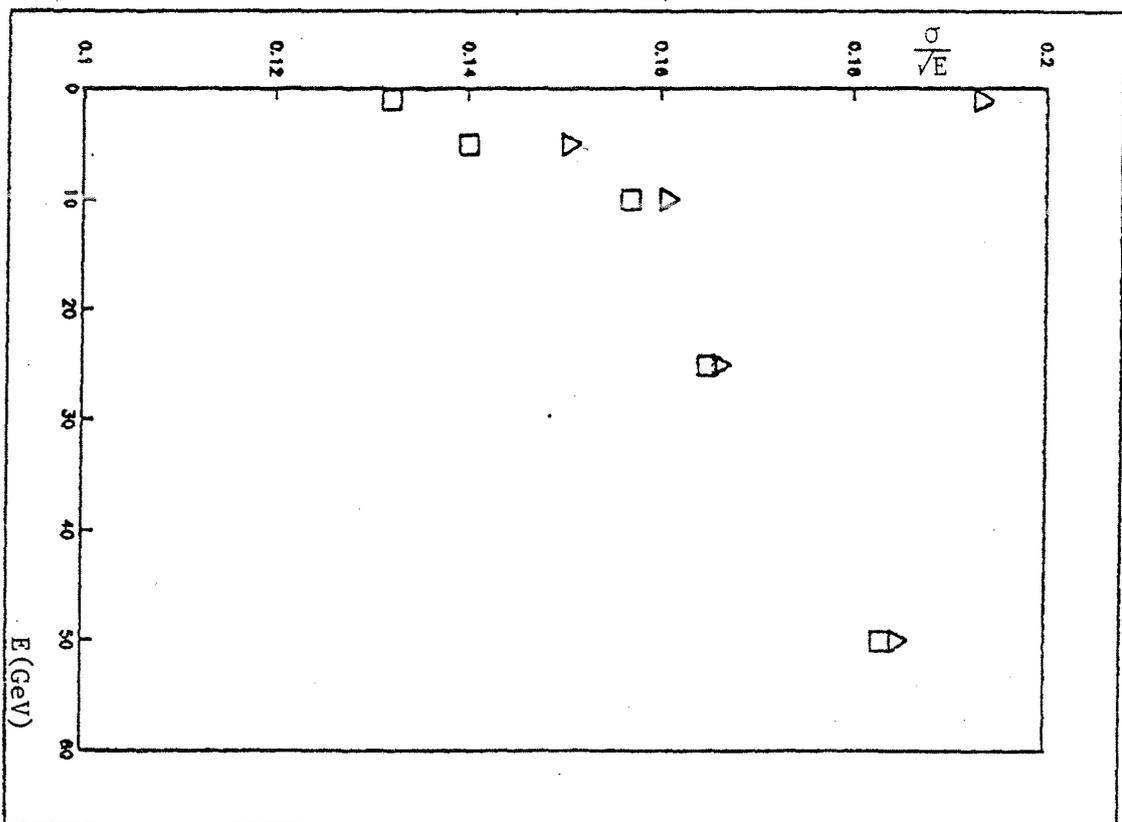


Figure XXII-b : Variation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie E (mini-tours)

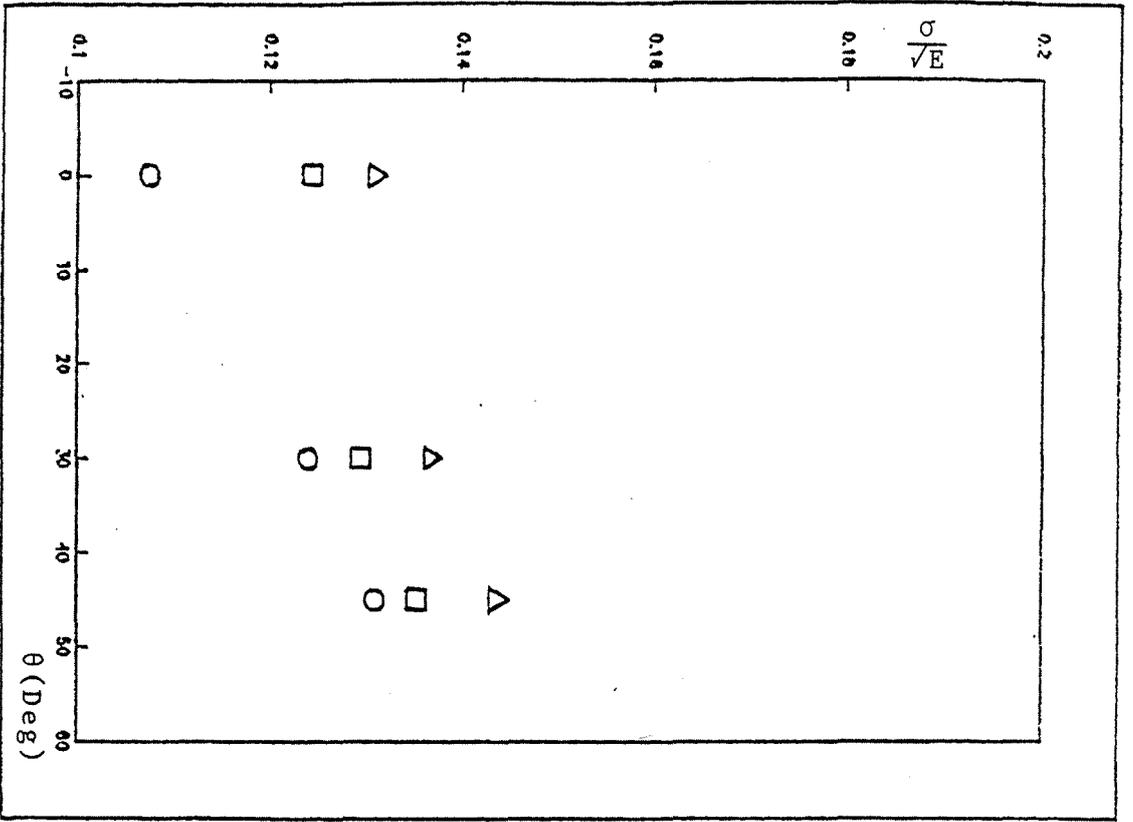


Figure XXIII-a : Variation de la résolution en énergie en fonction de l'angle d'incidence θ (tubes proportionnels)

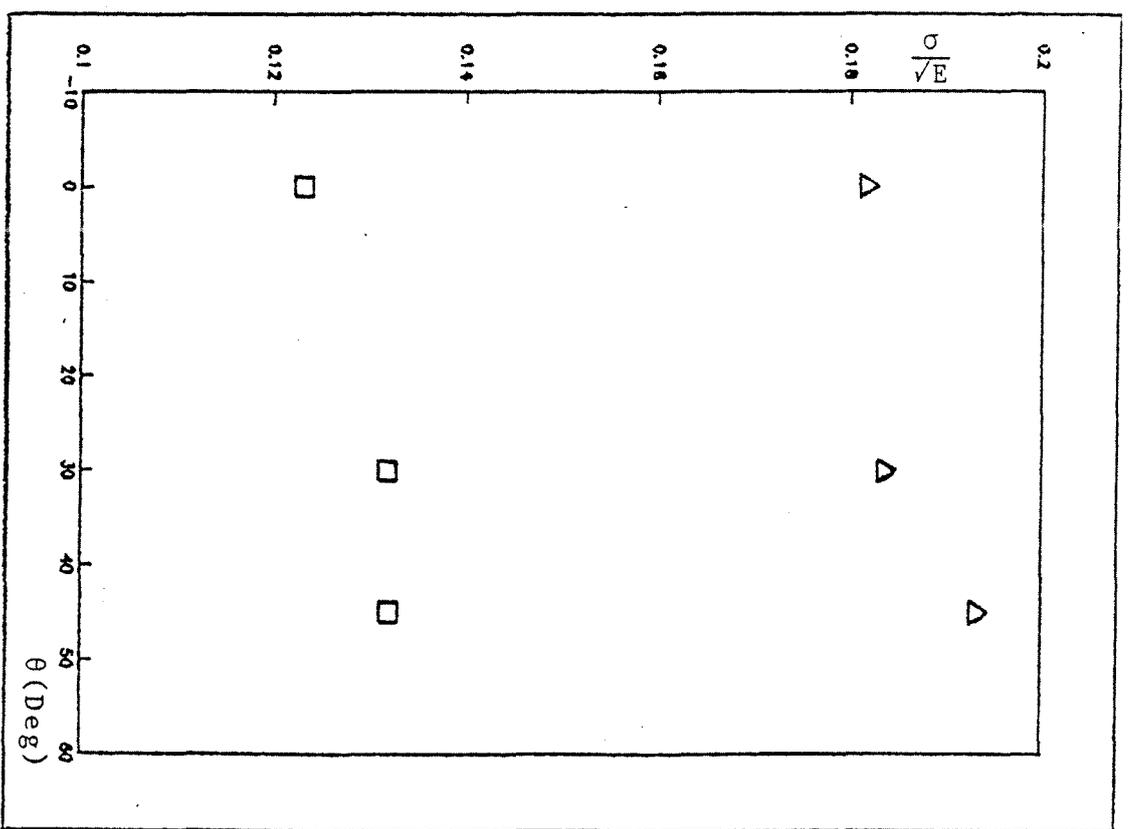


Figure XXIII-b : Variation de la résolution en énergie en fonction de l'angle d'incidence θ (mini-tours)

Les figures XXIII a-b vérifient bien cette prédiction.

3.2.3. c - Résolution spatiale

Pour les types de calorimètres comme celui qui sera utilisé à ALEPH, la méthode la plus simple pour définir les coordonnées des particules incidentes, est de mesurer le centre de gravité des gerbes qu'elles ont engendrées en interagissant avec la matière du détecteur.

La méthode que nous avons utilisée pour calculer le centre de gravité de la gerbe suivant les deux directions perpendiculaires à son axe est la suivante :

Après avoir donné aux mini-tours la numérotation représentée dans la figure XXIV nous avons calculé le centre de gravité de la gerbe en X et en Y en se recentrant à chaque fois au milieu du plan défini par ces deux coordonnées :

$$X_G = 2\Delta_x \frac{\sum_{j=1}^{n_1} \left(\frac{\sum_{i=1}^{n_2} i A_{ij}}{\sum_{i=1}^{n_2} A_{ij}} \right)}{\sum_{j=1}^{n_1} A_{ij}} - \Delta_x \frac{\sum_{i=1}^{n_2} i + 1}{\sum_{i=1}^{n_2} A_{ij}} \quad (3-9-a)$$

$$Y_G = 2\Delta_y \frac{\sum_{i=1}^{n_2} \left(\frac{\sum_{j=1}^{n_1} j A_{ij}}{\sum_{j=1}^{n_1} A_{ij}} \right)}{\sum_{i=1}^{n_2} A_{ij}} - \Delta_y \frac{\sum_{j=1}^{n_1} j + 1}{\sum_{j=1}^{n_1} A_{ij}} \quad (3-9-b)$$

où Δ_x et Δ_y sont respectivement la demi largeur des mini-tours suivant les directions x et y, et A_{ij} la quantité d'énergie recueillie dans la (i,j)^{eme} mini-tour.

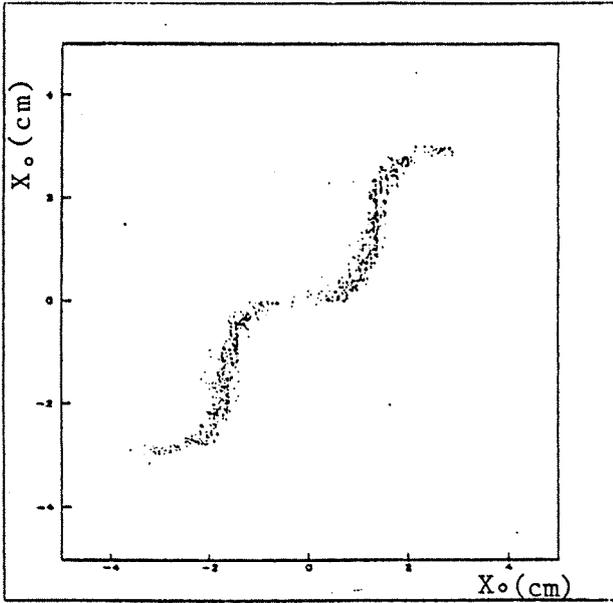
(Y,j).	1	2	3	4	5	6	7	8
	9	10	11	13	13	14	15	16
	17	18	19	20	21	22	23	24
	25	26	27	28	29	30	31	32
	33	34	35	36	37	38	39	40
	41	42	43	44	45	46	47	48
	49	50	51	52	53	54	55	56
	57	58	59	60	61	62	63	64

(X,i)

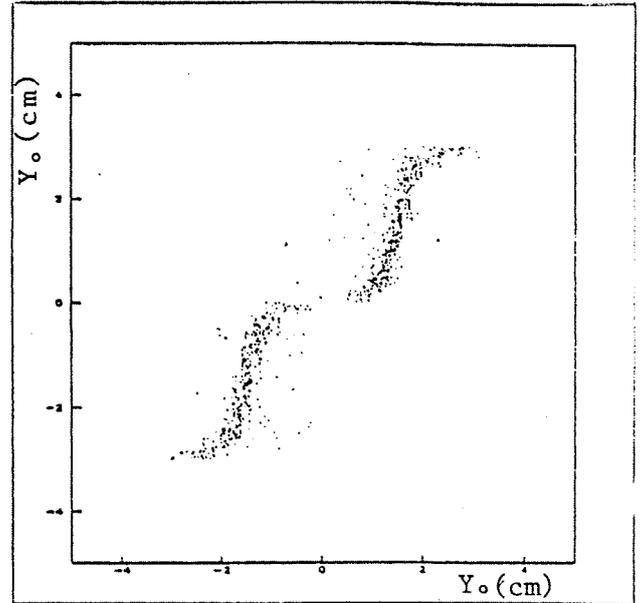
figure XXIV

Nous savons (15) que le centre de gravité ne donne pas la coordonnée exacte de la particule, nous avons alors comparé les coordonnées X_G et Y_G , obtenues en utilisant les relations 3-9-a et 3-9-b, avec les coordonnées exactes X_0 et Y_0 des électrons incidents.

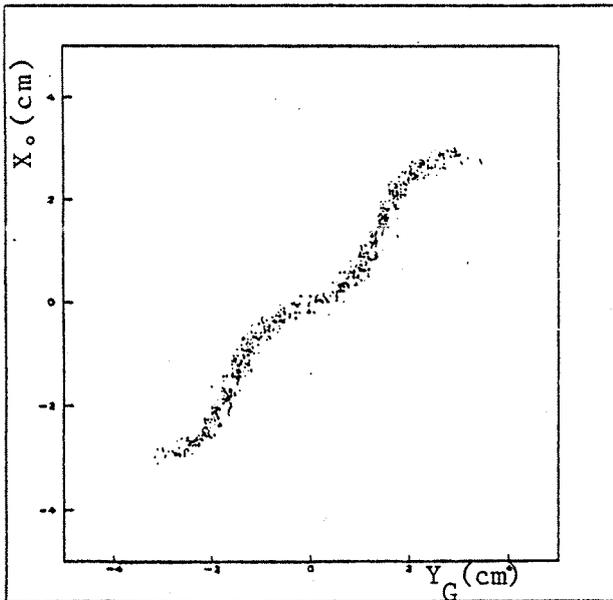
Les figures XXV a-b-c-d nous montrent que la dépendance entre les valeurs mesurées et les valeurs exactes a une forme sinusoïdale. Cette dépendance, comme le montrent ces mêmes figures, varie avec le développement longitudinal de la gerbe ; elle est plus nette dans le premier niveau que dans le deuxième, dans le troisième niveau où l'on ne récupère que la queue de la gerbe celle-ci n'a pas lieu.



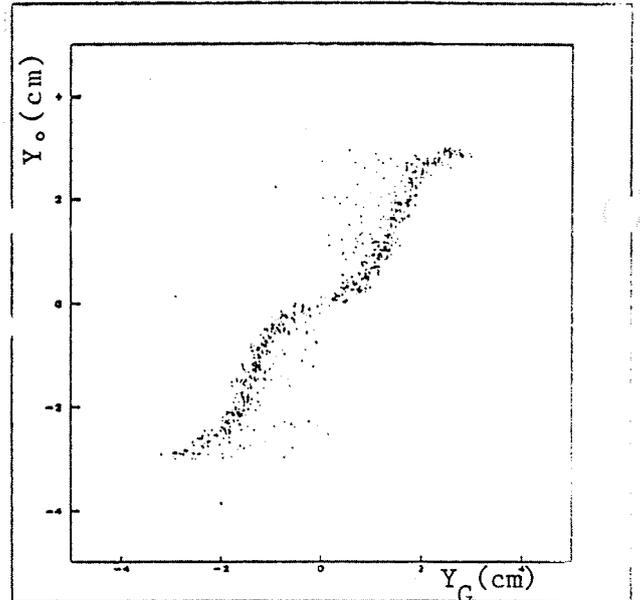
a- X_G/X_0 (Niveau 1)



b- Y_G/Y_0 (Niveau 1)



c- X_G/X_0 (Niveau 2)



d- Y_G/Y_0 (Niveau 2)

Figure XXV-a-b-c-d- Variation de la coordonnée mesurée en fonction de la coordonnée exacte avant correction.

Les relations (3-9-a) et (3-9-b) nous donnent donc des valeurs approchées.

Cette dépendance sinusoïdale est liée à la forme du développement latéral de la gerbe électromagnétique et aux dimensions des mini-tours.

Pour trouver la fonction de correction liant les coordonnées mesurées et les coordonnées exactes, nous avons essayé d'ajuster une fonction sinusoïdale permettant, après correction, d'obtenir la bonne dépendance entre ces deux quantités.

La fonction qui s'ajuste le mieux sur les données (simulées) représentée en partie dans les figures XXV a-b-c-d est :

$$X_G - X_0 = A + B \sin \left(\frac{X_0 \pi}{\Delta_x \cos \theta} + C \sin \frac{X_0 \pi}{\Delta_x \cos \theta} \right) + D \quad (3-10-a)$$

$$Y_G - Y_0 = A + B \sin \left(\frac{Y_0 \pi}{\Delta_y} + C \sin \frac{Y_0 \pi}{\Delta_y} \right) + D \quad (3-10-b)$$

Les valeurs des paramètres A, B, C et D pour les deux coordonnées dans les différents cas étudiés sont représentées dans les tableaux IV a, b, c, d, e, f, g, h (voir annexe)

Vu la très mauvaise estimation des paramètres A et D qui fluctuent aux alentours de 0, ceux-ci peuvent être éliminés. En effet, si l'on utilise la même fonction mais à deux paramètres seulement :

$$X_G - X_0 = B \sin \left(\frac{X_0 \pi}{\Delta_x \cos \theta} + C \sin \frac{X_0 \pi}{\Delta_x \cos \theta} \right) \quad (3-11-a)$$

$$Y_G - Y_0 = B \sin \left(\frac{Y_0 \pi}{\Delta_y} + C \sin \frac{Y_0 \pi}{\Delta_y} \right) \quad (3-11-b)$$

Les valeurs des paramètres B et C restent pratiquement inchangées si l'on tient compte des barres d'erreurs (tableaux V, voir annexe).

Les figures XXVI a,b,c,d,e,f,g, h, montrent la dépendance de ces deux paramètres en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence dans les deux premiers niveaux du calorimètre avec le bruit électronique.

Mis à part le paramètre B qui présente en X une légère croissance en fonction de l'énergie et une légère décroissance en fonction de l'angle d'incidence dans le deuxième niveau, la dépendance de celui-ci et du paramètre C dans les autres configurations en fonction de l'énergie et en fonction de l'angle n'est pas évidente si l'on tient compte des barres d'erreurs sur leur estimation.

L'effet du bruit électronique sur ces deux paramètres n'est pas significatif.

Après correction des valeurs obtenues avec les relations (3-9-a) et (3-9-b) figures XXVII a-b-c- et d, la résolution spatiale est très nettement améliorée.

Dans les tableaux VI-a-b-c-d-e-f-g(annexe) sont résumées les résolutions obtenues dans les différents cas étudiés avec et sans bruit électronique avant et après correction. Ces valeurs représentent la valeur moyenne de la résolution spatiale intégrée sur les quatre mini-tours centrales

Les figures XXVIII a,b,c,d,e,f,g,h, montrent l'effet de la correction sur la distribution $X_G - X_0$.

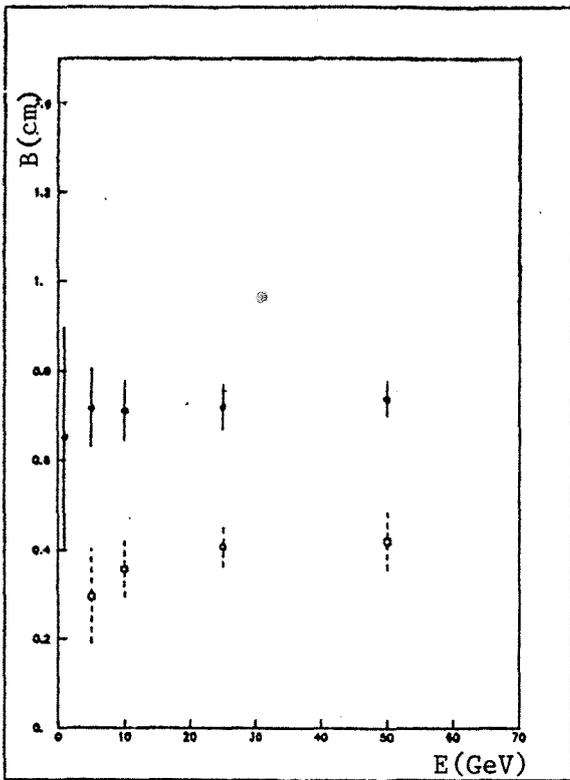
L'effet de la correction améliore nettement la résolution spatiale, l'effet du bruit électronique la détériore légèrement.

- Variation de la résolution spatiale avec l'énergie

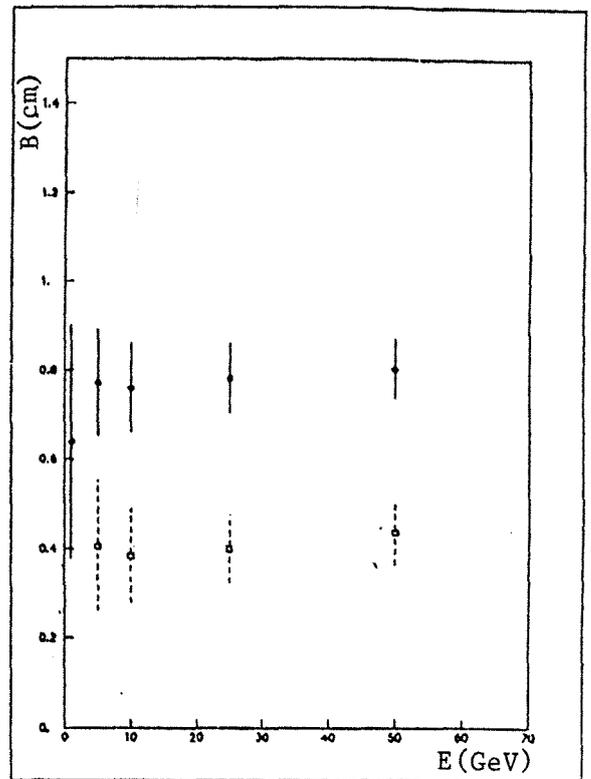
Lorsqu'on regarde la variation de la résolution spatiale en fonction de l'énergie pour un angle fixé, celle-ci s'améliore avec l'énergie. Si l'on essaie de paramétrer cette variation, celle-ci (figures XXIX a,b) est bien représentée par la fonction :

$$\sigma_s(E) = \alpha E^{-\beta} + \gamma \quad (3-12)$$

les valeurs des paramètres α , β et γ en X et en Y sont présentées dans le tableau VII.

