

J. G.

ECOLE POLYTECHNIQUE

T H E S E

présentée

pour obtenir

le titre de DOCTEUR en SCIENCES

SPECIALITE : PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

par

Pascal PERRODO

Sujet : Etude du calorimètre à argon liquide de l'expérience H1 à HERA.
Simulation rapide des gerbes produites par les hadrons dans un
calorimètre, et étude des méthodes de pondération pour la mesure
de l'énergie initiale des hadrons.

Soutenue le 21 Octobre 1988 devant la commission d'examen:

M. J. HAISSINSKI Président
Mme V. BRISSON
MM. J. BADIER
E. BARRELET
B. EQUER
H. OBERLACK

ECOLE POLYTECHNIQUE

T H E S E

présentée

pour obtenir

le titre de DOCTEUR en SCIENCES

SPECIALITE : PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES

par

Pascal PERRODO

Sujet : Etude du calorimètre à argon liquide de l'expérience H1 à HERA.
Simulation rapide des gerbes produites par les hadrons dans un
calorimètre, et étude des méthodes de pondération pour la mesure
de l'énergie initiale des hadrons.

Soutenue le 21 Octobre 1988 devant la commission d'examen:

M. J. HAISSINSKI Président

Mme V. BRISSON

MM. J. BADIER

E. BARRELET

B. EQUER

H. OBERLACK

INTRODUCTION

- 1) La physique des particules aujourd'hui.
- 2) Les choix de l'expérience H1.
- 3) Description de l'expérience H1.

Le contenu de ce travail porte sur la mise au point du calorimètre à argon liquide de l'expérience H1 auprès de HERA, son étude, en particulier l'élaboration et la compréhension des méthodes de mesure de l'énergie initiale des hadrons (méthodes dites de pondération). Avant d'aborder ces sujets, nous présentons le détecteur H1 et un aperçu de son programme de recherche, en relation avec nos connaissances actuelles en physique des particules élémentaires.

1) LA PHYSIQUE DES PARTICULES AUJOURD'HUI

Notre compréhension actuelle de la physique des hautes énergies passe essentiellement par l'utilisation de trois outils théoriques fondamentaux: les symétries internes, les théories de jauge et le mécanisme de Higgs. Ceux-ci ont permis les succès suivants:

- L'unification des interactions électromagnétique et faible (modèle standard). Les bosons de jauge W^\pm et Z^0 ont été observés avec les masses conférées par le mécanisme de Higgs.

- L'interaction forte entre quarks est comprise comme une théorie de jauge (chromodynamique). Elle est correctement confirmée dans le domaine perturbatif par les expériences de diffusion profondément inélastique (e, μ, ν sur proton); les sections efficaces et distributions transverses sont en accord avec les prédictions, ainsi (avec quelques réserves) que la violation d'échelle des fonctions de structure.

Cependant ces succès ne sont pas complets et certains points restent à éclaircir:

- La brisure de symétrie donne très élégamment de la masse aux bosons de jauge mais présente l'inconvénient d'introduire un nouveau champ, le boson de Higgs, non observé et sur la masse duquel il n'existe aucune prédiction.

- On postule l'existence d'un sixième quark t , partenaire du b , pour la même raison que celle qui prédit le c (mécanisme GIM). Sa masse reste également inconnue.

- Si QCD est satisfaisante dans le domaine perturbatif, on est impuissant pour le calcul des états liés, en particulier celui des masses des hadrons connus.

- Les tentatives d'unification des forces électro-faible et forte sont restées jusqu'ici vaines. La plus simple, le modèle SU(5) minimal prévoit un temps de vie du proton infirmé par l'expérience. Les autres modèles, utilisant les idées de supersymétrie (symétrie entre fermions et bosons) sont également restés, jusqu'à ce jour, stériles. Remarquons que cette dernière notion n'est fondée sur aucun indice expérimental.

- Enfin, il n'existe aucun cadre théorique pour calculer les masses des leptons et quarks connus.

Les programmes de physique expérimentale des particules des années 1990-95 sont basés sur notre capacité technologique d'accélérer des électrons jusqu'à 50-100 GeV et des protons jusqu'à environ 1 TeV. Les collisionneurs e^+e^- (LEP et SLC) permettront de mieux connaître le modèle standard et on espère y confirmer l'existence du quark t et du boson de Higgs. L'étude du W^\pm et la recherche du t sont les sujets privilégiés des machines $p\bar{p}$ (reprise d'UA1 et 2 et TEVATRON). Enfin le collisionneur $e-p$

(HERA) offre la possibilité de poursuivre la validation de QCD dans le domaine perturbatif et constitue un bon laboratoire pour la recherche de nouveaux phénomènes. Cependant ces derniers sont purement spéculatifs. Dans l'état actuel de la théorie, les physiciens expérimentateurs des dix prochaines années sont partis à la pêche à la ligne phénoménologique.

2) LES CHOIX DE L'EXPERIENCE H1

Le sujet le plus immédiat de la physique e-p est l'étude des fonctions de structure du proton dans un nouveau domaine en énergie pour le quadri-moment transféré Q . Typiquement on peut atteindre $Q^2 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ GeV}^2$ (limitation statistique), soit deux ordres de grandeur de plus que les précédentes expériences de mesure de fonction de structure [1]. La constante de couplage de l'interaction forte

$$\alpha_s(Q) = \frac{12 \pi}{23 \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

devient alors petite, et on espère s'affranchir des effets non perturbatifs pour une meilleure étude de QCD grâce aux violations d'échelle.

Les diagrammes de base pour cette étude sont ceux des courants neutres et chargés:

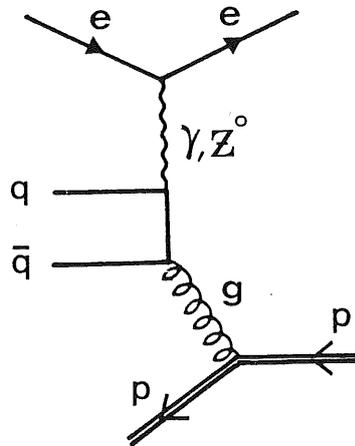


La distance d'exploration interne est $d \approx 10^{-1} \text{ fm}/Q$ soit 10^{-3} fm . On peut donc envisager l'exploration d'une structure du quark et du lepton en préons, possibilité théorique d'unification (modèle composite) qu'on peut

tester auprès d'HERA jusqu'à une échelle $\Lambda_{\text{préon}} \sim 5 \text{ TeV}$ (grâce à la polarisation du faisceau e^-).

La mesure des fonctions de structure ne requiert en principe que celle de l'électron secondaire (courants neutres) mais on utilise aussi la partie hadronique (jets) pour l'affiner. Cependant la précision de cette mesure dépend beaucoup de la qualité du calorimètre. D'autre part vouloir cumuler des données peu fréquentes (grands Q^2) nécessite une bonne stabilité dans le temps de la calibration absolue du détecteur. Les mêmes exigences sont vraies pour les courants chargés mais concernant cette fois la détection des jets.

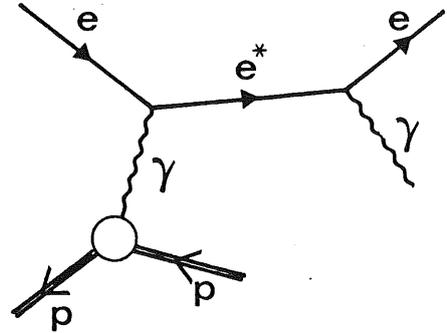
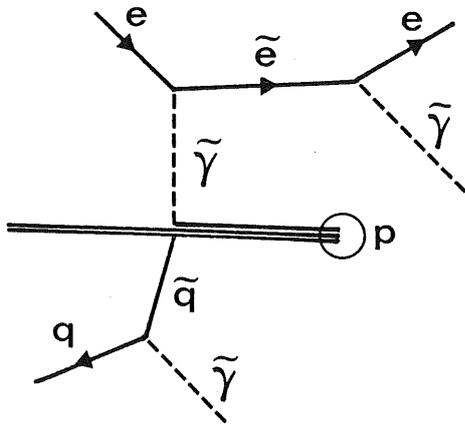
Il est enfin possible de compléter notre connaissance du proton en mesurant la fonction de structure des gluons grâce à la fusion gluon-boson:



Ce mécanisme, candidat à la création de paire $q\bar{q}$ est le plus simple auprès d'HERA pour l'étude des saveurs lourdes (c, b) et la recherche éventuelle du t .

Le second volet choisi à H1 est la recherche de nouveaux phénomènes. Ceux-ci comprennent la production de particules supersymétriques ou l'étude d'une spectroscopie de l'électron.

Leur étude consiste à rechercher des déviations par rapport aux prédictions QCD, en particulier, recherche d'énergie transverse manquante ($\tilde{\gamma}$ non vus) et d'aplanarité.



Il est nécessaire, pour cette physique de disposer d'une bonne mesure de la direction et de l'énergie de l'électron ainsi que d'une bonne stabilité dans le temps, car ces événements seront rares.

Enfin, il est aussi possible d'observer de nouvelles générations de bosons de jauge W' jusqu'à des masses de 200 GeV.

La physique auprès de HERA requiert donc deux qualités:

- une bonne mesure de l'électron diffusé (fonctions de structure à courant neutre et nouveaux phénomènes) ainsi que des jets (fonctions de structure à courant chargé et production de b ou t).

- A cause de la cinématique très disymétrique (protons de 820 GeV contre électrons de 30 GeV), la plupart des jets sont émis à très petit angle. Une bonne résolution angulaire des traces isolées et des jets est donc importante.

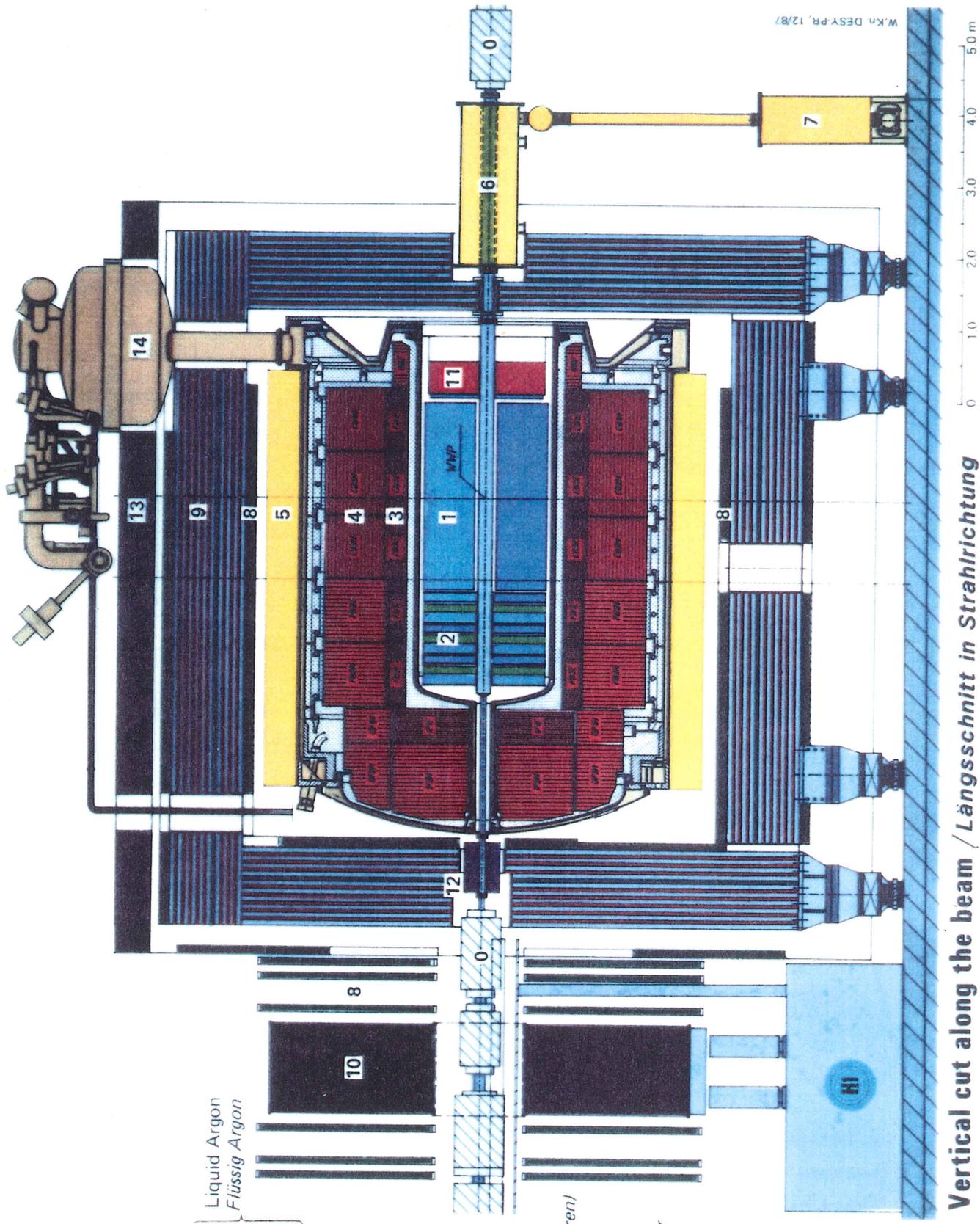
Dans l'expérience H1, on a choisi de privilégier avant tout une bonne mesure de l'électron diffusé ainsi qu'une bonne stabilité des mesures en énergie dans le temps qui contribue à une bonne extraction des événements rares. Ce choix s'est porté sur la calorimétrie à argon liquide dont le principe et les avantages sont expliqués en annexe page 147. Malheureusement on ne peut alors obtenir simultanément la meilleure calorimétrie pour les hadrons: elle n'est pas compensée i-e le rapport π/e (rapport entre les signaux calorimétriques des pions et des électrons pour une même énergie des particules incidentes) n'est pas égal à 1 et la résolution brute n'est pas très bonne (voir partie II). L'expérience ZEUS a par contre opté pour une calorimétrie hadronique compensée (uranium-scintillateur) au détriment d'une bonne mesure de l'électron et d'une fine granularité transverse. La politique de H1 consiste à faire pour le mieux avec les hadrons, en appliquant en particulier des méthodes de pondération (voir II-3) pour améliorer la mesure de leur énergie.

3) DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE H1 [2]

La figure 1 montre une coupe du détecteur (les chiffres entre parenthèses réfèrent aux différentes parties de ce dernier). Celui-ci comprend:

- Les chambres centrales

Elles se composent de deux parties, à cause de la cinématique. Le domaine avant ($\theta < 15^0$) est couvert par une alternance de chambres proportionnelles et à dérive (2); on y cherche une information redondante sur les jets partant à petits angles pour être en mesure de donner une configuration d'événements la plus précise possible. Entre 15^0 et 170^0 se trouve une grande chambre à fils proportionnelle ayant une symétrie cylindrique (1). Cette chambre est susceptible d'une résolution en énergie de $\sigma(p)/\langle p \rangle = 0,3\% \langle p \rangle$ et d'une capacité de séparation des traces de 3 mm.



0 Beam pipe
Strahlrohr

1 Central tracking chambers
Zentrale Spurenkammern

2 Transition radiators
Übergangsstrahlungs module

3 Electromagnetic Calorimeter (lead)
Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)

4 Hadronic Calorimeter (stainless steel)
Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)

5 Superconducting coil (1.2 T)
Supraleitende Spule (1,2 T)

6 Compensating magnet
Kompensationsmagnet

7 Helium cryogenics
Helium Kälteanlage

8 Muon chambers
Myon-Kammern

9 Instrumented Iron
(iron stabs + streamer tube detectors)

10 Instrumentiertes Eisen
(Eisenplatten + Streamerröhren-Detektoren)

11 Muon toroid magnet
Myon-Toroid-Magnet

12 Warm electromagnetic calorimeter
warmes elektromagnetisches Kalorimeter

13 Plug calorimeter (Cu, Si)
Vorwärts-Kalorimeter

14 Concrete shielding
Betonabschirmung

Liquid Argon cryostat
Flüssig Argon Kryostat

Liquid Argon
Flüssig Argon

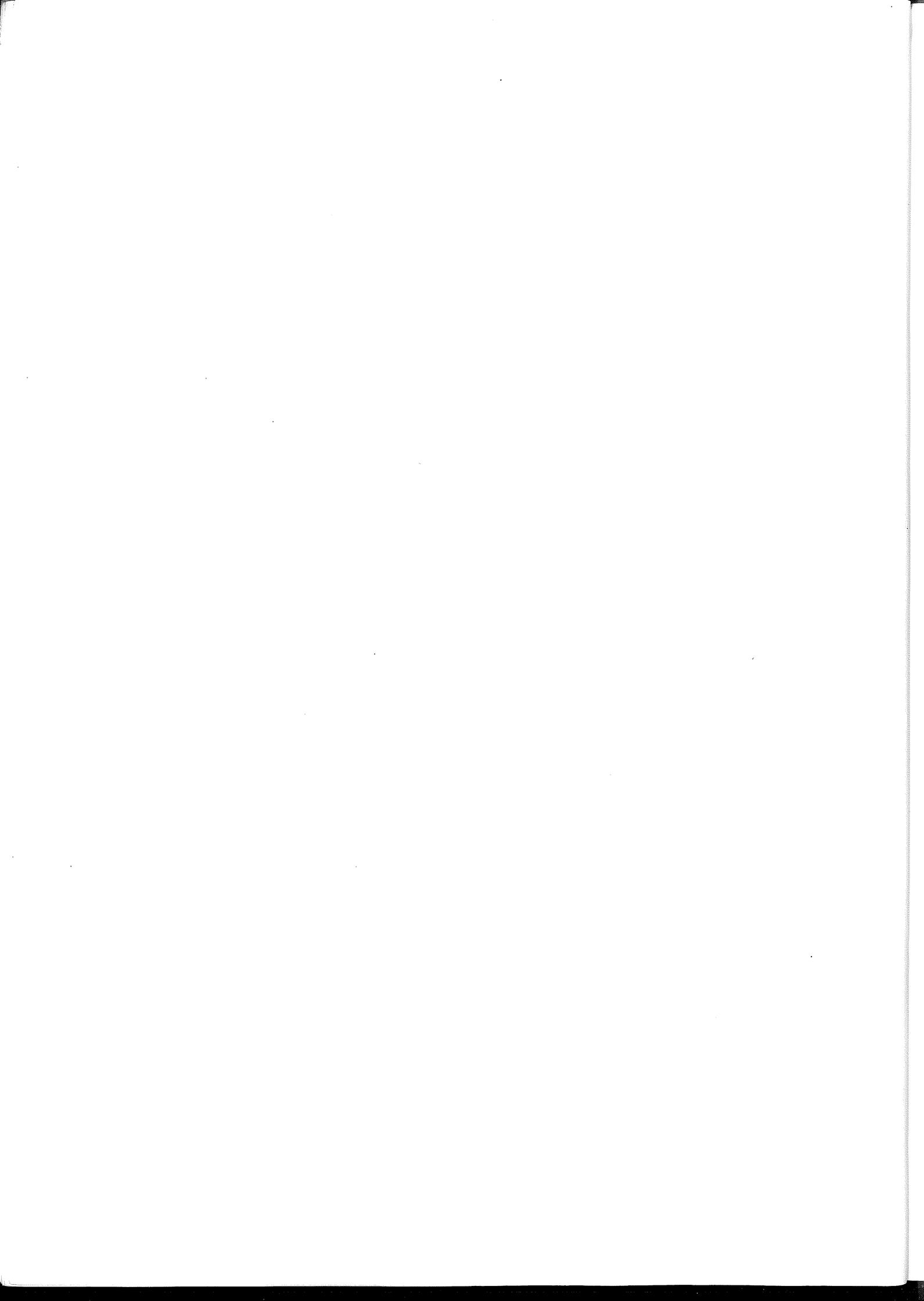
Experiment H 1 (HERA)



Vertical cut along the beam / Längsschnitt in Strahlrichtung

0 1.0 2.0 3.0 4.0 5.0 m

W.Kn. DESY-PR. 12/87



- Le calorimètre à argon liquide

Il est juste après les chambres, inclus dans un cryostat d'environ 80 m^3 . Sa forme suit celle de la cinématique. Les nombres de longueur de radiation (X_0) pour le calorimètre électromagnétique (3 et 11) et d'interaction (λ) pour la partie hadronique (4) sont choisies à partir du diagramme cinématique des électrons et jets. On compte que 20 à 30 X_0 sont nécessaires pour absorber un électron, 5 à 8 λ pour un hadron ou un jet. (pions de basse énergie $\leq 10 \text{ GeV}$). D'autre part, la difficulté de synchroniser les croisements des paquets d'électrons et de protons rend largement incertaine la position du point d'interaction ($\pm 25 \text{ cm}$). Il n'est donc pas utile au calorimètre d'être projectif.

- L'aimant supraconducteur (5)

L'ensemble des chambres et du calorimètre baigne dans son champ, ce qui présente deux avantages:

- La quantité de matière située entre le point d'interaction et le calorimètre est minimisée. Ceci favorise une bonne résolution électromagnétique.

- Ce champ imprime aux muons une grande courbure, facilitant la reconstruction de leur vertex, direction et énergie.

- Le fer instrumenté (9)

Son premier rôle consiste à fermer le champ de l'aimant. Il est en fait constitué de plaques de fer en alternance avec des tubes "streamer". Il permet d'une part de mesurer l'énergie déposée par les gerbes hadroniques énergiques que le calorimètre ne suffit pas à contenir. D'autre part, les muons étant les seules particules détectables à traverser totalement les calorimètres (3, 4) et le fer (9), des chambres à muons (8) sont placées avant et après ce dernier; elles participent à la reconstruction des traces muoniques courbées par l'aimant. Les muons vraiment importants pour la

physique sont ceux provenant des désintégrations de saveurs lourdes (par exemple $B \rightarrow \mu + \nu$); ils peuvent priver un jet d'une partie substantielle de son énergie. C'est pourquoi est installé à l'avant de l'expérience un spectromètre à muons (10) permettant de reconstruire leur direction et leur énergie jusqu'à 150 GeV. Enfin, dans le cadre d'une physique exploratoire, on espère des signatures muoniques intéressantes pour les phénomènes exotiques.

- Acquisition des données

Une des particularités des expériences auprès d'HERA est de recevoir des croisements de paquets e-p chaque 96 ns (au LEP les croisements e^+e^- sont espacés de 22 μ s). De plus, la collision d'un proton avec le gaz résiduel du tube à vide ou des collimateurs produit des événements à grande multiplicité comparables cinématiquement aux collisions e-p. Le taux de production de ce "bruit de fond" est tel qu'on ne peut se permettre de tout enregistrer sur bande. Un système de décision (trigger) sophistiqué, combinant des parties câblées (hard) et du calcul en temps réel (soft on line) permettra la réjection de tels événements.

1ère PARTIE

LES TESTS DE CALORIMETRIE AU CERN

I-1) Réalisation des tests.

I-2) Quelques études techniques.

1) La diaphonie négative.

2) Le bruit cohérent.

3) Calibration rapide.

Qu'espère-t'on obtenir d'un test de calorimétrie ? Essentiellement deux choses: d'une part une maîtrise technique et une bonne connaissance des effets instrumentaux, souvent indésirables. D'autre part, et c'est là le vrai but, la connaissance des qualités calorimétriques de l'appareillage.

Dans notre cas, la cryogénie de l'argon liquide ne pose aucun problème même à grande échelle (le volume du cryostat final est de 80 m^3 environ). Il est par contre crucial de connaître la tenue au froid des modules du calorimètre, comment leurs parties s'y déforment, en particulier les couches d'argon liquide dont l'épaisseur conditionne directement la hauteur du signal (voir annexe, page 147). Le cheminement des câbles transportant les signaux dans le cryostat, complexe à cause de leur nombre dans un espace réduit, doit être testé en ce qui concerne la basse température mais aussi les effets électriques. Le dispositif de sortie des câbles du cryostat est tout particulièrement délicat (gradient thermique et étanchéité). A l'extérieur, d'autres sujets de préoccupation apparaissent: transport des signaux, isolation face au bruit, diaphonie entre les voies, études des préamplificateurs (linéarité, calibration, stabilité) et enfin l'acquisition de données (essentiellement des problèmes de synchronisation temporelle).

Une fois ces problèmes techniques résolues, on tire profit de bonnes données calorimétriques. Elles permettent d'établir l'étalonnage de l'appareillage (conversion du signal numérisé en GeV), d'estimer sa résolution en énergie pour les électrons et les pions chargés, et enfin d'élaborer des méthodes dites de pondération (voir II-3) pour améliorer les performances de notre calorimétrie hadronique.

I-1 REALISATION DES TESTS

On décrira ici le dispositif expérimental employé au C.E.R.N. La conception du calorimètre ayant évolué entre le début des tests (juin 86) et aujourd'hui (juin 88), nous décrirons dans un premier temps l'appareillage péri-calorimétrique qui est resté figé, puis les diverses versions chronologiques des modules.

1) L'EQUIPEMENT PERI-CALORIMETRIQUE

a) Autour du cryostat

Il est simple et standard. Il comprend le faisceau, son contrôle et sa détection, le cryostat et sa protection, enfin la détection des muons à l'arrière (figure 2).

Le faisceau (n^0 H6 du Hall nord 1 du CERN) fournit des électrons, des pions chargés (aussi des protons, kaons et muons) dans une gamme d'énergie allant de 10 à 100 GeV (faisceau tertiaire); il est alors contrôlé par deux compteurs Cerenkov (CEDAR) actifs dans cet intervalle pour séparer les différentes particules. Puis, de 100 GeV à 230 GeV (mode secondaire), où la séparation se fait alors par radiation synchrotron. La précision sur l'impulsion des particules est 0,8% pour les électrons et 0,05% pour les pions.