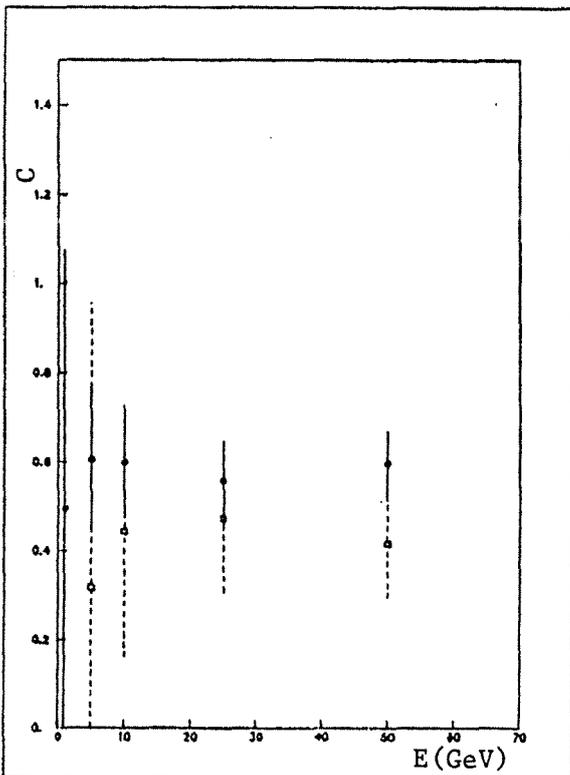


a- Variation du paramètre
B de X_G avec l'énergie

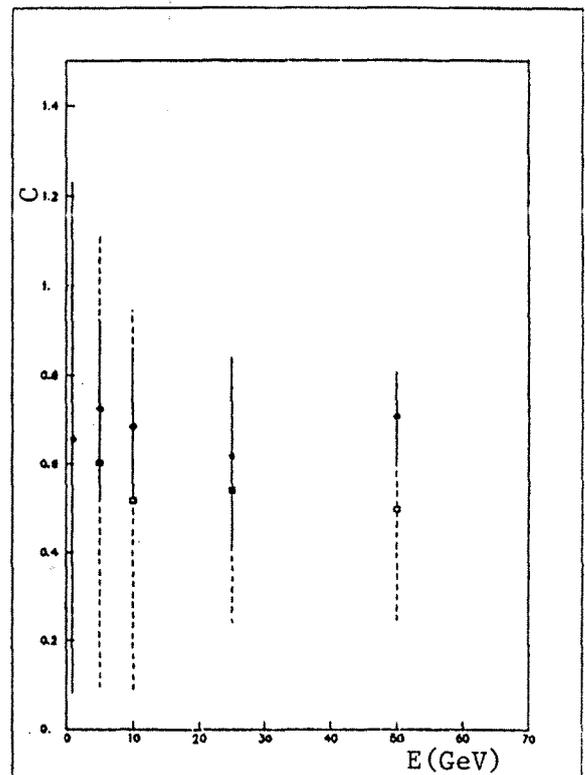


b- Variation du paramètre
B de Y_G avec l'énergie

• : 1er niveau
◻ : 2ème niveau

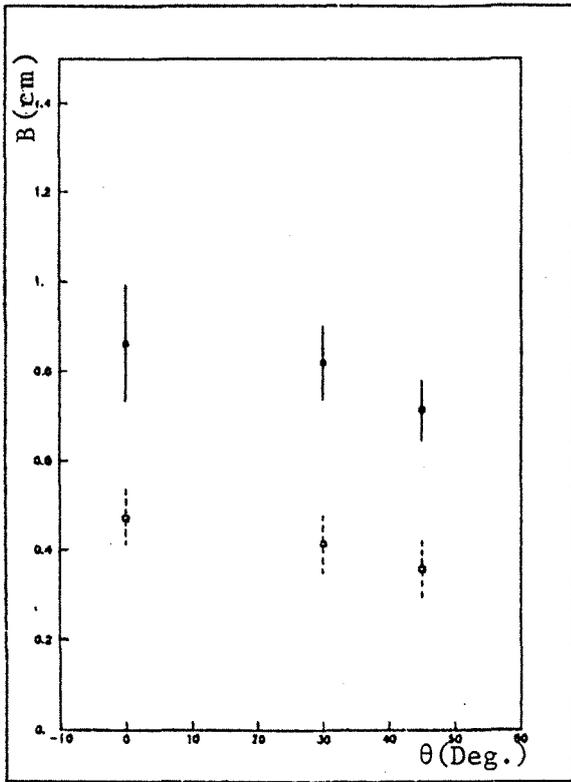


c- Variation du paramètre
C de X_G avec l'énergie

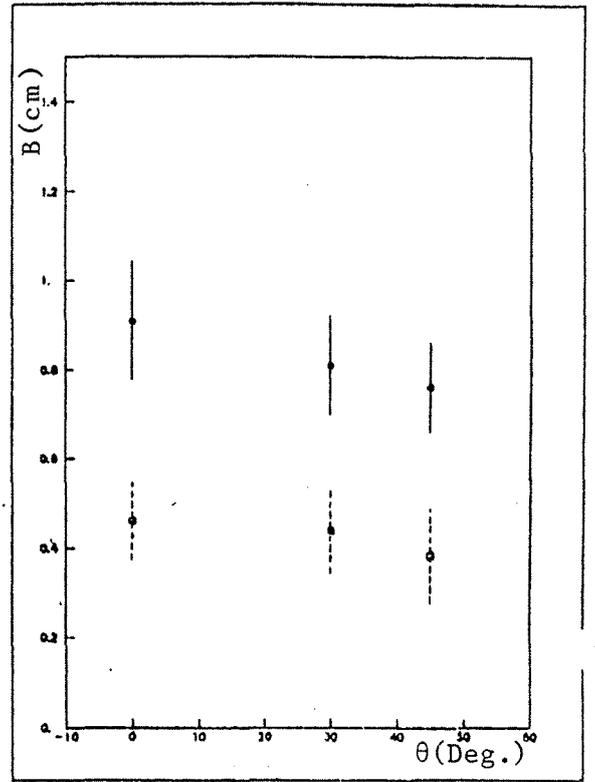


d- Variation du paramètre
C de Y_G avec l'énergie

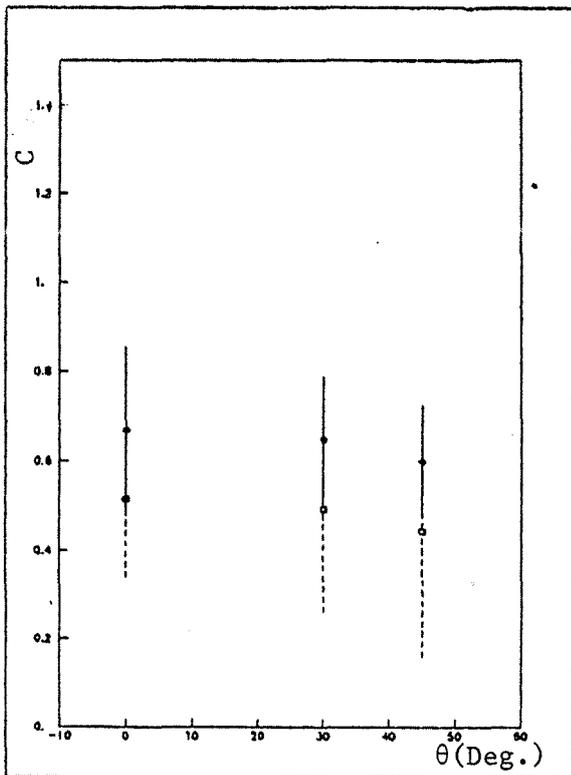
Figure XXVI



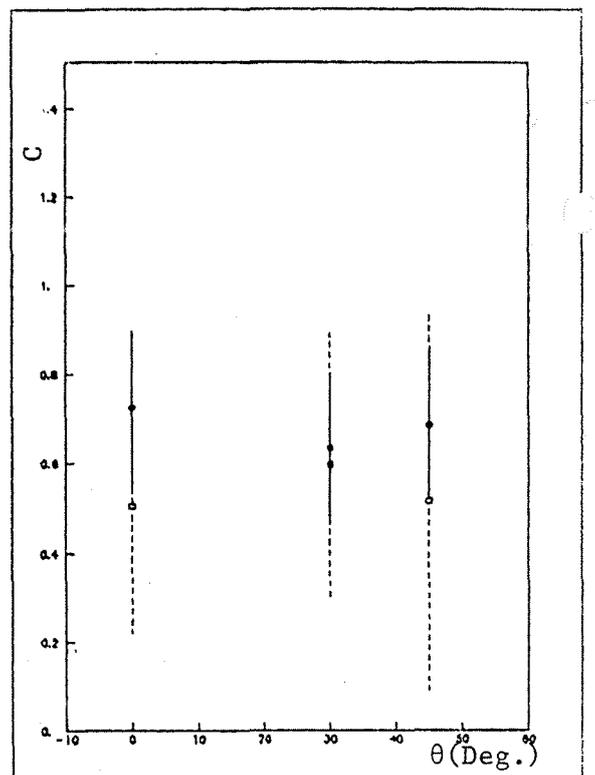
e- Variation du paramètre
B de X_G avec l'angle



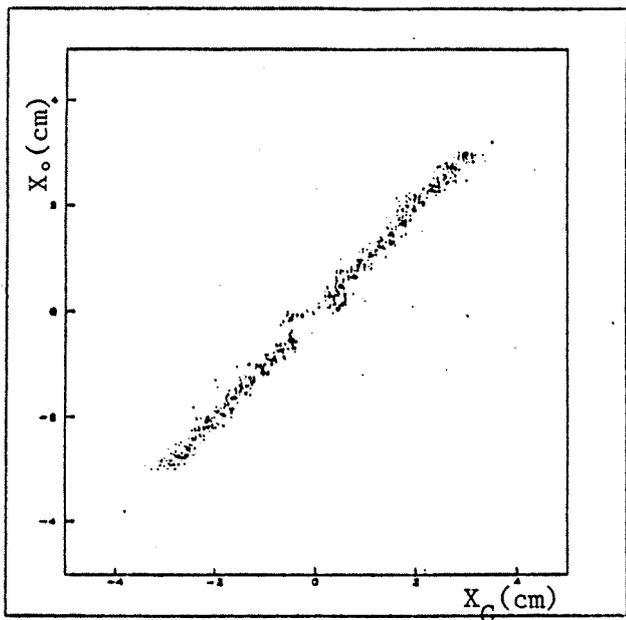
f- Variation du paramètre
B de Y_G avec l'angle



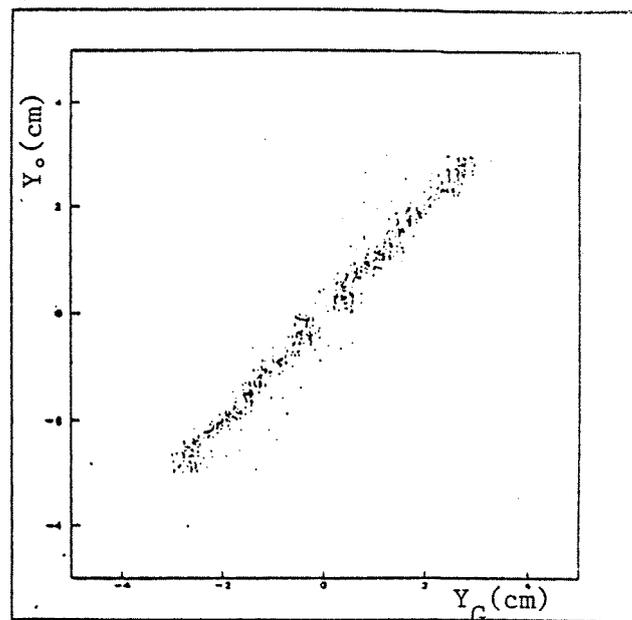
g- Variation du paramètre
C de X_G avec l'angle



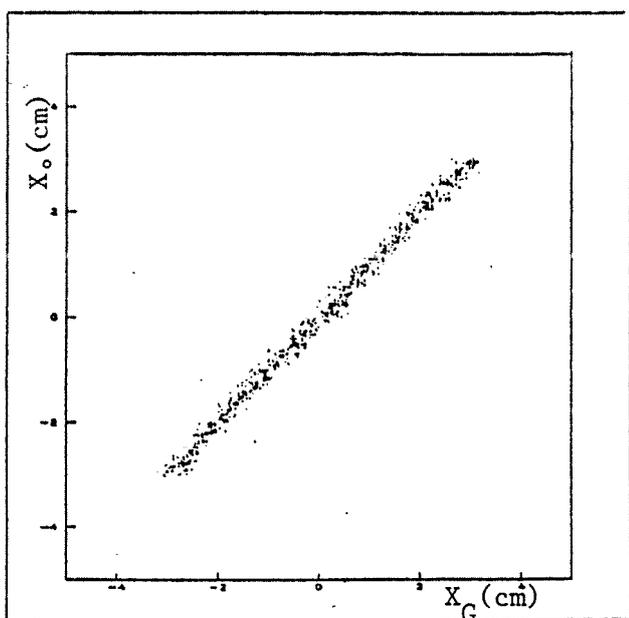
h- Variation du paramètre
C de Y_G avec l'angle



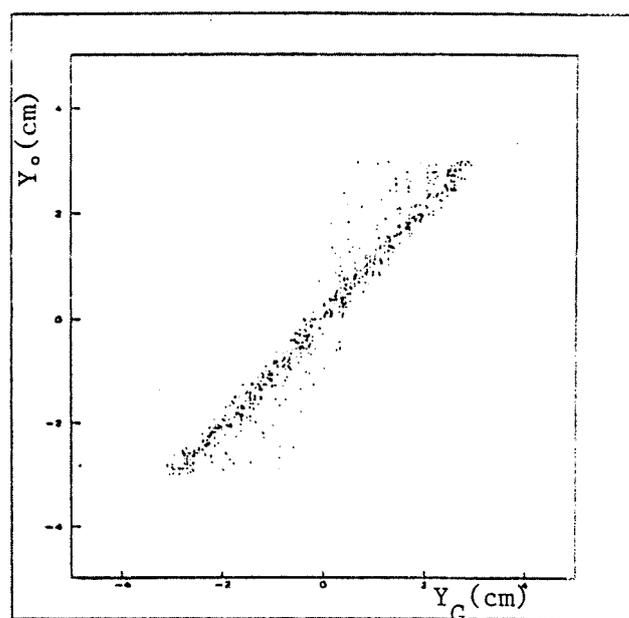
a- X_G/X_0 (Niveau 1);



b- Y_G/Y_0 (Niveau 1)

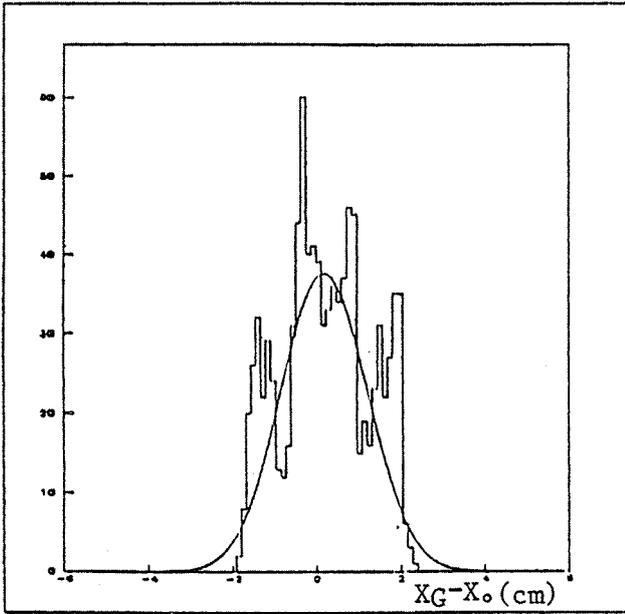


c- X_G/X_0 (Niveau 2)

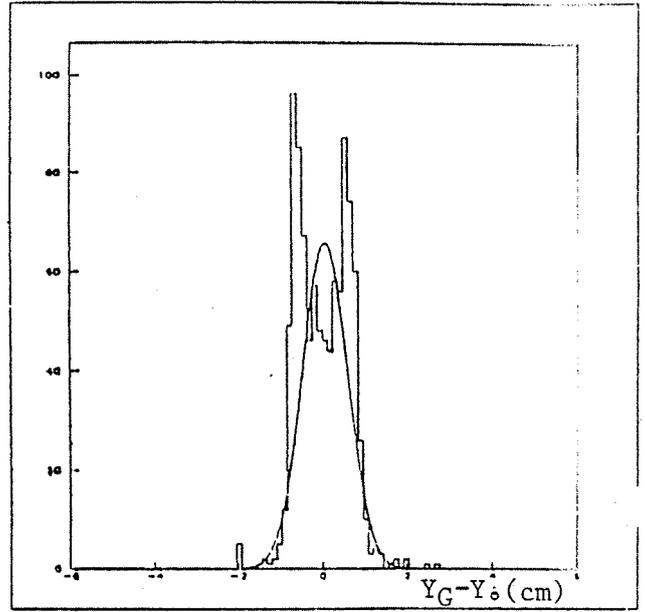


d- Y_G/Y_0 (Niveau 2)

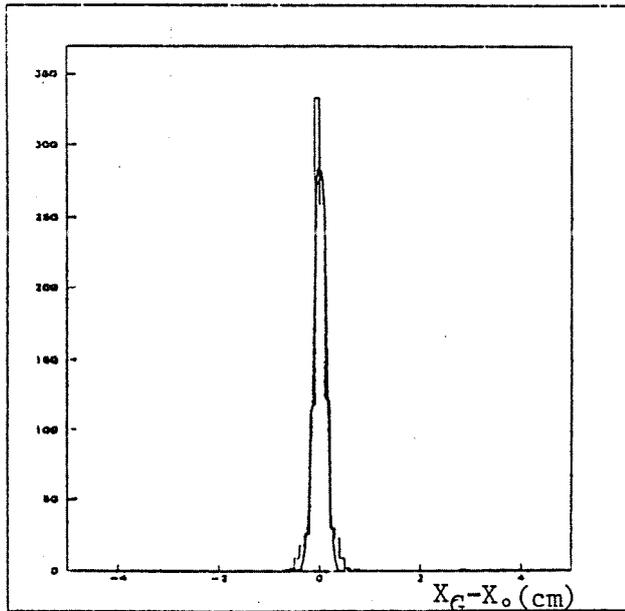
Figure XXVII: Variation de la coordonnée mesurée en fonction de la coordonnée exacte après correction



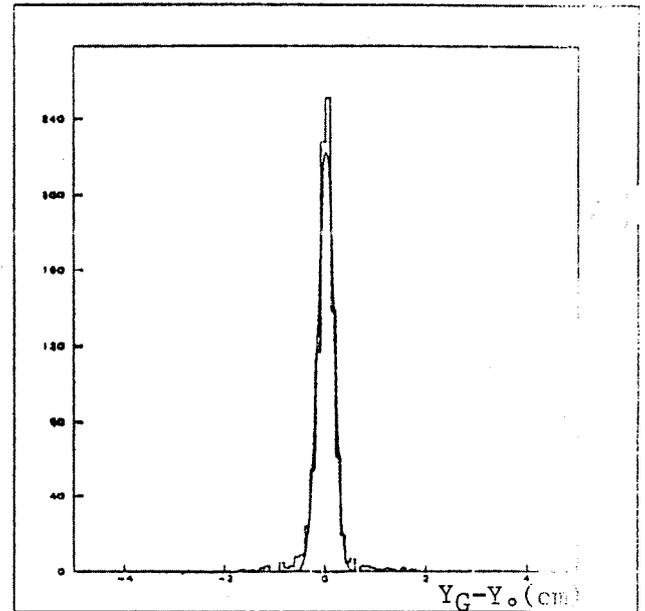
a- Distribution $X_G - X_0$
avant correction
(1er niveau)



b- Distribution $Y_G - Y_0$
avant correction
(1er niveau)

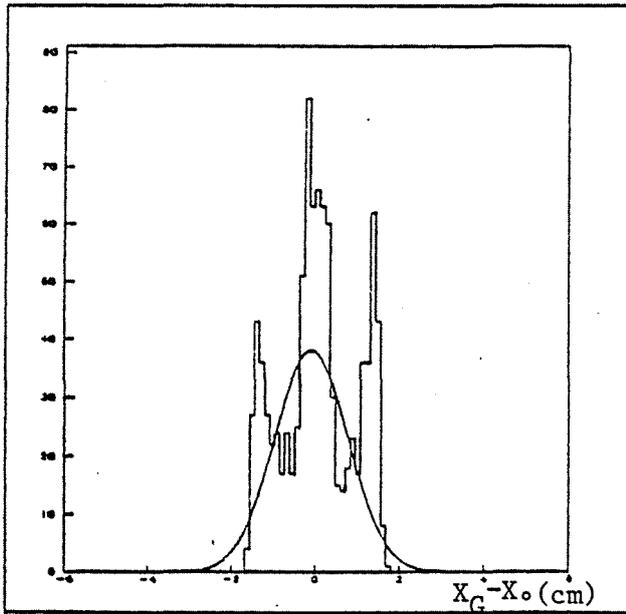


c- Distribution $X_G - X_0$
après correction
(1er niveau)

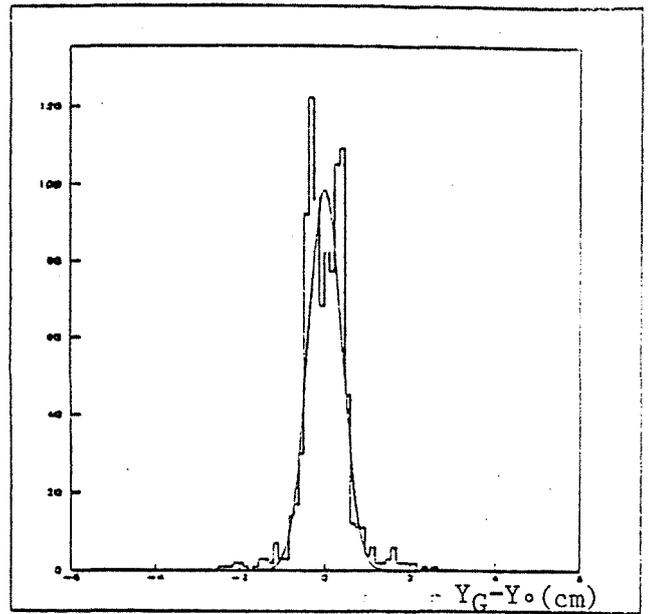


d- Distribution $Y_G - Y_0$
après correction
(1er niveau)

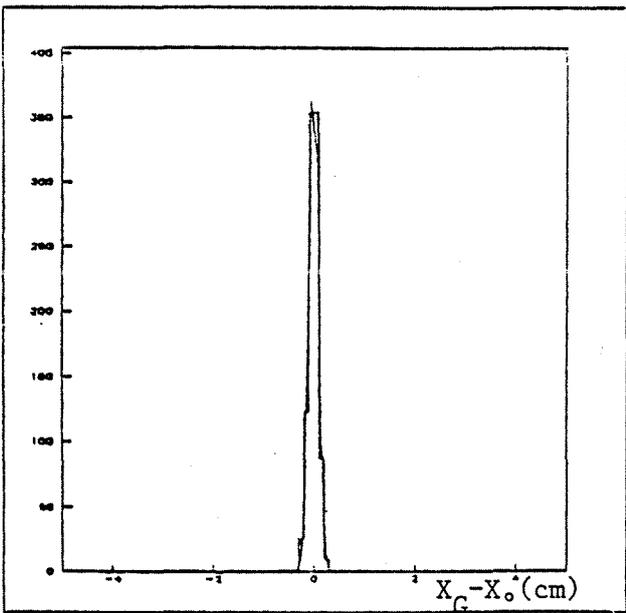
Figure XXVIII



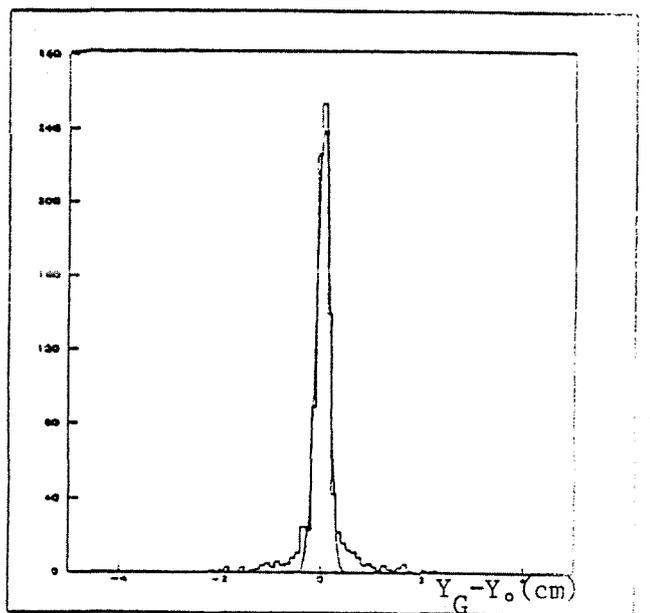
e- Distribution $X_G - X_0$
avant correction
(2ème niveau)



f- Distribution $Y_G - Y_0$
avant correction
(2ème niveau)



g- Distribution $X_G - X_0$
après correction
(2ème niveau)



h- Distribution $Y_G - Y_0$
après correction
(2ème niveau)

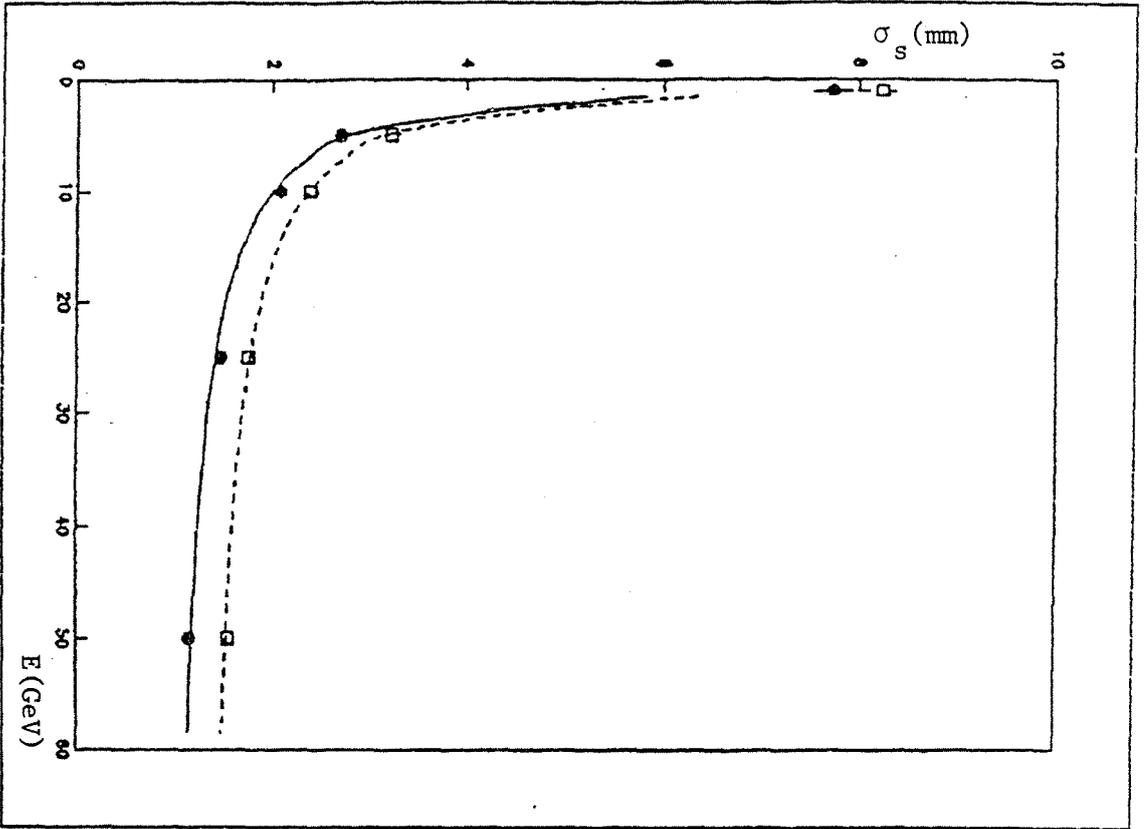


Figure XXIX-a : Variation de la résolution spatiale en X(●) et en Y(□) avec l'énergie (niveau 1)

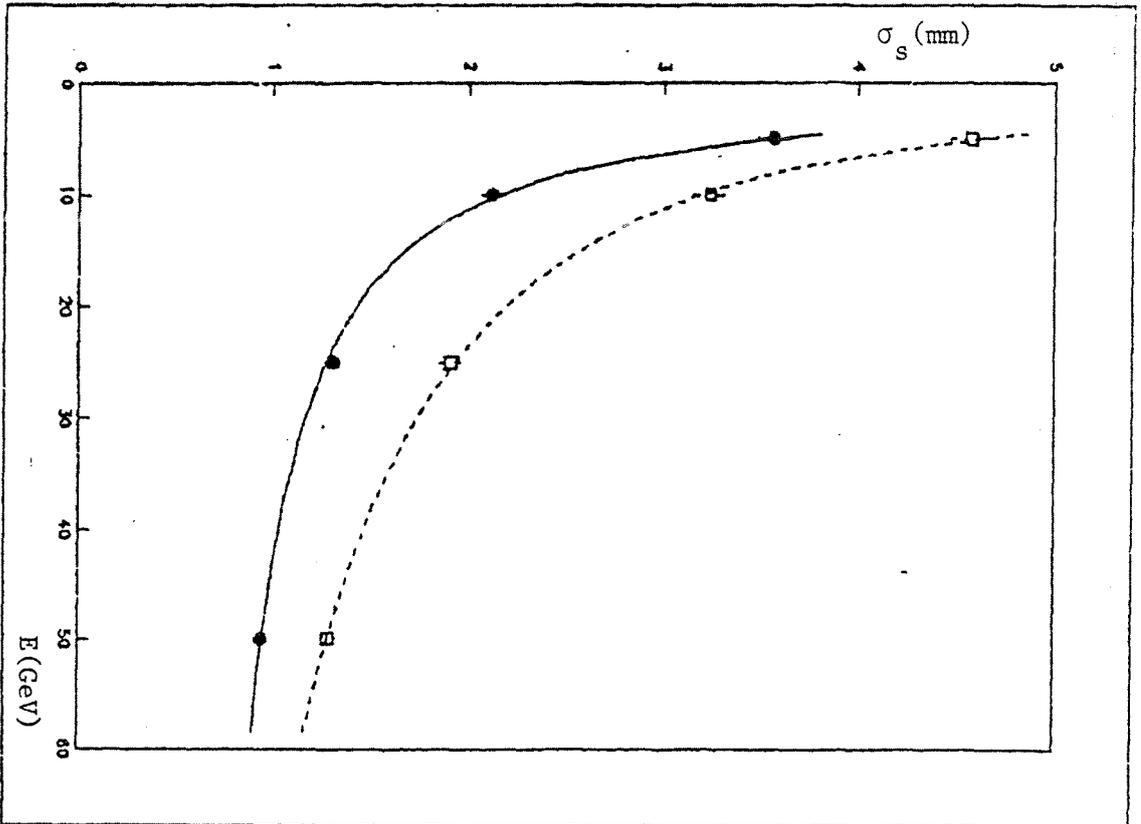


Figure XXIX-b : Variation de la résolution spatiale en X(●) et en Y(□) avec l'énergie (niveau 2)

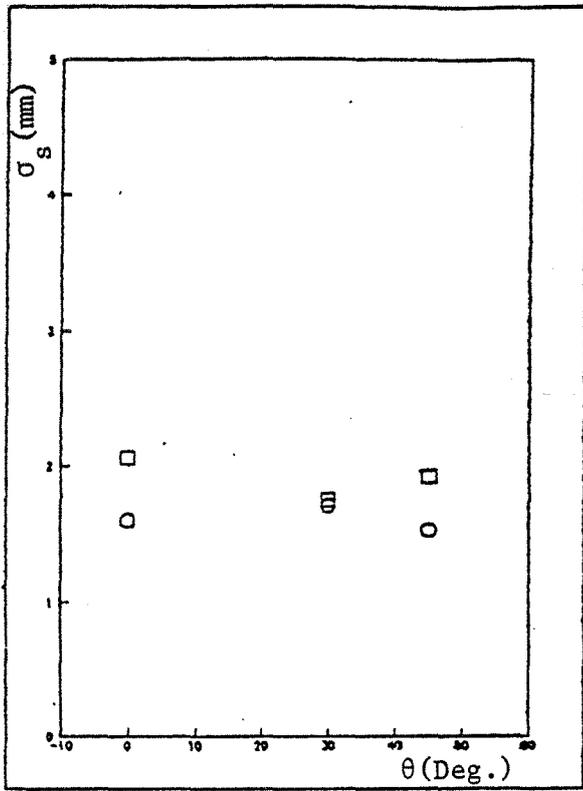
		α	β	γ
Niveau 1	X	6.790	.766	.847
	Y	7.042	.777	1.200
Niveau 2	X	12.450	.895	.577
	Y	10.760	.483	-.339

tableau VII

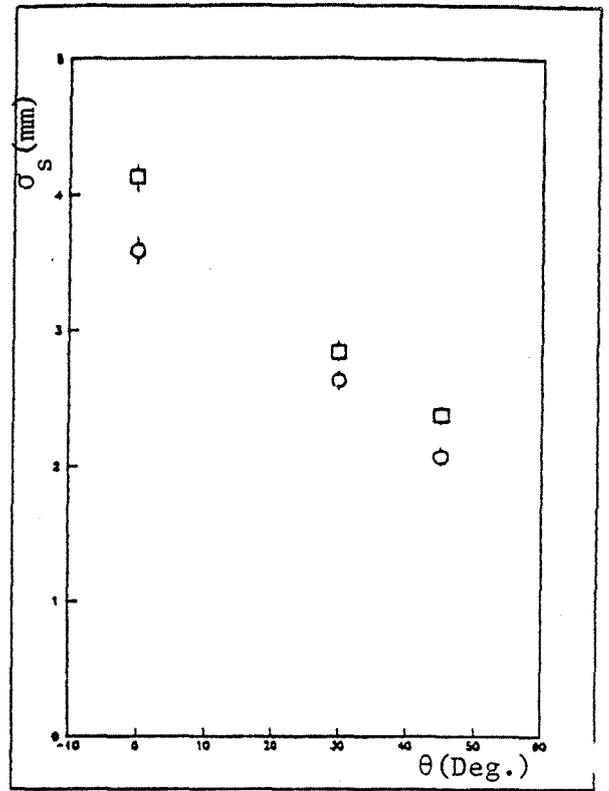
-Variation de la résolution spatiale avec l'angle

La variation de la résolution spatiale avec l'angle d'incidence est différente suivant que l'on utilise l'information du premier ou du deuxième niveau et est sensible au bruit électronique. Comme la répartition de l'énergie de la gerbe dans les trois niveaux du calorimètre, dépend de l'échantillonnage vu par la particule incidente, suivant l'angle d'incidence l'énergie déposée dans chaque niveau va se modifier et donc la résolution spatiale variera en fonction de l'angle.

Dans le premier niveau (sans bruit électronique) la résolution spatiale en X et en Y ne varie pas avec l'angle (figure XXX a-b). Lorsqu'on ajoute le bruit électronique la résolution est détériorée à 0 degré car la quantité d'énergie déposée dans ce niveau est petite. Dans le deuxième niveau par contre, l'influence du bruit électronique est négligeable, la résolution spatiale en X et en Y a tendance à se détériorer avec l'angle (figures XXX - c-d-) (l'échantillonnage étant moins fin).



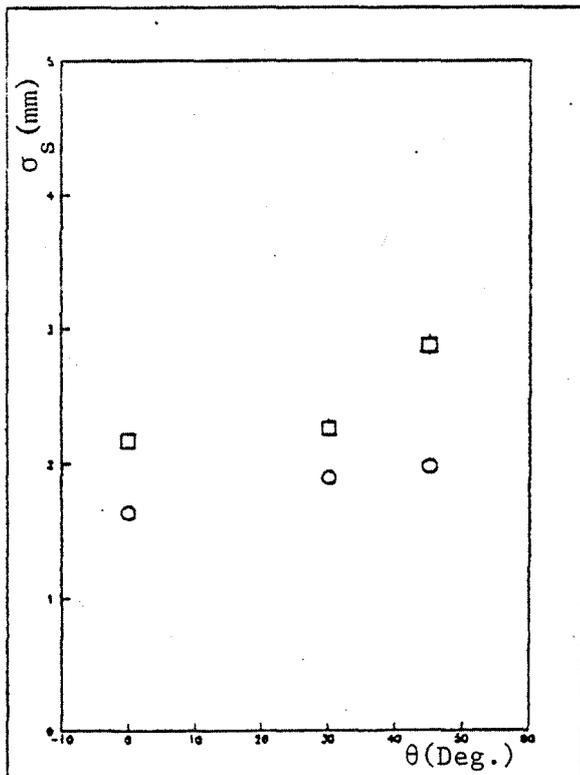
a- sans bruit (1er niveau)



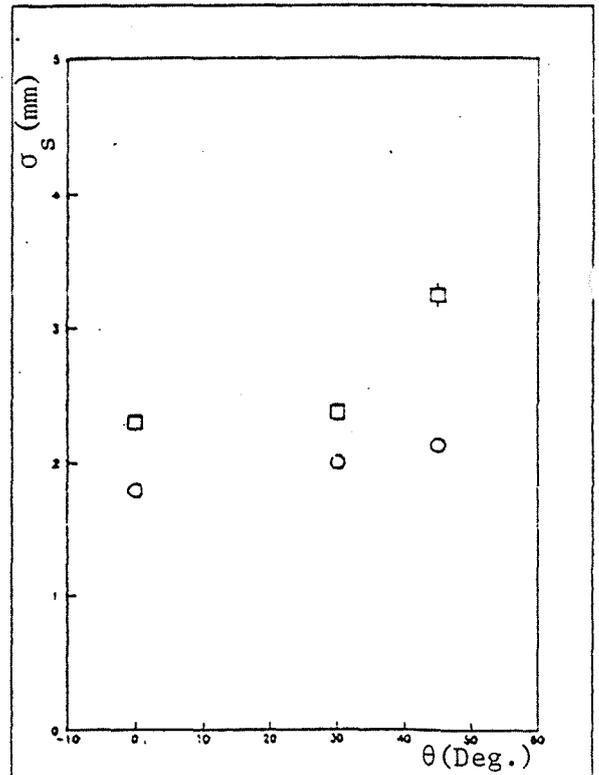
b- avec bruit (1er niveau)

□ : σ_S en y

○ : σ_S en x



c- sans bruit (2ème niveau)



d- avec bruit (2ème niveau)

Figure XXX : Variation de la résolution spatiale en X et en Y en fonction de l'angle

CHAPITRE 4

TESTS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.1. PROTOTYPE D'UN CALORIMETRE e- γ TYPE ALEPH

Dans le but de mesurer la résolution en énergie et la résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence des électrons, nous avons modifié l'ancien prototype du calorimètre e- γ de l'école polytechnique, pour le rendre compatible du point de vue structure en minitours avec la version finale du calorimètre e- γ à ALEPH.

Nous avons choisi de monter le prototype à 45° par rapport au faisceau de tests, pour déterminer la résolution en énergie et en position dans les parties latérales du barillet proches des bouchons.

4.1.a. Module actif

Le prototype 45° est constitué de 14 modules . Chaque module est formé d'un ensemble de 4 couches ayant la même structure. La structure d'une couche est très proche de celle décrite dans le paragraphe 2.4.a. : la partie passive du prototype a une surface de 36 x 36 cm², elle est constituée d'une couche de plomb de .19 cm d'épaisseur supportée par une fine couche d'aluminium de .05 cm d'épaisseur. La partie active de même surface est formée de 60 tubes proportionnels en extrudé d'aluminium.

Les tubes ont .3 x .45 cm² de section, ils sont séparés par des ailettes de .05 cm d'épaisseur et ont un support en aluminium de .08 d'épaisseur. Les anodes sont constituées de

fil de 25 microns en tungstène doré. Ces fils supportent une haute tension de 1800 volts dans l'air.

Le plan cathodique est formé de 7 x 8 damiers en cuivre de $3. \times 3\sqrt{2}$ cm², ils sont réalisés en technique de circuit imprimés double face sur un support en fibre de verre de .1 cm d'épaisseur ; une surface comporte les damiers, l'autre les pistes pour relier ces damiers aux connecteurs situés sur le côté du module, la connection entre les deux plans est réalisée par trous métallisés.

Sur la face damier et la face circuits imprimés, nous avons collé, grâce à un adhésif de transfert, respectivement une feuille de mylar graphitée et une feuille de mylar aluminisée.

Les interconnexions entre les plans sont réalisées par des câbles plats. On a pris soin d'intercaler un signal et un fil de masse pour diminuer le couplage entre minitours.

Le premier niveau de 4.4 longueurs de radiation, est formé de 3 modules, le deuxième et le troisième niveaux sont formés respectivement de 6 modules (8.8X₀) et 5 modules (7.3X₀).

En plus des signaux provenant des minitours, nous avons additionné dans chaque module les signaux recueillis sur les fils, ainsi nous pouvons disposer d'une information sur la gerbe électromagnétique à 3 dimensions.

Les signaux "fils" provenant des 14 modules sont transportés par des câbles 50 Ω jusqu'à la partie extérieure du caisson contenant le calorimètre.

Les signaux "minitours" transportés par les câbles plats sont transmis à l'extérieur du caisson par l'intermédiaire de 3 plaques de circuits imprimés, une pour chaque niveau.

Le prototype a été disposé de façon à ce que la couche active soit vue en premier par le faisceau de tests.

4.1.b. Chambre à ionisation

Pour contrôler le mélange de gaz (50% ARGON + 50% ETHANE) se trouvant dans le caisson, nous avons fixé sur le prototype une chambre à ionisation utilisant une source de F_e⁵⁵.

La chambre à ionisation est formée d'un tube proportionnel de même section que ceux du prototype. Sur le fil en tungsten doré (25 microns) traversant le tube proportionnel, nous avons appliqué une haute tension de 1600 V. Le signal de sortie est transporté à l'extérieur du caisson de la même façon que les signaux "fils".

4.1.c. Container

Le caisson contenant le calorimètre est un cylindre en aluminium étanche au vide. Il est fermé de chaque côté par une flasque du même matériau. Sur la première flasque une fenêtre, fermée par une plaque d'aluminium très fine, permet au faisceau d'atteindre le prototype sans interagir avec la matière du caisson ; sur l'autre flasque, on introduit le mélange de gaz et on récupère les signaux provenant de la chambre à ionisation et du prototype.

4.2. ELECTRONIQUE

Nous avons utilisé deux chaînes d'électronique différentes ; une chaîne pour amplifier les signaux provenant des 4 plans de fils de chaque module et une chaîne traitant les signaux provenant des minitours de chaque niveau.

Les signaux "fils" sont transportés sur trois mètres puis atténués pour les adapter à la dynamique des amplificateurs. L'amplificateur (fig XXXI-a) utilisé à cette fin présente deux sorties à gain différents ; nous avons utilisé la sortie du plus haut gain. Une fois amplifiés les signaux "fils" sont transportés, par des câbles coaxiaux, à l'extérieur de la zone de tests puis câblés aux convertisseurs analogiques type Lecroy ADC 2249A.

Les signaux provenant des minitours sont d'abord préamplifiés puis transportés par des paires de câbles torsadés jusqu'aux amplificateurs se trouvant à l'extérieur de la zone de tests. Après leur amplification, les signaux "minitours" sont lus par des ADC 2249W.

Ne disposant pas d'un assez grand nombre d'amplificateurs nous n'avons utilisé que les signaux provenant des 16 minitours

centrales de chaque niveau . Les minitours extérieures étaient additionnées, puis lues aussi sur un ADC.

L'électronique utilisée pour les minitours provient du LAL, les schémas des deux étages d'amplification sont représentés sur les figures (XXXI-b).

Pour la lecture du signal provenant de la chambre d'ionisation nous avons utilisé la même chaîne électronique que celle des "fils".

4.3. ACQUISITION DES DONNEES

L'ensemble des informations de l'expérience était disponible dans un châssis CAMAC. Ces informations étaient traitées par un micro-ordinateur LSI-11-23. A partir de cet ordinateur, on pouvait les stocker sur bande ou sur disque.(figure XXXII)

L'acquisition des données était effectuée par 2 tâches principales :

- i - Une routine "LSTDAQ" contrôlait l'acquisition des données. Elle prenait les informations à partir du Camac et les mettait en mémoire dans l'ordinateur.
- ii - Une routine "TAPWRT" reprenait les informations de la mémoire et les mettait soit sur le disque du LSI-11-23 soit sur bande (l'utilisateur ayant le choix).

Un système de dialogue entre les deux routines permettait de synchroniser leur tâche ; lorsque la mémoire de l'ordinateur est pleine, le stockage des données en mémoire est momentanément interrompu de façon à permettre à la routine "TPWRT" de transférer les données sur bande ou sur disque.

Les données stockées en mémoire sont accessibles aux programmes de contrôle en ligne.