La position et la structure du faisceau sont contrôlées par une paire de chambres à fils (MWPC) comprenant chacune deux réseaux de 128 fils distants de 2mm dans deux directions orthogonales. Elle permet de reconstruire les agrégats de particules et par conséquent de sélectionner

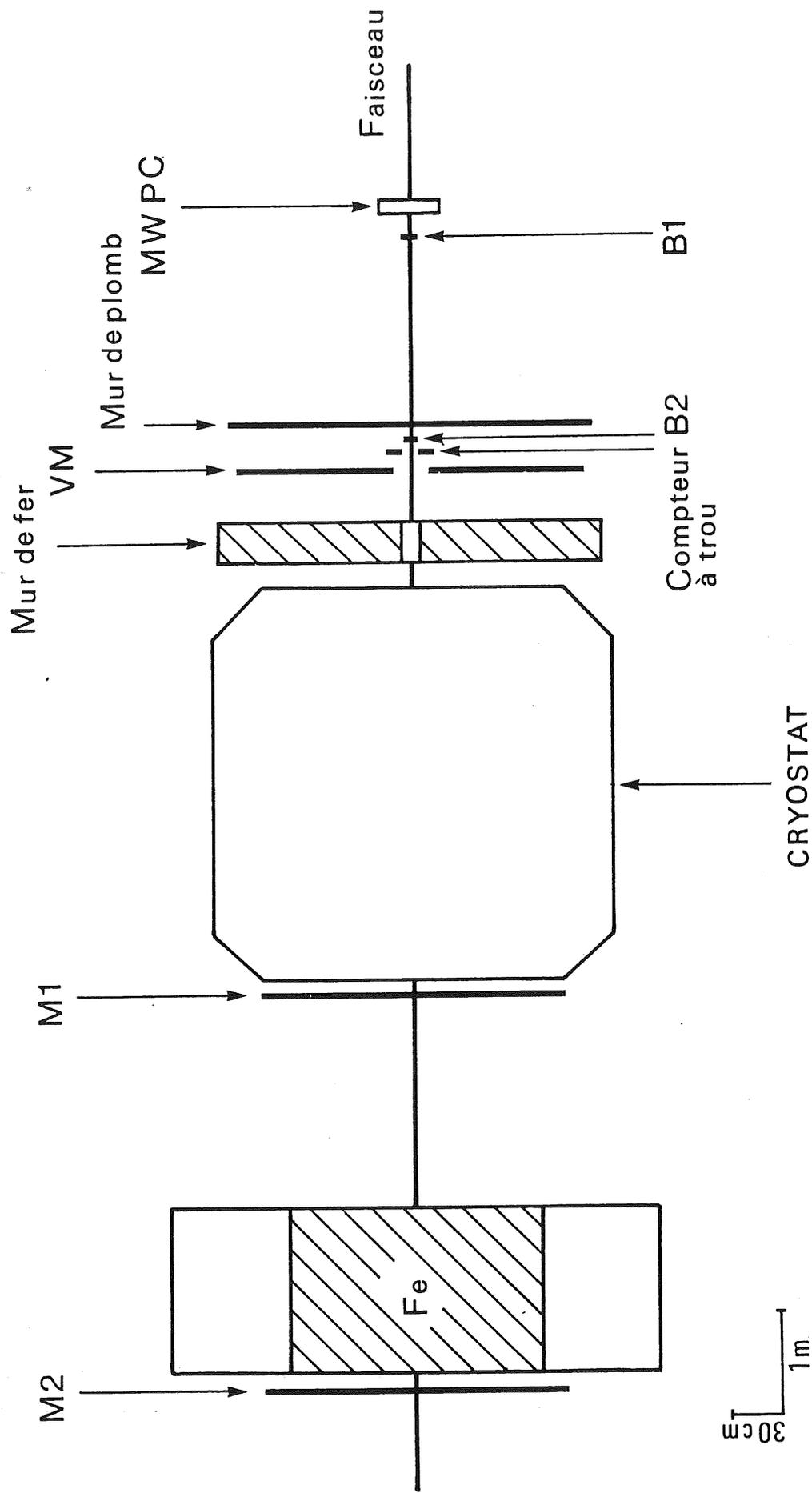


Figure 2: Equipement péri-calorimétrique.

les événements comprenant une seule particule. Deux scintillateurs (B1 et B2) larges de 3cm et perpendiculaires sont placés dans l'axe du faisceau et définissent ainsi un carré de 9 cm^2 . Un mur composé de 10 lattes de scintillateur larges de 20cm et longues de 120cm permettent de détecter les partenaires (bremsstrahlung) des électrons principalement. Pour être plus précis, un scintillateur percé d'un trou (de 4 cm de diamètre) laissant passer l'axe du faisceau permet une réjection encore plus drastique de ces partenaires. Un mur de fer situé entre ces compteurs et le cryostat protège ceux-là des particules rétro-diffusées par le calorimètre.

Derrière le cryostat, un système de deux murs de scintillateurs (M1 et M2) identiques à celui situé devant (VM) et séparés par un épais bloc de fer permet d'identifier par coïncidence des muons ayant traversé tout l'appareillage. Un espace est laissé entre M1 et le fer pour y loger le calorimètre en fer instrumenté de tubes streamer à gaz (tail-catcher).

b) Electronique et acquisition

560 préamplificateurs de charge et amplificateurs sont situés sur le cryostat. Une distance de 9 m de câbles de sortie de signal est utilisée; elle correspond à la distance dans l'appareillage H1 entre les électrodes de lecture et les boîtes de préamplificateurs. Les signaux sortants sont ensuite emmenés par des câbles torsadés de 60m de long à des amplificateurs receveurs de ligne, puis à des amplificateurs dit "shapers" bipolaires dont le rôle est de filtrer le signal et de l'épurer de ses composantes basses et hautes fréquences (figure 3).

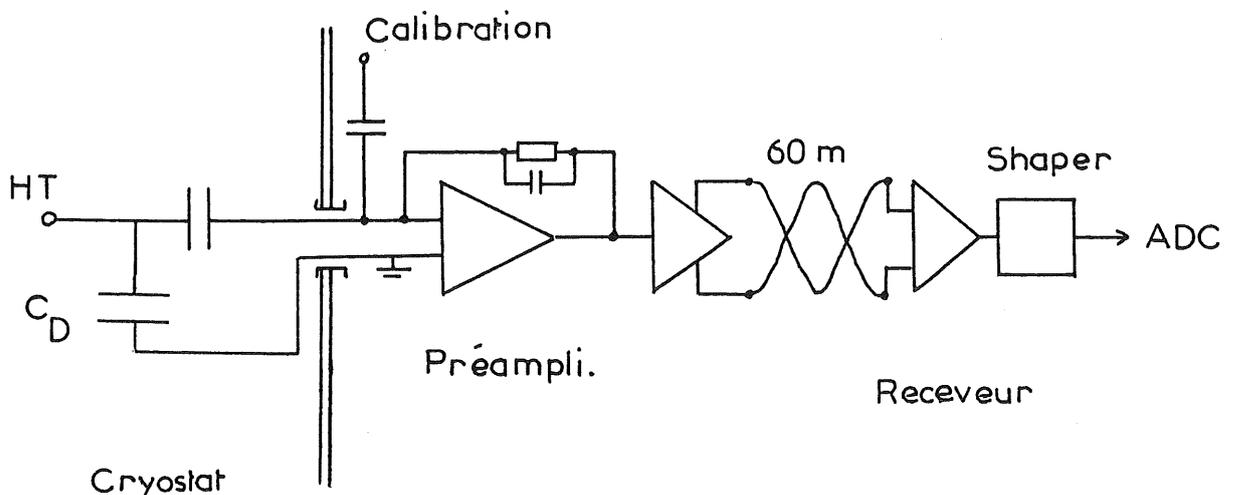


Figure 3: Chaîne électronique.

Ces signaux sont lus par autant de convertisseurs "analogiques-ditigaux" 2282 LECROY dits ADC dont l'information part ensuite sur un chassis CAMAC piloté par le processeur d'acquisition de données CAB qui gère aussi la lecture des données péri-calorimétriques (figure 4).

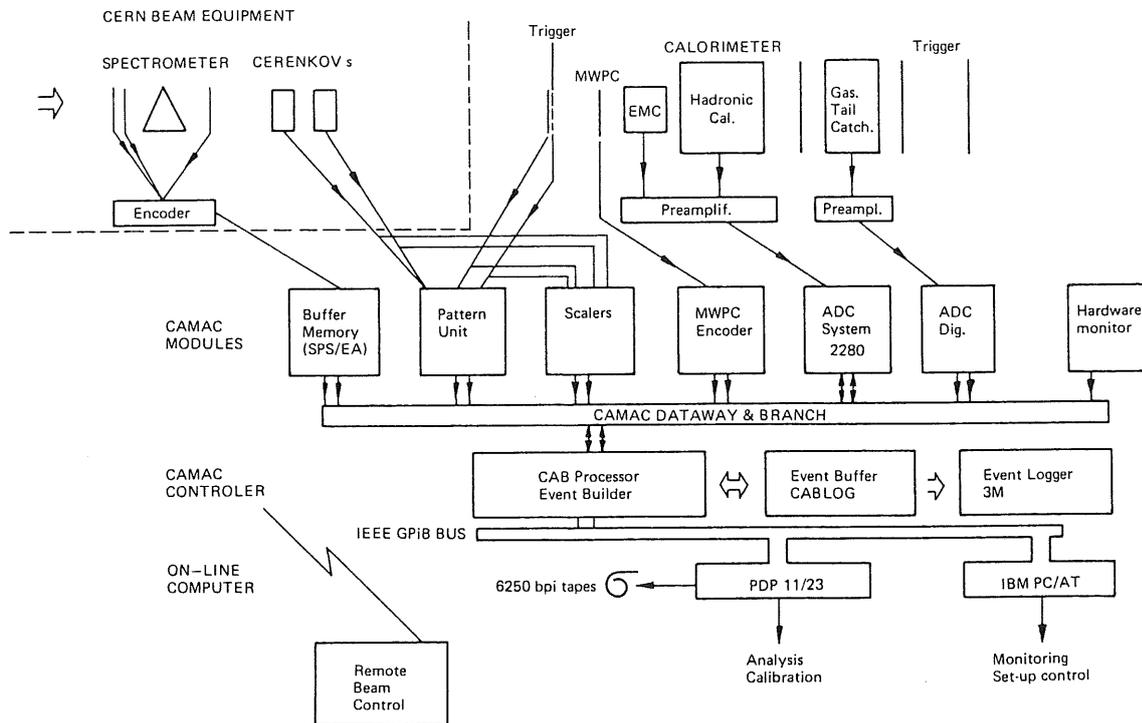


Figure 4: Schéma de l'acquisition.

La calibration des préamplificateurs (i.e. la relation entre les signaux d'entrée et de sortie) consiste à injecter une quantité de charges très bien connue à l'entrée du préamplificateur et à mesurer le signal de sortie. Cette charge est apportée par une capacité de calibration C_c (figure 3) sur laquelle on applique une impulsion de tension très bien calibrée. Si on connaît C_c avec une certaine précision (1% en général), la valeur de la charge injectée suivra de même. Il existe deux types de calibration: la première, dite chaude, consiste à injecter les charges de calibration à l'entrée du préamplificateur comme cela est montré figure 3. La charge injectée prend alors deux directions: une partie entre directement dans le préamplificateur, l'autre emprunte le chemin électrique allant jusqu'à l'électrode de lecture et qui constitue une ligne à retard avec une capacité

et une inductance linéairement réparties; cette portion de la charge se réfléchit sur l'extrémité de cette ligne à retard qu'est l'électrode de lecture et repart en direction du préamplificateur, arrivant avec un retard sur la charge injectée. Ainsi, après passage dans le "shaper", le signal lu à la sortie ne reflète pas fidèlement la charge injectée à l'entrée. Pour éviter cet inconvénient, on complique un peu le système de calibration en injectant les charges sur les électrodes de lecture dans le cryostat, ce qui lui confère le nom de calibration froide. On mesure alors les charges dans les mêmes conditions que celles qui sont réellement déposées par ionisation. Le prix à payer est une installation électrique plus compliquée ainsi que des zones de passage des signaux (feed-through) plus nombreuses.

2) LES VERSIONS SUCCESSIVES DES PROTOTYPES

Elles auront été au nombre de quatre avant qu'on ne teste les modules du détecteur final.

a) Première version (Juin 86 - Octobre 86) [3]

Elle comporte trois calorimètres successifs (figure 5): d'abord électromagnétique avec $22,6 X_0$ de profondeur, puis hadronique proprement dit, long de $6,12 \lambda$, enfin d'un calorimètre en fer, analogue en structure au calorimètre hadronique mais plus grossier, faisant office de "tail-catcher", ce dernier n'étant pas encore installé derrière le cryostat.

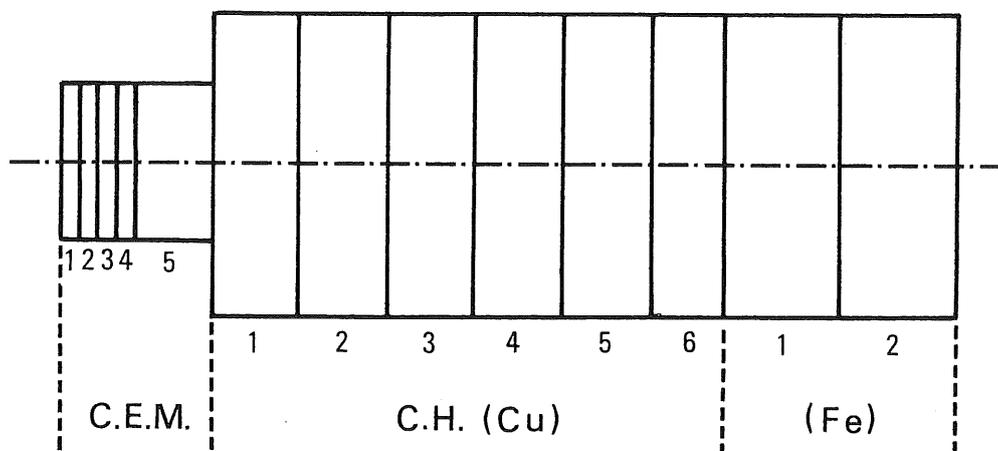


Figure 5

Le calorimètre électromagnétique (C.E.M.) se compose de 64 cellules élémentaires. Chacune d'elles est constituée de la série suivante: une plaque de plomb (épaisseur 1,86 mm, 42 cm de côté), un espace d'argon (1,5 mm), une plaque de G10 [4] épaisse de 1,12 mm sur laquelle sont collées les électrodes de lecture (pads) sur les deux faces, enfin à nouveau un espace d'argon semblable au précédent (figure 6).

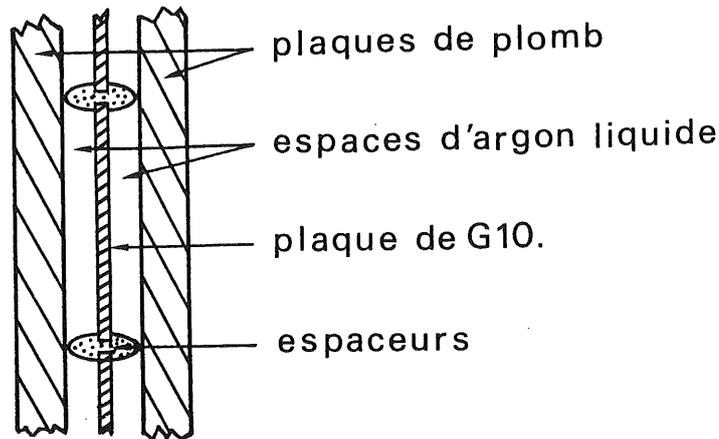


Figure 6: Coupe d'une cellule élémentaire du calorimètre.

L'épaisseur des couches d'argon est maintenue constante grâce à des espaceurs (spacers) en téflon fixés sur la plaque de G10. La disposition symétrique des espaces d'argon permet de prévenir les effets de gondolement de la plaque de lecture: la longueur de la trace d'une particule chargée, directement proportionnelle à la charge lue est ici indépendante de la position de la plaque de lecture dans l'espace séparant deux plaques de plomb. La segmentation transversale des électrodes est montrée figure 7.

Elle est fine (électrodes de 3 cm de côté) dans la région recevant le faisceau. Plus loin, les surfaces sont grandes. L'appareillage étant fixe par rapport au faisceau, seule la région centrale a besoin d'une segmentation comparable à celle du calorimètre final. Les électrodes sont connectées à l'extérieur par un réseau de fils incrustés dans la plaque de G10 et aboutissant aux chants de cette plaque. Il y a 48 électrodes par plaques.

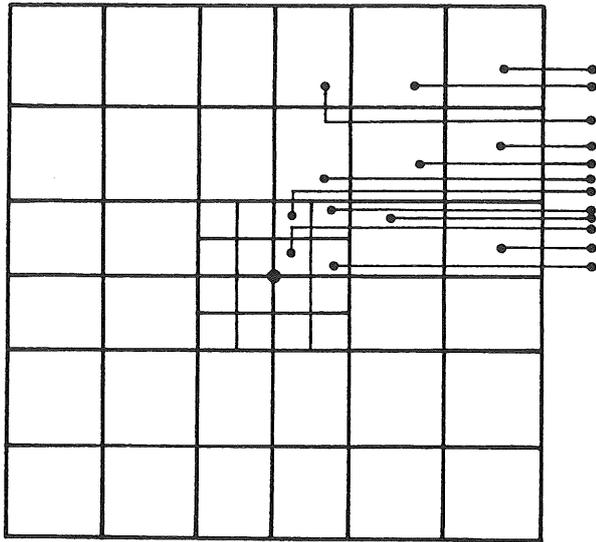


Figure 7 : Segmentation transversale du C.E.M.

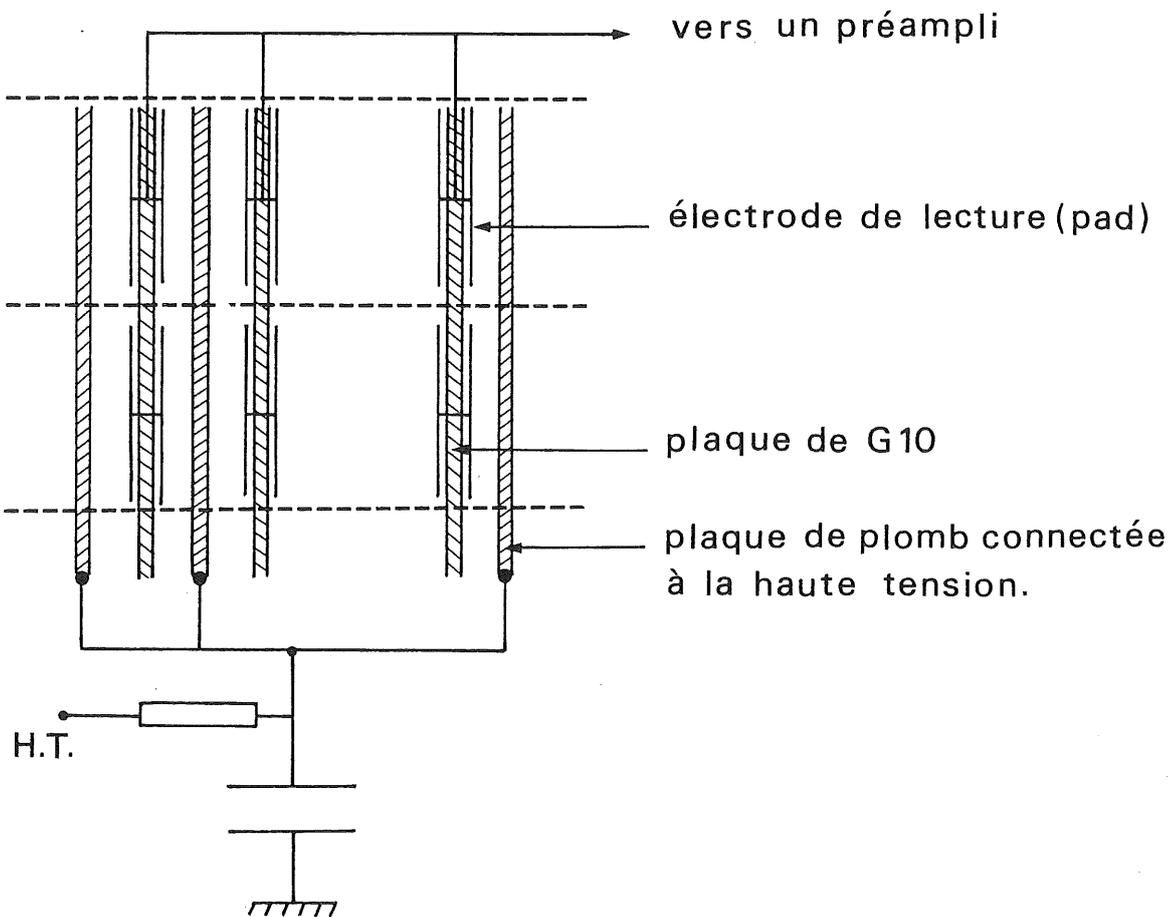


Figure 8 : Schéma électrique du calorimètre.

Les 64 cellules sont groupées électriquement par 8,8,8,8 et 32 ce qui définit cinq sections longitudinales. Pour chacune d'elles, toutes les électrodes de lectures se correspondant dans les dimensions transversales sont connectées ensemble (ganging). De même, toutes les plaques de plomb de chaque section sont électriquement reliées à une alimentation haute tension qui est leur est propre par l'intermédiaire d'un filtre R.C. (figure 8):

Le calorimètre hadronique (C.H.) est construit sur les mêmes principes mais diffère pour ce qui est des matériaux et les mensurations. Il est constitué de 154 cellules élémentaires, chacune formée d'une plaque de cuivre (0,5cm d'épaisseur, 40 cm x 42 cm transversalement), d'un espace d'argon de 4 mm, d'une plaque de lecture de 1 mm puis à nouveau d'un espace d'argon. La segmentation transversale d'une plaque de lecture est montrée figure 9.

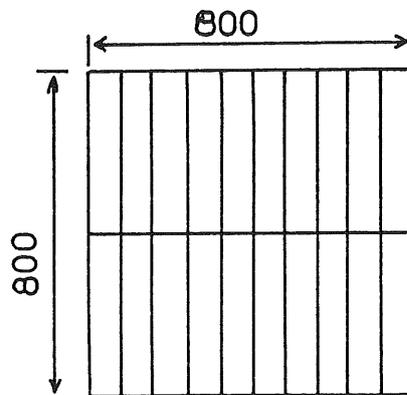


Figure 9: Segmentation transversale du C.H.

Alternativement, ces plaques sont disposées dans une position verticale ou horizontale. Les cellules élémentaires sont regroupées par 26 pour les 130 premières, puis les 24 dernières ensemble, définissant ainsi 6 sections longitudinales. Dans chaque section, les bandes de lecture ayant une position latérale et orientation (verticale ou horizontale) semblables sont connectées ensemble. A raison de 20 bandes par plaques, il y a 40 canaux par section soit 240 pour le C.H. Cette disposition en bandes alternées et

croisées permet de réduire considérablement le nombre de canaux tout en gardant une information de nature transversale. Chaque section voit ses plaques de cuivre connectées et alimentées par une haute tension suivant le même schéma que le C.E.M. (figure 8).

Le radiateur du calorimètre hadronique final de H1 doit être en fer, d'épaisseur environ 2 cm. Le choix du cuivre pour cette première version est dû à un problème de disponibilité de matériau au moment de l'élaboration du prototype. Mais le cuivre et le fer sont deux matériaux relativement semblables pour la calorimétrie (Z , A , X_0 et λ_I du même ordre). D'autre part, on a choisi des plaques de 0,5cm d'épaisseur afin d'obtenir un meilleur échantillonnage des gerbes électromagnétiques produites par les π^0 des gerbes hadroniques et donc de mieux étudier les fluctuations de ces derniers.

Pour terminer le milieu calorimétrique et pallier l'absence de "tail-catcher" à gaz, une prolongation du calorimètre hadronique a été installée, composée de 18 cellules élémentaires (2,5 cm de fer, 4 mm d'argon, plaque de lecture identique à celles du C.H., 4 mm d'argon). Elles sont groupées électriquement par 9 soit 2 sections longitudinales, réalisant en tout 80 canaux.

b) Deuxième version (Novembre 86) [3]

L'appareillage se différencie du précédent par deux modifications (figure 10): l'une est le remplacement du calorimètre électromagnétique en plomb par un autre de conception différente, l'autre concerne la suppression de la partie en fer du C.H. et l'adjonction d'un calorimètre fer-tubes streamer à gaz derrière le cryostat, dans l'emplacement prévu à cet effet.

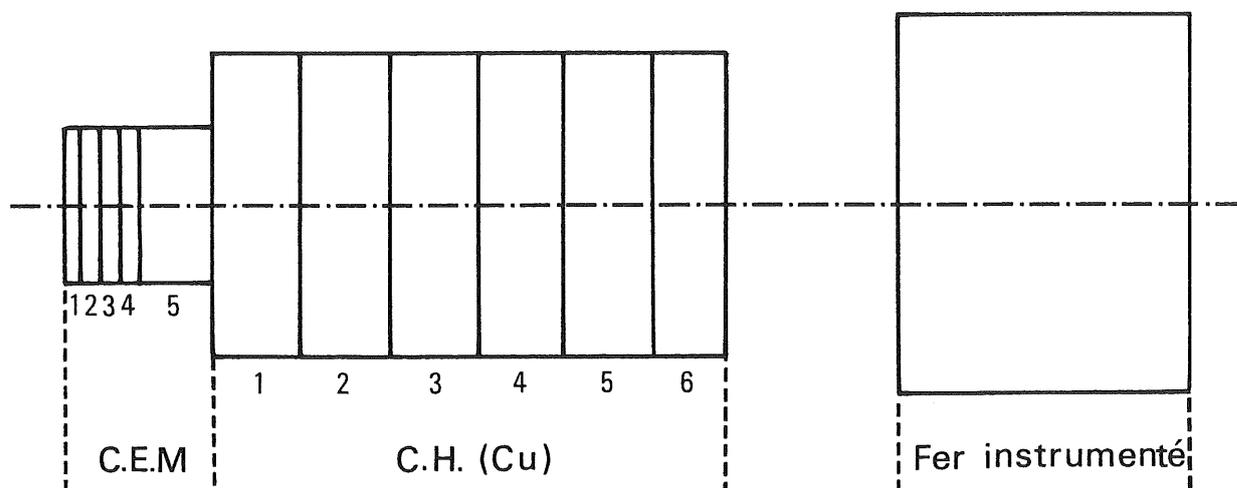


Figure 10

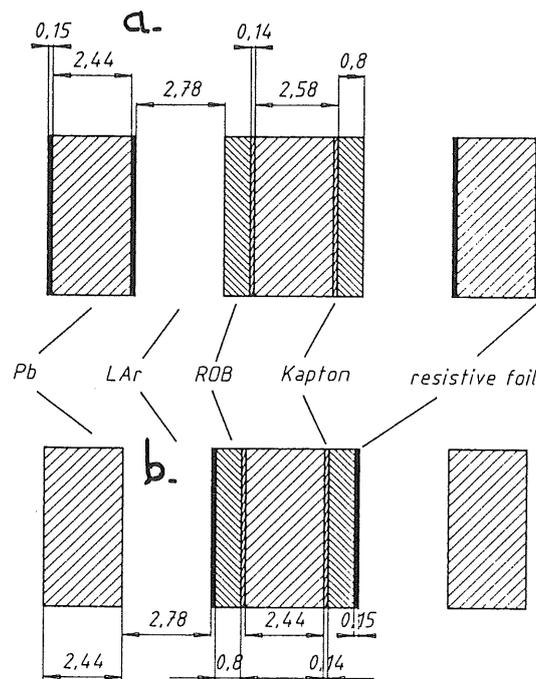
Le nouveau C.E.M. comporte des structures de cellule élémentaire différentes de l'ancienne. Il y en a deux types, l'une à l'avant, l'autre à l'arrière du calorimètre.