Le contrôle en ligne s'effectuait par échantillonnage des événements. On pouvait alors contrôler la résolution en énergie, le $\frac{\Delta p}{p}$ du faisceau, la calibration de l'électronique, le mélange du gaz (sa température, sa pression, contamination, etc...) ; on pouvait aussi avoir une représentation graphique des événements. Les figures (XXXIII-a-b) montrent deux événements pris en ligne pendant l'acquisition des données ; le premier est un hadron(π) et le second est un électron. Dans chaque figure l'histogramme du haut montre

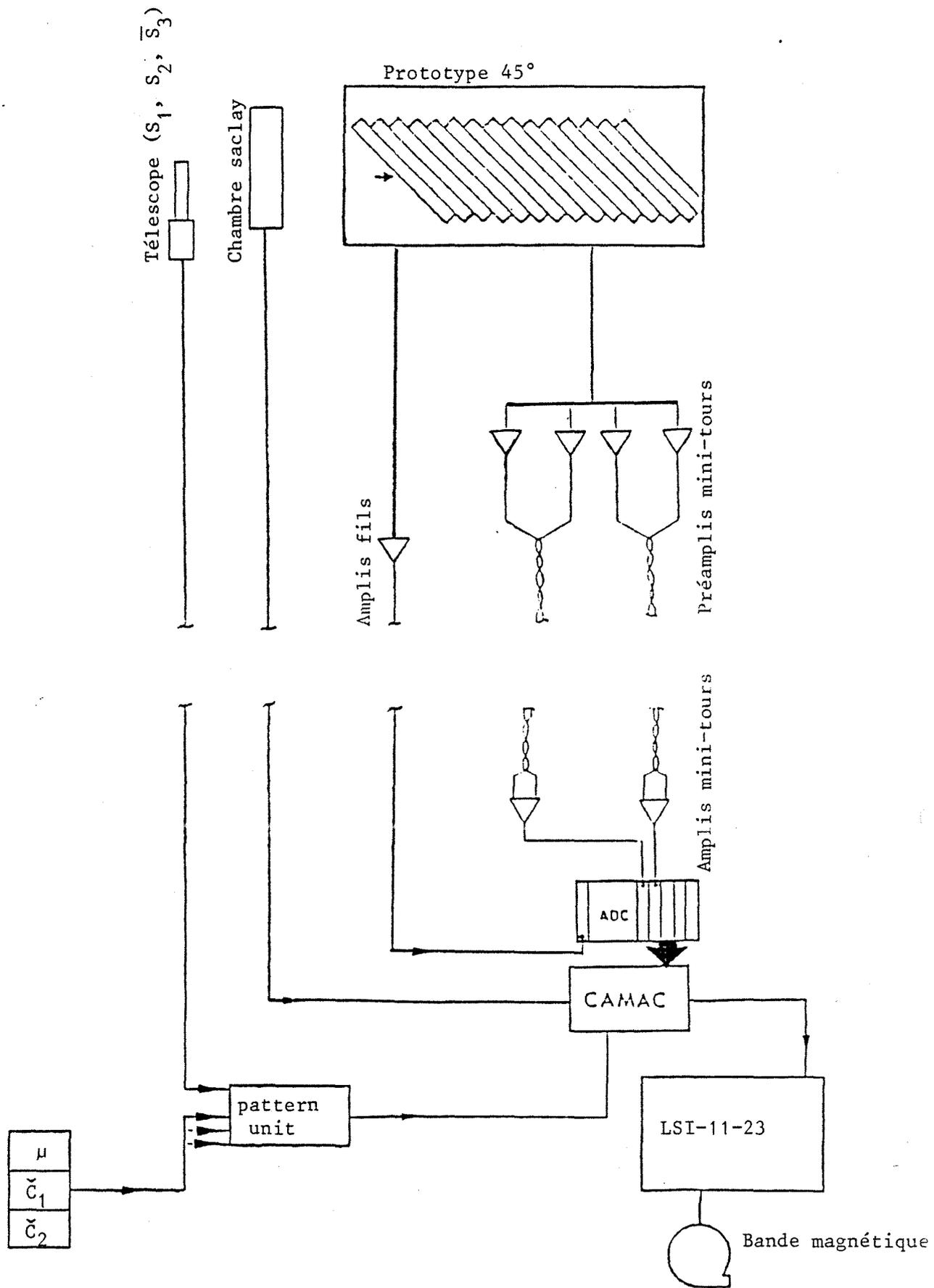


Figure XXXII

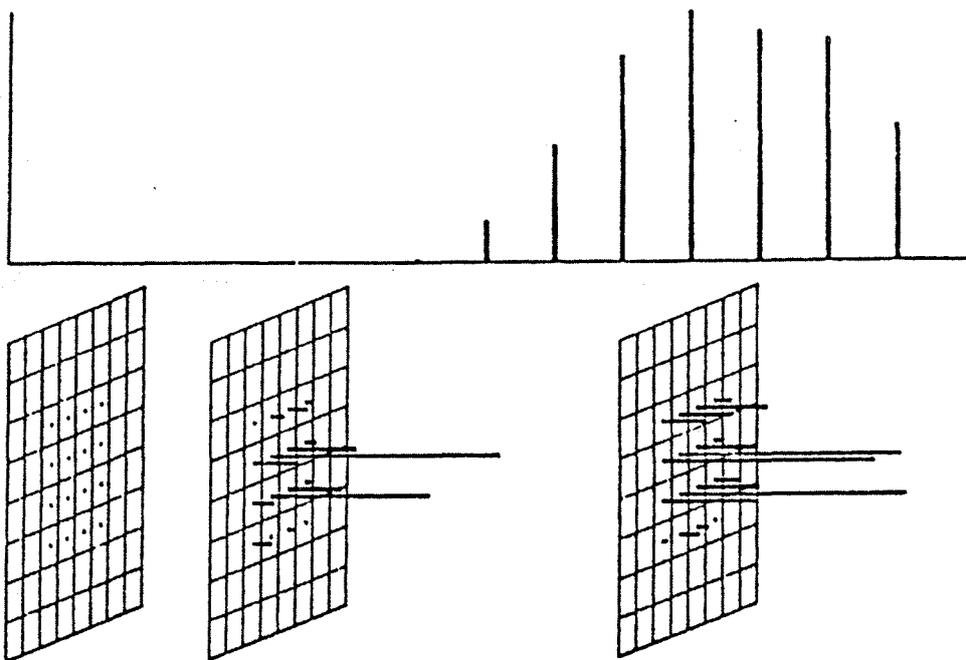


Figure XXXIII-a : Intéraction d'un hadron de 50 GeV
dans le calorimètre (événement en ligne)

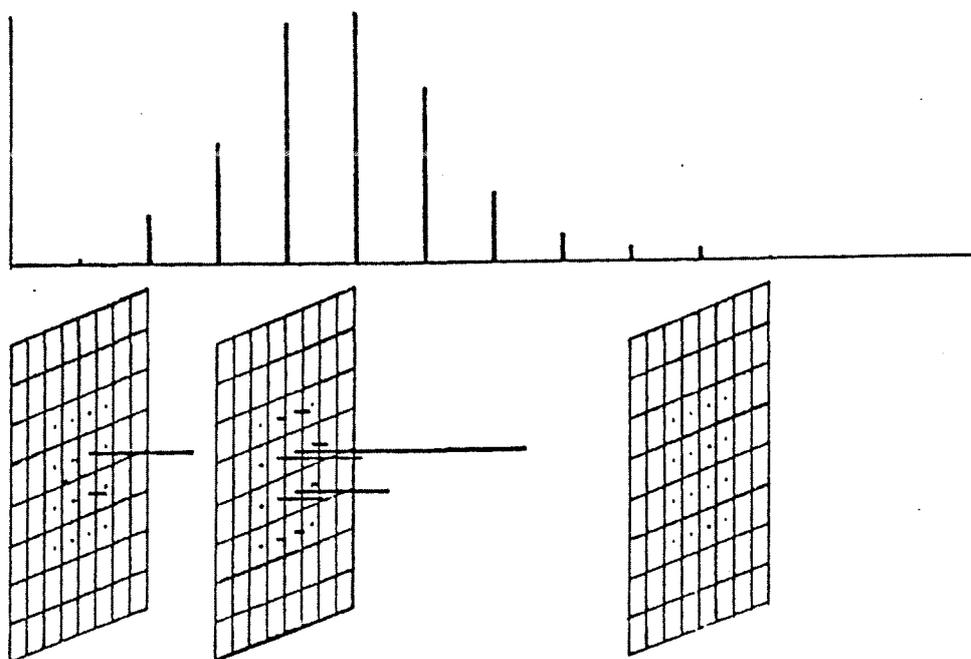


Figure XXXIII-b : Intéraction d'un électron de 50 GeV
dans le calorimètre (événement en ligne)

le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique (sur fil) chaque trait vertical correspond au signal (soustrait du piedestal) recueilli dans un module ; l'histogramme du bas correspond aux signaux (soustraits du piedestal) recueillis sur les 16 minitours centrales de chaque groupe.

Toutes les tâches et tous les programmes de contrôle énumérés plus haut pouvaient tourner simultanément sur l'ordinateur. Le système d'acquisition était multi-utilisateur et multi-programme. L'ensemble des programmes pouvait travailler en quasi-simultanéité sous le contrôle du système (RSX11M).

4.4. LE FAISCEAU DE TESTS

Les tests du prototype 45° ont été réalisés dans la zone expérimentale du hall ouest au CERN. Nous avons utilisé pour cela le faisceau tertiaire X7 provenant du SPS.

Nous disposons de deux informations importantes :

- a - La distribution en impulsion du faisceau grâce à 4 chambres à fils (BMS) situées de part et d'autre d'un aimant
- b - La signature des particules du faisceau, grâce à deux Cerenkov à seuil séparés d'une dizaine de mètres.

Dans la zone de tests nous disposons de :

- i - Un télescope formé de trois scintillateurs S_1 , S_2 et \bar{S}_3 de (3. x 3., 3. x 3. et 10. x 10) cm² respectivement. S_1 et S_2 sont montés en coïncidence, \bar{S}_3 vide au milieu est monté en anticoincidence. L'ensemble de ces trois scintillateurs nous permettait de localiser le faisceau avant le calorimètre et nous servait pour déclencher l'acquisition des données.
- ii - Un compteur à muons, situé derrière le calorimètre, est formé de deux scintillateurs situés de part et d'autre d'un bloc de fer de 2 x 50 cm d'épaisseur. Ils nous permettait de signer les muons du faisceau qui ont traversé le calorimètre.

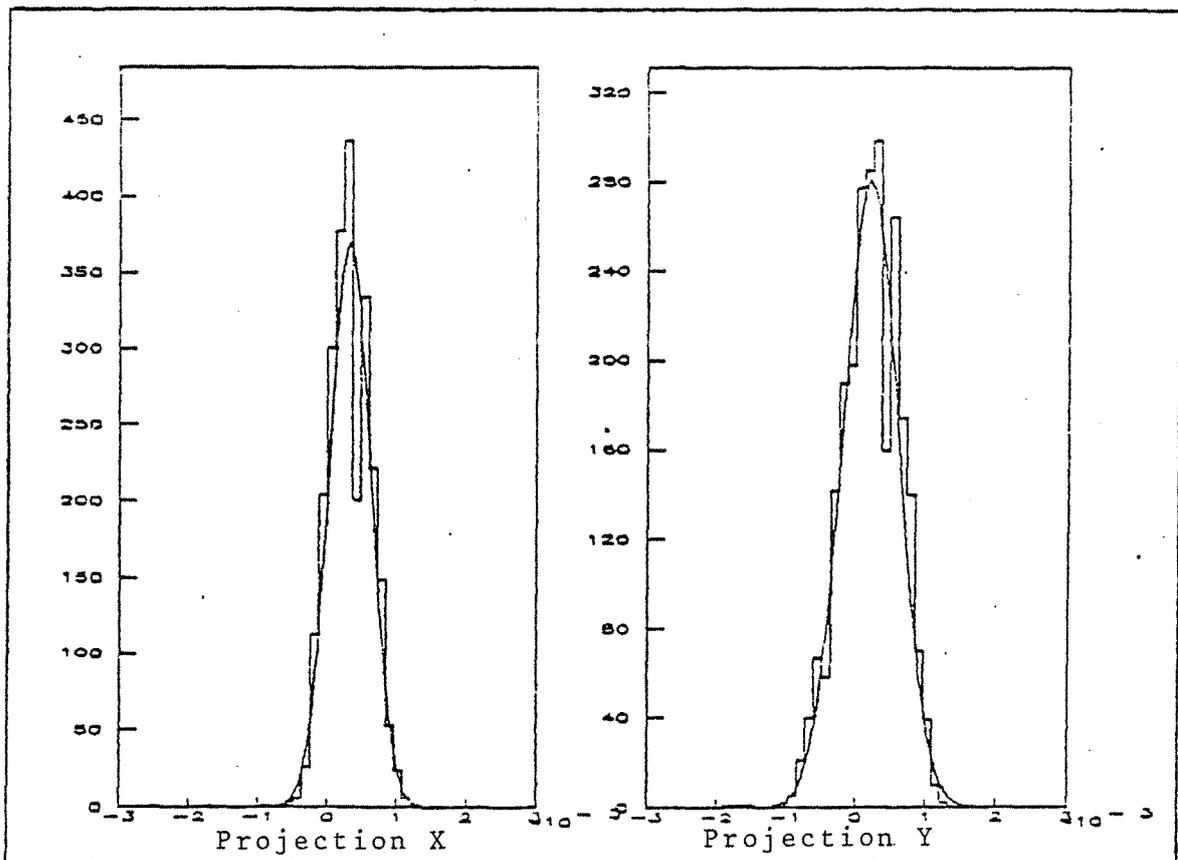
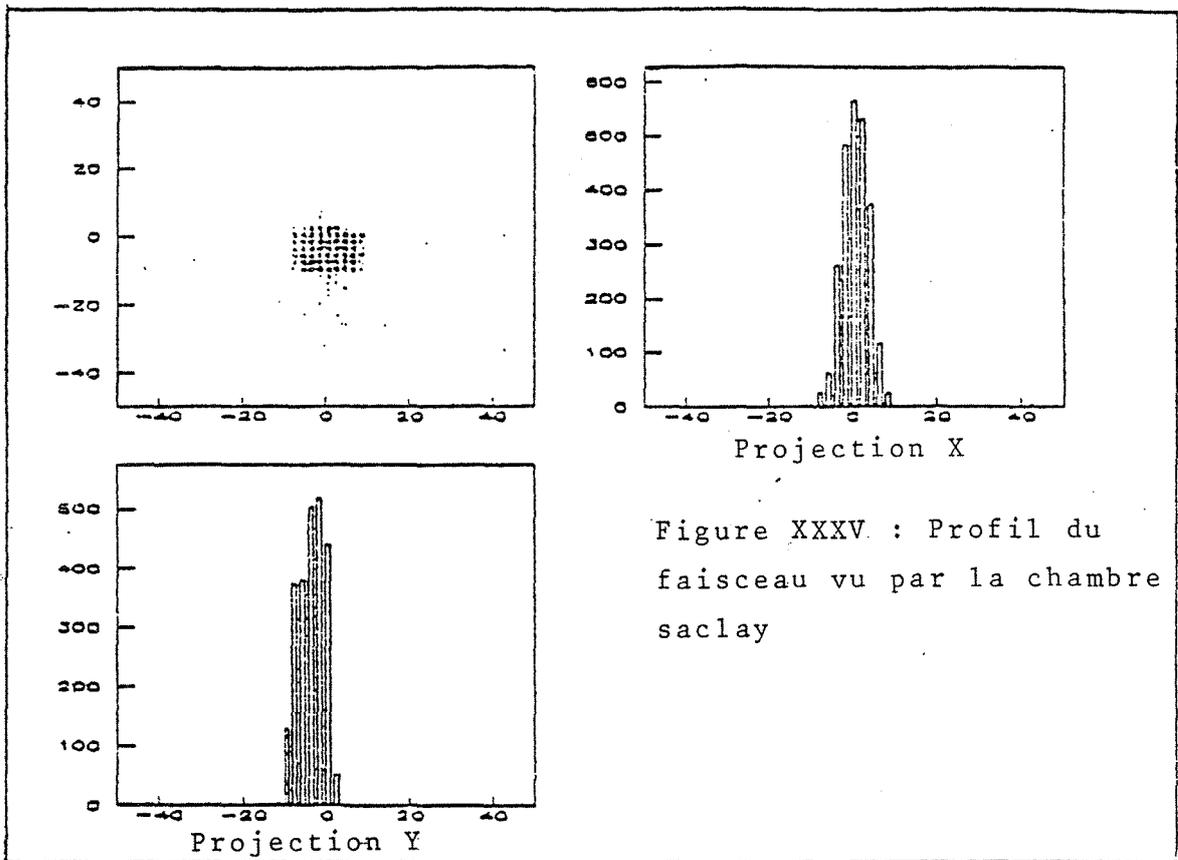
Nous pouvions choisir à partir d'un terminal trois types de faisceaux avec quatre énergies différentes :

- a - un faisceau d'électrons,
- b - un faisceau de hadrons (essentiellement de π)

c - un faisceau d'électrons et de hadrons mélangés

La dispersion angulaire du faisceau, mesurée entre la dernière chambre du BMS et la chambre de Saclay située devant le calorimètre, est très faible. Les figures (XXXIV) représentent la projection de la distribution angulaire du faisceau suivant les deux directions perpendiculaires à sa direction.

Les figures (XXXV) représentent le profil du faisceau vu par la chambre de Saclay située entre le télescope S_1 S_2 \bar{S}_3 et le prototype.



4.5. RESULTATS

Avant de mettre le prototype 45° sur faisceau, nous avons effectué : la calibration de l'électronique, la détermination des différents paramètres affectant la mesure des signaux produits par la gerbe électromagnétique (niveau de bruit, couplage entre les signaux mini-tours et les signaux fils, détermination des pedestaux dans chaque canal de mesure et le gain de chaque canal).

Pour mesurer le bruit électronique dans les mini-tours et dans chacun des 14 modules nous avons contrôlé que celui-ci n'était pas corrélé. Nous avons obtenu un bruit dont l'énergie E_B est de :

$$E_B(\text{mini-tour}) = \frac{\sigma_m}{\sqrt{N_m}} = 9.5 \text{ MeV par mini-tour}$$

et

$$E_B(\text{module}) = \frac{\sigma_f}{\sqrt{N_f}} = 14 \text{ MeV par module}$$

σ_m (σ_f) est le sigma de la distribution des pedestaux-mini-tours (modules)

N_m (N_f) est le nombre total des mini-tours (modules)

ici $N_m = 48$

et $N_f = 14$

Pour l'analyse des événements enregistrés sur bandes nous disposons, en plus des signaux provenant de chaque module et des mini-tours de chaque niveau, de deux informations relatives aux particules étudiées, à savoir : l'impulsion de la particule incidente donnée par le spectromètre magnétique (BMS) et sa nature signée par les deux compteurs Čerenkov à seuil. Ces deux informations nous ont permis de sélectionner les "bons" événements :

Nous avons lors de l'analyse rejeté tous les événements dont le $\frac{\Delta p}{p}$ était supérieur à 10% :

- pour définir des électrons on a demandé un signal dans le deuxième compteur Cerenkov (le premier lors de notre prise de donnée avait une faible efficacité et s'est révélé inutilisable),
- pour définir des hadrons les deux compteurs Cerenkov ont été mis en véto.

Pendant toute la période de prise des données nous avons centré le faisceau à l'intersection des quatre mini-tours centrales. Le profil du faisceau vu par le calorimètre (figure XXXVI) est obtenu en mesurant le centre de gravité des gerbes dans le premier niveau de celui-ci.

Les figures XXXVIIa-b représentent la corrélation entre l'énergie mesurée par les mini-tours avant et après la coupure en impulsion. On remarque une légère fuite d'énergie due à une perte d'information au niveau des mini-tours car nous ne mesurons que les signaux provenant des 16 mini-tours centrales.

La queue de la distribution, qui persiste après la coupure en impulsion, provient des particules autres que les électrons.

4.5.a. Développement longitudinal de la gerbe

La variation du centre de gravité longitudinal de la gerbe en fonction de l'énergie (figure XXXVIII) est bien représentée par la fonction :

$$z_G = \alpha \text{ Log } E \text{ (GeV)} + \beta$$

où

$$\alpha = (1.9954 \pm .0323)$$

et

$$\beta = (11.033 \pm .111)$$

(4-1)

Si l'on compare cette fonction avec celle obtenue par le Monte-Carlo (relation 3.8), celles-ci sont en parfait accord.

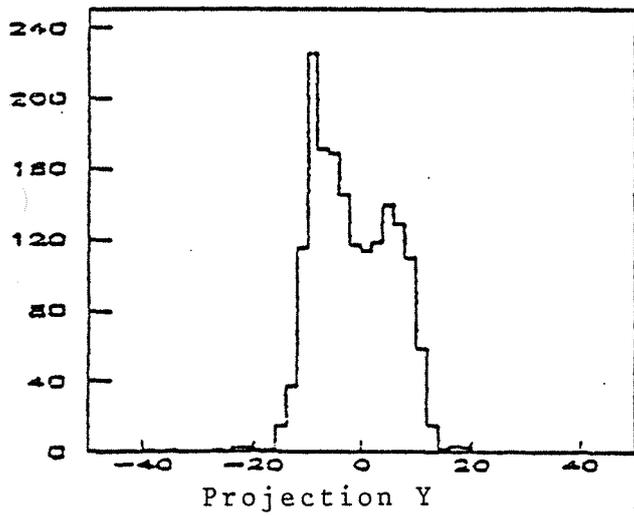
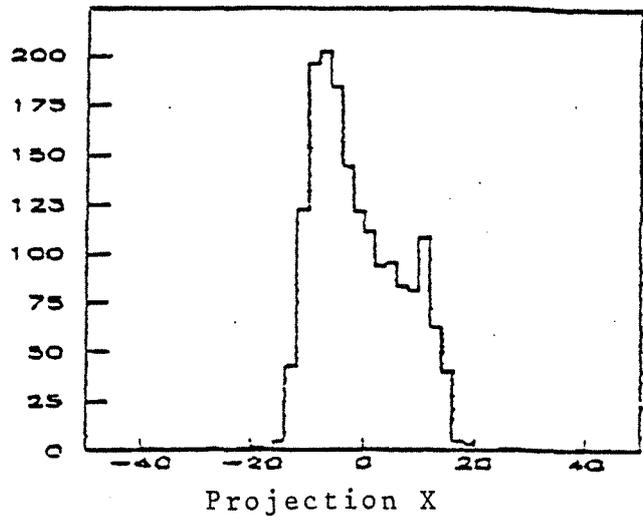
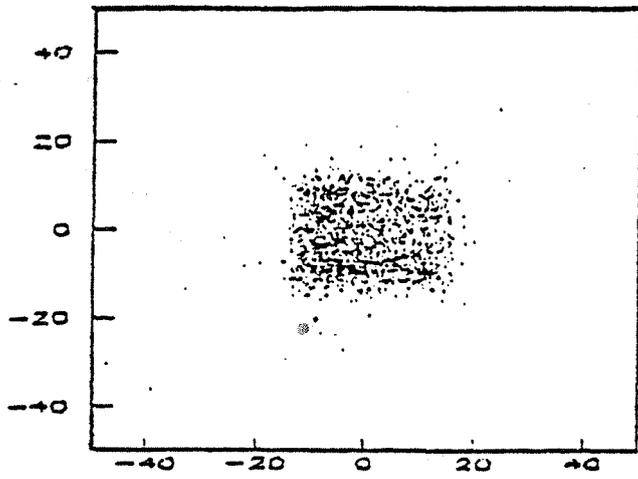
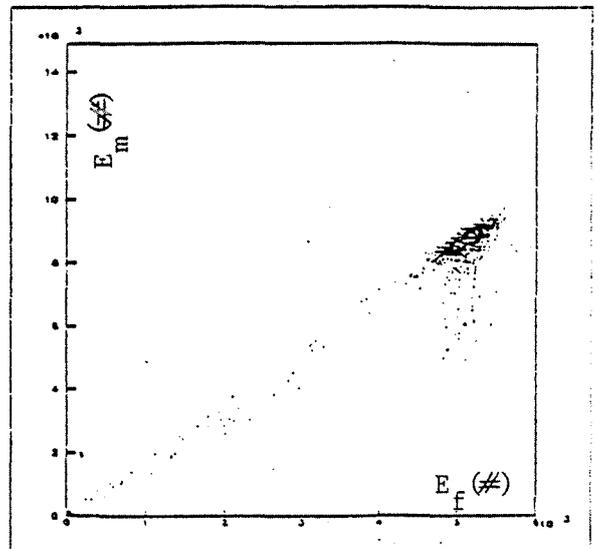
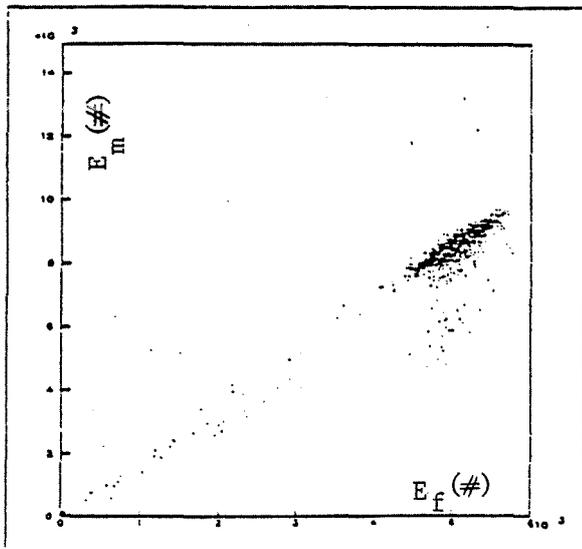


Figure XXXVI : Profil du faisceau
vu par le calorimètre



a- Avant coupure en impulsion

b- Après coupure en impulsion

Figure XXXVII : Correlation énergie fils E_f et
énergie mini-tours E_m

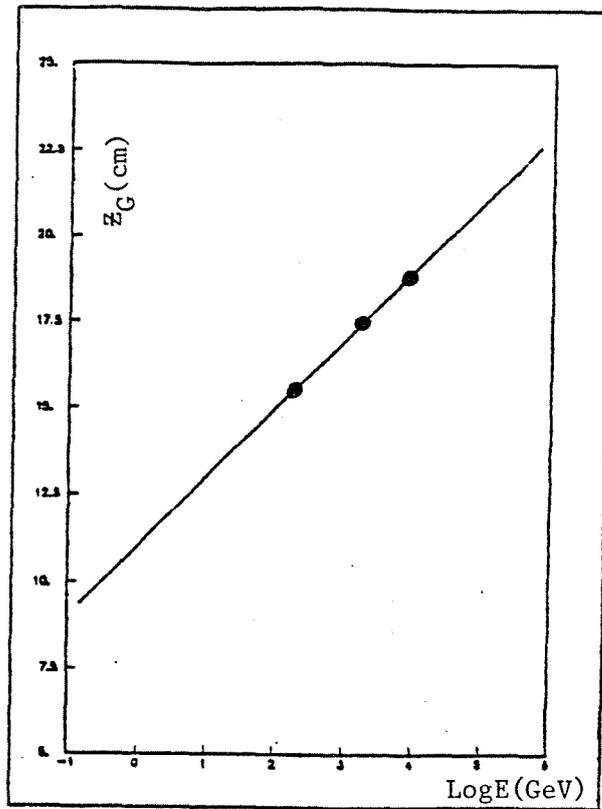


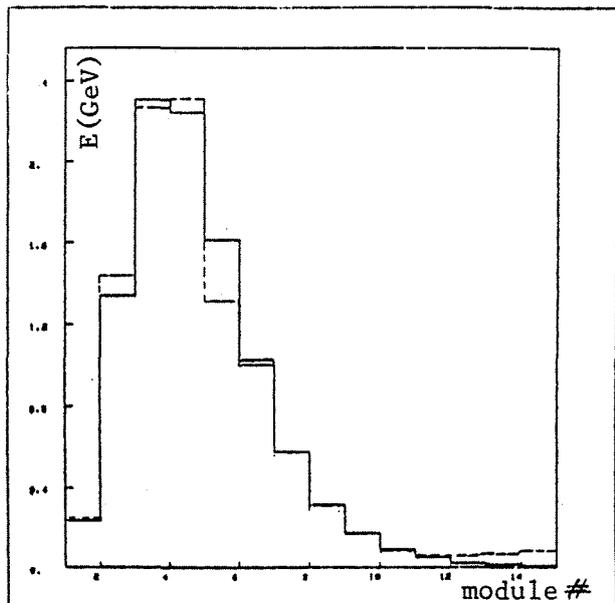
Figure XXXVIII : Centre de gravité longitudinal de la gerbe en fonction de $\text{Log}E(\text{GeV})$

Le développement longitudinal de la gerbe dans le calorimètre à 10,25 et 50 GeV pour un faisceau d'électrons est comparé à celui obtenu par le Monte-Carlo pour ces mêmes énergies, les figures XXXIXa-b-c- montrent que les distributions sont comparables.

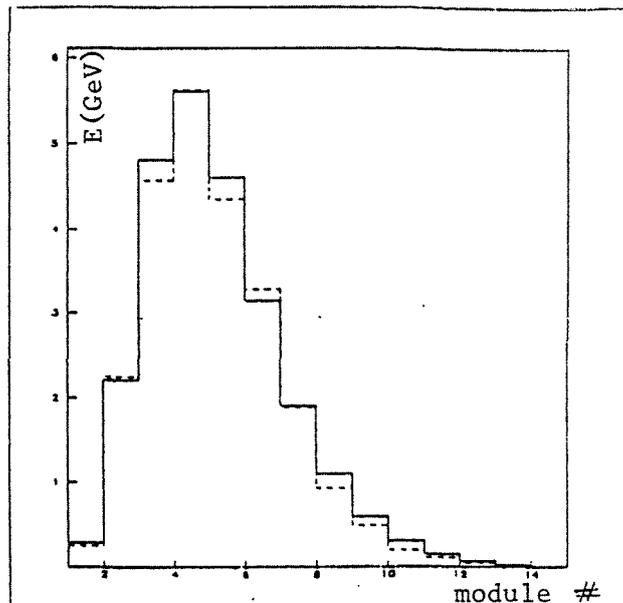
Si l'on applique la paramétrisation utilisée dans le Monte-Carlo sur les données à 25 et à 50 GeV figure XLa-b on obtient un bon lissage pour des valeurs de α , b et E compatibles avec celles obtenues par le Monte-Carlo pour ces mêmes énergies (tableau VIII).

	Monte-Carlo 25 GeV	Données 25 GeV	Monte-Carlo 50 GeV	Données 50 GeV
b	2.74	2.86	2.66	2.98
α	6.07	6.28	6.32	7.07
E	12.28	12.3	24.58	24.57

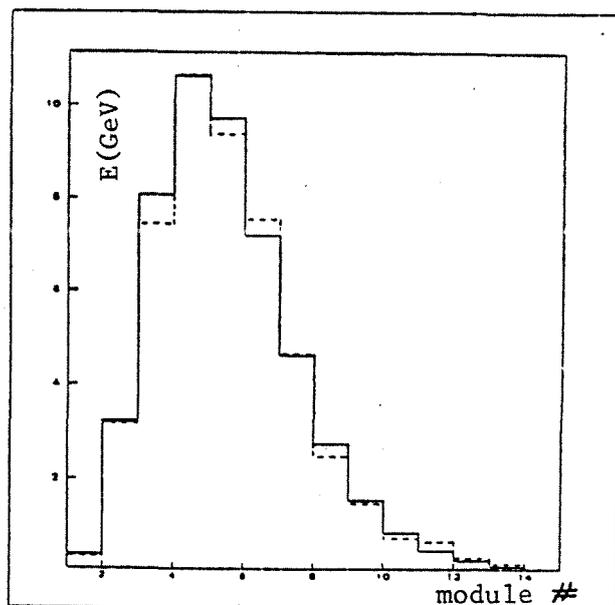
Tableau VIII



a- Electrons de 10 GeV



b- Electrons de 25 GeV



c- Electrons 50 GeV

Figure XXXIX : Développement longitudinal de la gerbe : comparaison EGS-données expérimentales : - - - données
 — Monte-Carlo

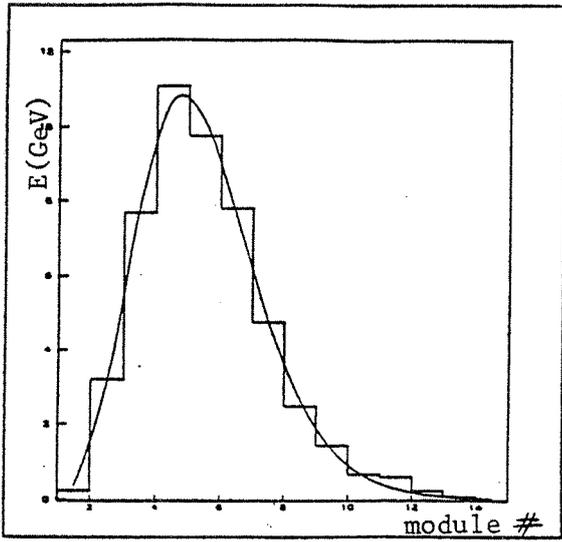


Figure XL-a : Distribution longitudinale à 50 GeV

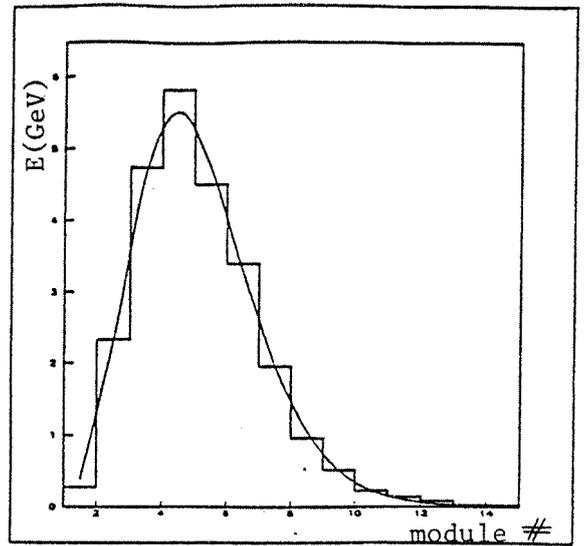


Figure XL-b : Distribution longitudinale à 25 GeV

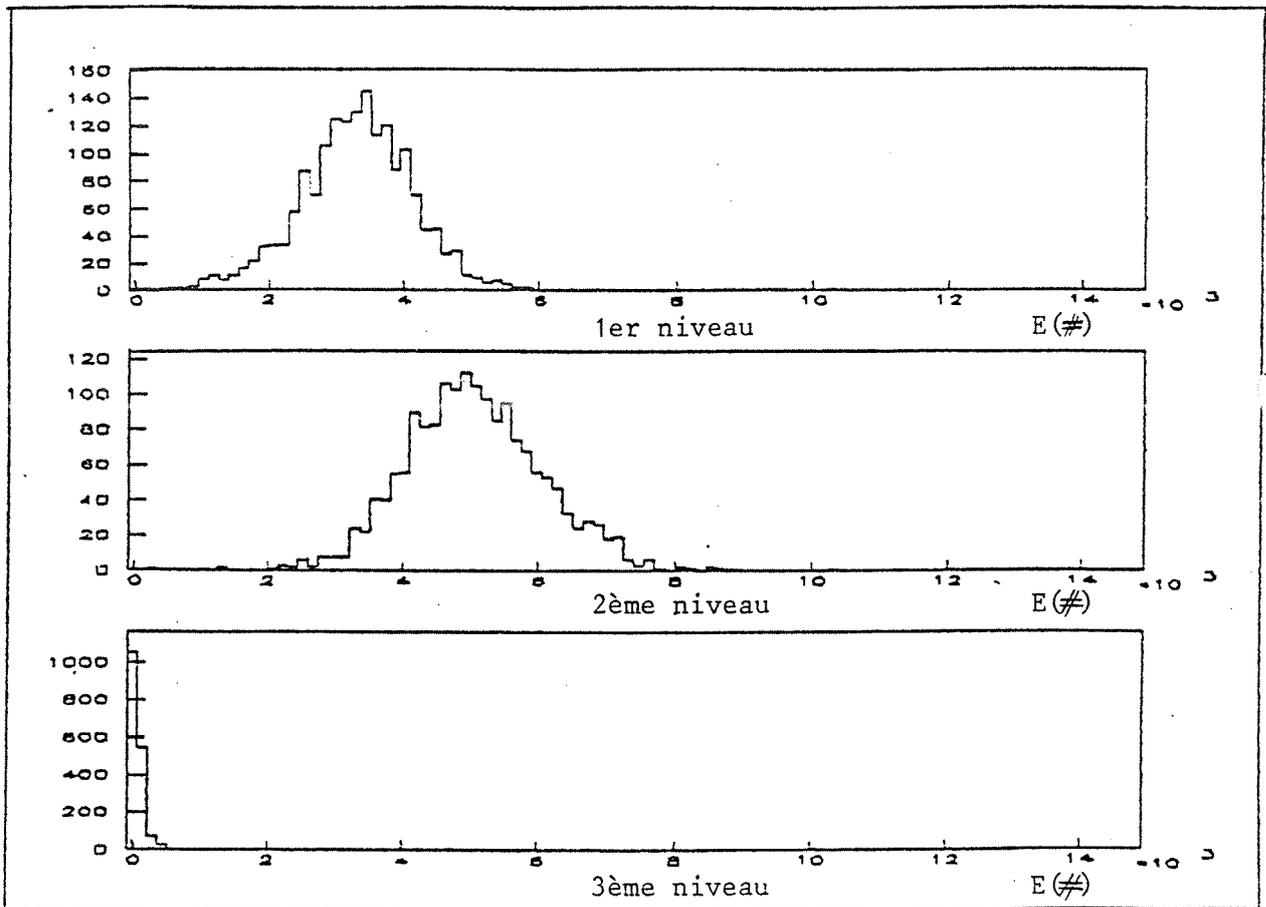


Figure XLI : Distribution du dépôt d'énergie par niveau (électrons de 10 GeV)

La répartition de l'énergie incidente sur les trois niveaux du calorimètre pour des électrons de 10 GeV est représentée dans la figure XLI.

4.5.b. Linéarité

-a- Linéarité en fonction de l'énergie :

Les signaux recueillis sur les mini-tours et sur les fils pour une haute tension donnée (1400 volts dans notre cas) varient linéairement avec l'énergie incidente (figure XLII) Aucun phénomène de saturation n'est donc observé à cette haute tension. Les électrons d'énergie allant jusqu'à 50 GeV sont bien contenus dans le calorimètre.

-b- Linéarité en fonction de la haute tension :

Si l'on varie la haute tension appliquée aux anodes des milieux actifs du calorimètre les signaux provenant des tubes proportionnels et des mini-tours suivent une loi exponentielle. Le Log_e de l'énergie mesurée sur les fils (mini-tours) varie donc linéairement avec la haute tension (figure XLIII). Il n'y a aucun effet de saturation significatif (c'est-à-dire se traduisant par un effet de non linéarité) si on monte la haute tension jusqu'à 1500 volts pour des électrons de 10 GeV.

Cette linéarité est bien reproduite par la fonction :

$$\text{Log } E = \alpha V + \beta \quad (4-2)$$

Pour les fils :

$$\alpha = .0127$$

$$\beta = -11.38$$

Pour les mini-tours :

$$\alpha = .0117$$

$$\beta = -8.41$$

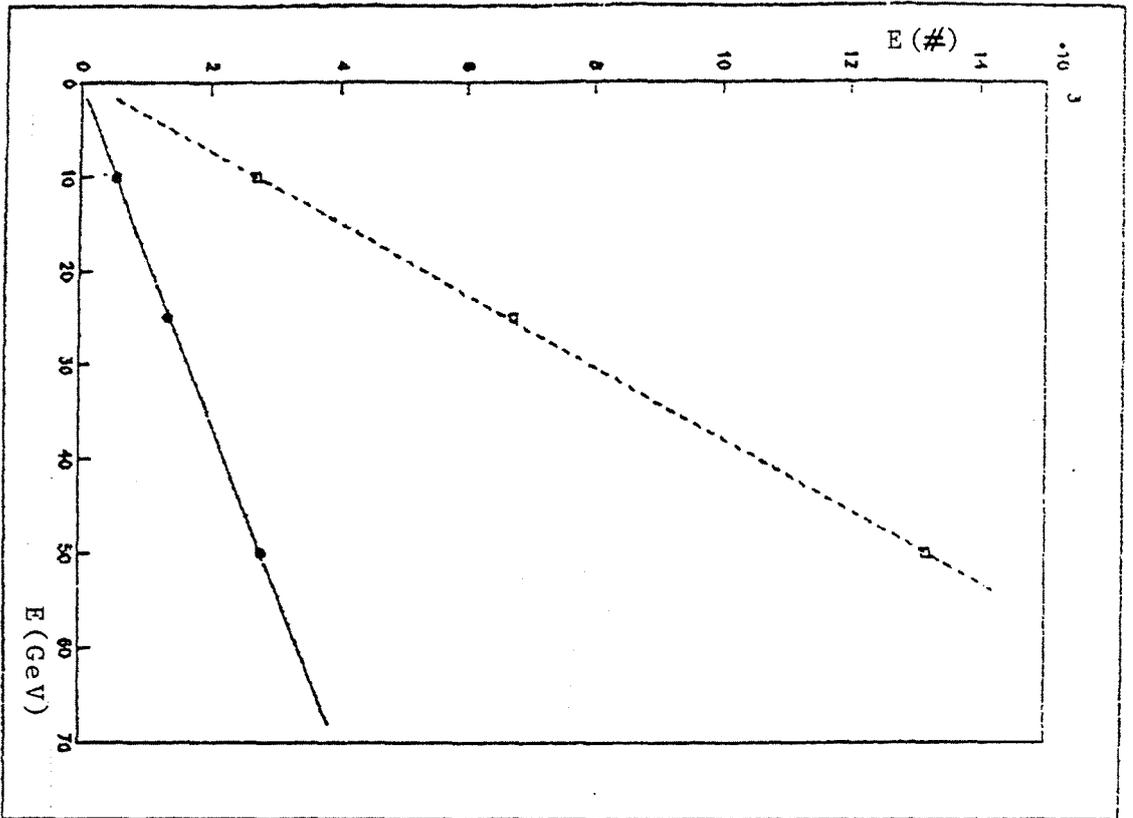


Figure XLII : Linéarité en fonction de l'énergie E

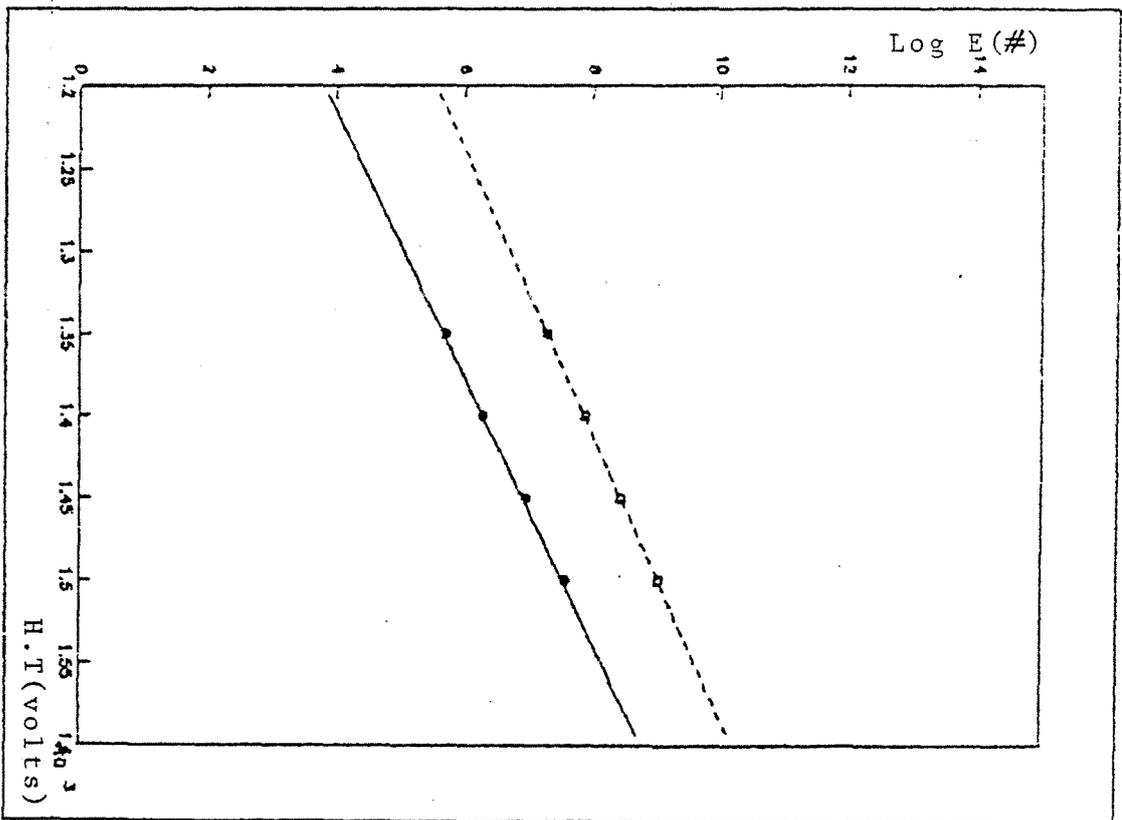


Figure XLIII : Linéarité en fonction de la haute tension

4.5.c. Résolution en énergie

Les résultats obtenus avec le prototype pour l'étude de la résolution en énergie sont résumés dans les tableaux IX-a-b-c-d

Les figures XLIV-1-2 montrent l'importance de la correction de l'impulsion du faisceau pour une bonne détermination de la résolution en énergie. On remarque d'abord une nette amélioration de la résolution avec la haute tension (figure XLV), le passage du régime proportionnel (1350 volts) au régime proportionnel saturé (1500 volts) nous permet d'améliorer la résolution en énergie.

Pour une haute tension donnée (1400 volts dans notre cas) la résolution a tendance à se détériorer avec l'énergie (figure XLVI). Ce résultat est compatible avec celui obtenu en Monte-Carlo.

Si l'on compare la résolution mesurée à 0° avec le prototype de l'IN2P3 (16) à celle obtenue avec le prototype 45° dans les mêmes conditions (tableau X), on remarque une détérioration de la résolution de l'ordre de 23%, compatible avec la détérioration de l'échantillonnage due à l'angle. Cette détérioration se comporte comme $\sqrt{\frac{1}{\cos\theta}}$, où θ est l'angle de l'électron incident.