La première structure est la suivante (figure 11a): une plaque de plomb (épaisseur 2,44mm) sur laquelle est collée une feuille de kapton [5] (épaisseur 75 μm), très bon isolant; une couche de peinture résistive [6] est déposée sur ce kapton. Il s'agit d'un produit conducteur mais ayant une très grande résistance surfacique ($\sim 50 \text{ M } \Omega/\text{m}^2$). Il est porté à la haute tension tandis que la plaque de plomb est connectée à la masse. La vertu qu'on prête à ce produit résistif est d'éviter la détérioration des préamplificateurs lorsqu'un court-circuit se produit entre la haute tension et une électrode de lecture; celui-ci peut être provoqué par une décharge brusque dans l'argon due à la création d'un chemin conducteur. La présence de la peinture résistive introduit une grande impédance dans le chemin du court-circuit et aurait pour rôle de limiter le courant. On désire également affaiblir grâce à un revêtement conducteur l'effet de diaphonie négative (voir I-2 § 1). Ensuite se trouve une épaisseur d'argon de 2,78 mm. Les

signaux sont recueillis par une plaque de lecture en G10 (épaisseur 0,8 mm) dont une seule face comporte des électrodes de lecture, l'autre étant collée sur la plaque de plomb suivante par l'intermédiaire d'une feuille de kapton: celle-ci isole de la plaque absorbante les pistes de sortie du signal qui se trouvent passer entre la plaque de G10 et la feuille de kapton. La plaque de plomb sur laquelle les plaques de lecture sont collées est épaisse de 2,58 mm. structure élémentaire se termine en la complétant par la séquence symétrique de celle qui vient d'être décrite (comme pour la 1^{ère} version).

La seconde structure (figure 11b) ne diffère de la première que par la position de la peinture résistive: elle est déposée sur les électrodes de lecture par l'intermédiaire d'une feuille de kapton isolante.

Par ailleurs les dimensions transversales et la segmentation des électrodes de lecture sont les mêmes que dans la première version. Le C.E.M. comporte 15 cellules du premier type groupées électriquement par 3, 4, 4, 4 formant 4 segments longitudinaux, puis de 14 cellules du second type connectées ensemble et formant un cinquième segment. Chaque segment est alimenté indépendamment des autres par une haute tension et un système R.C de découplage.



Figures 11a et b: Structures des cellules élémentaires du C.E.M. dans sa 2^{ème} version.

La seconde modification concerne l'adjonction d'un calorimètre "chaud" derrière le cryostat. Celui-ci est constitué d'un rayonnage de plaques de fer de 5 cm ou 2,5 cm d'épaisseur. Les inter-plaques sont aussi dans ces dimensions; y sont glissées 13 chambres planes, chacune comprenant 12 tubes streamer. Les signaux sont mesurés à partir d'électrodes de lecture formées de bandes parallèles ou orthogonales aux fils des tubes ou de damiers [7].

c) Troisième version (Juin 87)

Il s'agit là d'une progression vers la version finale du calorimètre. Son but était de tester techniquement des cellules élémentaires d'un type nouveau. De plus, la présence d'un C.H. en fer seul sans C.E.M. au plomb (figure 12) permet de connaître sa réponse e et son rapport π/e .

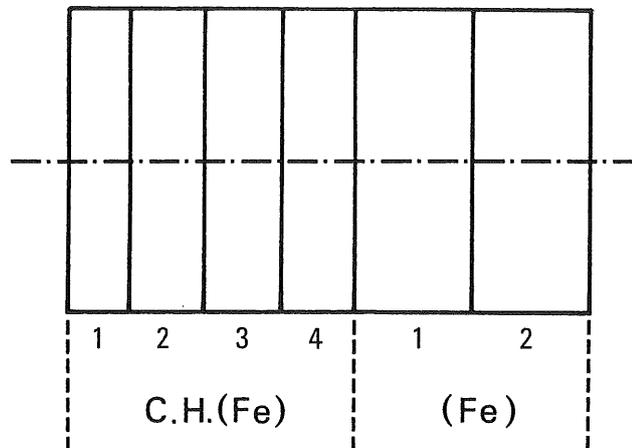


Figure 12

La structure mécanique de base est constituée de 30 plaques de fer épaisses de 1,6 cm et espacées de 1,17 cm. Dans ces espaces sont glissés des éléments de lecture (figure 13). Ils sont formés de la série suivante: une plaque d'inox (épaisseur 1,5 mm) sur laquelle sont collées deux feuilles, de kapton puis de cuivre, suivie d'un espace rempli d'argon de 2,46 mm, une plaque de lecture en G10 semblable en tous points à celles utilisées dans le C.H. en

cuivre de l'an passé, puis le complément symétrique pour terminer. Les épaisseurs d'argon sont maintenues constantes grâce à des espaceurs en téflon qui servent aussi de guides aux rivets maintenant ensemble les deux plaques extrêmes en fer.

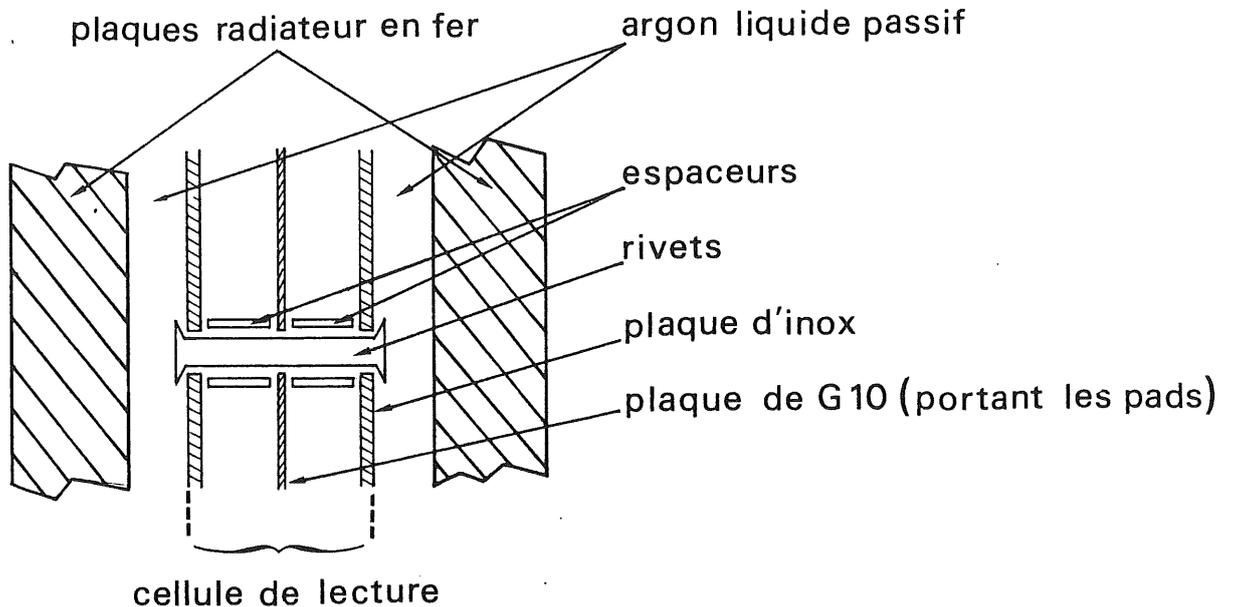


Figure 13: Structure des cellules de lecture dans la 3^{ème} version du test.

On obtient ainsi 30 cellules élémentaires connectées électriquement par 6, 8, 8, 8 soit quatre sections longitudinales. Pour terminer le calorimètre, on a placé derrière ce nouvel appareillage les deux derniers segments en fer du C.H. de la 1^{ère} version, afin d'augmenter le nombre de longueurs d'interaction et de faire un peu de calorimétrie...

d) Quatrième version (Août 87)

La seule différence avec l'état précédent est d'addition devant le C.H. en fer du C.E.M. en plomb comportant de la peinture résistive et ayant servi dans la deuxième version (figure 14).

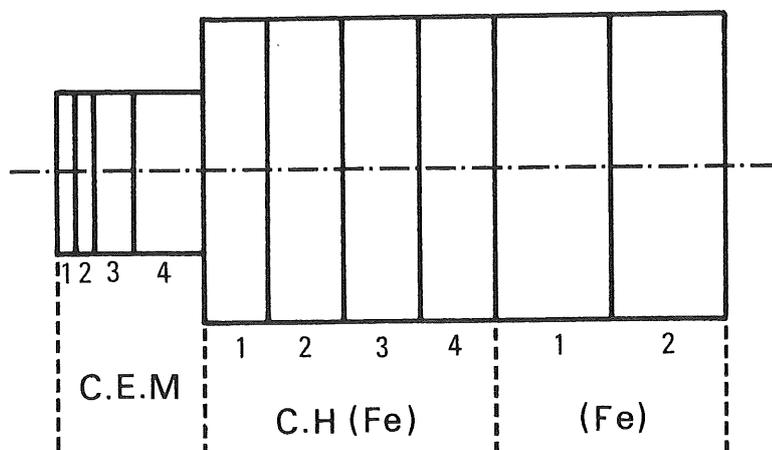


Figure 14

L'autre nouveauté est l'installation d'une chaîne électronique plus proche de la version finale et comportant un multiplexage des voies (un ADC pour 128 canaux) et deux gains d'amplification (1 et 8) pour lire avec plus de précision les petits signaux.

I-2 QUELQUES ETUDES TECHNIQUES

Avant d'atteindre son objectif principal qui est l'étude et l'amélioration de la mesure d'énergie des particules, les tests de calorimétrie permettent d'étudier les effets instrumentaux parfois indésirables, de les comprendre pour les éliminer ou les contourner dans les versions ultérieures du prototype. Trois sujets techniques ont été ici retenus: le premier concerne la diaphonie (cross-talk), phénomène naturel dans un dispositif comprenant plusieurs voies d'électronique contiguës. Il est ici étudié sur un calorimètre à argon liquide. Le deuxième a comme origine la mauvaise qualité des données à basse énergie de faisceau (~ 10 GeV), due à un bruit cohérent excessif sur l'ensemble de l'électronique, privant ainsi ces données de tout sens physique. Le troisième, enfin, constitue un outil d'analyse pour la calibration. La non-linéarité de l'électronique a conduit à mettre au point une méthode rapide et précise pour son étude, utilisant les propriétés de polynômes orthogonaux.

1) LA DIAPHONIE NEGATIVE

L'examen des profils transversaux des gerbes montre que si les canaux situés dans l'axe du faisceau donnent un signal positif, les canaux périphériques, eux, en produisent un négatif. La compréhension de ce phénomène est importante pour plusieurs raisons : d'abord, il faut savoir comment il peut affecter une mesure de l'énergie totale par sommation de tous les canaux. Ensuite, toute comparaison des informations transversales avec des programmes de simulation nécessite de corriger les données pour obtenir des développements latéraux aux allures plus physiques. Enfin, lorsque plusieurs gerbes sont proches, comme c'est le cas dans un "jet", comment cet effet joue-t-il sur la topologie de ce dernier et donc dans la détermination de ses composants? Il faut donc comprendre le phénomène pour soit le corriger dans le traitement des données (software), soit le supprimer en modifiant la constitution de l'appareillage (hardware).

L'évidence de cet effet se trouve dans l'examen d'un profil transversal moyen d'un segment du calorimètre, frappé en son centre par une gerbe électromagnétique:

- 44.663	- 51.056	- 39.565	- 39.746	- 50.505	- 47.562
- 50.332	- 39.697	- 11.218	- 13.793	- 39.39	- 49.742
- 36.952	6.99	351.388	301.312	.778	- 37.015
- 31.925	42.353	3546.222	2352.858	23.56	- 34.861
- 43.541	- 11.75	89.87	82.152	- 18.468	- 44.365
- 43.416	- 43.324	- 38.913	- 38.372	- 43.273	- 44.419

Figure 15

On constate en plus que le signal des canaux strictement négatifs est, grosso-modo, proportionnel à la surface de l'électrode touchée. Regroupons maintenant (figure 16) les pads périphériques (région P) et les pads centraux (région C). Visualisons les corrélations entre les signaux S_P et S_C issus respectivement de ces deux zones (figure 17). On observe clairement une dépendance linéaire entre ces deux quantités. Ceci a lieu dans chaque segment du C.E.M. et du C.H. de la 1^{ère} version. Comment l'expliquer? (On se restreint au C.E.M. pour l'étude qui suit).

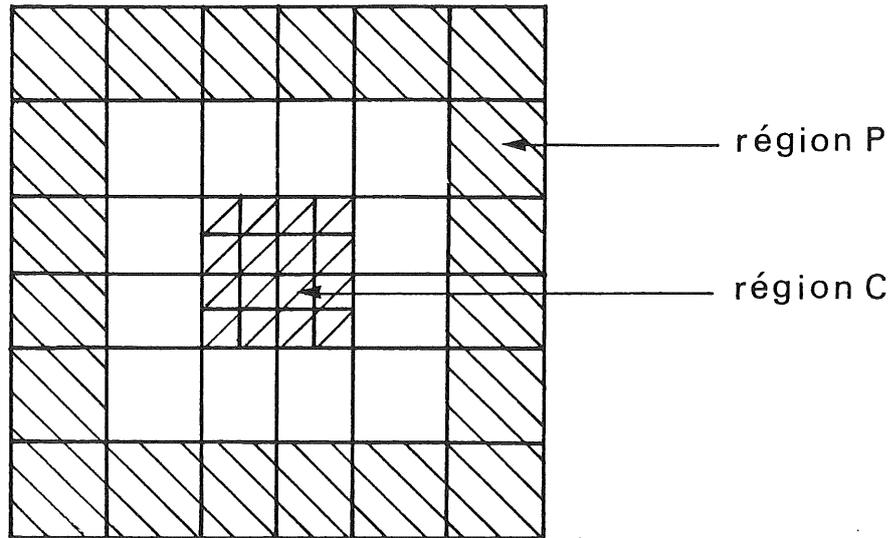


Figure 16: Définition des régions P et C.

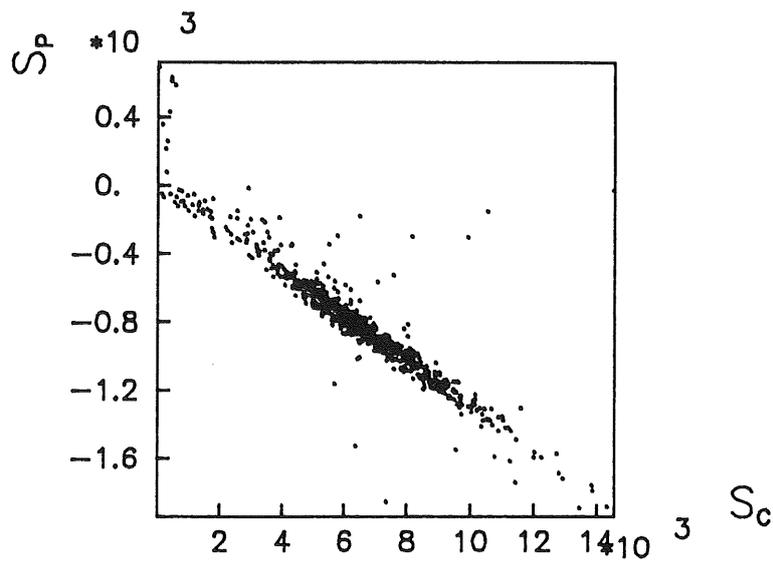


Figure 17: Corrélation entre S_C et S_P (unités arbitraires).

Commençons par représenter simplement un segment du calorimètre (figure 18). On supposera qu'il n'est formé que d'une seule cellule élémentaire (radiateur en plomb, argon liquide, électrode de lecture (pad et G10). Il ne contiendra que deux "pads", l'un dit central, traversé par des particules formant avec la plaque de radiateur un condensateur de capacité C_C , l'autre dit périphérique, non touché par la gerbe et de capacité C_P . La plaque de plomb est portée à un potentiel positif (~ 2 kV) par l'intermédiaire d'une résistance R_D et d'une capacité C_D servant à filtrer les parasites de la haute tension ($R_D \cdot C_D \approx 1$ s).

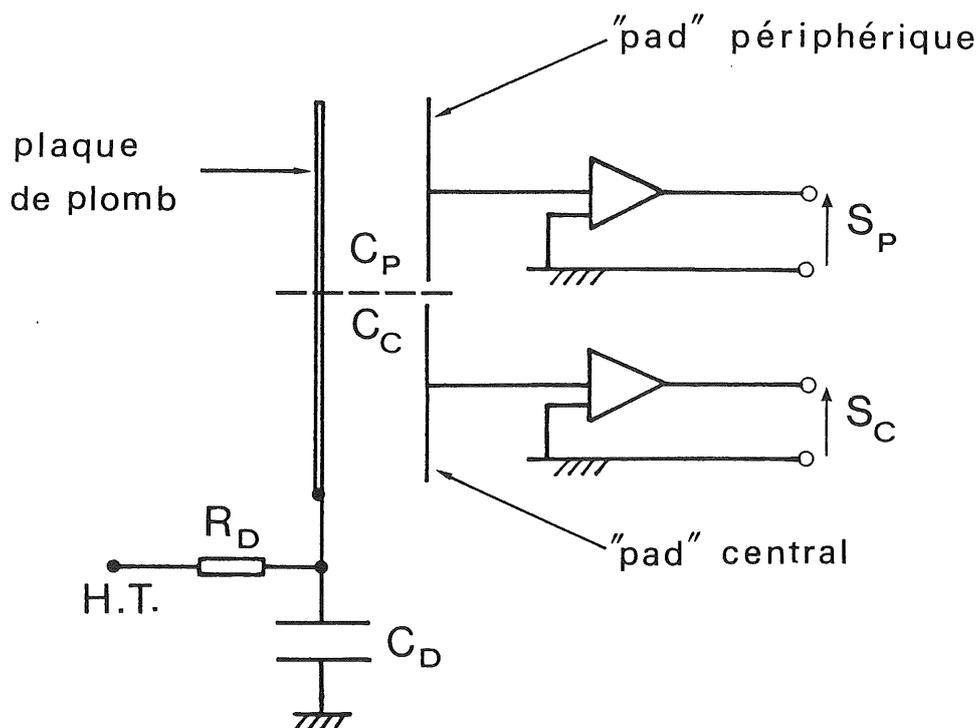
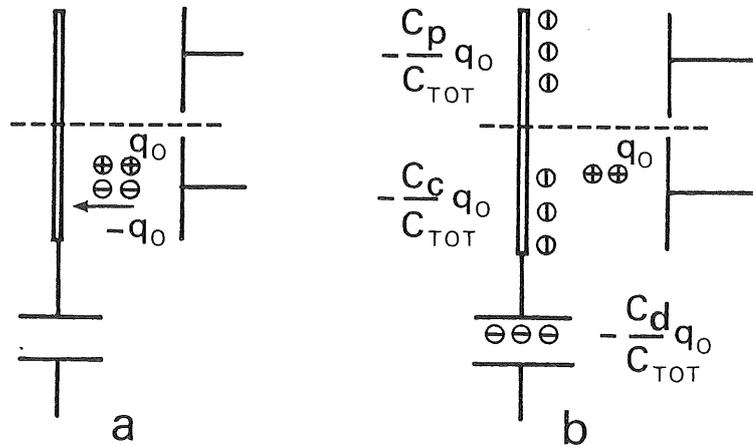


Figure 18: Schéma électrique simplifié.

Lorsqu'on établit la haute tension (lentement pour limiter le courant dans les préamplificateurs), on installe des charges positives sur la plaque de plomb, négatives sur les plaques de lecture. Quand des particules chargées traversent l'espace central, elles y créent des paires électrons-ions (figure 19a). Les électrons, ayant une très grande mobilité, dérivent en un temps très court (~ 200 ns). Les préamplificateurs, dotés d'un temps de réponse du même ordre, vont charger leur capacité de contre-réaction pour ramener le potentiel des plaques de lecture à zéro. Au cours de cette dérive

des électrons ($\approx 1 \mu\text{s}$), les ions positifs (Ar^+), ayant une mobilité très petite, ne vont pas bouger. D'autre part, à cause du temps de réponse très long du système R_D-C_D , la haute tension n'est pas en mesure d'apporter des charges sur le conducteur formé de la plaque de plomb et de l'électrode du condensateur C_D qui lui est relié. Ce conducteur peut donc être considéré comme électriquement isolé.



Figures 19a et b: avant (a) et après (b) dérive des charges.

Ainsi, lorsque la charge électronique $-q_0$ créée dans l'argon aura dérivé sur la plaque de plomb, elle se répartira sur celle-ci et sur l'électrode de C_D , dans le rapport des capacités à la capacité totale de ce conducteur. Si on appelle C_{TOT} cette dernière, soit

$$C_{TOT} = C_D + C_C + C_P,$$

l'électrode de C_D recevra la fraction de charge $-(C_D/C_{TOT})q_0$, la partie en regard avec l'électrode de lecture centrale, $-(C_C/C_{TOT})q_0$ (figure 19b). Que voient alors les deux préamplificateurs de la figure 18? La voie centrale est sujette à deux effets: celui des ions positifs restant dans l'argon et celui des charges négatives $-(C_C/C_{TOT})q_0$ sur la plaque radiateur. L'amplificateur de charge intègre toutes les charges placées entre son électrode de lecture et la plaque radiateur, considérée comme munie de sa charge d'origine, avant répartition de la charge électronique $-q_0$; en définitive, il lira

$$S_C = q_0 - \frac{C_C}{C_{TOT}} q_0 .$$

La voie périphérique, elle, n'est soumise qu'à l'effet de la charge $-(C_P/C_{TOT})q_0$ sur la plaque radiateur; elle délivrera donc le signal

$$S_P = - \frac{C_P}{C_{TOT}} q_0 .$$

Le raisonnement précédent a été fait dans le cas d'un calorimètre à deux voies transversales. A présent on revient au dispositif réel (avec 48 voies transversales), où les gerbes développées dans l'appareil laissent des charges q_k dans la portion d'argon en regard de l'électrode de lecture du canal k . Notons C_k la capacité réalisée par cette électrode et la plaque radiateur en regard. On a alors

$$C_{TOT} = C_D + \sum_k C_k .$$

Chaque charge q_k va induire son propre phénomène de diaphonie sur toutes les voies. Ce phénomène étant linéaire, on superpose les effets de chaque charge q_k . Ainsi le canal k fournira un signal S_k de valeur

$$S_k = q_k - \frac{C_k}{C_{TOT}} \sum_m q_m .$$

Comment, à partir des données des ADC, S_k , pouvons-nous maintenant revenir aux q_k , qui sont les grandeurs physiques intéressantes? Pour cela, groupons les canaux pour chaque segment longitudinal comme indiqué sur la figure 17. Notons Q_C , Q_P , S_C et S_P les charges et signaux des régions centrale et périphérique.

Alors on a

$$\left\{ \begin{array}{l} S_C = Q_C - \frac{C_C}{C_{TOT}} Q_{TOT} \\ S_P = Q_P - \frac{C_P}{C_{TOT}} Q_{TOT} \end{array} \right.$$

$$\text{où } Q_{TOT} = Q_P + Q_C .$$

Les régions C et P sont choisies de telle sorte qu'une gerbe électromagnétique ne touche que la région C et non P (le rayon de Molière du calorimètre est $\sim 2,2$ cm devant une région de rayon ~ 12 cm). On peut alors supposer que $Q_P = 0$. De là

$$\left\{ \begin{array}{l} S_C = \left(1 - \frac{C_C}{C_{TOT}}\right) Q_{TOT} \\ S_P = - \frac{C_P}{C_{TOT}} Q_{TOT} \end{array} \right. ,$$

soit une relation entre S_C et S_P :

$$S_P = - \frac{C_P}{C_P + C_D} S_C ,$$

relation en accord avec la figure 18. Cette dernière fournit une valeur pour la pente $- (dS_P/dS_C)$. D'autre part, on peut estimer C_P : dans la cinquième section du C.E.M., il y a 32 doubles espaces d'argon de $l_{gap} = 3$ mm d'épaisseur. La permittivité relative de l'argon $\epsilon_r(\text{Ar})$ peut être estimée à 1,5. La surface des électrodes constituant la région périphérique est $\Sigma_P = 1035 \text{ cm}^2$. Ainsi

$$C_P = 32 \times 2 \times \frac{\epsilon_0 \epsilon_r (Ar) \Sigma_P}{l_{\text{gap}}} = 29,1 \text{ nF.}$$

Les segments 1 à 4 du calorimètre ne contiennent que 8 cellules élémentaires de lecture. La capacité périphérique qui leur est propre est donc quatre fois moindre que celle du cinquième segment, soit 7,275 nF.

Pour chaque segment, à partir de la pente $-(dS_C/dS_P)$, on obtient une estimation de la capacité C_D :

$$C_D = C_P \left(- \frac{dS_C}{dS_P} - 1 \right) .$$

On comparera les valeurs ainsi calculées aux réelles capacités C_D du test :

N ^o segment	2	3	4	5
Pente $-(d S_C/d S_P)$	28	31	31	7,7
Valeur estimée de C_D (en nF)	196	218	218	195
Valeur réelle de C_D (en nF)	195	211	178	221

Tableau 2

Les valeurs propres au premier segment ne sont pas ici mentionnées: en effet, pour celui-ci, la dépendance entre S_P et S_C n'est pas linéaire mais affine: $S_P \approx - S^{(0)} - a S_C$. Dans cette formule, a vaut $3,5 \cdot 10^{-2}$ et $S^{(0)}$ dépend de l'énergie totale déposée dans les cinq sections; convertie en énergie du faisceau E_F (en GeV), on trouve $S^{(0)} = 0,688 E_F$. Ce phénomène est plus délicat à appréhender car il s'agit d'une diaphonie entre différents segments qui devraient être électriquement isolés, chacun étant alimenté par sa propre haute tension. on peut cependant penser que si le pôle des masses

des cinq condensateurs de découplage C_D n'est pas bien relié à la masse générale de l'appareillage, un phénomène similaire à la diaphonie interne à un segment expliqué plus haut peut se produire à présent au niveau de tout le calorimètre. De même qu'on voyait une fraction de l'énergie centrale en négatif dans la périphérie, on voit maintenant une fraction de l'énergie totale dans le premier segment. Ce qui expliquerait le terme $S^{(0)}$. L'autre terme $-a S_C$ étant dû à une diaphonie interne au premier segment. On peut alors corriger les signaux de ce dernier par la simple formule:

$$Q_k = S_k + 0,688 E_F \frac{\sum_k}{\sum_{TOT}},$$

où le dernier terme représente la fraction de la valeur $S^{(0)}$ qui intéresse le canal k , Σ_k étant la surface de l'électrode de lecture du canal k (le terme $-a S_C$ est laissé de côté vu son faible rôle devant celui de $S^{(0)}$).