	Prototype IN2P3	Prototype 45°
$\frac{\sigma}{\sqrt{E}}$ (1400 volts) (25 GeV-fils)	.177	.218

Tableau X

H.T. (volts)	1350	1400	1450	1500
Fils				
$\langle E_m \rangle$	306.15 ± 0.35	546.89 ± 0.59	1089.80 ± 1.59	1992.20 ± 2.00
σ	19.19 ± 0.298	33.39 ± 0.55	62.45 ± 1.53	111.79 ± 1.84
$\frac{\sigma}{\langle E_m \rangle}$.0627 ± 0.0009	.061 ± 0.0009	.0573 ± 0.0001	.0561 ± 0.0009
$\frac{\sigma}{\langle E_m \rangle} \times \sqrt{E}$	19.82% ± 0.003	19.3% ± 0.003	18.12% ± 0.004	17.74% ± 0.003
$\ln(E_m)$	5.72 ± 0.001	6.30 ± 0.001	6.99 ± 0.001	7.6 ± 0.001

Electrons de 10 GeV
Tableau IX-a

H.T. (volts)	1350	1400	1450
Mini-tours			
$\langle E_m \rangle$	1487.9 ± 1.93	2702.6 ± 3.06	4844.9 ± 6.95
σ	102.83 ± 1.78	170.93 ± 2.93	283.59 ± 6.10
$\frac{\sigma}{\langle E_m \rangle}$.0691 ± 0.001	.0632 ± 0.0009	.0585 ± 0.001
$\frac{\sigma}{\langle E_m \rangle} \times \sqrt{E}$	21.8% ± 0.004	20.0% ± 0.003	18.5% ± 0.004
$\ln(E_m)$	7.3 ± 0.001	7.9 ± 0.001	8.48 ± 0.001

Electrons de 10 GeV
Tableau IX-b

Energie en Fils GeV	10	25	50
$\langle Em \rangle$	546.89 $\pm .59$	1354.9 ± 1.06	2804.2 ± 1.55
σ	33.39 $\pm .55$	59.1 $\pm .971$	88.91 ± 1.38
$\frac{\sigma}{\langle Em \rangle}$.061 $\pm .0009$.0436 $\pm .0007$.0317 $\pm .0005$
$\frac{\sigma}{\langle Em \rangle} \sqrt{E}$	19.3% $\pm .003$	21.8% $\pm .004$	22.4% $\pm .003$

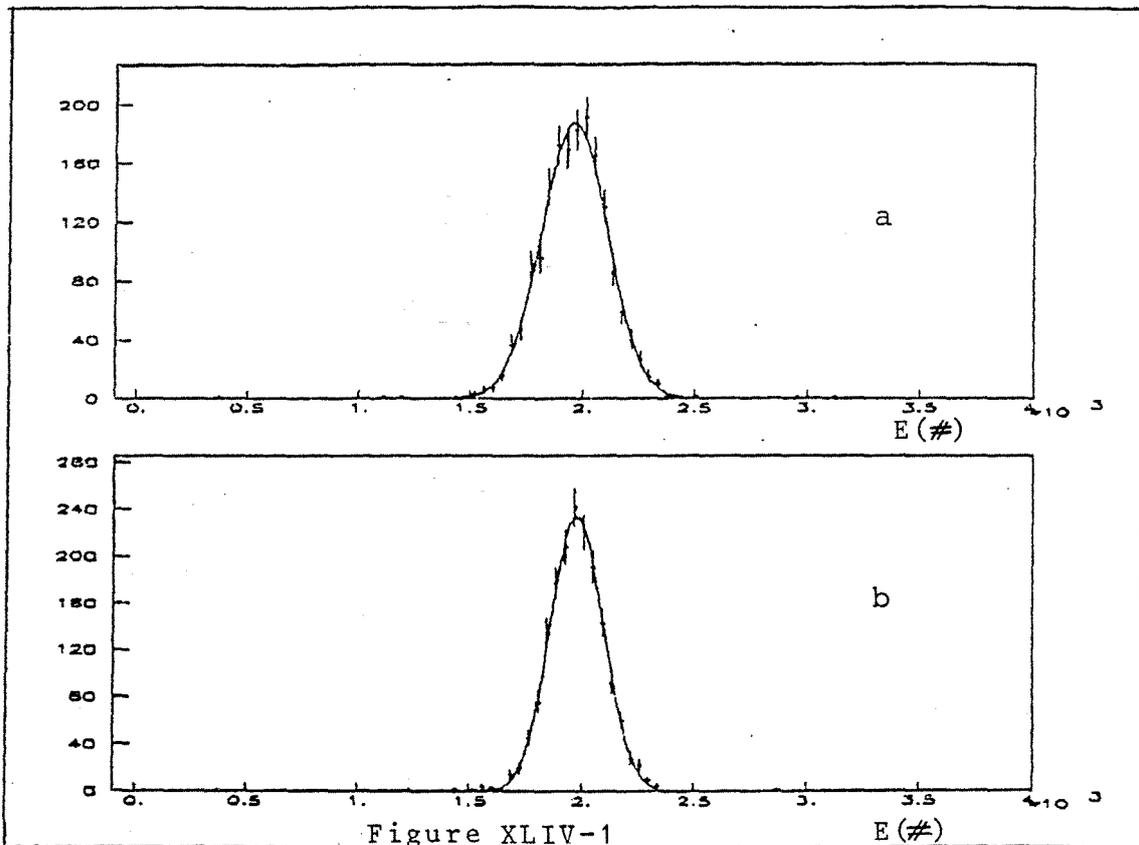
Haute tension : 1400 volts

Tableau IX-c

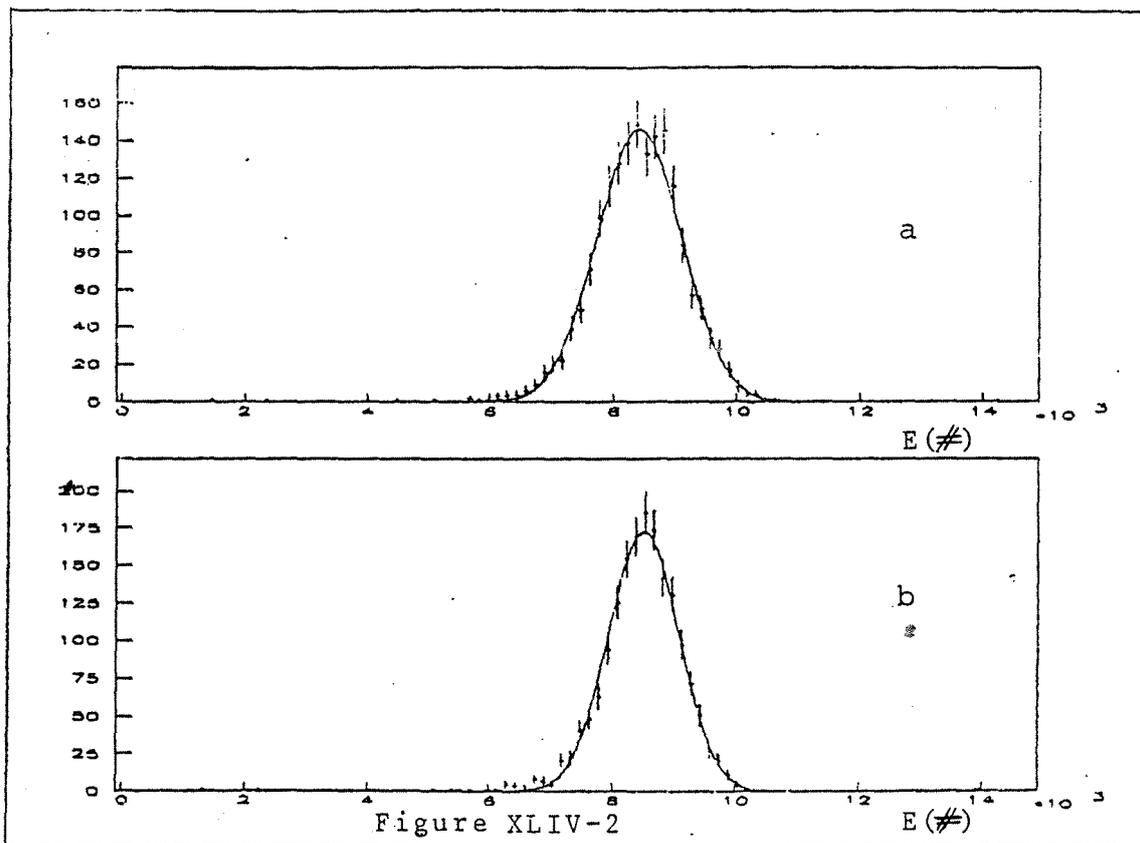
Energie en Mini-tours GeV	10	25	50
$\langle Em \rangle$	2702.6 ± 3.06	6749.8 ± 4.75	13176 ± 8.15
σ	170.93 ± 2.93	270.65 ± 4.16	446.41 ± 7.59
$\frac{\sigma}{\langle Em \rangle}$.0632 $\pm .001$.0401 $\pm .0006$.0339 $\pm .0006$
$\frac{\sigma}{\langle Em \rangle} \times \sqrt{E}$	20.00% $\pm .004$	20.01% $\pm .003$	23.9% $\pm .004$

Haute tension : 1400 volts

Tableau IX-d



Distribution du dépôt d'énergie mesuré par les fils avant (a) et après (b) la coupure en impulsion



Distribution du dépôt d'énergie mesuré par les mini-tours avant (a) et après (b) la coupure en impulsion

□ : fils
 ○ : mini-tours

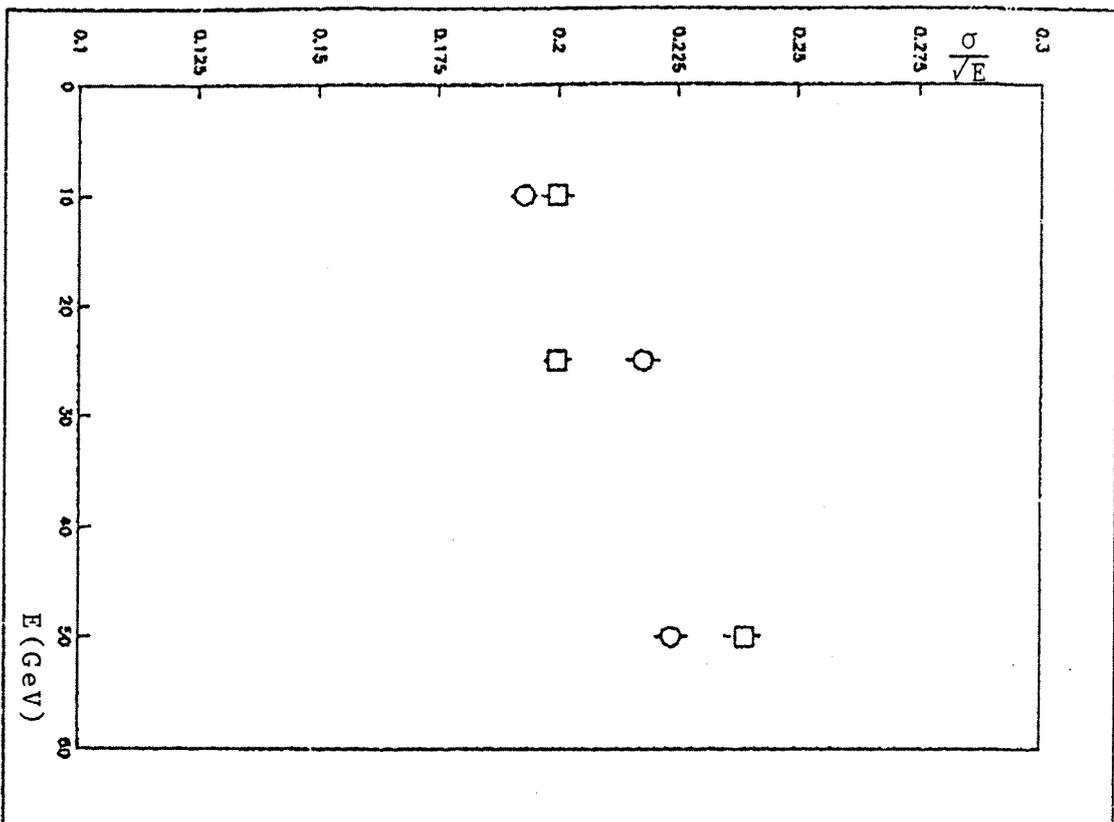


Figure XLVI: Variation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie (H.T. = 1400 volts)

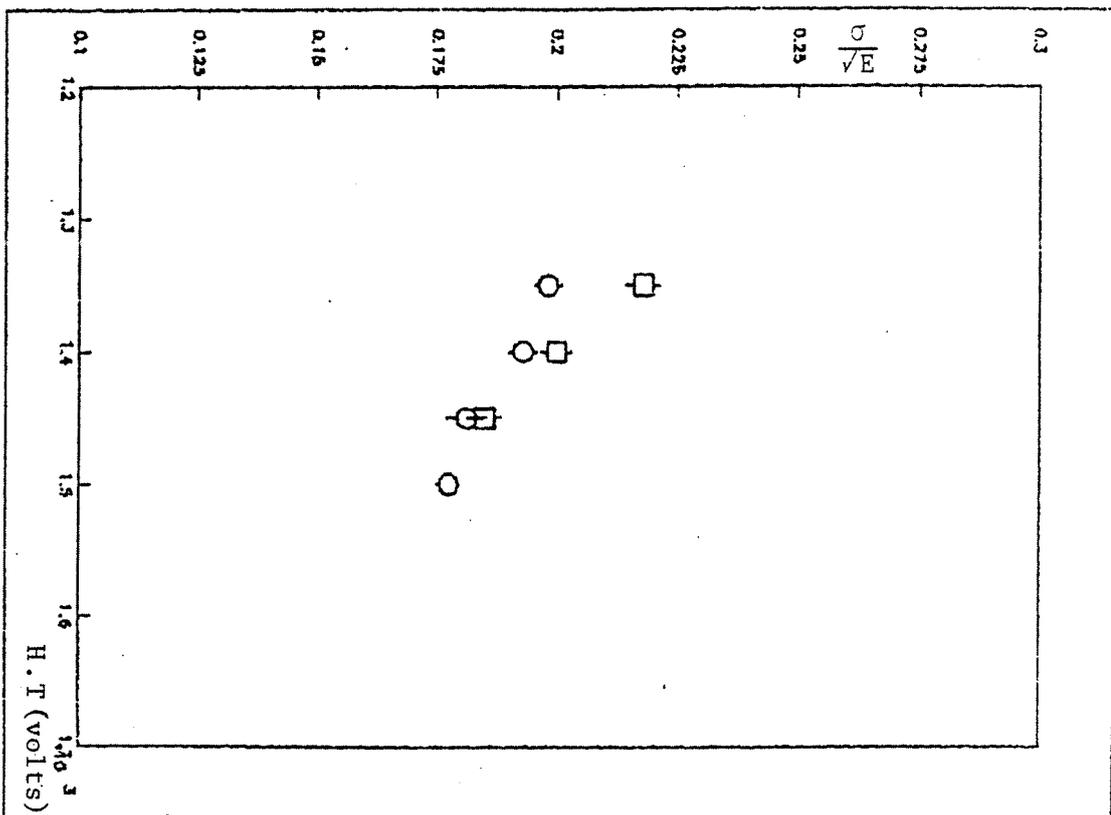


Figure XLV: Variation de la résolution en énergie en fonction de la haute tension (H.T. = 1400 volts)

4.5.d. Résolution spatiale

Nous ne disposons, pour étudier la résolution spatiale du calorimètre, que d'un seul point de mesure à 50 GeV. Le faisceau, pendant cette prise de données, était déplacé de 1.5cm en Y (suivant la longueur des tubes proportionnels).

La méthode de calcul utilisée pour déterminer les coordonnées X et Y de la particule incidente est la même que celle décrite dans le chapitre 3.

A cause de la dimension des scintillateurs S_1 et S_2 il est difficile d'observer la dépendance sinusoidale entre les coordonnées mesurées par la méthode du centre de gravité et celles mesurées par la chambre de saclay. Néanmoins, si l'on regarde les distributions $X_G - X_s$ ($s=saclay$) et $Y_G - Y_s$, elles ne sont pas plates (figures XLVII-a-b-c-d) Sur ces mêmes figures, nous avons dessiné la fonction de correction obtenue avec le Monte-Carlo pour la même énergie en X et Y dans les deux niveaux.

On remarque qu'en Y cette fonction de correction s'applique bien sur les données. En X où les barres d'erreur sont très grandes il est difficile de conclure.

Si l'on ajuste la fonction de correction sur les données pour voir quelle est la variation des paramètres de la fonction entre le Monte-Carlo et les données, on remarque (tableau XI) qu'en Y ceux-ci sont en bon accord si l'on tient compte des barres d'erreur, alors qu'en X ils sont différents.

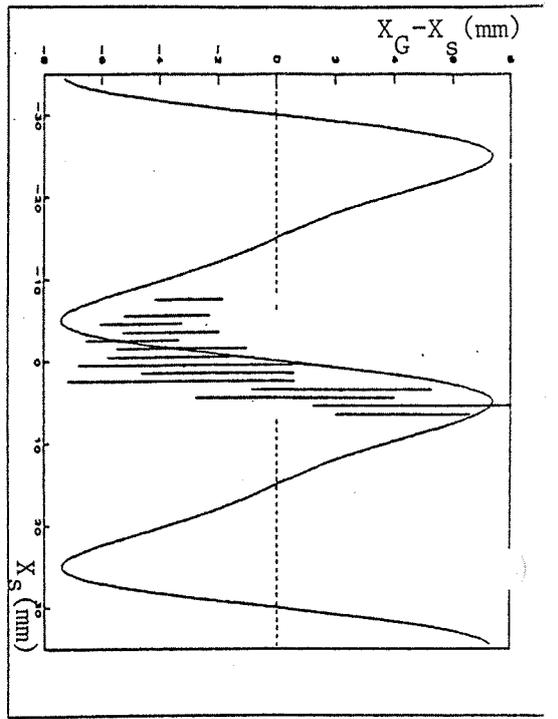
		Monte-Carlo	Données
1er niveau	B_X	.739 ±.039	.403 ±.065
	C_X	.599 ±.072	.675 ±.374
	B_Y	.805 ±.067	.601 ±.092
	C_Y	.707 ±.10	.514 ±.158
2ème niveau	B_X	.420 ±.036	.108 ±.107
	C_X	.417 ±.122	-.012 ±.2.0
	B_Y	.436 ±.072	.479 ±.075
	C_Y	.496 ±.25	.538 ±.169

Tableau XI

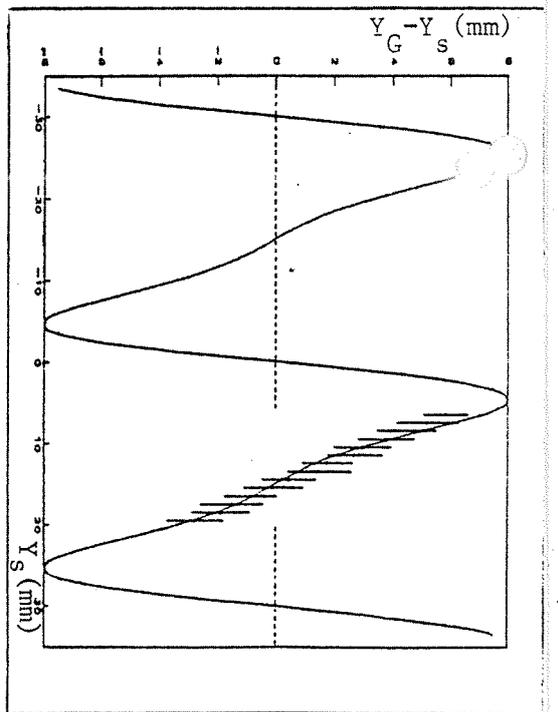
Il est en fait difficile, vu l'état de la distribution X_G-X_S , de confronter les paramètres du lissage et du Monte-Carlo.

Regardons maintenant quel est l'effet de la correction sur la résolution spatiale (figure XLVIII-a-b-c-d-e-f-g-h).

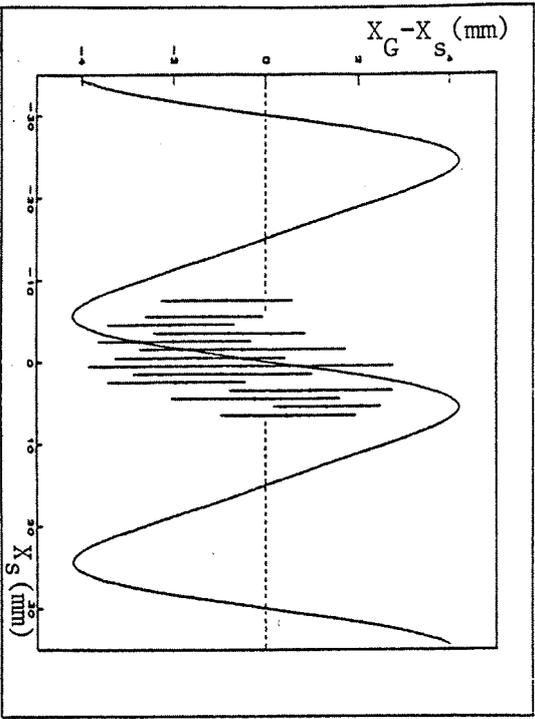
On remarque tableau XII une très légère amélioration de la résolution spatiale en Y dans le premier niveau ; en X celle-ci est restée sensiblement la même ; dans le deuxième niveau on obtient une bonne amélioration de la résolution en Y ; en X celle-ci n'a pratiquement pas changé.



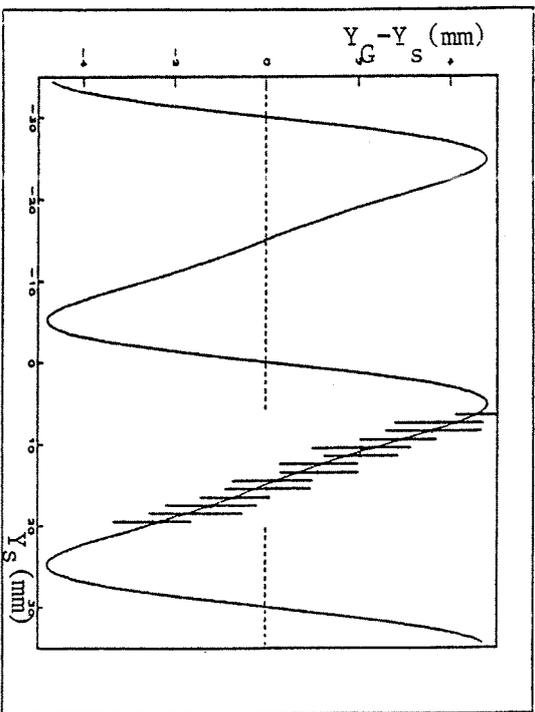
a- Variation de $X_G - X_S$ en fonction de X_S (1er niveau)



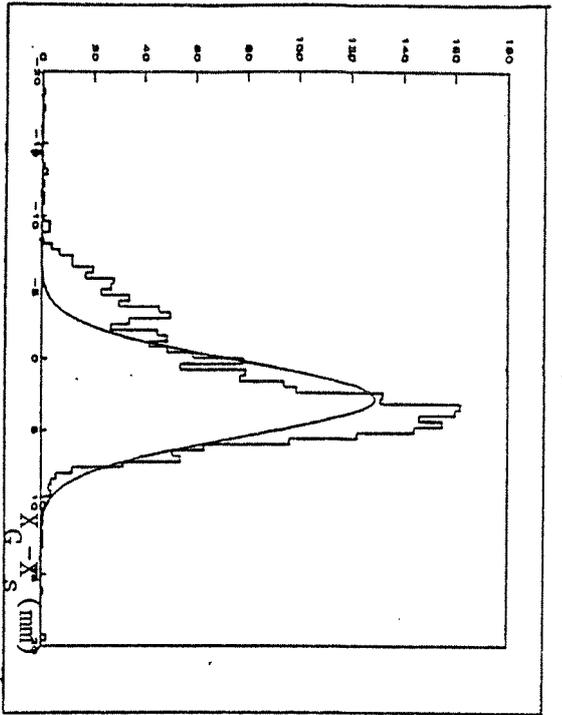
b- Variation de $Y_G - Y_S$ en fonction de Y_S (1er niveau)



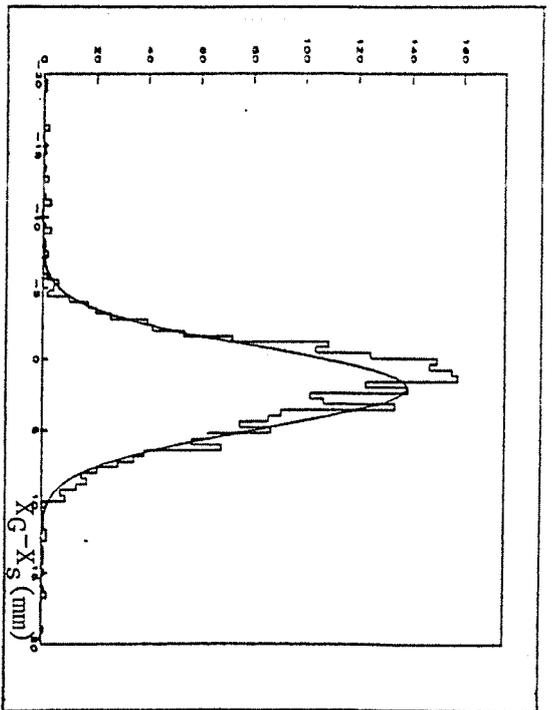
c- Variation de $X_G - X_S$ en fonction de X_S (2ème niveau)