Finalement, on possède un modèle pour cette diaphonie qui rend bien compte de son comportement et dont l'amplitude est en accord avec les grandeurs de l'appareillage (ici diverses capacités). On sait corriger cet effet. Une application simple permet d'en apprécier l'intérêt. On connaît bien le profil moyen d'une gerbe électromagnétique, pour ce qui est de son développement longitudinal. Une formule [8], donne l'énergie moyenne déposée dans $[s, s + ds]$ où s est la profondeur mesurée en longueurs de radiation ($s = z/X_0$):

$$d(s) ds = E_F \frac{A^B}{\Gamma(A)} s^{A-1} e^{-Bs} ds$$

où E_F est l'énergie de la particule incidente et

$$\begin{cases} A = 1,86 + 0,02 \ln E_F \\ B = 5,12 + 1,02 \ln E_F. \end{cases}$$

Les gerbes électromagnétiques ne commencent pas exactement dès la première plaque du radiateur du calorimètre ($s=0$) car une certaine quantité de matière entre celle-là et l'endroit où l'énergie du faisceau est contrôlée fait qu'elles démarrent plus précocement. On peut déterminer cette quantité en terme de longueur de radiation s_0 en cherchant la valeur qui accorde au mieux le profil théorique $d(s-s_0)$ avec les valeurs expérimentales. Voici les valeurs obtenues pour s_0 à différentes énergies de faisceau, suivant qu'on corrige ou non les données du phénomène de diaphonie:

Energie incidente (GeV)	30	50	80	218
s_0 optimal données non corrigées	$1,32 \pm 0,02$	$1,28 \pm 0,03$	$1,18 \pm 0,02$	$1,20 \pm 0,01$
s_0 optimal données corrigées	$1,19 \pm 0,03$	$1,10 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,02$	$1,14 \pm 0,02$

Tableau 3

La valeur par ailleurs obtenue par simple cumul de la matière devant le calorimètre est estimée à 1,09 longueur de radiation, valeur certainement sous-estimée ce qui explique qu'on en trouve de plus grandes.

L'étude ainsi faite du phénomène de diaphonie négative a permis de s'en débarrasser en augmentant suffisamment la valeur de C_D ; ainsi le terme $-(C_k/C_{TOT})Q_{TOT}$ devient négligeable car C_{TOT} est très grand devant C_k . On le réalise dans les tests juin 87-Septembre 87 ainsi que dans la version finale de l'appareillage en intégrant la capacité C_D au gap (cf. figure 13): elle est alors formée de deux plaques en regard, inox et feuille de cuivre (3^{ème} version du test) ou peinture résistive (version finale de H1), séparées par une feuille de kapton. Cette capacité est alors suffisamment grande pour amener le terme de diaphonie négative $-(C_k/C_{TOT})Q_{TOT}$ à un niveau comparable à celui du bruit blanc de chaque canal.

2) LE BRUIT COHERENT

L'existence d'un bruit cohérent dans un système comportant plusieurs voies est très simple à établir: si tous les canaux électroniques produisent des bruits décorrélés les uns des autres, l'écart quadratique moyen (E.Q.M.) de leur somme vaudrait la somme quadratique des E.Q.M. de chaque canal. Par contre, en cas d'existence de corrélations, l'E.Q.M. de la somme est différent de la somme quadratique. Le tableau 4 donne ces valeurs pour les C.E.M. et C.H. ainsi que pour les deux réunis. Tous les canaux d'un même calorimètre ont approximativement le même E.Q.M.

	E.Q.M. d'un canal	Somme quadratique	E.Q.M. expérimental
C.E.M.	~ 1	$\sqrt{240} = 15$	67
C.H.	~ 3	$\sqrt{320} = 54$	167
Total		56	185

Tableau 4

On voit même que, quadratiquement parlant, c'est-à-dire en termes de puissance de bruit, la partie incohérente ne représente qu'une faible partie de l'E.Q.M. total (pour le C.E.M., 15^2 ne sont que les 5% de 67^2).

Ce bruit cohérent important fait perdre le sens physique des données de test et spécialement à basse énergie (10 GeV) où il devient compétitif avec le signal dû aux particules. Or nous savons avoir grand besoin de données claires à basse énergie. Nous allons donc développer un programme d'étude et de soustraction systématique de ce bruit cohérent.

Notre électronique comporte 560 canaux, qui délivrent chacun un bruit au profil gaussien. Nous envisagerons que les corrélations entre ces canaux

sont uniquement de nature linéaire. Dans ce cas, la matrice de covariance de tous les canaux contient toute l'information sur les corrélations. Si S_k , $1 \leq k \leq 560$, est le signal du canal k , on définit la matrice $C_{k\ell} \equiv \langle S_k S_\ell \rangle - \langle S_k \rangle \langle S_\ell \rangle$. Cependant il s'agit d'une énorme matrice.

On peut simplifier en considérant la structure spatiale des préamplificateurs. Ceux-ci sont disposés par groupes de 16 dans 35 boîtes. On s'attend donc à des corrélations à deux niveaux: d'une part une diaphonie entre les préamplificateurs d'une même boîte et d'autre part des corrélations entre les différentes boîtes. On constate assez aisément que tous les canaux d'une même boîte parlent ensemble avec des coefficients de corrélations similaires. Cela signifie que chaque canal de cette boîte porte, autant que ses 15 autres homologues, l'information du bruit cohérent. On considérera qu'à cet égard la somme des canaux d'une même boîte est suffisante pour l'étude de ce bruit. On définit alors celle-ci:

$$B_i \equiv \sum_{\substack{k \text{ canal} \\ \text{de la boîte } i}} S_k, \quad 1 \leq i \leq 35.$$

On voit sur la figure 20 que B_{25} par exemple parle également à tous les canaux de la boîte 25, ce qui justifie notre restriction. On y voit aussi que B_{25} parle avec les canaux d'autres boîtes, ce qui contient l'information de cohérence qu'on cherche à faire apparaître.

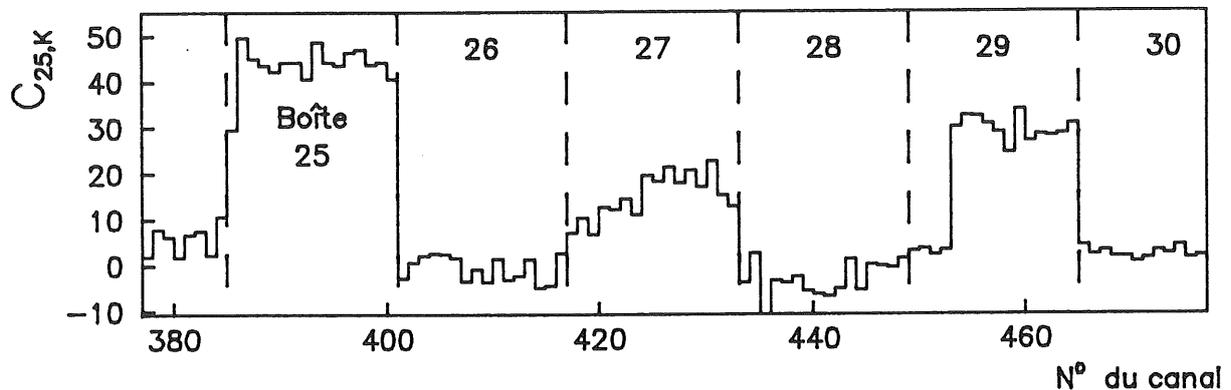


Figure 20: Corrélation entre le signal de la boîte 25 et chaque canal K

$$C_{25,K} = \langle B_{25} S_K \rangle - \langle B_{25} \rangle \langle S_K \rangle,$$

(unités arbitraires).

Ainsi nous restreignons le problème initial à l'étude des corrélations entre les valeurs B_i , $1 \leq i \leq 35$ par le biais de la matrice de corrélation 35×35 suivante :

$$C_{ij} \equiv \langle B_i B_j \rangle - \langle B_i \rangle \langle B_j \rangle.$$

La diagonalisation de cette matrice fait apparaître des sources de bruit gaussiennes indépendantes et les valeurs propres sont les variances de ces sources. En l'absence de source cohérente, on trouverait 35 valeurs propres dont l'ordre de grandeur serait la variance du bruit incohérent de 16 canaux. Si une ou plusieurs valeurs propres sont nettement plus grandes, elles signifient la présence d'une ou de plusieurs sources cohérentes. C'est ainsi que le spectre des valeurs propres de la matrice C_{ij} comporte trois valeurs propres nettement supérieures aux 32 autres. A ce niveau de l'étude, on doit se demander si chacune de ces sources est un réel bruit sur l'ensemble des canaux, ou si elles sont dues à des particules entrées dans le calorimètre et non vues par le "trigger piédestal" (les données "piédestal" qu'on utilise ici sont prises en présence de faisceau; on espère ainsi tenir compte d'un éventuel effet cohérent dû à ce dernier). On s'aperçoit, par des considérations sur la distribution spatiale des canaux dans le calorimètre, que deux des grandes valeurs propres correspondent à des particules indésirables faisant parler deux parties indépendantes de l'électronique suivant la position de leur impact. On les élimine en coupant les trop grandes valeurs du signal total, et on obtient un spectre ne comprenant plus qu'une valeur propre principale (V.P.P.) et 34 autres, compatibles avec du bruit incohérent (figure 21). la valeur E_0 de cette source peut être calculée à partir des valeurs B_i , grâce aux coefficients de la matrice de passage P qui diagonalise C_{ij} :

$$(1) \quad E_0 = \sum_{i=1}^{35} P_{1,i} B_i .$$

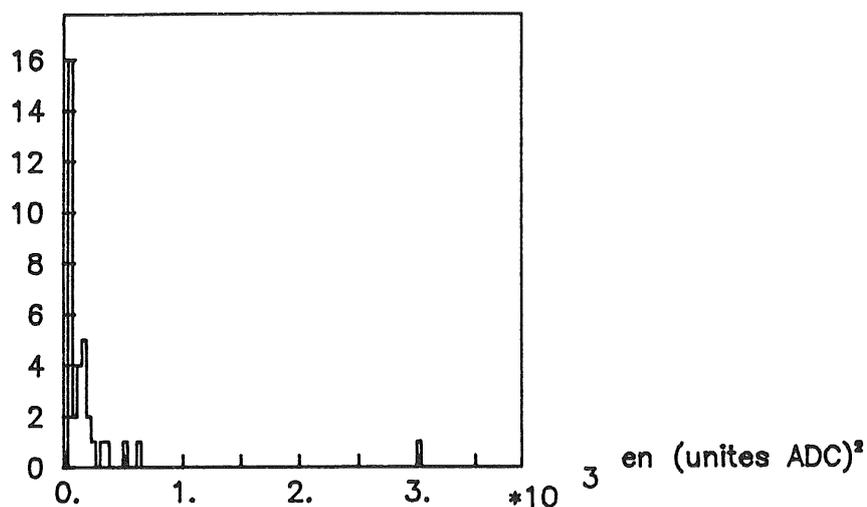


Figure 21 : Spectre des puissances des sources de bruit

Nous pouvons à présent élaborer un modèle pour cette unique source cohérente. Chaque canal délivre un signal S_k , somme d'un bruit incohérent qui lui est propre, b_k , et d'une composante cohérente $\gamma_k S_0$, où S_0 est la source de bruit et γ_k un coefficient caractérisant le couplage entre la source S_0 et le canal k :

$$S_k = b_k + \gamma_k S_0 \quad 1 \leq k \leq 560.$$

Notre programme consiste à calculer ces coefficients γ_k et à savoir estimer pour chaque événement la quantité S_0 , afin de pouvoir soustraire au signal brut sa partie cohérente et obtenir le signal corrigé:

$$S_k^* = S_k - \gamma_k S_0.$$

Nous allons dans ce qui suit négliger les composantes incohérentes b_k devant la source cohérente, cette dernière étant beaucoup plus puissante. Dans cette hypothèse, les signaux des boîtes deviennent

$$B_i = \Gamma_i S_0, \quad 1 \leq i \leq 35 \quad \text{où} \quad \Gamma_i \equiv \sum_{\substack{k \text{ canal} \\ \text{de la boîte } i}} \gamma_k.$$

La matrice de covariance est donc $C_{ij} = \text{Var}(S_0) \Gamma_i \Gamma_j$ qui se diagonalise instantanément en

$$D = \left[\begin{array}{c|c} \text{V.P.P.} & 0 \\ \hline 0 & 0 \end{array} \right] \left. \vphantom{\begin{array}{c|c} \text{V.P.P.} & 0 \\ \hline 0 & 0 \end{array}} \right\} 34$$

$$\text{où V.P.P.} = \text{Var}(S_0) \|\Gamma\|^2 \quad \text{avec} \quad \|\Gamma\|^2 \equiv \sum_{i=1}^{35} \Gamma_i^2 .$$

Le vecteur propre associé à la V.P.P. est

$$P_{1,i} = \frac{\Gamma_i}{\|\Gamma\|} .$$

E_0 alors se lie à S_0 par :

$$E_0 = \sum_{i=1}^{35} \frac{\Gamma_i}{\|\Gamma\|} \Gamma_i S_0 = \|\Gamma\| S_0 .$$

D'autre part, pour évaluer γ_k , on calcule le coefficient de corrélation $B_k \equiv \langle S_k E_0 \rangle - \langle S_k \rangle \langle E_0 \rangle$. On trouve $B_k = \gamma_k \|\Gamma\| \text{Var}(S_0)$ et finalement

$$\gamma_k S_0 = \frac{B_k}{\text{V.P.P.}} E_0 .$$

On peut donc calculer une fois pour toutes les coefficients B_k , $1 \leq k \leq 560$, ainsi que la valeur propre principale V.P.P. Pour chaque événement (S_k), on calculera E_0 par la formule (1) page 47, et on soustraira le bruit cohérent pour obtenir

$$S_k^* = S_k - \frac{\beta_k}{V.P.P.} E_0 .$$

Nous disposons donc d'une méthode pour tenter l'élimination de la composante cohérente du bruit. Pour des données "piédestal" nous voyons sur le tableau suivant l'effet de cette correction:

	E.Q.M. non corrigé	E.Q.M. corrigé	Somme quadratique
C.E.M.	67	66	15
C.H	167	56	54
Total	185	88	56

Tableau 5

Nous constatons que la correction est effective dans le C.H. Dans le C.E.M. aucune amélioration n'apparaît. La source principale de bruit E_0 n'est donc pas la cause du bruit cohérent sur cette partie du calorimètre. L'information concernant ce bruit est alors contenue dans les autres valeurs propres (voir figure 21). Nous n'avons pas raffiné cette étude, notre but initial étant de développer une méthode générale d'analyse et de soustraction du bruit cohérent. Mais nous concevons qu'elle ne présente pas plus de difficultés de principe que celle présentée dans ces lignes.

Comment soustraire maintenant le bruit cohérent de véritables événements physiques? Pour cela, il faut estimer pour chaque événement la quantité E_0 . Jusqu'à présent, celle-ci était calculée à partir de tous les signaux. C'est maintenant impossible à cause de la présence des gerbes physiques. Cependant, ces gerbes sont contenues au centre du calorimètre et on espère que les bandes périphériques des premiers segments du C.H. ne sont pas touchées par celles-là. Aussi leur signal est-il porteur d'informations sur la source de bruit cohérent. On choisit parmi les canaux ainsi situés ceux qui parlent le plus avec la source cohérente; on note \mathcal{C} leur ensemble.

On cherche alors à évaluer la source de bruit E_0 par un estimateur E_S , combinaison linéaire des signaux S_k , $k \in \mathcal{C}$:

$$E_S = \sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k \gamma_k S_0.$$

Si on néglige dans S_k la partie incohérente b_k , n'importe quelles valeurs (non toutes nulles) pour λ_k donneront un bon estimateur de E_0 . Dans le cas contraire, l'estimateur devient

$$E_S = \left[\sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k \gamma_k \right] S_0 + \sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k b_k,$$

et sa variance

$$\text{Var}(E_S) = \left[\sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k \gamma_k \right]^2 \text{Var}(S_0) + \left[\sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k^2 \right] \text{Var}(b).$$

On désire que la puissance de bruit venant de la partie cohérente (1^{er} terme) soit maximale devant la puissance de bruit incohérente (second terme). Aussi cherchons nous les λ_k rendant maximale la quantité

$$\sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k \gamma_k \left[\sum_{k \in \mathcal{C}} \lambda_k^2 \right]^{-1/2},$$

ce qui est réalisé par $\lambda_k = a \gamma_k$, $k \in \mathcal{C}$, a coefficient positif, qu'on détermine en étudiant la corrélation entre E_S et E_0 .

Finalement, on dispose d'une méthode générale pour soustraire le bruit cohérent d'un événement physique, grâce à la la formule:

$$S_k^* = S_k - \frac{a\beta_k}{\text{V.P.P.}} \sum_{\ell \in \mathcal{C}} \beta_\ell S_\ell.$$

Nous voyons figure 22 l'effet de cette correction sur le signal des pions à 10 GeV. Complètement noyés dans le bruit avant correction, on obtient, après son application, des distributions laissant apparaître un signal physique, principalement dans le C.H.; dans le C.E.M., l'effet est moins évident pour une raison déjà évoquée. Partant d'une résolution en énergie de $300\% E^{-1/2}$ pour les π^\pm à 10 GeV noyés dans le bruit, on obtient après notre correction $90\% E^{-1/2}$.

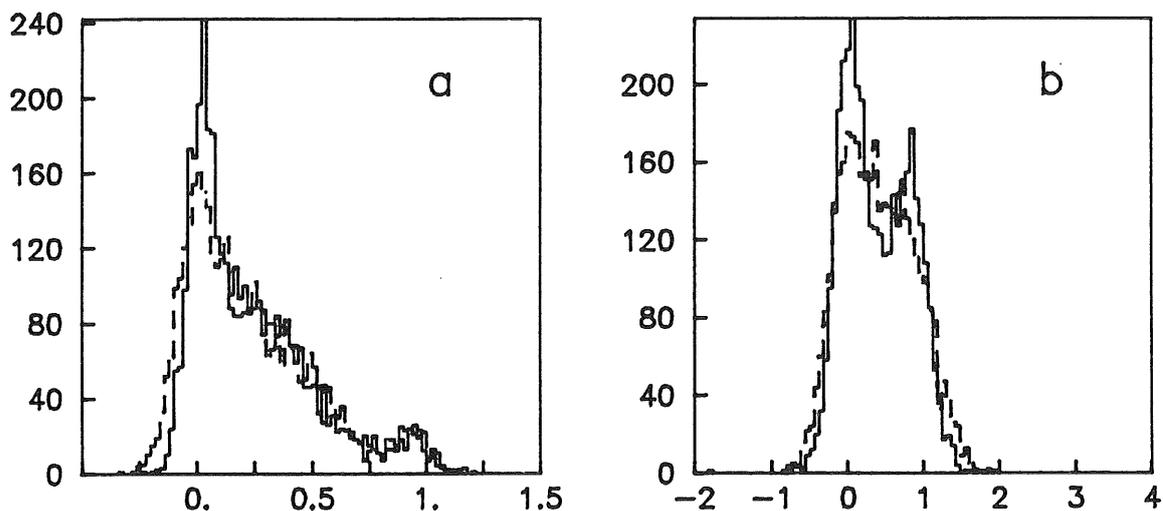


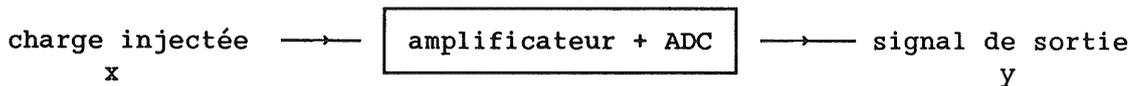
Figure 22: Histogrammes des signaux de pions de 10 GeV dans le C.E.M. (a) et dans le C.H. (b), avant (trait pointillé) et après (trait plein) correction du bruit cohérent (unités arbitraires).

Tout effet cohérent, dans un cadre qui dépasse largement la physique des particules, peut être abordé par la méthode simple et, somme toute, assez naturelle que nous venons de présenter, et ceci à plusieurs niveaux. Cette méthode est d'abord un outil d'analyse: elle permet de déterminer l'existence d'une ou de plusieurs sources cohérentes, et d'en localiser l'origine physique. On peut alors directement agir sur l'appareillage pour les supprimer. C'est ce qui a été fait dans notre cas entre les versions 2 et 3 du test, en améliorant les blindages et les masses de l'électronique. Cette méthode est ensuite un moyen de correction: nous avons vu qu'on peut soustraire partiellement la (ou les) composante(s) cohérente(s) et redonner un sens physique aux données. En attendant la correction à la base évoquée

plus haut... Dans les expériences telles que celle qui nous préoccupe, ces effets ne sont hélas, pas exclus. De nombreuses sources de bruit (alimentations 50 Hz, klystrons etc...) sont présentes autour du détecteur. Il est donc important de posséder une méthode d'analyse et de corrections de ces effets cohérents indésirables qu'elles peuvent induire.

3) CALIBRATION RAPIDE

Les détecteurs actuels présentent un grand nombre de voies d'électronique ($\sim 10^5$), pour lesquelles il faut connaître en permanence, pour chacune d'elles, la relation entre leurs signaux d'entrée et de sortie. Le plus simple est bien entendu une correspondance affine entre ces deux quantités; deux paramètres sont alors nécessaires pour étalonner une voie, qu'on obtient par des formules directes de régression linéaire.



relation $y = p + s x$

$$\left\{ \begin{array}{l} p \text{ piédestal (ordonnée à l'origine)} \\ s \text{ pente} \end{array} \right.$$

Il est très important de savoir pour chacune des voies qu'elle est l'amplitude du résidu de l'ajustement (fit) affine et de le comparer au bruit de la chaîne. Cette comparaison permet de connaître l'ordre de grandeur des non-linéarités, si elles sont compatibles ou non avec le signal de bruit incohérent. Si ce n'est pas le cas, il faut être capable d'ajuster sur la réponse de la chaîne une fonction de calibration plus compliquée pour rétablir un lien de bonne qualité entre x et y .

Le matériel de départ pour la procédure de calibration est la donnée de la réponse moyenne y_n de la voie concernée pour une sollicitation x_n , ainsi que son écart quadratique moyen $\sigma_n = \sigma(y_n)$. On dispose de plusieurs points de ce type pour différentes valeurs de x_n , progressant généralement par raison arithmétique (rampe de calibration):

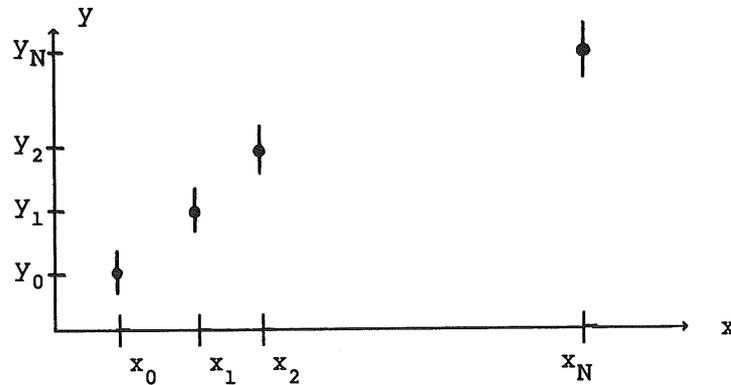


Figure 23

On recherche alors la meilleure courbe P qui minimisera un estimateur d'écart du genre χ^2 c'est-à-dire

$$\chi^2 = \sum_{n=0}^N \frac{1}{\sigma_n^2} \left[y_n - P(x_n) \right]^2 .$$

La rampe de calibration comprend en général $N = 10$ à 20 points. Il est clair que le polynôme d'interpolation de Lagrange passant par tous les points (x_n, y_n) et de degré $N + 1$ n'a aucun sens, en tant que fonction de calibration. Ce qui nous intéresse, c'est l'étude des non-linéarités sur une "longueur" comprenant 4 à 5 points x_n de calibration au maximum donc on cherchera à ajuster des polynômes jusqu'aux degrés 4 ou 5.

La première méthode pour ajuster un polynôme sur la rampe de calibration consiste à utiliser un algorithme de minimisation du χ^2 (de descente du gradient par exemple). Mais le temps total de calcul des coefficients sera le produit du nombre de voies N_{canaux} par le nombre désiré

de degrés N_{deg} par le temps moyen pris par l'algorithme τ_{alg} . Ce temps total est très long surtout à cause du temps nécessaire à l'algorithme de minimisation.

Remarquons que le χ^2 , dans le cas où la fonction à ajuster est un polynôme, est une forme quadratique des coefficients du polynôme. Sa minimisation se résume alors à un problème d'algèbre linéaire (inversion d'une matrice N^2). Le temps total de calibration est alors $N_{\text{canaux}} N_{\text{deg}}$ par le temps d'inversion de la matrice (en N_{deg}^3), ce qui est beaucoup plus rapide.

Cependant, pour chaque degré il faut inverser une matrice, il faut contrôler la précision sur le résultat et donc calculer la matrice d'erreur. Nous allons décrire une autre méthode, basée sur les propriétés de polynômes orthogonaux.

Nous ne pouvons ajuster des polynômes de degré supérieur ou égal à N . Soit $\mathbb{R}_N(X) \equiv \{P \in \mathbb{R}(X) / \text{deg } P \leq N\}$ leur ensemble, $\dim \mathbb{R}_N(X) = N + 1$. Sur cet espace, considérons la forme bilinéaire [9]

$$(f, g) \equiv \sum_{n=0}^N \frac{1}{\sigma_n^2} f(x_n) g(x_n).$$

Elle est symétrique, positive. Elle est aussi définie: en effet si

$$(f, f) = 0, \quad \sum_{n=0}^N f(x_n)^2 / \sigma_n^2 = 0 \quad \text{ou encore } f \text{ s'annule en chaque point}$$

x_n , soit en $N+1$ points, ce qui entraîne la nullité de f , f étant de degré au plus N . Ainsi (\dots) est un produit scalaire sur $\mathbb{R}_N(X)$.