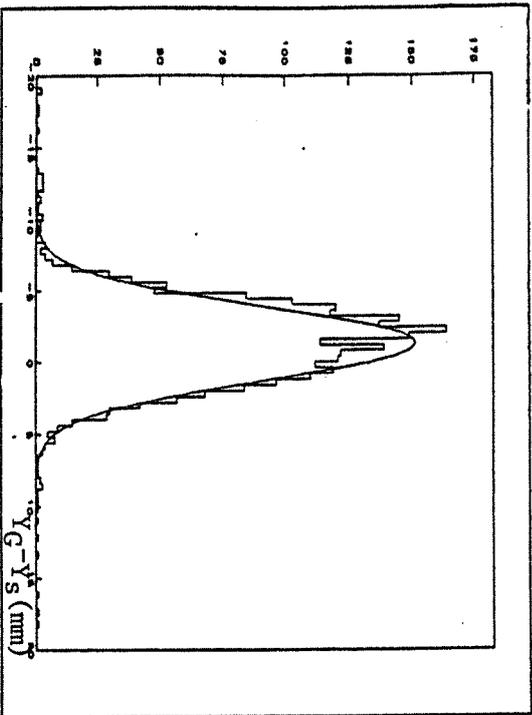
d- Variation de $Y_G - Y_S$ en fonction de Y_S (2ème niveau)



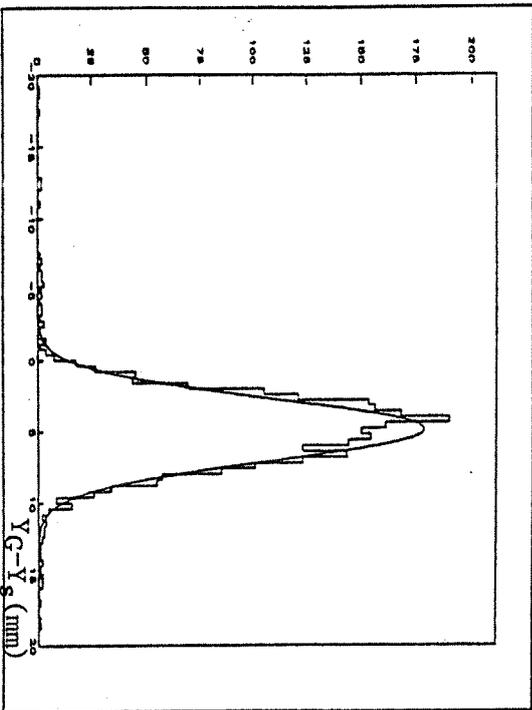
a- Distribution $X_G - X_S$ avant correction (1er niveau)



b- Distribution $X_G - X_S$ après correction (1er niveau)

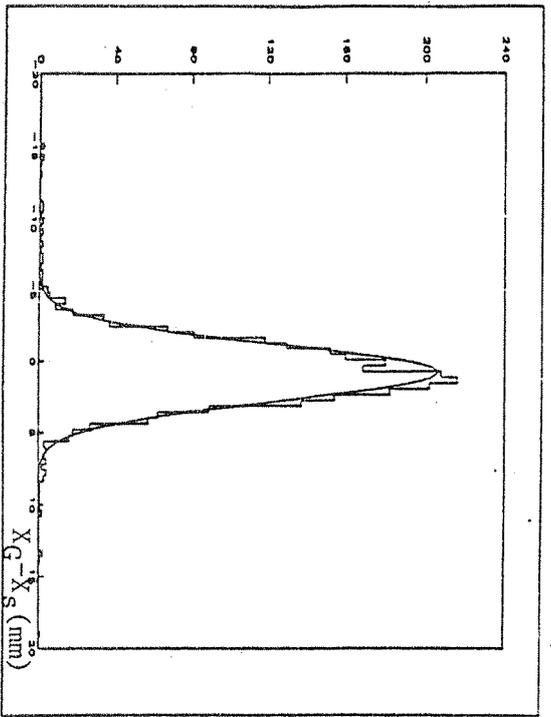


c- Distribution $Y_G - Y_S$ avant correction (1er niveau)

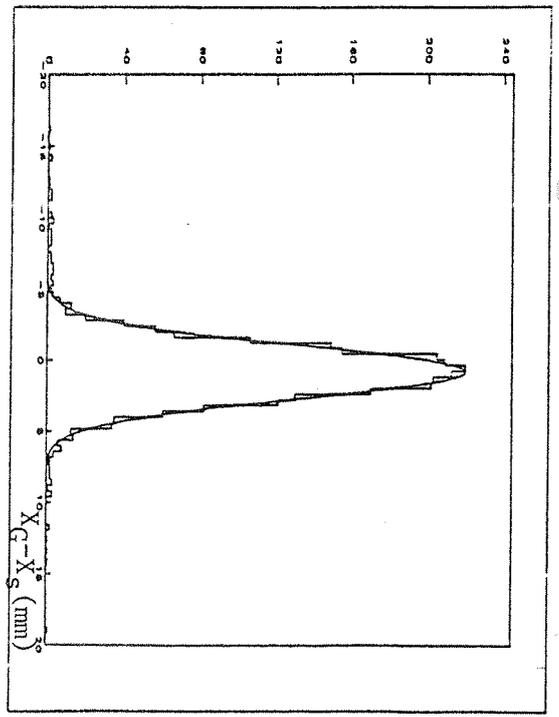


d- Distribution $Y_G - Y_S$ après correction (1er niveau)

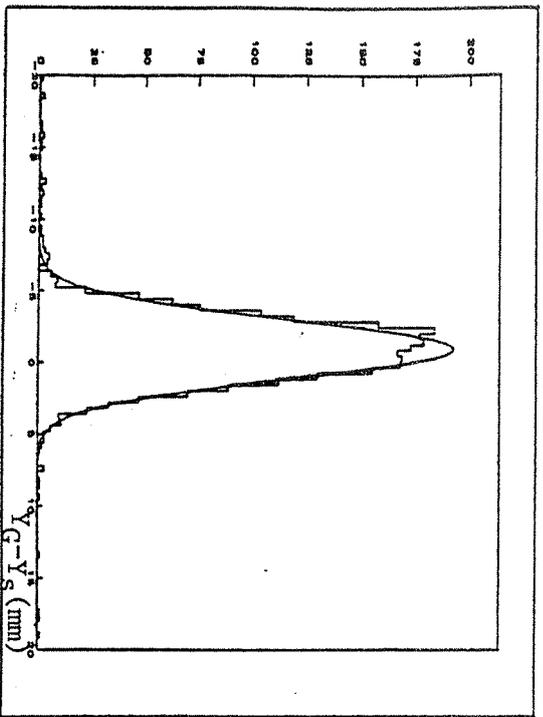
Figure XLVIII



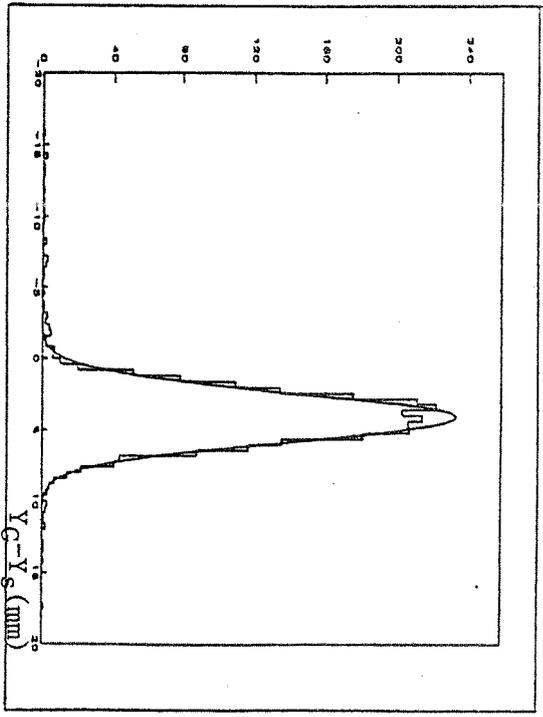
e- Distribution $X_G - X_S$ avant correction (2ème niveau)



f- Distribution $X_G - X_S$ après correction (2ème niveau)



g- Distribution $Y_G - Y_S$ avant correction (2ème niveau)



h- Distribution $Y_G - Y_S$ après correction (2ème niveau)

	σ_x (mm) avant correction	σ_y (mm) avant correction	σ_x (mm) après correction	σ_y (mm) après correction
1er niveau	2.61 ± 0.05	2.57 ± 0.04	2.83 ± 0.04	2.18 ± 0.03
2ème niveau	1.95 ± 0.03	2.06 ± 0.03	1.84 ± 0.03	1.70 ± 0.02

Tableau XII

Les résolutions spatiales obtenues avec le Monte-Carlo en X et en Y sont nettement meilleures que celles obtenues avec les données ; il est cependant difficile de tirer une conclusion de cette comparaison, car les données que nous avons analysées ne sont pas suffisantes, et la surface couverte par le télescope n'est pas assez grande.

4.5.e. Rejection e/π

Une bonne identification des électrons suppose une bonne réjection e/π . A cet effet, nous allons utiliser la différence dans le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique et hadronique (figures XLIX-a-b).

Pour faire une étude comparative, nous avons utilisé un test en χ^2 séparément pour les fils et pour les mini-tours.

En utilisant les signaux provenant des fils, nous avons défini un χ^2 à 14 points :

$$\chi_f^2 = \sum_{i=1}^{14} (f(i) - E_i)^2 \quad (4-3-a)$$

où $f(i)$ est la distribution moyenne de l'énergie des électrons dans les 14 modules du prototype,

et E_i l'énergie déposée par événement dans chaque module.

Avec les signaux provenant des 16 mini-tours de chaque niveau nous avons défini un χ^2 à 3 points :

$$\chi_G^2 = \sum_{i=1}^3 (G(i) - E_i)^2 \quad (4-3-b)$$

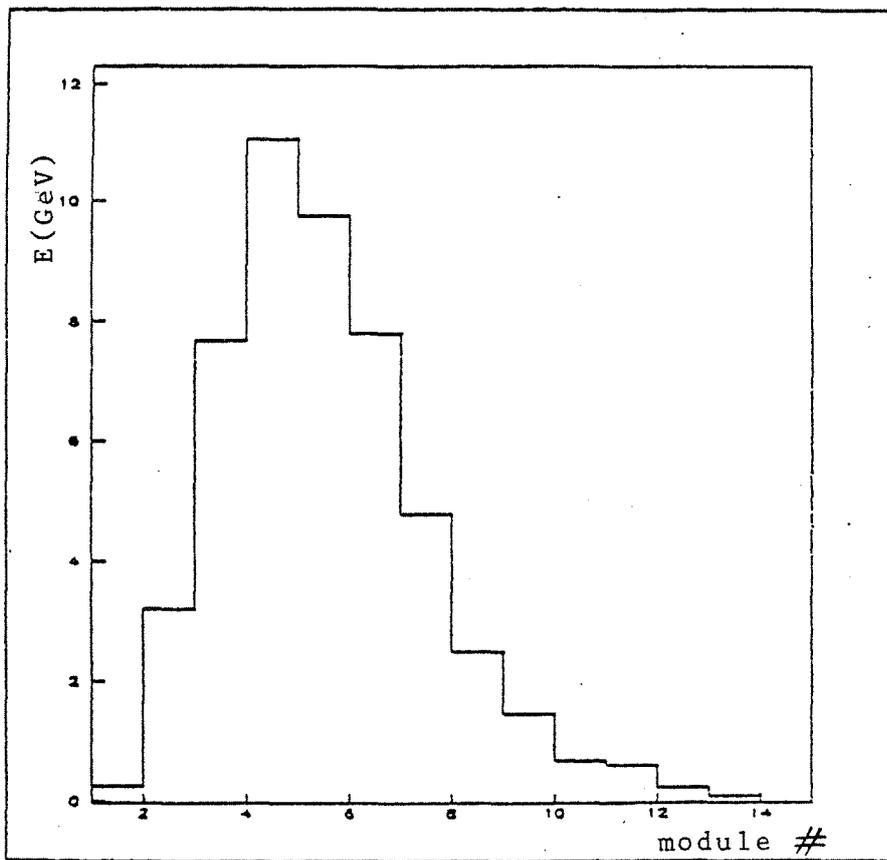


Figure XLIX-a: Développement longitudinal de la gerbe (électrons 50 GeV)

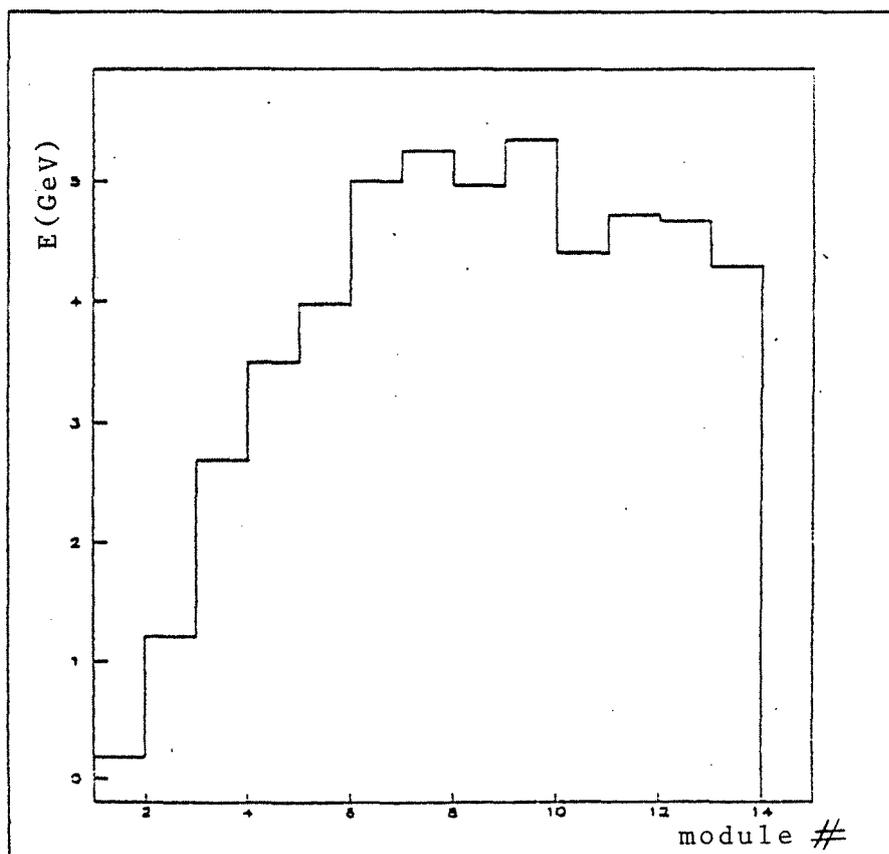


Figure XLIX-b: Développement longitudinal de la gerbe (hadrons 50 GeV)

où $G(i)$ est la fraction moyenne de l'énergie déposée par les électrons dans les trois niveaux,
 et E_i : la fraction d'énergie déposée par événement dans chaque niveau.

La variation de l'énergie déposée dans le prototype en fonction du χ_f^2 (χ_G^2) pour les deux types de particules (figures I-a-b-c-d-) donne une idée de la puissance de ce critère de séparation.

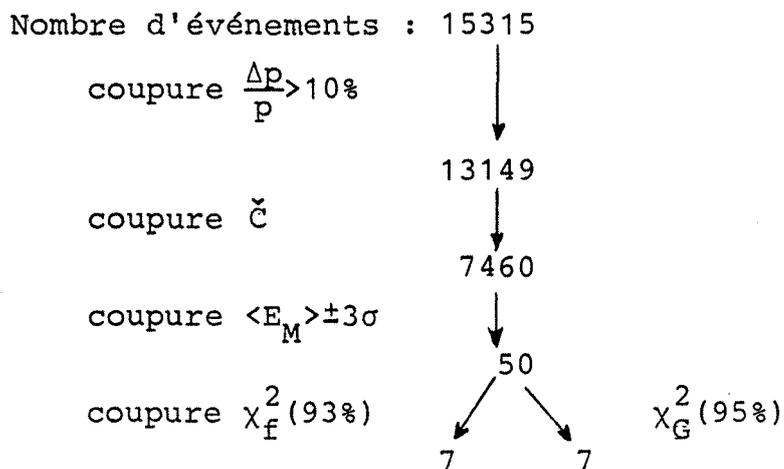
- Méthode de calcul :

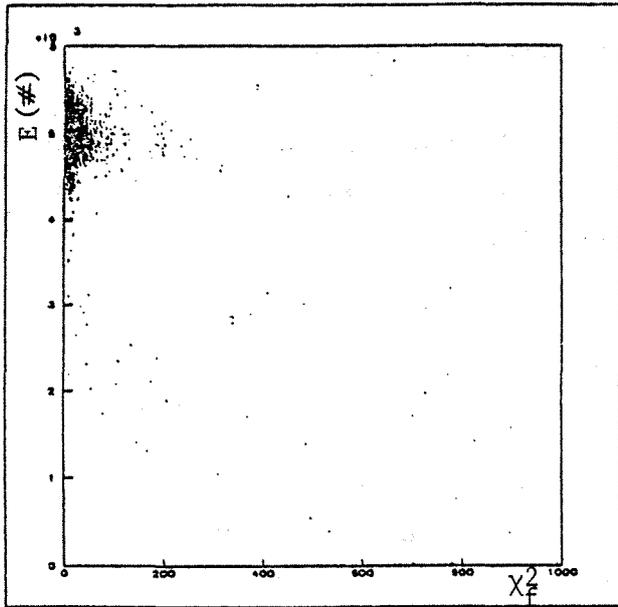
Nous avons dans une première étape, après avoir fait la coupure sur l'impulsion initiale et sur les signaux Cerenkov pour des hadrons d'énergie donnée (50 et 25 GeV dans notre cas), sélectionné toutes les particules se trouvant à $\pm 3\sigma$ de l'énergie moyenne déposée dans les mini-tours par des électrons d'énergie équivalente. Avec cette coupure en énergie, nous avons rejeté 99% des hadrons.

Dans la deuxième étape on a rejeté tous les hadrons ayant un χ_f^2 (χ_G^2) au dessus de celui obtenu avec des électrons de même énergie.

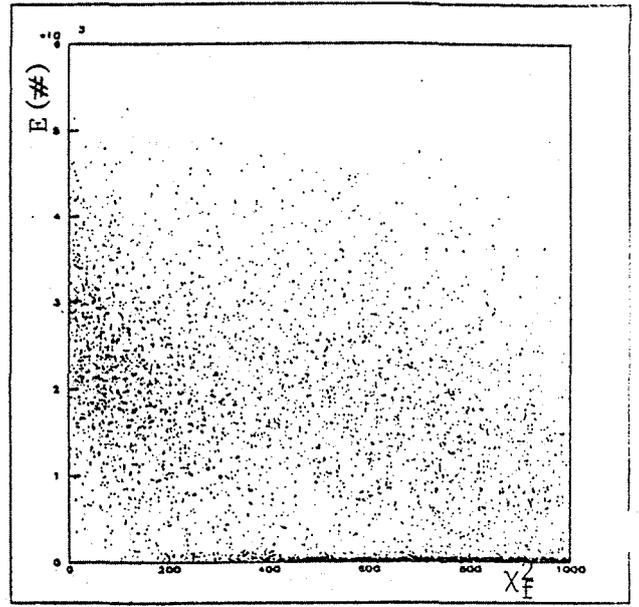
- Résultats :

a- 50 GeV :

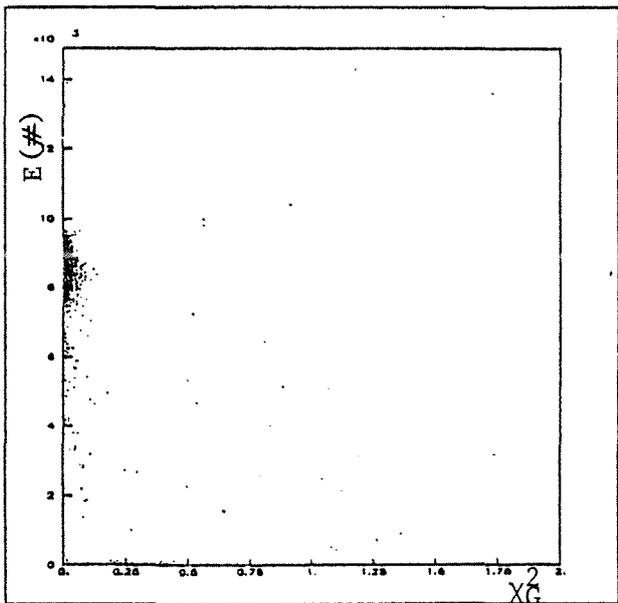




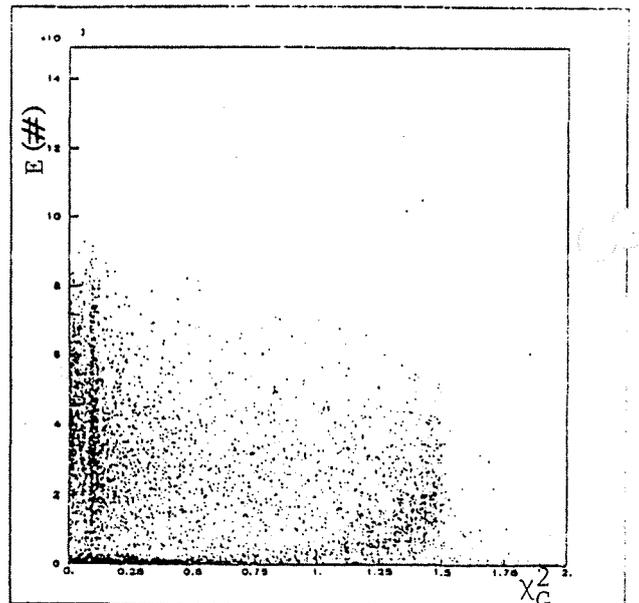
a- Electrons 50 GeV



b- Hadrons 50 GeV



c- Electrons 50 GeV



d- Hadrons 50 GeV

Figure L : Energie E en ADC en fonction du χ_f^2 (χ_G^2)

Si l'efficacité du Cerenkov utilisé est de 100% la rejection dans ce cas serait :

$$R = 7/7460 = 9.410^{-4}$$

Puisque nous avons estimé cette efficacité égale à 85% la rejection R devrait être meilleure. En effet, si α et β sont respectivement la fraction de vrais électrons et la fraction de faux électrons (c'est-à-dire les pions se comportant comme des électrons dans le calorimètre) après la coupure en impulsion, alors le système d'équations :

$$(\alpha + \beta) 13145 = 50$$

$$(\alpha \cdot 15 + \beta) 7460 = 7$$

nous donne la valeur de R tenant compte de l'inefficacité du Cerenkov :

$$\alpha = 3.37 \cdot 10^{-3}$$

et

$$\beta = R = 4.32 \cdot 10^{-4}$$

b- 25 GeV

Nombre d'événements : 10125

coupure $\frac{\Delta p}{p} > 10\%$

8655

coupure \check{C}

7338

coupure $\langle E_n \rangle \pm 3\sigma$

66

coupure $\chi_f^2 (95\%)$

14

$\chi_G^2 (95\%)$

20

Sans tenir compte de l'inefficacité du Cerenkov la rejection e/π est :

- $R = 1.6 \cdot 10^{-3}$ avec χ_f^2

et

- $R = 2.3 \cdot 10^{-3}$ avec χ_G^2

Si on tient compte de l'inefficacité du Cerenkov, alors :

- $R = 9 \cdot 10^{-4}$ avec χ_f^2

et

- $R = 1.9 \cdot 10^{-3}$ avec χ_G^2

Les données utilisées n'étaient pas idéales pour l'étude de la rejection e/π . Dans de meilleures conditions de prise de données (Cerenkov efficace, chambre de faisceau en fonctionnement) il a été étudié l'influence de la distribution latérale de la gerbe (16) et montré qu'un facteur supplémentaire de rejection peut être obtenu.