Quel rapport avec la minimisation d'un χ^2 ? Appelons L le polynôme d'interpolation de Lagrange pour les points de la rampe de calibration: $\forall n = 0, \dots, N, L(x_n) = y_n$. Notons Q_p le polynôme de calibration de degré p que l'on cherche à déterminer ($0 \leq p \leq N$). On cherche Q_p qui minimise

$$\sum_{n=0}^N \frac{1}{\sigma_n^2} \left[Q_p(x_n) - L(x_n) \right]^2 ,$$

ou encore $\| Q_p - L \|^2$ où $\| \cdot \|$ est la norme associée au produit scalaire précédemment défini.

Le procédé d'orthonormalisation de Schmidt nous fournit une base orthonormée $(H_n)_{0 \leq n \leq N}$ pour le produit scalaire (...). Décomposons alors L et Q_p suivant cette base:

$$L = \sum_{n=0}^N \lambda_n H_n \quad \text{et} \quad Q_p = \sum_{n=0}^p q_{p,n} H_n .$$

Le Q_p optimal sera donné par les valeurs de $q_{p,n}$ minimisant:

$$\| Q_p - L \|^2 = \sum_{n=0}^p (\lambda_n - q_{p,n})^2 + \sum_{n=p+1}^N \lambda_n^2 .$$

On obtient ainsi immédiatement les coefficients du polynôme Q_p dans la base (H_n) : $q_{p,n} = \lambda_n$, $0 \leq n \leq p$. Les λ_n sont très simples à calculer:

$$\lambda_n = (L, H_n) = \sum_{k=0}^n \frac{1}{\sigma_k} H_n(x_k) Y_k .$$

Où réside l'intérêt de cette méthode? Toutes les voies électroniques sont calibrées avec les mêmes signaux d'entrée x_n . De plus on constate que les σ_n sont tous indépendants d'une part du point x_n de calibration et d'autre part de la voie d'électronique (on les prendra tous égaux à 1 désormais). Ainsi le produit scalaire (...) et la base (H_n) sont les mêmes pour toutes les voies. Ayant calculé à l'avance les quantités $H_n(x_k)$, obtenir les λ_n à

partir des y_n devient de la simple algèbre linéaire. On voit de suite le gain de temps; son ordre de grandeur est maintenant N_{canaux} . D'autre part, les erreurs sur les coefficients $q_{p,n}$ sont triviales à calculer. La matrice d'erreur est:

$$\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial q_{p,n} \partial q_{p,m}} = 2 \delta_{n,m}$$

et l'erreur sur $q_{p,n}$ est $E_{p,n} = 1$.

On revient aux coefficients traditionnels du polynôme Q_p par de la simple algèbre linéaire, une fois de plus. Si on écrit:

$$Q_p = \sum_{n=0}^p q_{p,n} x^n \quad \text{et} \quad H_n = \sum_{m=0}^n C_{n,m} x^m,$$

où les $C_{n,m}$ sont calculés une fois pour toutes, on déduit $a_{p,n}$ par :

$$a_{p,n} = \sum_{m=0}^p C_{m,n} q_m.$$

Plus important, si on connaît les coefficients du polynôme Q_p , on calcule instantanément ceux de Q_{p+1} ; il suffit de leur ajouter un terme du type $C_{p+1,m} q_p$.

Quelles informations déduit-on des ajustements de polynômes d'ordres élevés (4 ou 5) sur la courbe de réponse d'une chaîne électronique? Le résidu d'ordre 1, comme on le voit sur la figure 24 permet de connaître dans quelle partie de la fonction de réponse on se situe. En effet, cette courbe croissante se place entre deux paliers de saturation et n'est qu'approximativement linéaire autour de son point d'inflexion. Grâce aux ordres plus élevés, on étudie les systématiques dans le comportement de

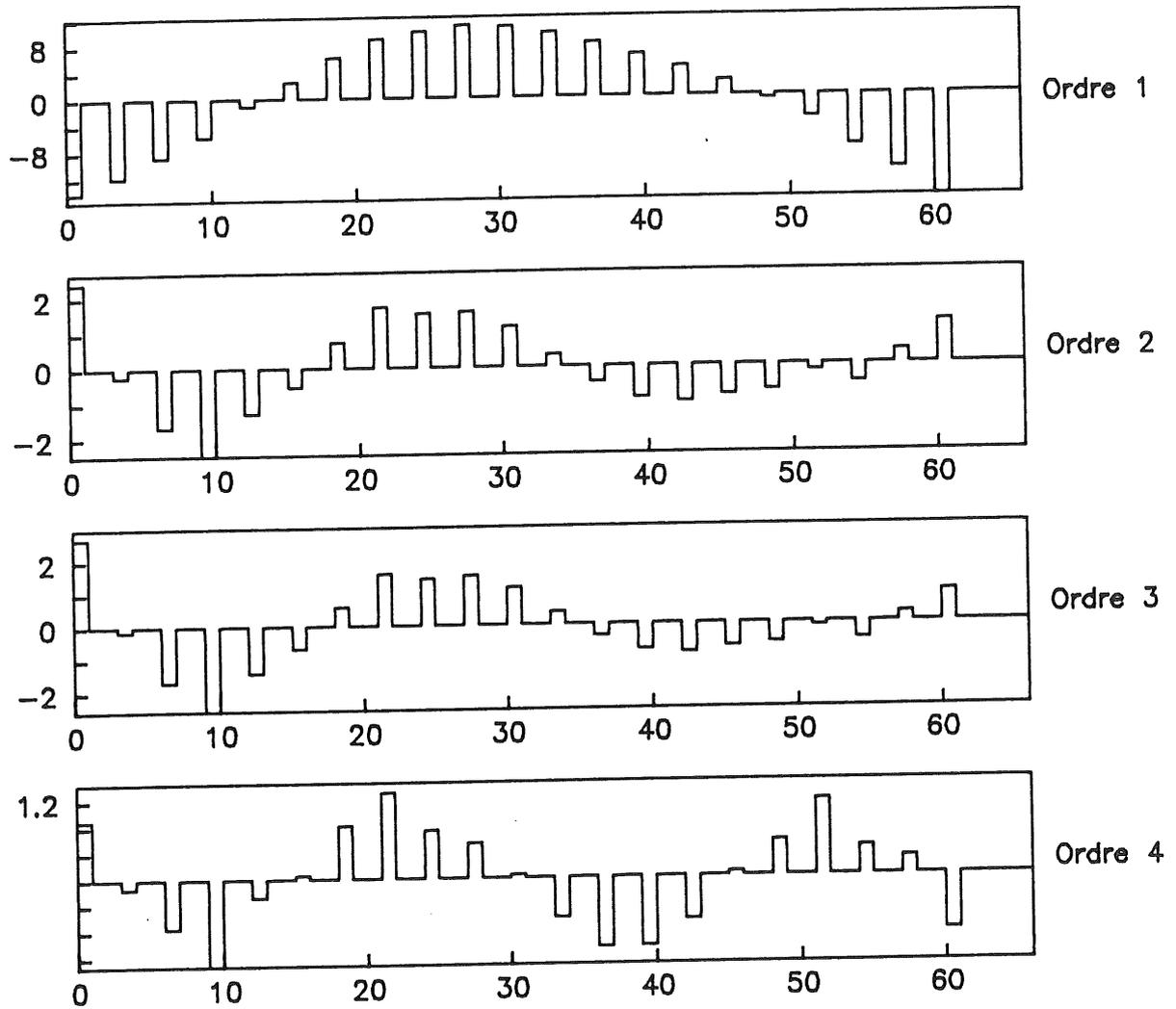


Figure 24: Résidus de calibration pour un canal à divers ordres,
(horizontalement, intensité des impulsions de calibration,
échelle arbitraire).

cette réponse. On voit par exemple, toujours sur la même figure qu'aucune amélioration n'est obtenue pour le résidu lorsqu'on passe de l'ordre 2 à l'ordre 3; par contre, l'ordre 4 le réduit de moitié. On en déduit ainsi des propriétés de torsion de la courbe de réponse, qu'on essaiera de relier à des causes physiques.

Ce genre d'étude est utile lors de la mise au point pratique de l'électronique. Il est bien évident que la chaîne utilisée dans l'expérience finale aura une réponse linéaire. L'ajustement de polynômes d'ordre plus élevés a un intérêt d'étude approfondie de la courbe de réponse pour son réglage définitif et aussi son contrôle ultérieur. La méthode développée ici présente les avantages de fournir très rapidement les coefficients polynomiaux désirés, pour un grand nombre de voies, et de très bien connaître les erreurs sur ces derniers. Elle est donc aisément applicable sans perturber les autres fonctions de l'appareil de calibration.

2^{ème} PARTIE

LA CALORIMETRIE HADRONIQUE

Introduction: Etat et problèmes de la calorimétrie.

II-1) La physique des gerbes hadroniques.

II-2) Elaboration d'un algorithme de simulation rapide
(ALGORIX) pour les gerbes hadroniques.

II-3) Les techniques de pondération.

INTRODUCTION : ETAT ET PROBLEMES DE LA CALORIMETRIE

Dans les grandes expériences auprès des accélérateurs (SPS, LEP, HERA), le calorimètre constitue l'une des pièces essentielles. Il y joue de multiples rôles: mesure de l'énergie et de la direction des particules isolées et des "jets", détermination du type des particules, le tout en collaboration avec le détecteur central. Suivant la nature de la tâche à accomplir, le calorimètre s'en acquitte de manière plus ou moins brillante.

Le détecteur est le traducteur en termes numériques de l'information venant de l'événement physique. Il est nécessaire de connaître ses qualités (acceptance, efficacités) qui, vue la complexité de l'appareil, ne peuvent être estimées que par simulation. D'où la nécessité de savoir simuler la réponse du calorimètre.

Ainsi les préoccupations liées au calorimètre sont essentiellement de deux types:

- La mesure de l'énergie (étymologiquement calorimétrie = mesure de chaleur), c'est-à-dire l'étude de la correspondance entre les signaux des ADC et l'énergie déposée en GeV.

- La simulation des dépôts d'énergie dans le calorimètre; celle-ci servira à la reconstruction et l'étude des "jets" ainsi qu'à celle de l'acceptance du détecteur.

Examinons l'état des connaissances de ces deux sujets.

a) Mesure d'énergie

Il faut distinguer les cas des particules dites électromagnétiques (photons, électrons) et des hadrons (pions chargés, protons...). Les dépôts d'énergie de ces deux types de particules ont en effet des comportements très différents.

- Cas des γ ou e^\pm : les phénomènes mis en jeu dans une gerbe provenant d'un γ ou d'un e^\pm sont peu nombreux, simples et très bien connus. Il s'agit du bremsstrahlung ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) et de la création de paire ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$). Le dépôt de l'énergie sous la forme d'une ionisation du milieu traversé est uniquement dû aux électrons. Il est linéique et indépendant de l'énergie de l'électron. Mesurée en unité de longueur de radiation X_0 du milieu, la perte linéique est la même dans le milieu radiateur (Pb, Fe, G10) et le milieu actif (Ar). C'est seulement à basse énergie (photons en dessous de 10 MeV, électrons de 5 MeV) que le dépôt peut se faire préférentiellement dans le radiateur. L'énergie vue en fin de gerbe est donc plus petite qu'au début de gerbe. Cependant, la proportion d'énergie perdue au début de la gerbe (avec un bon rendement calorimétrique) et celle déposée en fin de gerbe est constante et ne dépend pas de l'énergie incidente. Ceci assure une très bonne linéarité de la réponse électromagnétique: à condition que les différents canaux soient bien intercalibrés -ils donnent alors une même réponse s'ils sont traversés par un muon-, la somme des signaux est proportionnelle à l'énergie de l'électron incident.

Les fluctuations du signal total d'un électron proviennent uniquement des fluctuations dans chaque cellule élémentaire de la proportion déposée dans le milieu radiateur et le milieu actif. En première approximation, on peut admettre que l'énergie déposée dans une cellule élémentaire l'est entièrement dans la plaque-radiateur, le milieu actif étant négligeable en termes de nombre de X_0 . Chaque plaque sera sujette à une fluctuation pour le dépôt d'énergie indépendante des autres. Aussi l'écart-type de l'énergie totale sera proportionnelle à $N^{1/2}$; où N est le nombre de plaques traversées par la gerbe. Cette dernière ayant une longueur en X_0 relativement constante, la résolution électromagnétique variera en $L^{1/2}$ où L est l'épaisseur des plaques-radiateur. En particulier, lorsque la particule

incidente pénètre dans le calorimètre avec un angle θ (comme c'est le cas dans l'expérience finale), l'épaisseur effective des plaques devient $L/\cos \theta$ et la résolution varie alors comme $(\cos \theta)^{-1/2}$. La résolution électromagnétique est aussi reliée à l'échantillonnage du calorimètre (sampling) qui représente la fraction d'énergie perdue par une particule au minimum d'ionisation dans le milieu actif devant l'énergie perdue dans la cellule complète:

$$s = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar} \Delta x_{Ar}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar} \Delta x_{Ar} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Pb} \Delta x_{Pb} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{G10} \Delta x_{G10}}$$

L'énergie mesurée est proportionnelle à s , son écart quadratique moyen est proportionnel à $s^{1/2}$ car proportionnel à la racine de l'énergie mesurée, donc la résolution électromagnétique varie comme la racine carrée de l'échantillonnage:

$$\frac{\sigma(E_e)}{\langle E_e \rangle} \propto \frac{\sqrt{s}}{\sqrt{E_e}}$$

Finalement, la calorimétrie électromagnétique est simple: partant d'un appareillage bien calibré par des muons, sa réponse aux électrons ou photons est linéaire et sa résolution en énergie est gouvernée par l'épaisseur des plaques et l'échantillonnage.

- Cas des hadrons: contrairement aux gerbes électromagnétiques, les gerbes hadroniques contiennent un grand nombre de composantes: électrons, photons, pions chargés, protons, neutrons, fragments de noyaux, etc... Chaque élément possède un rendement calorimétrique très différent des autres et très dépendant de son énergie. Par exemple, le signal d'un proton est égal au signal d'un muon ($p/\mu = 1$) si le proton a une énergie assez supérieure à son énergie de masse ($E_p \gtrsim 5 \text{ GeV}$), mais si $E_p \approx 1 \text{ GeV}$, le rapport p/μ dévie de 1.

Comme chacune de ces composantes est produite dans des proportions fluctuantes, le signal total voit ses fluctuations d'échantillonnage augmentées de fluctuations de production. La résolution hadronique totale est donc beaucoup plus mauvaise que la résolution électromagnétique ($\sigma(E_h)/\langle E_h \rangle = 70-80\% / E_h^{1/2}$). De plus, elle varie avec $\langle E_h \rangle$ selon les taux de production des diverses composantes de la gerbe. Pour la même raison, le signal moyen hadronique $\langle E_h \rangle$ n'est pas égal au signal électromagnétique moyen $\langle E_e \rangle$ et leur rapport varie avec l'énergie incidente. Autrement dit, le rapport e/π n'est pas égal à 1 et varie avec l'énergie incidente. On sait aujourd'hui construire des calorimètres ayant le même rendement pour les différents composants de la gerbe et obtenir un rapport e/π égal à 1 (on dit alors qu'ils sont compensés) ainsi qu'une résolution hadronique meilleure ($35\%/E^{1/2}$, indépendante de $\langle E_h \rangle$ [10]). Notre calorimètre, contraint par d'autres exigences qualitatives, ne possède pas ces caractéristiques.

b) Simulation des dépôts d'énergie

Il existe des programmes détaillés incluant tous les phénomènes connus sur l'interaction particule-matière. Leur but est de simuler les dépôts d'énergie dans un calorimètre d'une particule incidente quelconque. Au cours de ces dépôts, des phénomènes élémentaires de perte d'énergie d'une particule chargée ou de collision d'une particule avec les composants atomiques ou nucléaires du calorimètre se reproduisent un très grand nombre de fois. Cette énorme multiplicité pose deux problèmes à cette technique de simulation: d'une part, une petite erreur sur la connaissance quantitative d'un phénomène de base sera amplifiée par le fait qu'il se produira très fréquemment. Les quantités macroscopiques des gerbes en seront alors altérées. D'autre part, le nombre de processus à répéter pour simuler une gerbe demande des temps de calcul très long sur ordinateur.

Le programme qui simule les gerbes électromagnétiques, EGS4 [11], donne des résultats satisfaisants: il permet de calculer le signal e/μ , la résolution en énergie, les profils moyens pour un appareillage donné, qui reproduisent très correctement les résultats obtenus par un test en

faisceau. Ceci peut s'expliquer par la relative simplicité et la très bonne connaissance qu'on possède des phénomènes entrant dans cette simulation. Les réactions de base (bremsstrahlung et création de paire), processus QED, sont connus à une très grande précision; en plus, leur section efficace de production s'exprime sous forme analytique. De même, le dépôt d'énergie d'un électron est connu de façon très précise jusqu'à des valeurs très basses de l'énergie. Cependant, simuler les nombreux électrons et photons d'une gerbe demande beaucoup de temps de calcul informatique (typiquement 1s/GeV et par événement sur IBM 3090).

Pour simuler les gerbes hadroniques (des π^\pm par exemple), on dispose du programme GHEISHA [12] (Gamma-Hadron-Electron-Interactions-SH(A)owers). Là, les résultats obtenus ne reproduisent que très approximativement la réalité (rapport e/π , résolution hadronique, profils moyens). Ceci est compréhensible: les phénomènes mis en jeu (interactions hadroniques) sont de nature très variés et leur connaissance empirique est approchée. En fait, il n'existe pas de moyen analytique de calculer le résultat d'une interaction hadron-noyau (multiplicité et spectre énergétique). La manière actuelle de simuler ce phénomène consiste à tabuler des données expérimentales, puis à générer suivant ces tables les produits des interactions. Enfin, de même que EGS4, GHEISHA est très lent (même ordre de grandeur).

Cette lenteur, totalement prohibitive pour des études avec grand nombre de gerbes, a stimulé la recherche de procédés de simulation rapide pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques.

- Cas des γ ou e^\pm : encore une fois, il est plus simple. Après peu de générations de production dans la gerbe, il y a beaucoup de particules. De ce fait un phénomène de moyenne apparaît et la forme spatiale devient très reproductible d'un événement à l'autre. On peut alors la remplacer par une courbe mathématique. Les seules fluctuations de forme sont celles du début de gerbe, mais elles restent petites devant la forme moyenne. Ainsi, grâce à une courbe de densité dans laquelle certains paramètres fluctuent, on reproduit très correctement le phénomène de gerbe électromagnétique.

- Cas des hadrons: il est beaucoup plus délicat. Les fluctuations de dépôt d'énergie sont grandes en amplitude et en position. Aussi, individuellement, les formes des gerbes sont très différentes, contrairement aux gerbes γ ou e qui sont toutes similaires, à de faibles fluctuations près. Trouver une forme mathématique reproduisant toutes ces distorsions topologiques relève pratiquement de l'impossible. Les formules simples candidates à cette simulation sont uniquement ajustées pour reproduire les propriétés moyennes des gerbes hadroniques, mais sont incapables de simuler leurs grandes fluctuations. Dans l'expérience H1 où on cherche à mesurer au mieux les hadrons, il est indispensable de posséder un générateur rapide et de bonne qualité pour ce phénomène.

Si la calorimétrie électromagnétique est à peu près bien comprise, la calorimétrie hadronique pose, dans le cadre de l'expérience H1, des problèmes importants qui structurent cette partie: quel est le contenu physique d'une gerbe hadronique, quels éléments gouvernent son comportement (II-1)? Comment peut-on élaborer un algorithme de simulation rapide à partir de ces considérations (II-2)? Enfin, de quelles méthodes dispose-t-on pour affiner les mesures d'énergie hadronique, et comment en comprend-on le fonctionnement (II-3)?

II-1 LA PHYSIQUE DES GERBES HADRONIQUES

Une gerbe est un arbre comprenant des branches et des noeuds. Sa physique est gouvernée par le comportement de ces deux ingrédients. Les noeuds sont les interactions des particules avec les composants du milieu calorimétrique. Les branches contiennent la physique des dépôts d'énergie dans le même milieu.

1) LES INTERACTIONS NUCLEAIRES

Dans le développement d'une gerbe hadronique, de nombreux types de hadrons (π^\pm ; K , Λ , p , n , \bar{p} , \bar{n} , π^0) sont produits, ainsi que des γ et des e^\pm .

D'où proviennent les γ et e^\pm ? Essentiellement des π^0 (ou ρ^0) se désintégrant en deux photons qui donnent naissance à des gerbes électromagnétiques. Des photons peuvent également provenir d'une capture par un noyau d'un neutron de basse énergie qui libère ainsi une partie de son énergie cinétique. Cependant, ces derniers photons sont très peu énergiques (≈ 10 MeV) et sont donc préférentiellement absorbés par le milieu radiateur (Pb ou Fe). Ainsi, la calorimétrie électromagnétique étant bien connue, on peut oublier les photons et les électrons en tant que traces individuelles et identifier l'énergie électromagnétique à celle des π^0 . Lorsqu'un π^0 est produit, on sait comment il dépose son énergie.

Il reste donc à étudier les réactions des hadrons avec les noyaux du milieu calorimétrique. A priori on se restreindra à la réaction $\pi^\pm + \text{noyau} \rightarrow \text{secondaires}$. Les noyaux cibles sont variés: Fe, Pb, Argon, noyaux des autres composants (G10, kapton). Ces derniers sont négligeables en quantité et l'argon ne sert de cible que dans 4% des cas. De plus, les interactions avec ces derniers, si elles diffèrent quantitativement de celles avec le

noyau radiateur, ont des caractéristiques qualitatives semblables. On se restreindra donc au fer et au plomb, comme noyau-cible.

Ces interactions seront étudiées à l'aide du programme GHEISHA. Nous savons qu'il ne donne pas entière satisfaction sur le plan quantitatif, mais il simule toutefois correctement le comportement des formes de gerbes et des corrélations spatiales. Les caractéristiques principales de ces interactions produites par GHEISHA sont donc susceptibles de nous faire comprendre les grandes lignes du phénomène de gerbe hadronique.

a) Multiplicités des secondaires

Alors que cette multiplicité n'est que de 2 dans le cas de gerbes électromagnétiques, elle est ici élevée:

Energie	30	50	80	120
$\langle N_{TOT} \rangle$	21	26	29	36

Table 6 : Nombre moyen de secondaires pour diverses valeurs de l'énergie incidente.

Est élevé aussi l'écart quadratique moyen de N_{TOT} qui est du même ordre de grandeur que $\langle N_{TOT} \rangle$ lui-même.

Les taux moyens de production des divers types de secondaires sont indiqués dans la table suivante:

π^0	π^\pm	p	n	autres hadrons K, Λ
24%	43%	14%	17%	2%

Table 7 : Taux de production des différents hadrons.

Ils sont indépendants de l'énergie du pion incident dans un domaine d'énergie supérieure à 10 GeV. Les proportions de π^0 et π^\pm sont conformes à

celles de la réaction pion-proton ($1/3$ pour π^0 et $2/3$ pour π^\pm). Par contre, les nombres absolus de π^0 , π^+ , π^- produits ne sont pas ceux de la réaction $\pi^\pm - p$: ils sont plus élevés à cause des réinteractions avec les autres nucléons du noyau-cible.

Les protons et neutrons secondaires ne sont pas produits au sens d'un diagramme de Feynman. Les secondaires issus de l'interaction du pion incident avec un nucléon-cible du noyau transmettent aux nucléons spectateurs une partie de leur énergie, ce qui provoque l'éjection de protons, neutrons et parfois fragments (processus de "spallation"). Après l'interaction, le noyau restant se trouve souvent dans un état excité; il émet des neutrons (évaporation) ainsi que des photons, pour retomber dans un état nucléaire stable.

Les autres hadrons (K^0 , K^\pm , Λ , ...) ne sont produits qu'en quantités minimales. Ils n'apparaissent vraiment que pour des basses énergies incidentes (formation de résonances à quelques GeV). Les faibles taux d'apparition de ces hadrons nous incitent à penser que ce ne sont pas eux qui gouvernent les fluctuations principales des gerbes hadroniques. C'est pourquoi nous n'étudierons pas leur collision avec les noyaux-cibles.

L'indépendance des taux relatifs de production de secondaires est brisée à basse énergie ($\lesssim 10$ GeV); le nombre de pions sortant décroît au détriment de celui des protons et neutrons ainsi que des fragments nucléaires.

b) Spectres en énergie des secondaires

Des protons, neutrons ou fragments émis, seule l'énergie cinétique provient de l'énergie incidente du projectile. Aussi lorsqu'on établit le bilan énergétique de la réaction, on somme l'énergie totale de tous les secondaires, (π^0 , π^\pm , \bar{p} , \bar{n} , K , Λ , ...) à l'exception des p, n et fragments pour lesquels on ne garde que l'énergie cinétique:

$$E_{inc} = \sum_{i \notin \{p,n\}} E_i + \sum_{i \in \{p,n\}} E_i^{cinétique}$$

$$\text{où } \begin{cases} E_{inc} & \text{énergie du } \pi^{\pm} \text{ incident} \\ E_i & \text{énergie totale du secondaire } i \\ E_i^{cinétique} & \text{" cinétique " } i . \end{cases}$$

On conviendra, lorsqu'on parle de l'énergie d'une particule secondaire, qu'il s'agit de son énergie totale sauf dans les cas d'un proton, neutron et fragment, où il sera question de son énergie cinétique.

Pour chaque type de secondaire (on se restreint aux π^0 , π^{\pm} , p, n), les spectres en énergie révèlent une prédominance numérique aux faibles valeurs (figure 25): la majorité des secondaires portent une énergie de quelques centièmes au plus de l'énergie du projectile, tandis que la probabilité d'observer un secondaire emportant quelques dixièmes de l'énergie incidente est très petite.

On peut comprendre l'allure de ces spectres à la lumière de nos connaissances des mécanismes hadroniques. La première étape de la collision π^{\pm} -noyau est la réaction du pion avec un nucléon du noyau. Celle-ci délivre peu de secondaires (quarks ou pions) qui portent par conséquent une fraction importante de l'énergie incidente. Ces secondaires réinteragissent ensuite avec les autres nucléons du noyau, perdant une fraction de leur énergie au profit de la création d'un nombre important de pions neutres ou chargés dans les proportions 1/3 pour 2/3, ayant chacun une énergie faible. Ainsi, la configuration finale sortant du noyau dépend beaucoup du résultat de l'interaction initiale pion-nucléon: si cette dernière produit peu de secondaires (2 ou 3), il sortira finalement du noyau un π^0 ou un π^{\pm} portant une fraction importante de l'énergie initiale. Par contre, si une dizaine de particules sont issues de la première étape, les produits finals sortant du noyau seront très nombreux, mais aucun ne sera significativement énergétique.

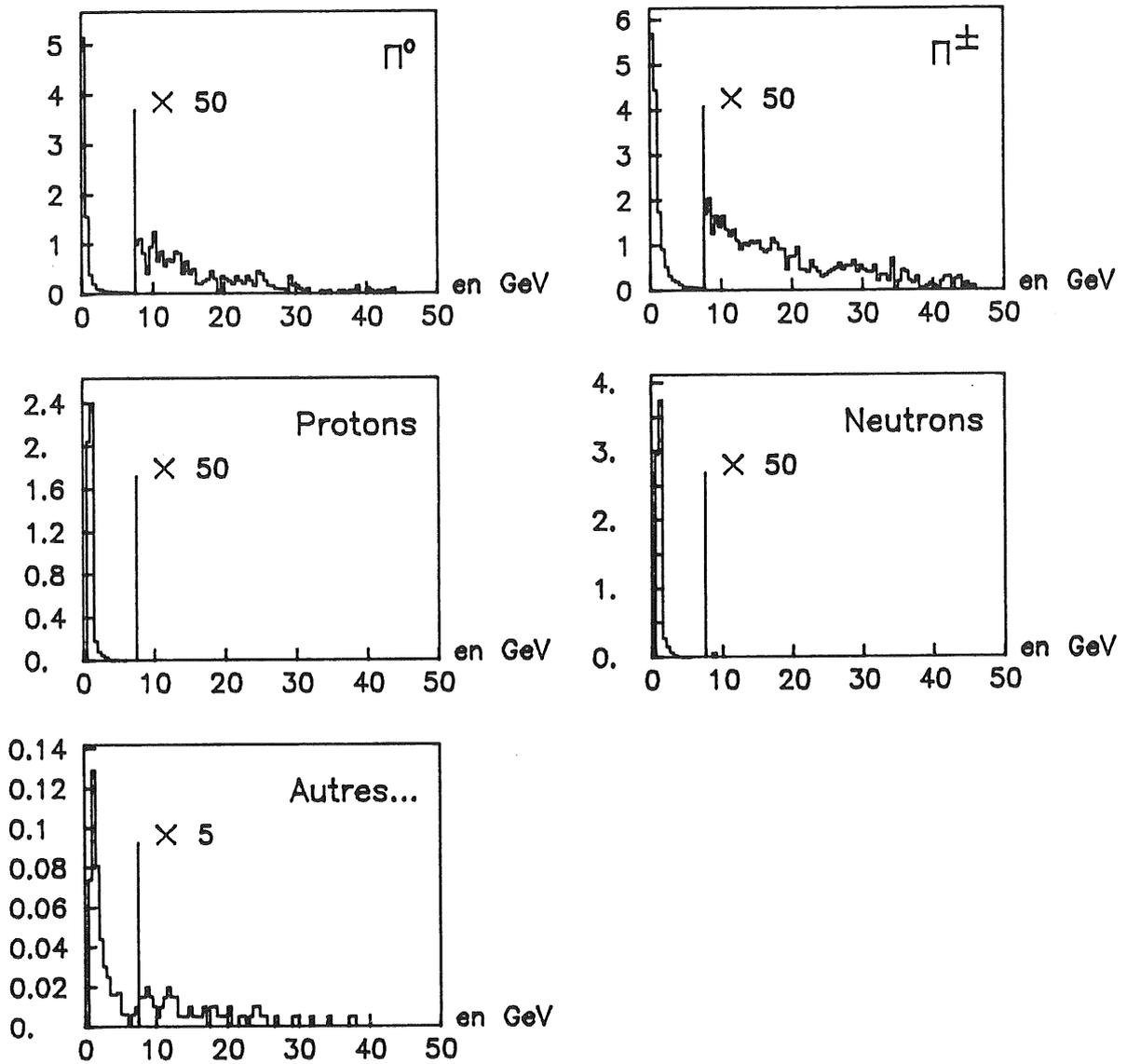


Figure 25: Spectres en énergie des secondaires de la réaction π^- sur noyau de plomb, énergie incidente = 50 GeV. Verticalement on mesure le nombre de secondaires par événement. Ces échelles sont dilatées à partir de 7,5 GeV.

2) LES DEPOTS D'ENERGIE

La physique de l'interaction particule chargée-matière est un domaine très bien connu aujourd'hui, en particulier en ce qui concerne les pertes linéiques $-dE/dx$ calculées à partir de la formule de Bethe-Bloch.

Nous oublions ici les dépôts d'énergie provoqués par les e^\pm et γ dans le cadre d'une gerbe électromagnétique; nous nous intéressons plutôt aux éléments hadroniques, pions chargés π^\pm , protons, fragments et neutrons.

a) Cas des hadrons chargés

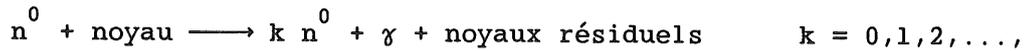
Lorsque leur énergie cinétique est supérieure à leur masse, ces particules (π^\pm , p^+) présentent une perte linéique relativement constante (remontée relativiste en $\ln \gamma$) et semblable quantitativement à celle d'une particule au minimum d'ionisation (m.i.p.). Dans le cas inverse ($p/m < 1$), $-dE/dx$ se comporte alors en $1/\beta^2$. La majeure partie des protons émis après une interaction nucléaire entre dans cette dernière catégorie (ainsi que les fragments nucléaires d, t, α ...). Le signal calorimétrique de telles particules sera alors bien supérieur au signal des muons ($p/m.i.p. > 1$). Malheureusement, l'intégralité de cette énergie perdue n'est pas vue dans l'argon liquide: en effet, lorsque la quantité de paires e^-Ar^+ créées est grande apparaît le phénomène de charge d'espace. Celle-ci écranthe le champ électrique destiné à la dérive des électrons. Le taux de recombinaison des paires e^-Ar^+ est alors plus élevé que celui d'une particule au minimum d'ionisation et la charge collectée moindre [13].

La partie linéique, exprimée en $MeV\ cm^2\ g^{-1}$ est proportionnelle au Z/A du matériau traversé, rapport quasi constant pour les composants de notre calorimètre. Ainsi, la perte linéique en MeV/cm est proportionnelle à la densité du milieu. Elle est pratiquement 10 fois plus forte dans le milieu radiateur ($\rho_{Fe} = 7,9$, $\rho_{Pb} = 11,3$) que dans l'argon liquide ($\rho_{Ar} = 1,4$). Les hadrons de très basse énergie sont donc préférentiellement arrêtés dans le

milieu absorbeur plutôt que dans le milieu actif. C'est une perte supplémentaire pour la calorimétrie.

b) Cas des neutrons

L'ensemble des neutrons d'une gerbe portent une fraction non négligeable de l'énergie totale (12% dans le Pb, 8% dans le Fe). Individuellement, la majorité d'entre eux sont très peu énergiques (\lesssim 10-20 MeV). Leurs interactions avec les noyaux sont du type suivant:



$k = 0$ étant une capture. Les photons, seuls susceptibles d'être vus par le calorimètre portent au maximum quelques MeV. Ils sont donc perdus. Le rendement calorimétrique des neutrons dans la configuration de notre calorimètre à argon liquide est considéré comme nul, $n/e \approx 0$.

Si l'énergie des neutrons est perdue au contact des noyaux lourds (Fe, Pb), ce n'est pas le cas pour l'hydrogène. Dans la réaction $n + p \longrightarrow n + p$, le neutron cède une importante fraction de son énergie cinétique ($\approx 50\%$) au proton. Celle-ci peut alors être vue par le calorimètre. Le signal n/e dépend alors de la proportion d'hydrogène se trouvant dans le calorimètre. Celui-ci peut être supérieur à 1 si cette proportion est suffisante. On peut alors l'ajuster pour corriger les pertes dues aux autres phénomènes de la gerbe et obtenir finalement un signal π/e global égal à 1. Ceci a été testé pour un calorimètre plomb-scintillateur [10] (qui contient de l'hydrogène). On pensait initialement qu'un calorimètre compensé ($\pi/e = 1$) devait contenir de l'uranium comme absorbeur; ainsi, les neutrons fissionnant les noyaux U auraient été vus par le milieu actif (sous forme de fragments ou de protons). En fait, il suffit que le milieu actif du calorimètre contienne des protons libres (hydrogène dans une proportion fixée pour permettre la compensation).

Evoquons, pour finir, les cas des antiprotons et antineutrons. Rares toutefois, ils s'annihilent avec le nucléon correspondant pour produire des

pions neutres et chargés. L'énergie intéressante pour la calorimétrie est donc la somme de l'énergie totale du \bar{p} ou \bar{n} incident et de l'énergie de masse du nucléon cible. A basse énergie, cette réaction apportant au minimum deux fois la masse du nucléon n'est pas à négliger.

3) LES GRANDES LIGNES DU COMPORTEMENT DES GERBES HADRONIQUES.

PROPOSITION D'UN MODELE SIMPLE POUR CES GERBES

Les dépôts d'énergie hadronique dans un calorimètre présentent de grandes fluctuations spatiales (le terme "grande fluctuation" d'une quantité signifie que son écart-type est du même ordre de grandeur que sa valeur moyenne). De plus, les distributions spatiales sont loin d'être gaussiennes (figure 26). Il semble donc très difficile de décrire le comportement de ces gerbes en termes de forme moyenne que des fluctuations viendraient perturber, comme c'est le cas pour les gerbes électromagnétiques. Nous venons de décrire les composants élémentaires des gerbes hadroniques. Ils devraient suffire à comprendre pourquoi les fluctuations sont si importantes.

Les calorimètres utilisés (test et version finale de H1) sont segmentés en portions longues approximativement d'une longueur d'interaction λ . La première interaction inélastique du hadron incident a lieu à une profondeur z suivant la loi $p(z) = e^{-z/\lambda}/\lambda$. La fluctuation du point d'ignition de la gerbe est donc du même ordre de grandeur que la profondeur des canaux du calorimètre. Elle contribue partiellement à l'allure non gaussienne des histogrammes d'énergie déposée (figure 26). Dans le cas d'une gerbe électromagnétique, cette fluctuation de translation a une amplitude bien moindre; en effet, l'échelle est alors la longueur de radiation X_0 , beaucoup plus petite, et un canal en comprend souvent plusieurs (8 à 10 X_0).

La première interaction amorcée, nous avons déjà étudié ses produits. Leur nombre est sujet à de grandes fluctuations, ainsi que leur énergie par type de secondaires. Nous possédons cependant une image simple de ces interactions: dès que le nombre de secondaires est grand, la plupart d'entre eux portent individuellement une faible fraction de l'énergie incidente,

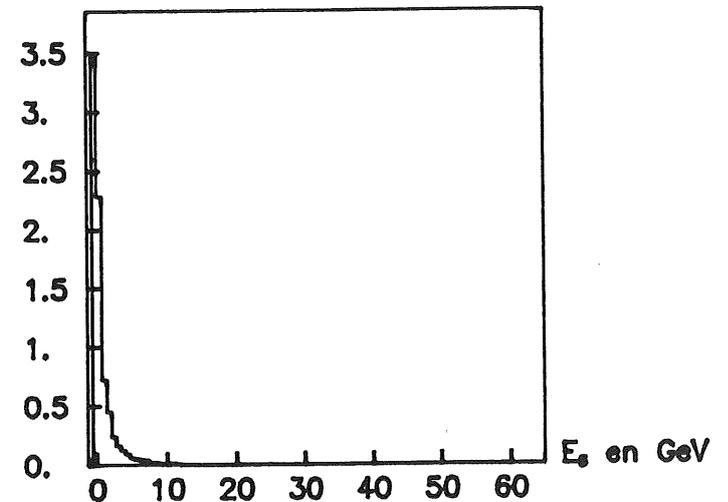
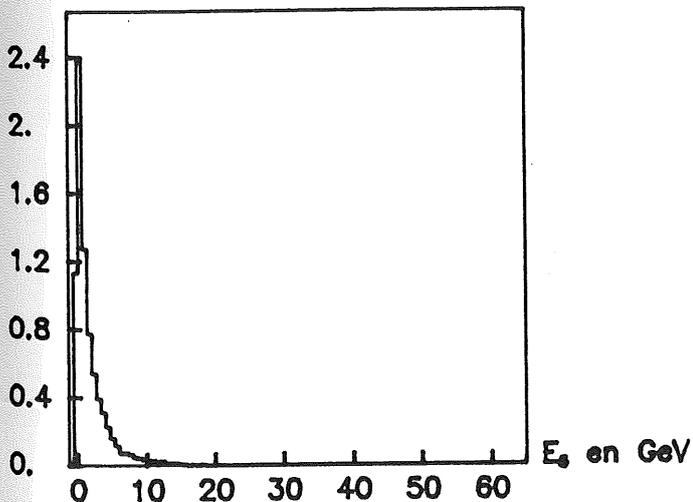
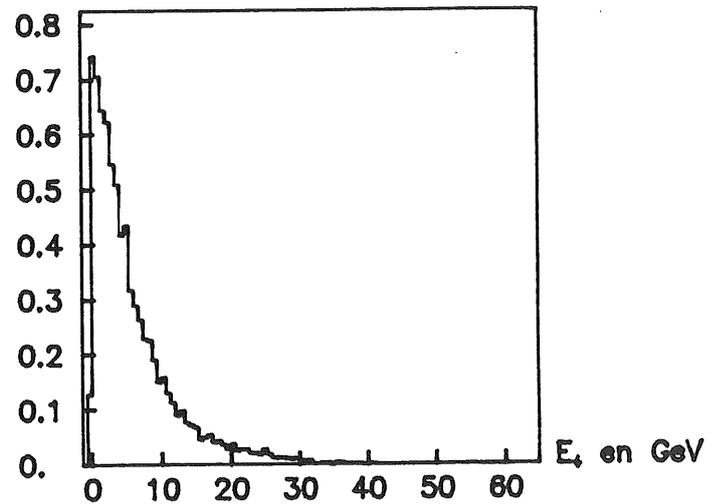
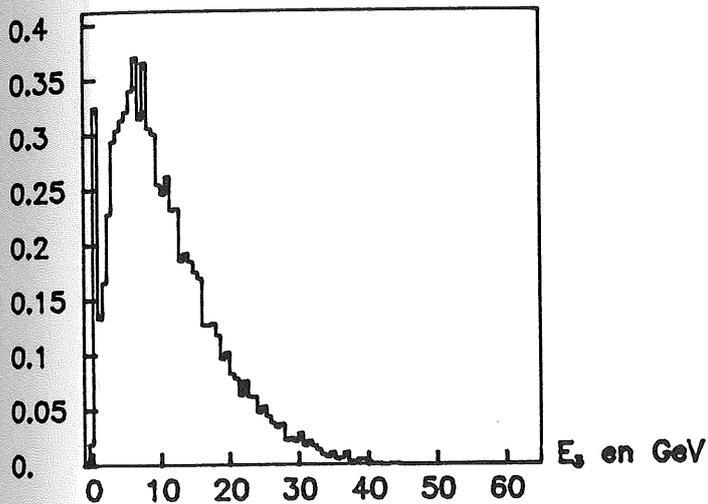
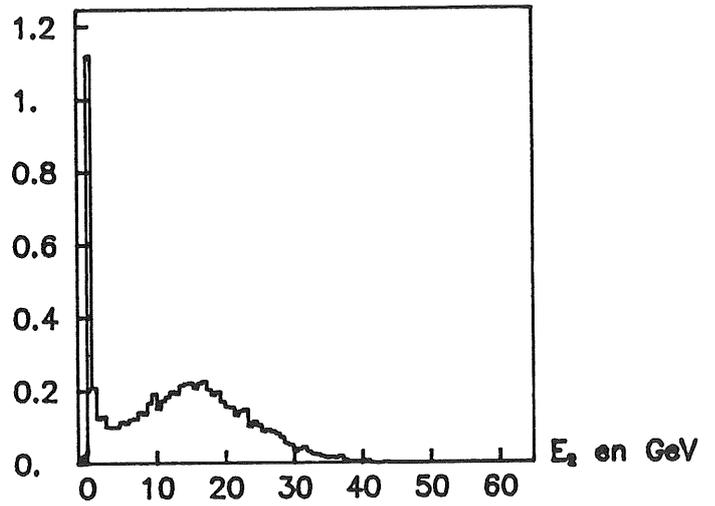
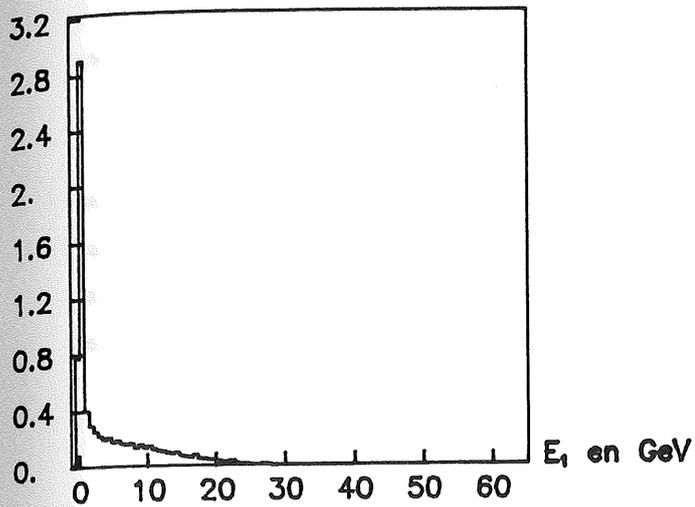


Figure 26: Histogrammes des quantités E_K , $K=1,\dots,6$, énergies en GeV des 6 segments longitudinaux du calorimètre (3^{ème} version), énergie incidente 50 GeV.

mais représentant, mis ensemble, quelques dixièmes de cette énergie. Episodiquement, des π^0 et/ou des π^\pm sont produits, chacun porteur d'une fraction importante (quelques dixièmes) de l'énergie initiale.

Pour fixer les idées, distinguons deux catégories de secondaires; les rapides, portant typiquement plus de 10% de l'énergie du projectile, et les lents, avec moins de 10%. La figure 25 nous montre que la quasi-totalité des secondaires est lente, excepté épisodiquement un π^0 et quelques π^\pm . La table 8 nous montre le taux de production de ces secondaires rapides:

n	π^0			π^\pm				p, n	
	0	1	≥ 2	0	1	2	≥ 3	0	1
p(n)	53%	40%	7%	13%	49%	30%	8%	100%	0%

Table 8: Taux de production des secondaires rapides.

Ce classement fait apparaître trois groupes très différents au sortir d'une interaction hadronique:

- Les π^0 rapides, qui donnent naissance à de l'énergie électromagnétique.

- Les π^\pm rapides, qui se comportent ultérieurement comme le pion initial.

- L'ensemble de toutes les particules lentes qu'on nomme continuum, contenant pour l'essentiel des p, n, π^0 , π^\pm de faible énergie.

La structure de ces interactions hadroniques est donc très irrégulière comparée à celle de la première interaction d'une gerbe électromagnétique, qui est soit un bremsstrahlung, soit une création de paire. On comprend alors mieux la relative régularité du démarrage de telles gerbes. Dans le cas d'une gerbe hadronique, considérons deux pions chargés, l'un rapide, l'autre lent. Ils ont l'un et l'autre autant de chances d'aller profond dans la gerbe, mais le plus énergétique est susceptible de porter à l'arrière de

cette dernière une fraction importante de l'énergie totale. Le pion lent verra sa fluctuation propre atténuée par le fait que beaucoup d'autres pions lents sont simultanément produits (effet de nombre). Nous voyons donc naître l'idée que toutes les particules du continuum peuvent être groupées, car elles déposent leur énergie sur le même mode - pour chaque catégorie d'entre elles- avec les mêmes fluctuations, ce qui provoque, du fait de leur nombre, une diminution globale de leurs fluctuations. Sur ce dépôt d'énergie du continuum s'ajoutent d'éventuels π^0 rapides, et des π^\pm rapides qui initient le même phénomène que celui que l'on vient de décrire mais décalé en profondeur:

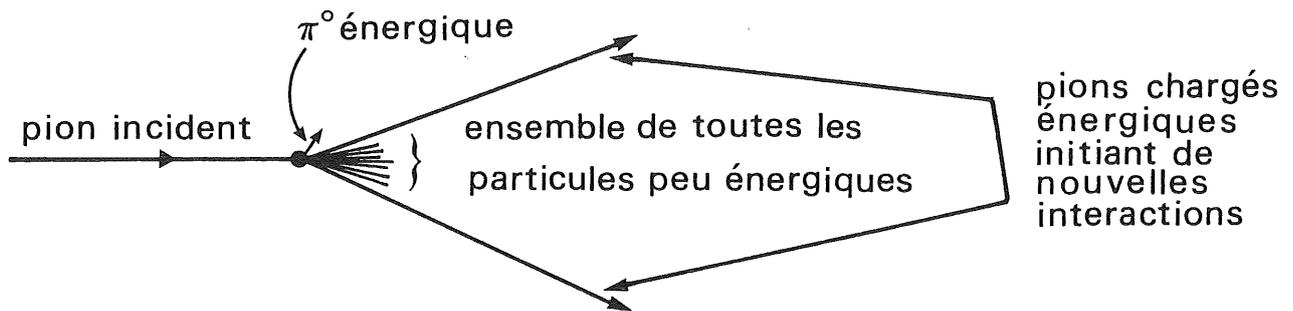


Figure 27

Une gerbe détaillée, telle que GHEISHA peut en produire, se présente sous la forme d'un algorithme récursif: chaque interaction produit plusieurs secondaires que nous traitons de la même manière que la particule incidente. Nous sommes donc en mesure de proposer une description semi-globale de ces gerbes sous forme également d'un algorithme récursif, à mi-chemin entre une représentation globale et mathématique, comme c'est le cas pour les gerbes électromagnétiques, et la description détaillée de toutes les traces.

Le motif de base de cet algorithme est l'interaction nucléaire décrite plus haut avec ses trois composantes secondaires, π^0 rapides, continuum hadronique et π^\pm rapides. Les deux premières déposent localement leur énergie, tandis que la dernière emmène une fraction de l'énergie incidente "loin" derrière la première interaction (voir figure 28) pour reproduire à

leur tour le même motif. Cette récurrence n'est pas infinie, car on décide en-dessous d'une certaine énergie de ne plus suivre les π^\pm rapides; ceci constitue une terminaison à l'algorithme.

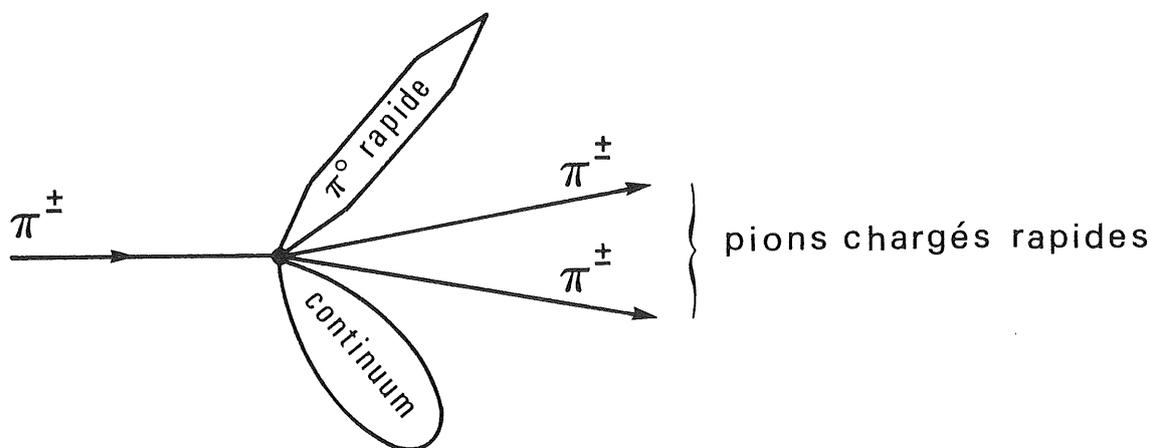


Figure 28: Motif de base de l'algorithme récursif.

Sur le plan calorimétrique, on sait que les composants du continuum hadronique ont un mauvais rendement devant celui de l'électron. Le signal d'un neutron est quasiment nul ($n/e \approx 0$), les protons et fragments saturent l'argon liquide ($p/e < 1$), et les particules de basse énergie sont préférentiellement arrêtées dans l'absorbeur. Tout ceci fait que le rendement calorimétrique du continuum c/e (rapport continuum sur électron) est inférieur à 1. D'ordinaire, on sépare une gerbe hadronique en deux parties, l'une purement hadronique h et l'autre purement électromagnétique e . On sait qu'alors $h/e < 1$. Nous voyons, après avoir étudié les interactions nucléaires, qu'il est plus heureux de grouper avec la partie purement hadronique tous les π^0 de faible énergie. Ceux-ci en effet existent toujours, et leur énergie totale ne fluctue que peu. Ce groupement réalise justement le continuum qui représente une sorte d'équilibre statistique de production de hadrons et de π^0 lents. Sur cet équilibre viennent s'ajouter les fluctuations des π^0 énergiques.

Dans le cadre de notre modèle, résumons les sources de fluctuations calorimétriques (et non topologiques) des gerbes hadroniques. Il y en a deux classes:

- Les fluctuations de dépôt de la composante π^0 rapide et du continuum. En effet les énergies sortant de l'interaction sous ces deux formes (figure 28) ne sont pas vues telles quelles dans les calorimètres, mais sont sujettes aux fluctuations d'échantillonnage et à des pertes plus complexes pour le continuum.

- La fluctuation de production de la composante π^0 rapide. Si ΣE_{π^0} et ΣE_c représentent respectivement les sommes des composantes π^0 rapides et continuum sur toute la gerbe, l'énergie déposée totale sera:

$$E_{\text{dép}} = \Sigma E_{\pi^0} + \left(\frac{c}{e}\right) \Sigma E_c .$$

On comprend sur cette formule que si $(c/e) < 1$, la fluctuation de production de ΣE_{π^0} entraîne une fluctuation de l'énergie totale vue dans le calorimètre. Dans un calorimètre compensé, c'est-à-dire dans lequel le rapport $h/e = 1$ et donc $c/e = 1$, outre le fait que le rapport π/e est alors 1, les fluctuations de production de ΣE_{π^0} n'ont plus d'incidence sur la résolution hadronique totale, et cette dernière n'est due qu'aux fluctuations de dépôt des π^0 rapides et du continuum. Dans le cas de H1, $c/e < 1$ et c'est précisément cette fluctuation de production que nous corrigeons grâce aux méthodes de pondération (voir chapitre II-3).