CONCLUSION

Le Monte-Carlo EGS simule bien le calorimètre électromagnétique d'ALEPH et reproduit certaines caractéristiques de la gerbe électromagnétique dans le détecteur.

Une paramétrisation du développement longitudinal de la gerbe du type :

$$\frac{dE}{dt} = E \frac{b^{\alpha+1} t^{\alpha} e^{-bt}}{\Gamma(\alpha+1)}$$

s'applique aussi bien sur le Monte-Carlo que sur les données expérimentales.

A cause de la mauvaise simulation des électrons de basses énergies, EGS ne reproduit pas la résolution en énergie mesurée expérimentalement. Néanmoins, si l'on varie l'énergie et l'angle d'incidence, le comportement de celle-ci va dans le même sens dans le Monte-Carlo et dans les données. La résolution se détériore lorsque ces deux quantités croissent. La détérioration en fonction de l'angle est due à l'augmentation fictive de l'échantillonnage vue par la particule incidente.

La mesure du centre de gravité de la gerbe dans le calorimètre ne suffit pas pour bien mesurer la position de la particule incidente, une fonction de correction nous permet d'améliorer cette mesure et d'obtenir une bonne résolution spatiale. Après correction, la résolution spatiale (Monte-Carlo) s'améliore avec l'énergie. Une paramétrisation du type :

$$\sigma_s(E) = \alpha E^{-\beta + \gamma}$$

reproduit bien ce comportement. Par contre, la résolution spatiale se détériore légèrement quand l'angle d'incidence croît.

Les données expérimentales dont nous disposons au moment de ce travail pour étudier la résolution spatiale, n'ont pas permis de faire une bonne comparaison avec les résultats Monte-Carlo.

A N N E X E

=====

1er niveau sans bruit électronique

45°	1 GeV	5 GeV	10 GeV	25 GeV	50 GeV
A _x	-.168 ±.084	-.176 .054	-.181 ±.043	-.192 ±.035	.197 ±.028
B _x	.656 ±.095	.709 ±.061	.703 ±.051	.716 ±.042	.736 ±.034
C _x	.512 ±.213	.567 ±.109	.581 ±.095	.572 ±.080	.606 ±.063
D _x	.047 ±.429	.044 ±.228	.020 ±.185	.021 ±.142	.041 ±.105
A _y	.002 ±.113	-.020 ±.073	-.002 ±.075	-.010 ±.061	-.022 ±.065
B _y	.675 ±.133	.718 ±.088	.760 ±.089	.766 ±.070	.810 ±.066
C _y	.600 ±.240	.663 ±.166	.675 ±.142	.619 ±.105	.670 ±.098
D _y	-.058 ±.442	.040 ±.274	.052 ±.233	0. ±.190	.038 ±.172

Tableau IV-a-

1er niveau avec bruit électronique

45°	1 GeV	5 GeV	10 GeV	25 GeV	50 GeV
A _x	-.177 ±.247	-.181 ±.077	-.191 ±.059	-.191 ±.050	-.210 ±.033
B _x	.651 ±.246	.717 ±.088	.711 ±.066	.719 ±.050	.739 ±.039
C _x	.495 ±.581	.605 ±.161	.599 ±.125	.558 ±.088	.599 ±.072
D _x	0. ±1.233	0. ±.309	0. ±.232	0. ±.182	.049 ±.130
A _y	-.062 ±.241	-.007 ±.098	-.004 ±.085	-.008 ±.069	-.031 ±.06
B _y	.640 ±.261	.772 ±.120	.759 ±.100	.782 ±.077	.805 ±.067
C _y	.656 ±.574	.725 ±.198	.684 ±.162	.617 ±.215	.707 ±.100
D _y	.215 ±.967	-.048 ±.309	.050 ±.270	0. ±.204	.044 ±.170

Tableau IV-b-

2ème niveau sans bruit électronique

45°	1 GeV	5 GeV	10 GeV	25 GeV	50 GeV
A _x		.040 ±.099	-.039 ±.058	-.287 ±.042	-.044 ±.033
B _x		.295 ±.096	.417 ±.066	.406 ±.046	.419 ±.035
C _x		.360 ±.529	.495 ±.220	.469 ±.164	.414 ±.120
D _x		.226 ±1.501	0. ±.450	0. ±.351	0. ±.296
A _y		-.038 ±.121	-.008 ±.089	-.013 ±.082	-.0184 ±.078
B _y		.402 ±.135	.426 ±.090	.393 ±.078	.435 ±.071
C _y		.641 ±.460	.614 ±.294	.549 ±.301	.520 ±.246
D _y		.135 ±.785	0. ±.566	-.105 ±.611	.255 ±.568

Tableau IV-c-

2ème niveau avec bruit électronique

45°	1 GeV	5 GeV	10 GeV	25 GeV	50 GeV
A _x		.018 ±.118	.017 ±.061	-.028 ±.042	-.043 ±.034
B _x		.295 ±.106	.357 ±.064	.408 ±.046	.420 ±.036
C _x		.317 ±.639	.444 ±.285	.473 ±.166	.417 ±.122
D _x		.614 ±2.070	0. ±.675	0. ±.417	0. ±.303
A _y		.023 ±.133	.036 ±.104	.016 ±.082	.024 ±.075
B _y		.405 ±.146	.382 ±.106	.400 ±.077	.436 ±.077
C _y		.602 ±.510	.516 ±.428	.540 ±.300	.490 ±.250
D _y		0. ±.919	.283 ±.896	.113 ±.614	.298 ±.598

Tableau IV-d-

1er niveau sans bruit électronique

10 GeV	0°	30°	45°
A _x	-.026 ±.051	-.124 ±.040	-.181 ±.043
B _x	.833 ±.064	.787 ±.050	.703 ±.051
C _x	.626 ±.086	.625 ±.081	.581 ±.095
D _x	.036 ±.155	.048 ±.143	.026 ±.185
A _y	-.006 ±.071	.008 ±.066	-.002 ±.075
B _y	.835 ±.080	.814 ±.083	.760 ±.089
C _y	.650 ±.126	.644 ±.116	.675 ±.142
D _y	.032 ±.220	-.045 ±.194	.052 ±.232

Tableau IV-e-

1er niveau avec bruit électronique

10 GeV	0°	30°	45°
A _x	-.032 ±.116	-.128 ±.074	-.191 ±.059
B _x	.861 ±.128	.818 ±.083	.711 ±.066
C _x	.670 ±.185	.649 ±.139	.600 ±.125
D _x	0. ±.322	0. ±.224	0. ±.232
A _y	.022 ±.119	-.013 ±.097	-.004 ±.085
B _y	.909 ±.134	.809 ±.111	.759 ±.100
C _y	.723 ±.172	.632 ±.169	.684 ±.162
D _y	-.108 ±.307	0. ±.319	.050 ±.270

Tableau IV-f-

2ème niveau sans bruit électronique

10 GeV	0°	30°	45°
A _x	.010 ±.049	-.039 ±.058	.020 ±.051
B _x	.463 ±.060	.417 ±.066	.361 ±.060
C _x	.525 ±.169	.495 ±.220	.450 ±.269
D _x	-.041 ±.344	0. ±.450	0. ±.627
A _y	-.007 ±.084	-.009 ±.089	-.025 ±.099
B _y	.449 ±.086	.426 ±.090	.391 ±.101
C _y	.529 ±.285	.613 ±.294	.474 ±.403
D _y	-.089 ±.601	0. ±.566	.225 ±.923

Tableau IV-g-

2ème niveau avec bruit électronique

10 GeV	0°	30°	45°
A _x	.005 ±.053	.028 ±.062	.017 ±.061
B _x	.473 ±.064	.414 ±.068	.357 ±.060
C _x	.517 ±.177	.494 ±.233	.444 ±.285
D _x	0. ±.367	-.126 ±.490	0. ±.675
A _y	-.0039 ±.085	-.008 ±.093	-.036 ±.104
B _y	.460 ±.087	.438 ±.094	.382 ±.106
C _y	.505 ±.288	.596 ±.295	.516 ±.428
D _y	-.139 ±.636	0. ±.584	.283 ±.896

Tableau IV-h-

10 GeV	1er niveau sans bruit	1er niveau avec bruit	2ème niveau sans bruit	2ème niveau avec bruit
B_x	.712 $\pm .049$.687 $\pm .066$.364 $\pm .602$.358 $\pm .064$
C_x	.515 $\pm .097$.590 $\pm .130$.456 $\pm .265$.445 $\pm .284$
B_y	.762 $\pm .089$.761 $\pm .101$.394 $\pm .102$.384 $\pm .107$
C_y	.660 $\pm .138$.674 $\pm .160$.473 $\pm .395$.509 $\pm .415$

Tableau V

1 GeV 45°		σ_x (mm) non corrigé	σ_y (mm) non corrigé	σ_x (mm) corrigé	σ_y (mm) corrigé
1er niveau					
sans		10.25	5.82	2.82	3.25
bruit		$\pm .263$	$\pm .129$	$\pm .082$	$\pm .094$
avec		13.81	10.23	7.73	8.24
bruit		$\pm .380$	$\pm .253$	$\pm .192$	$\pm .209$
2ème niveau					
sans		11.91	10.1		
bruit		$\pm .318$	$\pm .266$		
avec		22.78	18.82		
bruit		$\pm .718$	$\pm .571$		

Tableau VI -a-

5 GeV 45°		σ_x (mm) non corrigé	σ_y (mm) non corrigé	σ_x (mm) corrigé	σ_y (mm) corrigé
1er niveau					
sans		10.15	5.59	1.77	2.05
bruit		$\pm .309$	$\pm .132$	$\pm .046$	$\pm .059$
avec		10.28	6.22	2.69	3.22
bruit		$\pm .253$	$\pm .145$	$\pm .071$	$\pm .086$
2ème niveau					
sans		8.96	5.11	3.06	4.14
bruit		$\pm .238$	$\pm .131$	$\pm .074$	$\pm .113$
avec		8.89	5.65	3.57	4.58
bruit		$\pm .243$	$\pm .150$	$\pm .086$	$\pm .124$

Tableau VI -b-

10 GeV 45°		σ_x (mm) non corrigé	σ_y (mm) non corrigé	σ_x (mm) corrigé	σ_y (mm) corrigé
1er niveau					
sans		10.98	5.46	1.53	1.92
bruit		$\pm .372$	$\pm .121$	$\pm .042$	$\pm .053$
avec		10.58	5.75	2.08	2.39
bruit		$\pm .313$	$\pm .129$	$\pm .053$	$\pm .061$
2ème niveau					
sans		8.42	4.27	1.98	2.88
bruit		$\pm .239$	$\pm .110$	$\pm .047$	$\pm .083$
avec		8.85	4.63	2.12	3.24
bruit		$\pm .253$	$\pm .117$	$\pm .051$	$\pm .091$

Tableau VI -c-

25 GeV 45°		σ_x (mm) non corrigé	σ_y (mm) non corrigé	σ_x (mm) corrigé	σ_y (mm) corrigé
1er niveau					
sans		10.32	5.19	1.26	1.51
bruit		$\pm .351$	$\pm .117$	$\pm .033$	$\pm .043$
avec		9.58	5.34	1.48	1.76
bruit		$\pm .276$	$\pm .115$	$\pm .038$	$\pm .047$
2ème niveau					
sans		9.25	3.77	1.28	1.98
bruit		$\pm .366$	$\pm .089$	$\pm .031$	$\pm .057$
avec		10.92	3.85	1.31	1.91
bruit		$\pm .601$	$\pm .093$	$\pm .031$	$\pm .056$

Tableau VI -d-

50 GeV		σ_x (mm)	σ_y (mm)	σ_x (mm)	σ_y (mm)
45°		non corrigé	non corrigé	corrigé	corrigé
sans		10.75	5.30	1.06	1.39
brut		+ .413	+ .125	+ .030	+ .038
avec		10.2	5.33	1.15	1.55
brut		+ .356	+ .127	+ .031	+ .042
sans		9.83	3.87	.921	1.28
brut		+ .547	+ .097	+ .022	+ .037
avec		8.73	3.87	.945	1.29
brut		+ .377	+ .098	.022	+ .038

Tableau VI -e-

30°		σ_x (mm)	σ_y (mm)	σ_x (mm)	σ_y (mm)
10 GeV		non corrigé	non corrigé	corrigé	corrigé
sans		7.16	5.63	1.71	1.75
brut		+ .176	+ .128	+ .050	+ .052
avec		8.09	6.35	2.64	2.85
brut		+ .214	+ .145	+ .069	+ .076
sans		5.33	4.12	1.90	2.26
brut		+ .135	+ .100	+ .046	+ .062
avec		5.15	4.09	2.00	2.37
brut		+ .124	+ .098	+ .048	+ .064

Tableau VI -g-

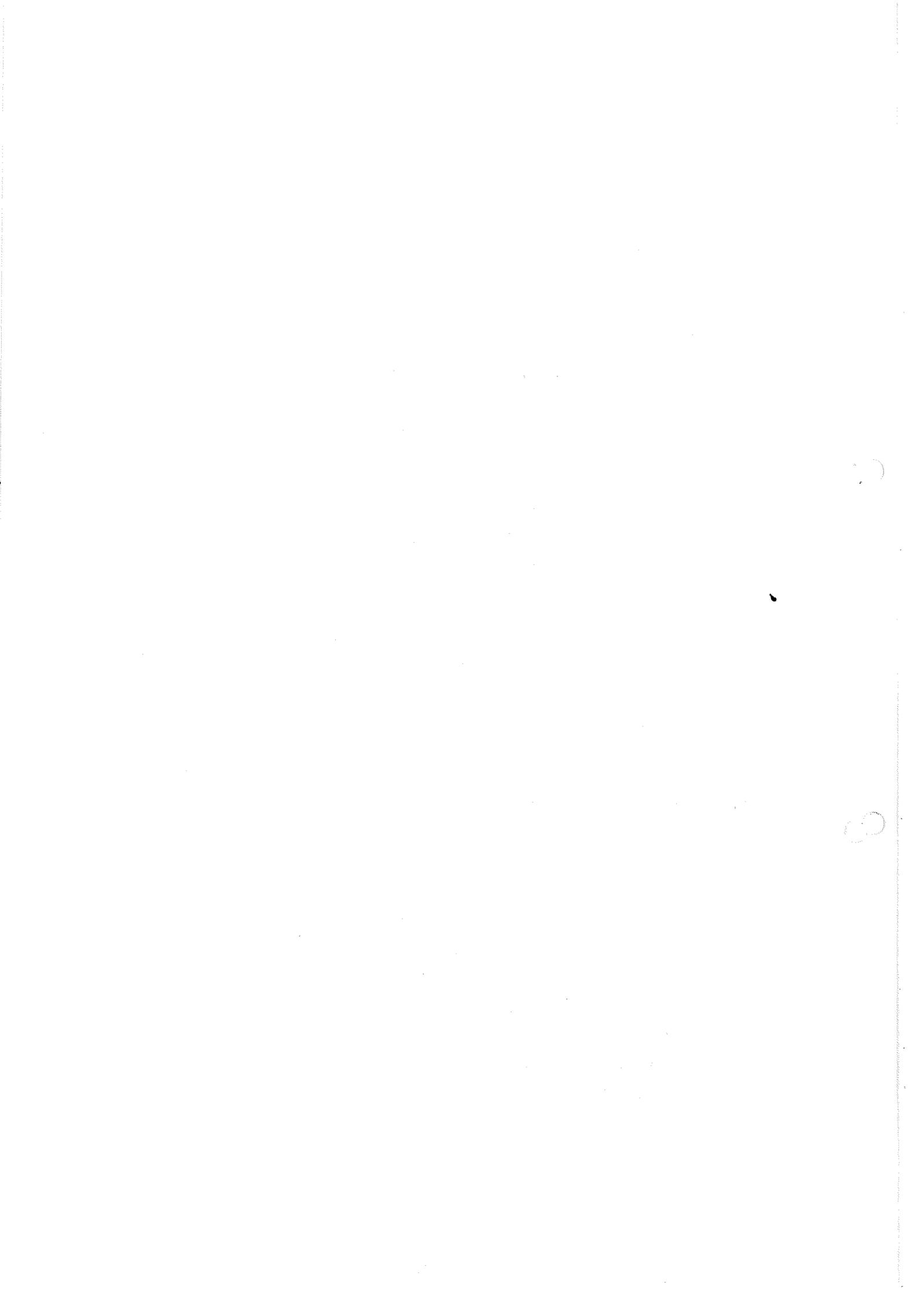
0°		σ_x (mm)	σ_y (mm)	σ_x (mm)	σ_y (mm)
10 GeV		non corrigé	non corrigé	corrigé	corrigé
sans		5.39	6.10	1.60	2.06
brut		+ .131	+ .141	+ .046	+ .064
avec		7.15	7.14	3.58	4.13
brut		+ .172	+ .173	+ .098	+ .108
sans		3.43	4.25	1.64	2.17
brut		+ .073	+ .105	+ .043	+ .059
avec		3.73	4.38	1.79	2.30
brut		+ .092	+ .114	+ .045	+ .063

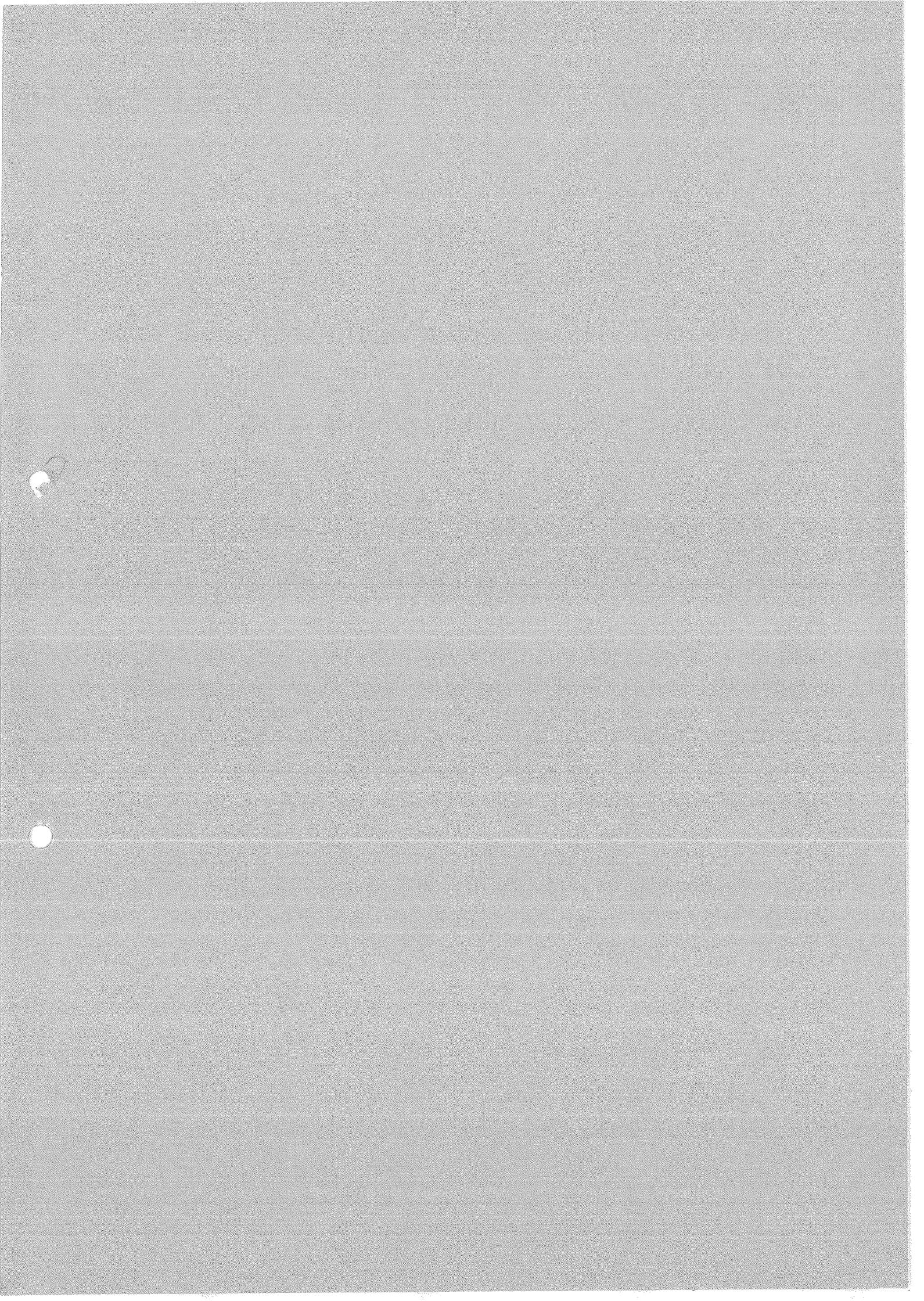
Tableau VI -f-

R E F E R E N C E S

=====

- (1) Proceeding of the LEP summer study,
CERN 79-01 volume 1 et 2
- (2) Physics with very high energy e^+e^- colliding beams,
CERN 76-18
- (3) M.DAVIER : L'annihilation e^+e^- dans le model de Weinberg-Salam,
GIF 1979
- (4) J.ENGLER : Electromagnetic calorimeter using wire chambers,
NIM 217 (1983) 19-18
- (5) U.AMALDI : Fluctuation in calorimetry measurement,
Physics scripta volume 23 409-429 (1981)
- (6) ALEPH technical proposal (1983)
- (7) H.VIDEAU : The ALEPH pictorial electromagnetic calorimeter,
Invited talk at the second PISA meeting on advanced detectors,
June 1983
- (8) R.L.FORD, W.R.NELSON : The EGS code system,
SLAC-210 UC-32, June 1978
- (9) P.R. EVANS : Spark, streamer, proportional and drift chambers.
- (10) F.SAULI : Principles of operation of multiwire proportional
and drift chambers,
CERN 77-09, 3 May 1977
- (11) Review of particles properties, Particle data group.
- (12) B.ROSSI : High energy particles.
- (13) P.MINE, D.SMITH : Progress on EGS simulation of ALEPH $e-\gamma$
calorimeter, Ecole Polytechnique, May 11, 1983.
- (14) M.DELLA NEGRA : Pattern recognition in calorimeters,
Physics scripta, vol.23,469-479, 1981.
- (15) G.A.AKOPDJANOV et al : Determination of photon coordinates
in a hodoscope Cerenkov spectrometer,
NIM 140 (1977) 441.
- (16) B.MICHEL : Results on tests with wire electronics .





RESUME

Nous étudions la variation de la résolution en énergie et en position avec l'angle d'incidence des électrons dans un calorimètre électromagnétique. Nous utilisons le Monte-Carlo EGS (Electron Gamma Shower) pour simuler la gerbe électromagnétique dans le détecteur et étudier ses caractéristiques. Nous comparons ensuite les résultats obtenus avec le Monte-Carlo aux mesures faites sur le prototype du calorimètre que nous avons réalisé.

Mots-clef :

Calorimètre électromagnétique, résolution en énergie, résolution spatiale, développement longitudinal, électrons de collision, rejection e/π .

ABSTRACT

We study the variation of the energy and the spatial resolution with the incident angle of the electrons in an electromagnetic calorimeter. We use the EGS (Electron-Gamma-Shower) Monte-Carlo to simulate and to study the features of the electromagnetic shower. We compare the results obtained with the Monte-Carlo to the measurements done on a prototype of the calorimeter.

Keywords :

Electromagnetic calorimeter, energy resolution, spatial resolution, longitudinal development, delta rays, e/π rejection