Nous présentons pour finir un schéma synthétisant l'ensemble de notre algorithme de simulation de gerbes hadroniques, baptisé ALGORIX, figure 29. Sa description est simple: un π^{\pm} entre dans le calorimètre. Il interagit au bout d'une certaine distance aléatoire (qu'on sait générer). Entre temps, il aura perdu de l'énergie par ionisation tel une particule au minimum d'ionisation; cette perte sera donc gouvernée par le rapport μ/e du calorimètre. Après la première interaction, trois composantes sont produites: la composante π^0 rapide E_{π^0} qui dépose son énergie comme un électron avec une résolution électromagnétique $\sigma(E_{\pi^0}) = R_{\pi^0} E_{\pi^0}^{1/2}$, la

composante continuum E_C qui dépose son énergie avec un facteur d'atténuation c/e et une certaine fluctuation $\sigma(E_C) = R_C E_C^{1/2}$; enfin la composante des π^\pm rapides qui réitèrent le même processus.

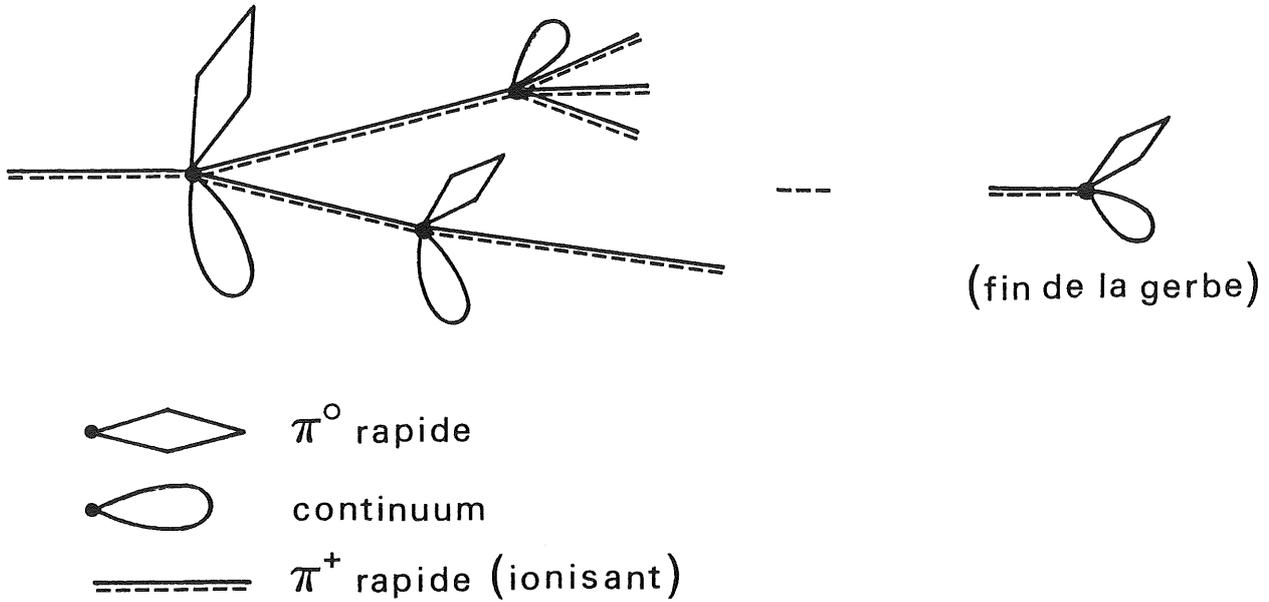


Figure 29: Algorithme complet.

II-2 ELABORATION D'UN ALGORITHME DE SIMULATION RAPIDE (ALGORIX) POUR LES GERBES HADRONIQUES
--

Nous avons, au chapitre précédent, examiné un certain nombre d'éléments qui semblent être à l'origine des principaux caractères des gerbes hadroniques. Notre démarche pour mettre au point un simulateur rapide de ces gerbes est la suivante: au lieu d'ajuster une formule globale sur laquelle on peut ensuite broder des fluctuations, nous allons simplifier une gerbe complète, au sens microscopique, en une description semi-globale.

Ces simplifications se concrétisent ainsi:

- Représentation paramétrique des interactions hadroniques, permettant de générer les trois composantes retenues: π^0 rapides, π^\pm rapides et continuum hadronique.

- Etude paramétrique du continuum hadronique, afin de pouvoir déposer son énergie suivant une formule tridimensionnelle simple, semblable à celle des gerbes électromagnétiques.

1) REPRESENTATION PARAMETRIQUE DES INTERACTIONS HADRONIQUES

Notre idée simplificatrice des interactions consiste à grouper les particules produites dans la réaction $\pi^\pm + \text{noyau} \rightarrow$ secondaires suivant la fraction d'énergie qu'elles emportent. Nous choisissons de distinguer ici, conformément au II-1 § 3, ^{p. 76} les secondaires dits rapides ou lents suivant qu'ils portent plus ou moins de αE_{in} , où α est fixé à 10% et E_{in} est l'énergie initiale du π^\pm projectile. Nous définissons alors les trois quantités sortantes ainsi:

- E_{π^0} , énergie des π^0 rapides:

$$E_{\pi^0} = \sum_{\substack{i \in \{\pi^0\} \\ E_i \geq \alpha E_{in}}} E_i$$

- E_H , énergie des pions chargés rapides:

$$E_H = \sum_{\substack{i \in \{\pi^+, \pi^-\} \\ E_i \geq \alpha E_{in}}} E_i$$

Produire deux π^0 rapides est peu fréquent (voir table 8). Lorsque plusieurs π^0 sont produits, nous considérerons qu'il n'y en a qu'un seul portant la somme des énergies de chaque π^0 rapide. Il est par contre important de tenir compte individuellement des π^\pm dont le nombre peut aller jusqu'à 3 de manière significative. Aussi, une autre quantité retenue sera N_h , nombre de pions chargés rapides après une interaction ($0 \leq N_h \leq 3$).

- Enfin E_c , énergie du continuum hadronique, ensemble de toutes les autres particules. E_c sera somme des énergies totales, sauf pour les protons, neutrons et fragments, où on sommera l'énergie cinétique:

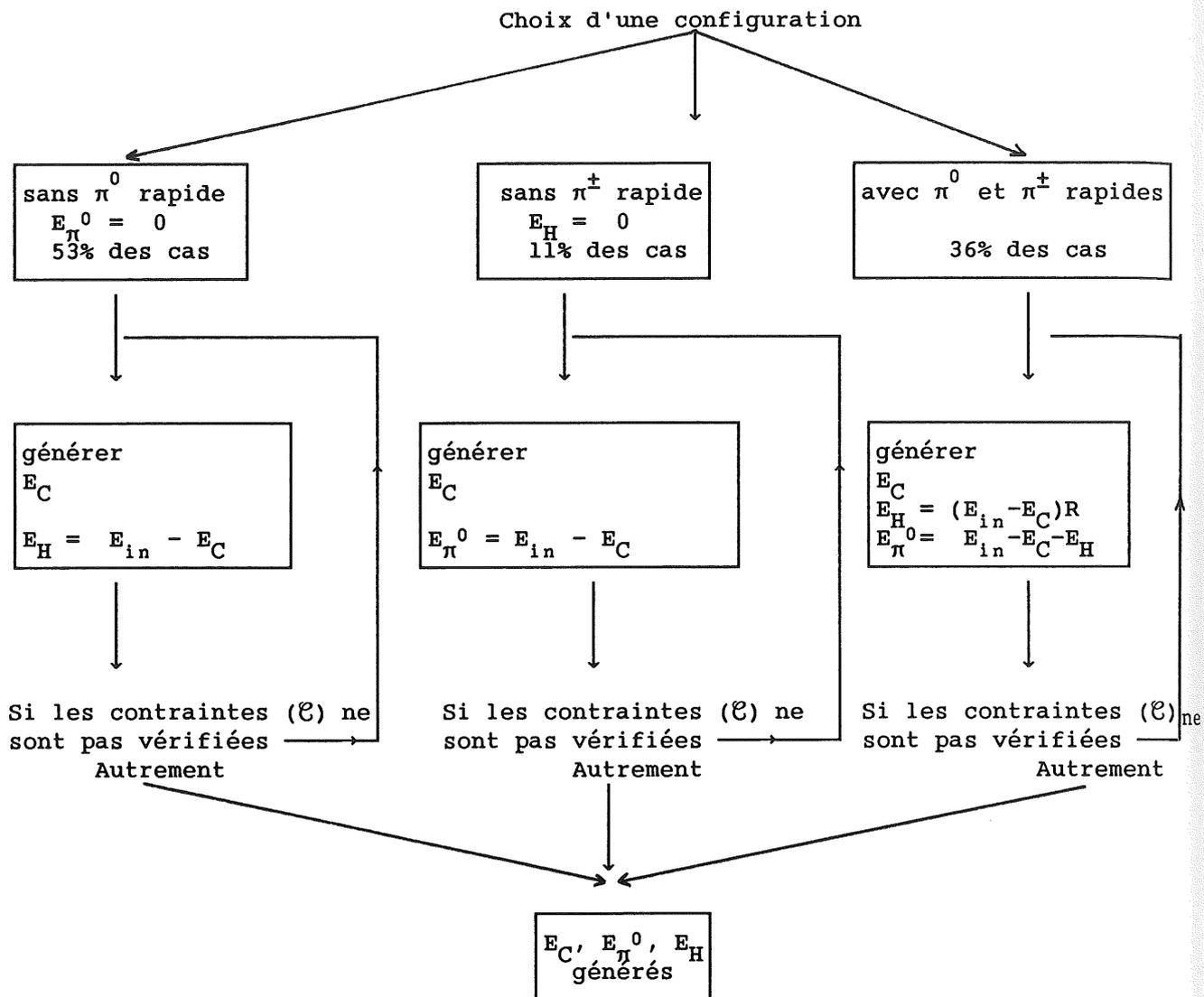
$$E_C = \sum_{i \notin \{p,n\}} E_i^{\text{totale}} + \sum_{i \in \{p,n\}} E_i^{\text{cinétique}}.$$

$$E_i < \alpha E_{in} \qquad E_i^{\text{cinétique}} < \alpha E_{in}$$

Il s'agit à présent de générer ces trois quantités E_{π}^0 , E_H et E_C en tenant compte des contraintes suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{in} = E_{\pi}^0 + E_H + E_C \\ E_{\pi}^0 \in \{0\} \cup [\alpha E_{in}, E_{in}] \\ E_H \in \{0\} \cup [\alpha E_{in}, E_{in}] \end{array} \right.$$

Une étude de ces trois quantités permet d'élaborer leur simulation rapide de manière simple, synthétisée sous forme d'arbre en figure 30. On choisit d'abord une configuration particulière pour les trois quantités: ($E_{\pi}^0 = 0$, $E_H > 0$), ($E_{\pi}^0 > 0$, $E_H = 0$) ou ($E_{\pi}^0 > 0$, $E_H > 0$), (le pourcentage des cas où E_{π}^0 et E_H sont nuls simultanément est négligeable). Chacune d'elle apparaît avec une certaine probabilité, indépendante de l'énergie incidente E_{in} , mais toutefois dépendante du noyau-cible (voir table 9). Ceci fait, on génère ensuite l'énergie du continuum E_C : celle-ci est essentiellement gaussienne, de valeur moyenne et d'écart-type proportionnels à l'énergie incidente, ces coefficients dépendant, eux, de la nature du noyau (table 9). Puis, suivant les configurations, E_H , et E_C sont générés ou déduits. Si les contraintes ci-dessus ne sont pas réunies, on recommence le processus.



contraintes (C) :

$$\begin{cases} E_C \in [0, E_{in}] \\ E_{\pi^0} \in \{0\} \cup [\alpha E_{in}, E_{in}] \\ E_H \in \{0\} \cup [E_{in}, E_{in}] \end{cases}$$

Figure 30 : Algorithme de génération des quantités E_C , E_{π^0} , E_H ,
(cas d'un noyau en fer, G : générateur gaussien normal,
 R : générateur plat sur $[0, 1]$). E_C est généré par l'expression
 $(0,32 + 0,165 G)E_{in}$.

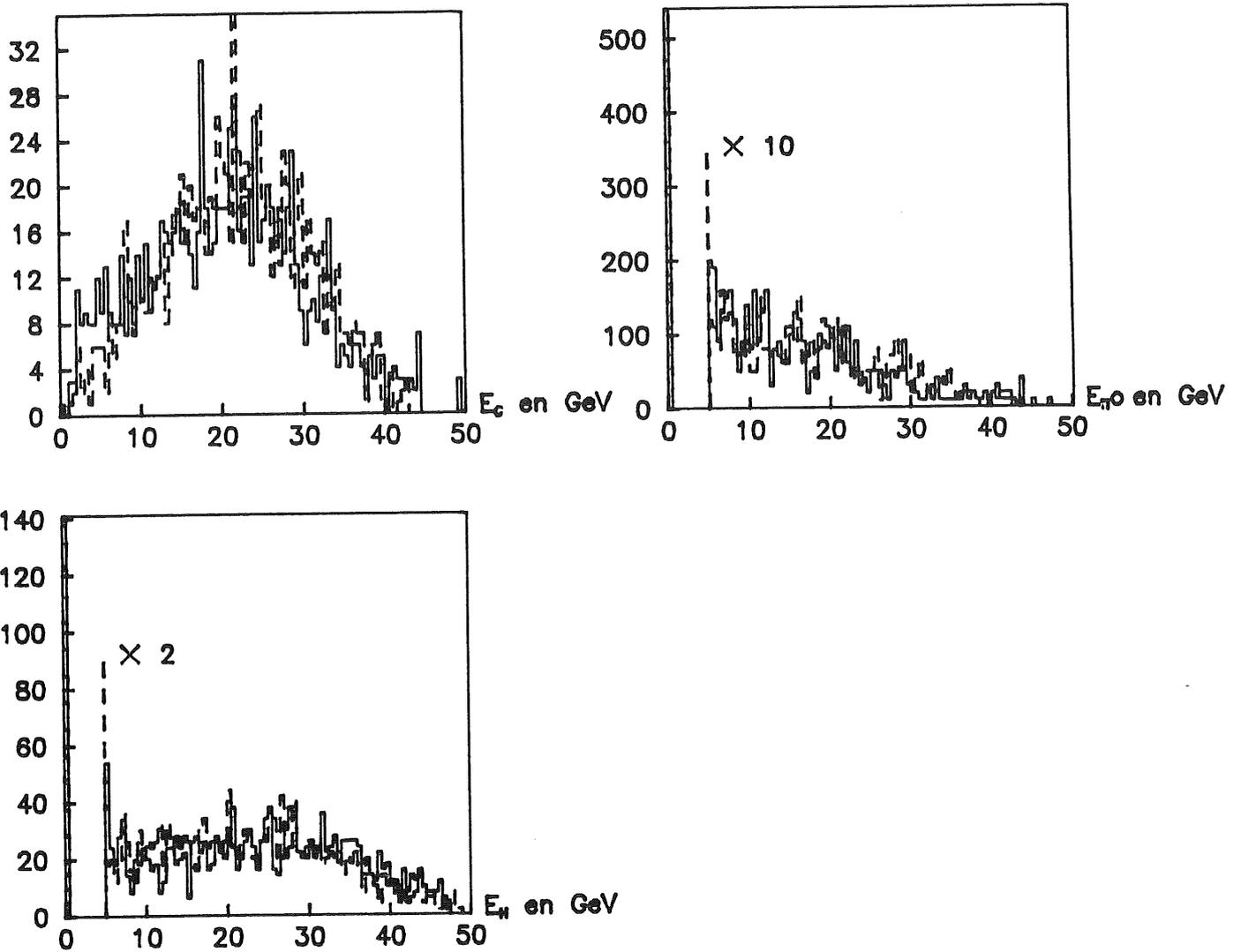
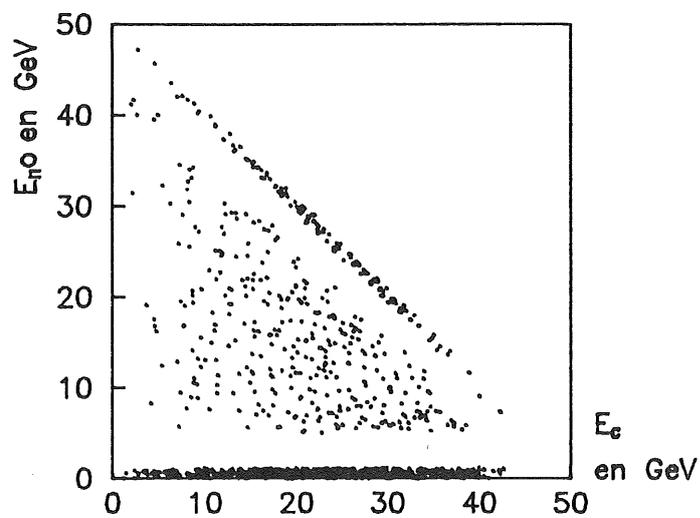
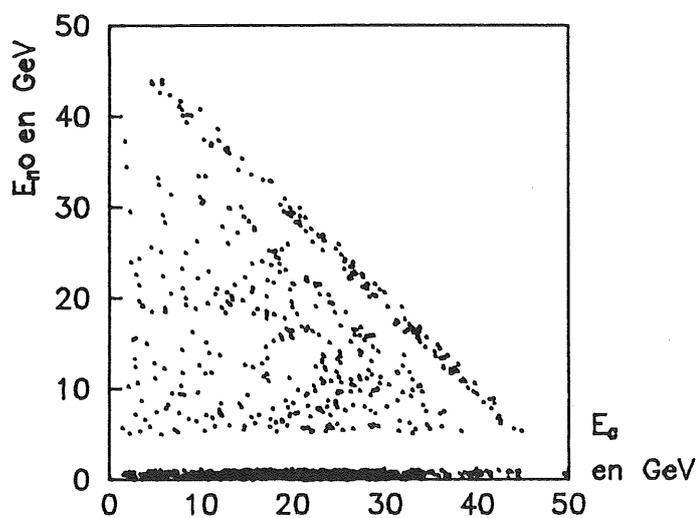
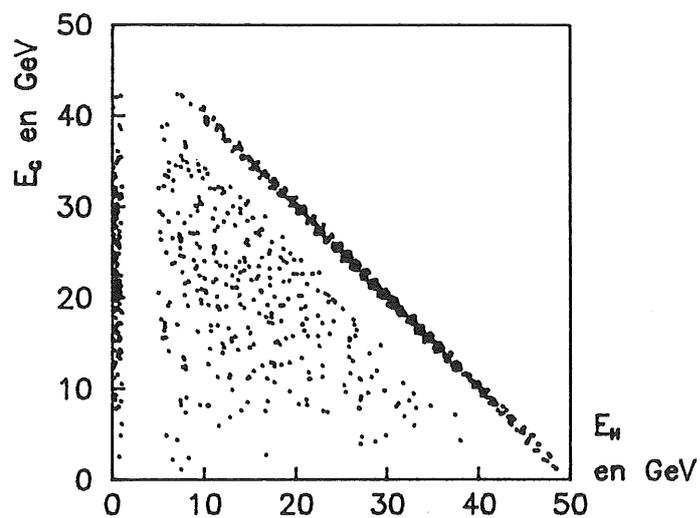
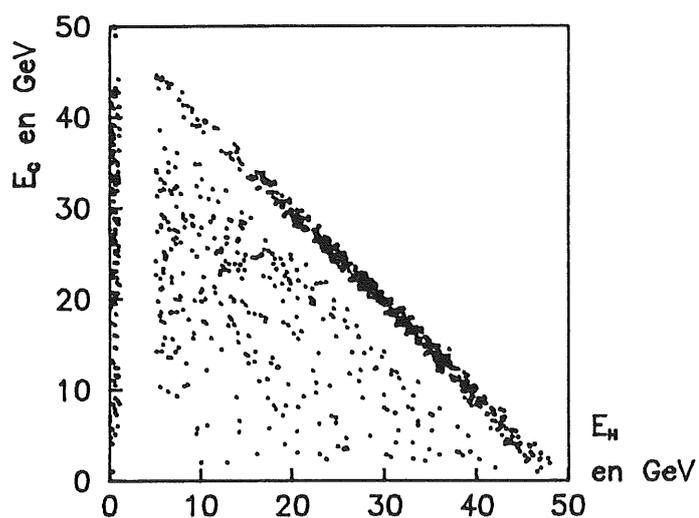
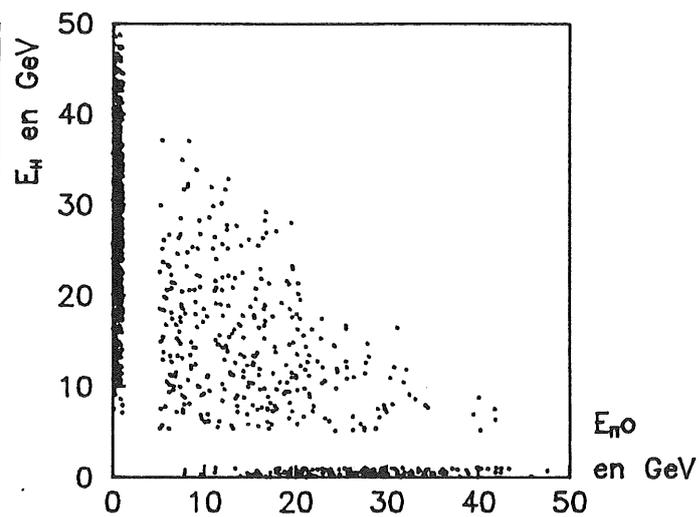
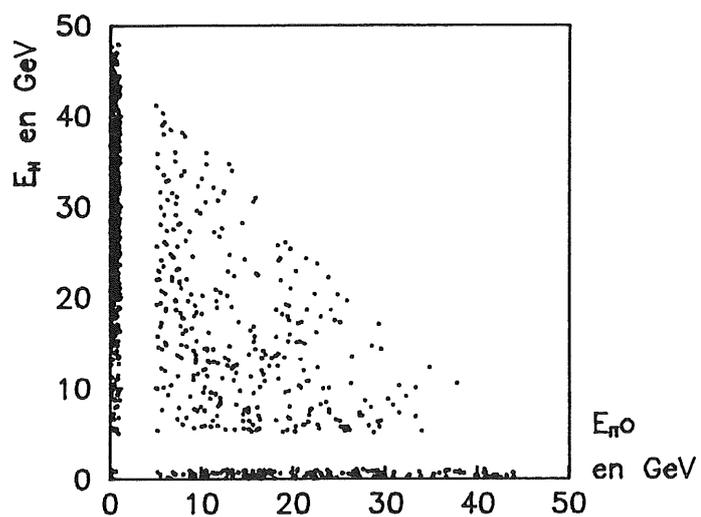


Figure 31a: Distributions de E_c , E_{n0} et E_n pour $E_{in} = 50$ GeV,
 trait plein = ALGORIX, trait pointillé = GHEISHA,
 échelles verticales dilatées à partir de 5 GeV
 pour E_{n0} et E_n .



GHEISHA

ALGORIX

Figure 31b: Comparaison des corrélations entre E_{π^0} , E_H et E_c ,
énergie incidente 50 GeV.

Cet algorithme simule rapidement la production de E_{π^0} , E_C et E_H . Nous pouvons nous assurer de sa validité en les comparant aux trois mêmes grandeurs générées à partir de GHEISHA (voir figures 31a et b). Il a été testé dans un domaine d'énergie allant de $E_{in} = 10-20$ GeV à 120 GeV. A basse énergie, la notion de continuum perd son sens car le nombre de secondaires

	$P(\{E_{\pi^0} = 0\})$	$P(\{E_H = 0\})$	$\frac{\langle E_C \rangle}{E_{in}}$	$\frac{\sigma(E_C)}{E_{in}}$
Noyau de fer	53%	11%	0,32	0,165
Noyau de plomb	54%	14%	0,45	0,19

Table 9 : Paramètres nécessaires à la génération des quantités (E_{π^0}, E_C, E_H) .

rapides devient grand. On décide alors qu'il n'existe plus à cette énergie de secondaires rapides chargés ($E_H = 0$), leur énergie étant adjointe à celle du continuum. Ce procédé permet d'utiliser la présente représentation paramétrique et de lui donner un sens jusqu'aux basses énergies. On a fixé arbitrairement à 3 GeV le seuil en-dessous duquel on l'applique.

Quand E_H est non nul, il est la source d'un nombre variable de pions chargés N_H allant de 1 à 3. Cette composition étant de nature statistique, on étudie les probabilités $P(N_H = 1)$ et $P(N_H = 2)$ en fonction de la quantité dont elles sont le plus susceptible de dépendre, à savoir E_H/E_{in} , fraction d'énergie hadronique rapide. La dépendance de ces deux quantités, montrée figure 32 est relativement indépendante de l'énergie incidente. On obtient des représentations paramétriques grâce à des polynômes de degré 3:

$$P(N_H = n) = \sum_{k=0}^3 a_{n,k} \left[\frac{E_H}{E_{in}} \right]^k$$

Pour $n = 1, 2$, les valeurs des coefficients sont indiquées dans le tableau suivant :

	Noyaux de fer		Noyaux de plomb	
	n = 1	n = 2	n = 1	n = 2
$a_{n,0}$	1,69	- 0,15	1,74	- 0,35
1	- 6,03	3,09	- 6,57	4,32
2	9,36	- 5,23	11,02	- 7,78
3	- 4,88	2,78	- 6,12	4,46

Table 10 : Coefficients $a_{n,k}$.

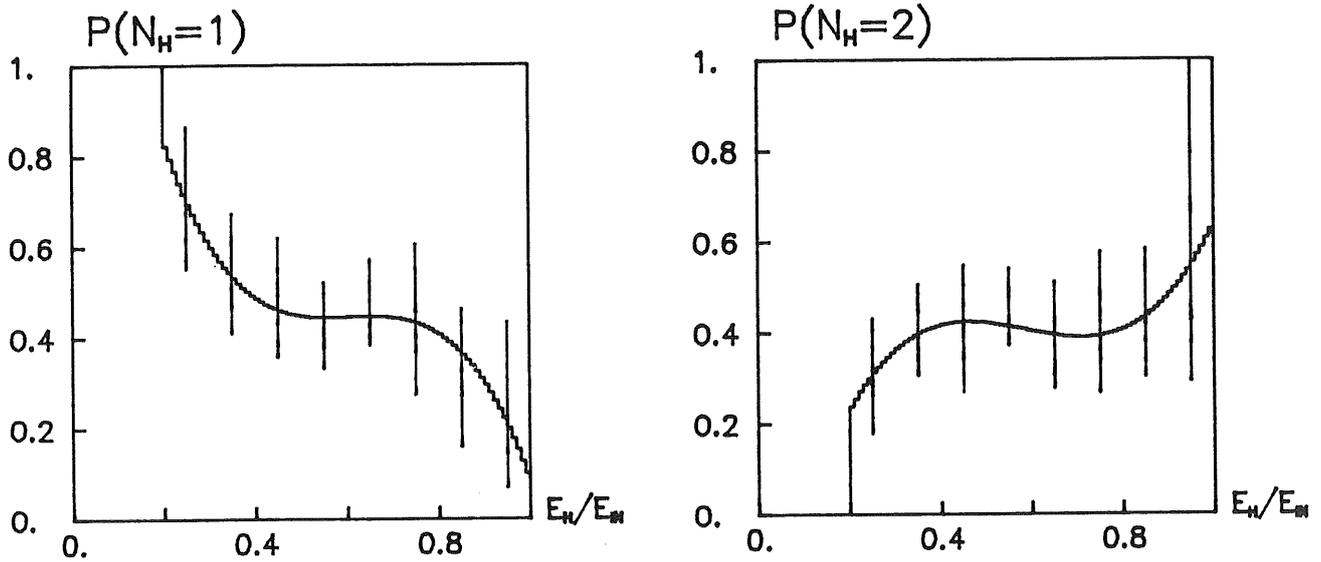


Figure 32: Dépendance des probabilités de production de 1 ou 2 pions chargés rapides en fonction de la fraction d'énergie emportée par ceux-ci E_H/E_{in} .

Pour générer l'énergie de chaque pion rapide E_H^i , $1 \leq i \leq N_H$, on commence par générer N_H suivant les probabilités évoquées ci-dessus. On distribue ensuite l'énergie E_H sur les quantités E_H^i , suivant des lois uniformes, les contraintes suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_H^i \geq \alpha E_{in} \quad \forall i = 1, \dots, N_H \\ N_H \\ \sum_{i=1} E_H^i = E_H . \end{array} \right.$$

(Il est clair qu'un nombre N_H de pions chargés rapides ne peut être produit que si $E_H \geq \alpha N_H E_{in}$).

Il existe un effet important sur les interactions hadroniques qu'on oubliera ici. Il concerne le bilan énergétique d'une réaction π^\pm -noyau \rightarrow secondaires (voir II-1)^{p. 63}. Lorsque l'énergie du projectile est élevée ($E_{in} \gtrsim 30$ GeV), la justesse de ce bilan s'évalue à 2-3%. Au-dessous, l'énergie totale des secondaires devient nettement plus faible que l'énergie E_{in} , essentiellement à cause de l'énergie de liaison du noyau. Ce phénomène peut être pris en compte dans le continuum par une modification de son facteur d'atténuation. De toutes façons, il n'est vraiment important que pour les très basses valeurs de l'énergie incidente (≈ 1 GeV) qui, dans notre modèle ALGORIX, sont toutes incluses dans le continuum.

Nous connaissons le nombre et l'énergie des composantes secondaires. Il nous faut à présent générer la direction d'émission relativement à celle du projectile. D'une manière générale, l'impulsion transverse p_T donnée aux secondaires d'une telle réaction est de l'ordre de 300 MeV, distribuée autour de cette valeur. Dans notre cas, nous pouvons générer une impulsion transverse pour chaque π^\pm rapide et l'éventuel π^0 rapide. En première approximation, nous les choisissons indépendantes les unes des

autres. Le p_T devrait alors être fixé pour satisfaire la conservation de l'impulsion transverse. Cependant, nous pouvons facilement réaliser que si cette conservation est vraie pour chaque interaction hadronique, elle ne l'est pas pour une gerbe entière déposée, et ceci principalement pour deux raisons: d'une part, toutes les particules de la gerbes n'ont pas le même rendement calorimétrique; le barycentre transverse ne sera donc pas sur l'axe de la particule incidente. D'autre part, la taille des canaux sur lesquelles la gerbe est intégrée n'est pas infinitésimale; on n'est donc pas renseigné sur la position du centre de gravité de l'énergie déposée dans chaque canal. Ainsi, au niveau des signaux délivrés par le calorimètre, l'impulsion transverse n'est pas conservée. Le continuum hadronique sera alors généré sans p_T ; c'est la meilleure estimation qu'on puisse donner de cette quantité qui résulte de dépôt d'un grand nombre de particules dont la composante transverse globale reste faible devant sa composante longitudinale ($p_L \approx 10$ GeV).

2) ETUDE PARAMETRIQUE DU CONTINUUM HADRONIQUE

Nous désirons étudier ici sous quelle forme spatiale l'ensemble des particules du continuum hadronique issu d'une interaction est déposé. L'unique moyen que nous possédons pour cela est d'utiliser un programme de simulation détaillée de gerbe hadronique (GHEISHA) dans lequel on tue les particules rapides (π^\pm et π^0) après la première interaction.

On choisit de suivre les autres particules dans un milieu de type calorimétrique (succession d'absorbeur et d'argon) semblable à celui utilisé dans l'appareillage réel, et de ne lire que les énergies déposées dans l'argon liquide. Comme on comparera ALGORIX aux données issues de la 3^{ème} version du test, ^{p.32} c'est la segmentation de cette dernière qui est retenue. Transversalement, compte tenu de la symétrie cylindrique du problème, une segmentation circulaire sera retenue, avec un pas de 1 cm, ce qui est largement suffisant pour comparer aux données, segmentées transversalement avec un pas de 8 cm. Nous étudions séparément les formes longitudinale et transversale.

a) Forme longitudinale

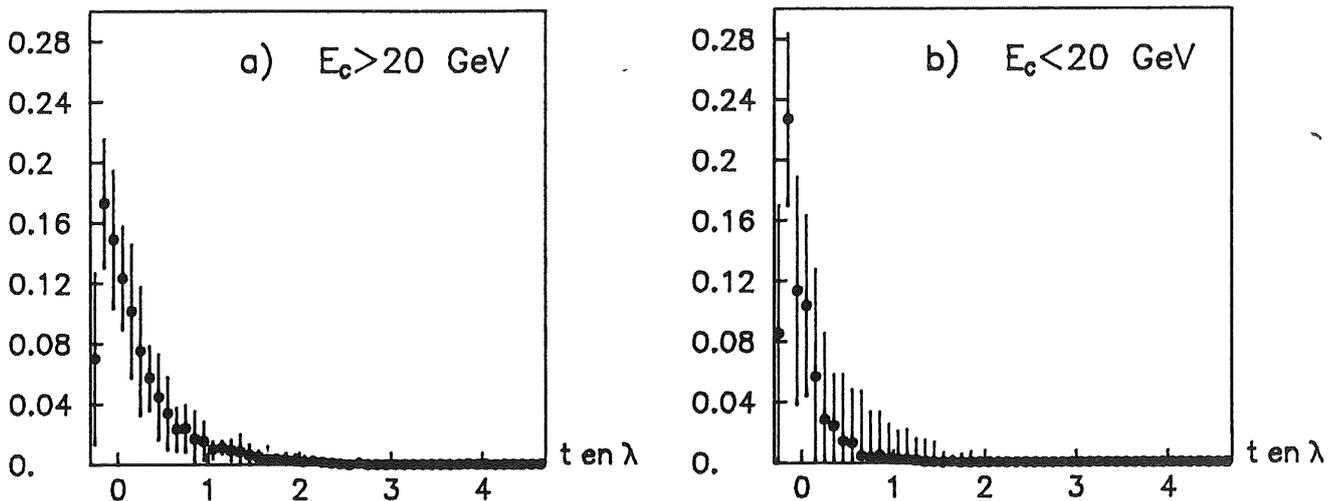
Deux remarques de départ aident à l'étude:

- Si le continuum hadronique ne contenait aucun π^0 , son développement en profondeur se déroulerait suivant une échelle en λ , $t = z/\lambda$. Dans notre cas, le continuum contient un grand nombre de π^0 de basse énergie, produits de façon assez régulière tout au long de son développement. Cette partie électromagnétique du continuum hadronique apparaît de concert avec le squelette purement hadronique. Globalement, le continuum se développe donc suivant une échelle en t .

- Intuitivement, la forme longitudinale du continuum dépend des proportions relatives de ses composants, qui, nous le savons, restent sensiblement constantes. Ainsi cette forme ne dépend-elle pas de l'énergie déposée par le continuum $E_{\text{dép}}$. Si $g(t)$ est la densité d'énergie du continuum à la profondeur t , nous étudierons donc la courbe $d_L(t) = g(t)/E_{\text{dép}}$. D'autre part, nous savons aussi que la composition de ce continuum ne dépend pas de l'énergie du pion-projectile de l'interaction mère. La forme $d_L(t)$ sera donc aussi indépendante de cette quantité.

Nous obtenons les résultats suivants: dès que E_c est supérieur à 20 GeV, la propriété décrite ci-dessus se vérifie et on obtient une courbe longitudinale avec des fluctuations réduites (figure 33a). Par contre pour $E_c \leq 20$ GeV, la forme est plus courte et les fluctuations beaucoup plus grandes (figure 33b). Ceci s'explique aisément: lorsque l'énergie du π^\pm projectile est $\lesssim 20$ GeV, le continuum produit contient, si E_c est faible, plus de protons et neutrons et moins de π^\pm et π^0 que dans le cas d'un continuum d'énergie $E_c \approx 20-80$ GeV. Aussi, les protons déposant rapidement leur énergie et le manque de π^\pm pour alimenter le dépôt en profondeur produisent des continuum courts ($\lesssim 1 \lambda$).

D'autre part, nous constatons un dépôt non négligeable en amont ($t < 0$) du point d'interaction. Il est dû aux protons (et fragments) qui sont émis dans toutes les directions autour de ce point.



Figures 33a et b: Profils longitudinaux moyens du continuum pour deux domaines de E_c .

Pratiquement, nous retenons la forme longitudinale $d_L(t)$ des hautes valeurs de E_c (≥ 20 GeV) que nous reproduisons mathématiquement par la formule suivante:

$$\left\{ \begin{array}{ll} t \in [-0,27 ; -0,06[& , \quad d_L(t) = 1,76 + 6,46 t \\ t \in [-0,06 ; 0,68[& , \quad d_L(t) = 1,28 - 1,35 t \\ t \in [0,68 ; +\infty[& , \quad d_L(t) = 0,89 e^{-1,497 t} . \end{array} \right.$$

Dans le cas où $E_c \leq 20$ GeV, nous utiliserons la même formule, mais nous contracterons le développement pour les $t > 0$, tandis que nous garderons identique celui des $t < 0$. Ceci permet de rendre compte de la diminution des π^\pm dans le continuum au profit des protons et fragments. La valeur du coefficient de contraction sera ajustée au moment de la comparaison d'ALGORIX avec les données (voir § 3).

Le programme GHEISHA nous donne une idée du rendement calorimétrique de la partie continuum. La figure 34 montre la corrélation existant entre E_C et l'énergie déposée par le continuum. D'une part, on voit que ce rendement est de l'ordre de 0,5. D'autre part l'énergie déposée fluctue de manière appréciable autour de la valeur moyenne déposée. C'est cette fluctuation que nous conservons dans ALGORIX et dont nous apprécierons l'amplitude au moment de l'ajustement avec les données.

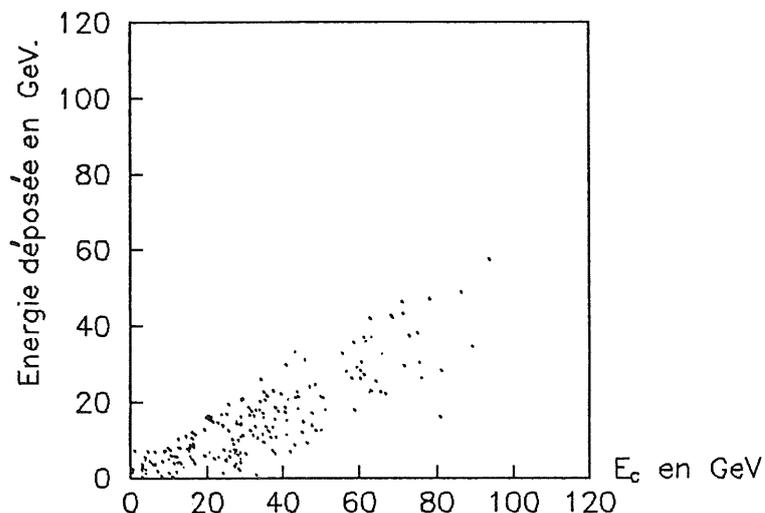


Figure 34: Corrélation entre l'énergie du continuum E_C créée après une interaction hadronique, et l'énergie réellement déposée dans le calorimètre par ce continuum.

b) Forme transversale

Le phénomène d'étalement transversal de l'énergie d'une gerbe est complexe. Il ne dépend pas seulement du développement latéral du squelette de celle-ci, gouverné par les lois de production des p_T , mais aussi, dans une large mesure, des propriétés du milieu de détection calorimétrique: on connaît l'importance des "δ-rays" dans les calorimètres à gaz. Cet effet

existe aussi dans l'argon liquide, qui élargit les distributions latérales. C'est pourquoi il n'existe pas de formule universelle pour de telles distributions, contrairement à la forme longitudinale qui semble convenir pour tous les appareillages. Aussi nous utilisons une distribution transversale a priori à chaque profondeur t . La densité d'énergie normalisée à 1 entre r et $r + dr$ est

$$h(r,t) 2\pi r dr = \frac{R(t)^2}{\pi[r^2 + R^2(t)]^2} 2\pi r dr ,$$

où $R(t)$ est un rayon d'expansion latérale caractéristique de la profondeur t . Cette formule a l'avantage d'être simple pour la génération de points suivant sa distribution (méthode pour l'intégrer): pour générer un rayon r aléatoirement, on génère w aléatoire équiprobable sur $[0,1]$ et $r = R(t) (1/(1-w)-1)^{1/2}$.

Pour ajuster cette fonction sur le profil latéral moyen, nous partons, à une profondeur t donnée, de la densité moyenne déposée D_k dans une couronne limitée par deux rayons r_{k-1} et r_k , $1 \leq k \leq 7$ (voir figure 35a). Celle-ci se calcule aisément

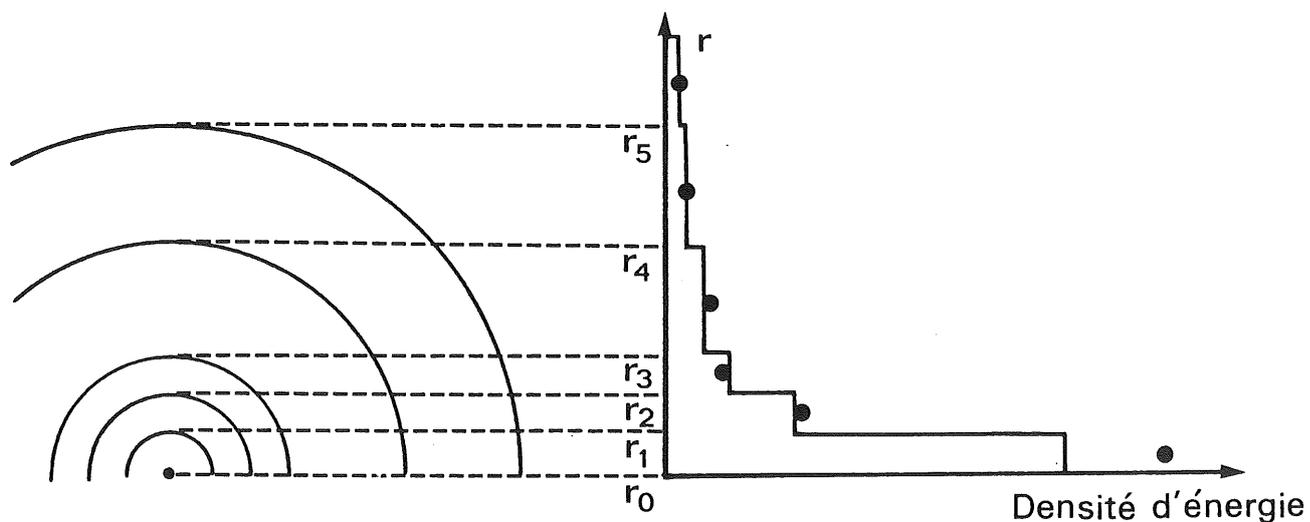
$$D_k = \frac{1}{\pi(r_k^2 - r_{k-1}^2)} \left[\frac{1}{\frac{r_{k-1}^2}{R^2} - 1} - \frac{1}{\frac{r_k^2}{R^2} - 1} \right] .$$

D_k se présente sous forme d'une différence $U_{k-1} - U_k$ avec $U_k = 1/(r_k^2/R^2 - 1)$. Ainsi, à partir de chaque couple (D_k, D_{k-1}) , on peut déterminer une valeur de R . Si celle-ci est indépendante de k , l'ajustement est de bonne qualité.

Dans notre cas, la fonction $h(r,t)$ reproduit correctement les points de la figure 35 provenant de la simulation GHEISHA sauf celui du centre (r_0, r_1) qui présente plus d'énergie. Nous sommes donc obligés de modifier la formule initiale en y ajoutant un "coeur dur" représenté par une fonction de Dirac, soit:

$$h(r,t) = c(t) \delta_0(r) + (1-c(t)) \frac{R^2(t)}{\pi[r^2 + R^2(t)]^2}$$

où $c(t) \in [0,1]$.



figures 35: Segmentation transversale et densité d'énergie obtenue grâce à ALGORIX.

La méthode d'ajustement n'est pas très différente: grâce aux valeurs D_2, D_3, \dots, D_7 , on calcule R comme précédemment et on constate qu'il est indépendant de r_k :

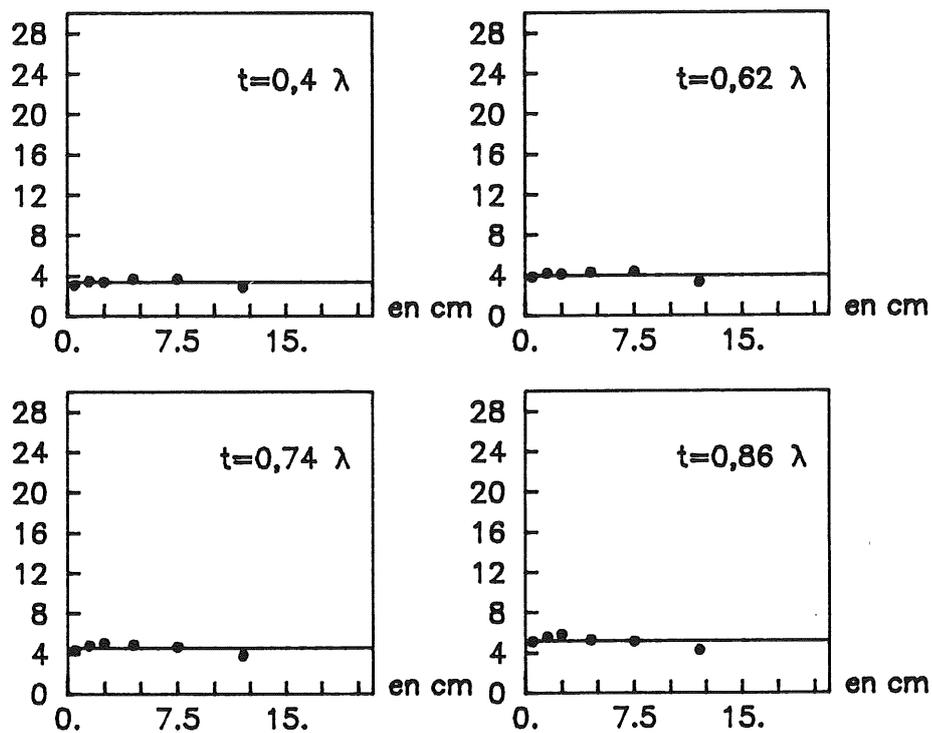


Figure 36.

Puis, grâce à la valeur de R retenue, on calcule c. Ceci étant fait pour plusieurs profondeurs t, on obtient alors une dépendance de R et c comme fonctions de t (voir figure 37) et qu'on représente par les fonctions suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{ll} t \in [-0,27 ; -0,06 [& R(t) = 0,426 - 21,667 t \\ t \in [-0,06 ; 2 [& R(t) = 2,090 + 4,783 t \\ t \in [2 ; +\infty [& R(t) = 11,657 \end{array} \right.$$

et

$$\left\{ \begin{array}{ll} t \in [-0,27 ; -0,06 [& c(t) = 0,505 + 2,438 t \\ t \in [-0,06 ; 0,09 [& c(t) = 0,234 - 1,924 t \\ t \in [0,09 ; 0,4 [& c(t) = 0,073 - 0,159 t \\ t \in [0,4 ; 1,8 [& c(t) = 0,011 - 0,006 t \\ t \in [1,8 ; +\infty [& c(t) = 0 \end{array} \right.$$

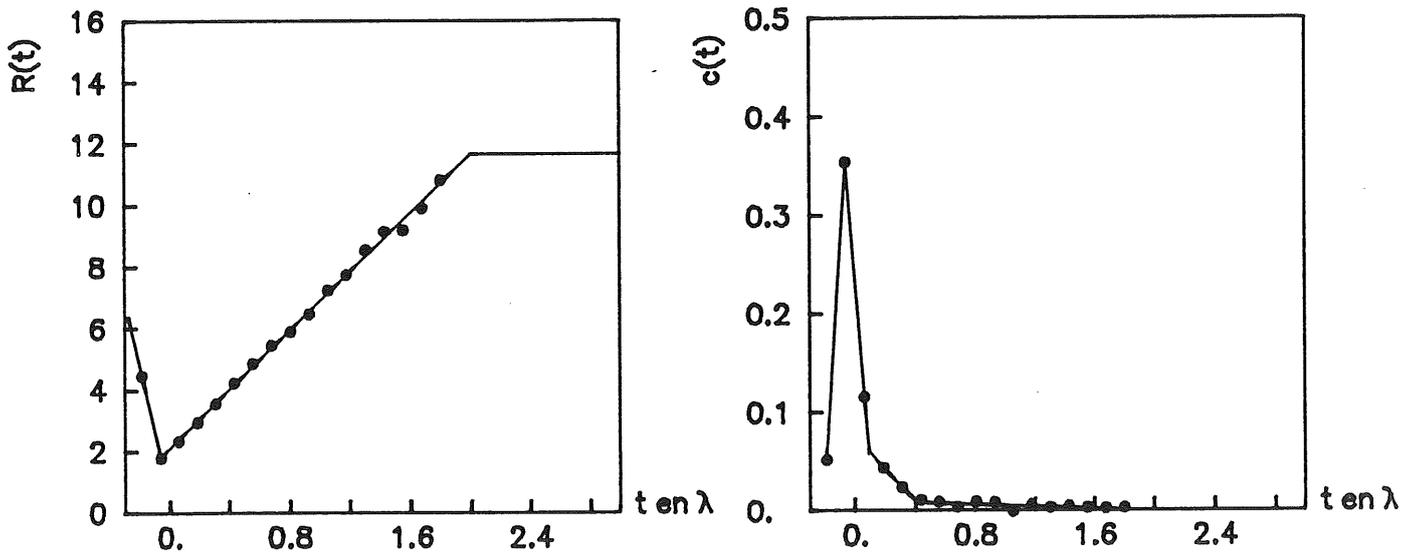


Figure 37: Dépendance de R et c, fonctions de t.

On peut alors constater la validité de la représentation paramétrique $h(r, t)$ du continuum en comparant, pour des profondeurs t variées, les densités déposées par GHEISHA et celles de la formule:

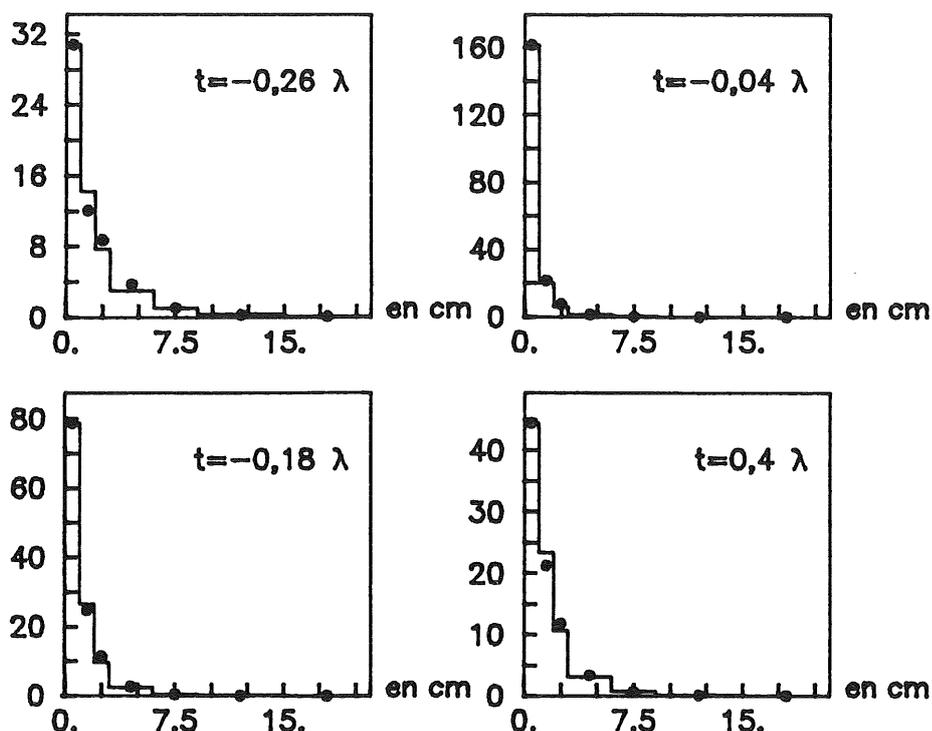


Figure 38 : Comparaison du profil moyen produit par GHEISHA (courbe) et de la formule (points) pour plusieurs profondeurs t .

On peut interpréter brièvement les formes de R et c . Tout d'abord, R croît pour les valeurs négatives de t , à cause de la diffusion dans cette région des protons de faible énergie émis dans cette direction. Ensuite c présente un fort pic autour de la région de l'interaction initiant le continuum. En effet, dans cette zone, beaucoup de particules sont émises avec très peu d'énergie (p^+ , π^+ , π^0) donc la déposent très vite sans s'écarter de l'axe de dépôt du continuum. Ce phénomène disparaît dès qu'on s'enfonce dans le continuum.

On a volontairement choisi R constant pour $t \geq 2$ et c nul pour $t \geq 1,8$; en effet, au-delà de cette profondeur, si peu d'énergie reste à déposer qu'il est inutile de raffiner la formule de dépôt.

3) AJUSTEMENT D'ALGORIX ET COMPARAISON AUX DONNEES DE TEST

Nous sommes à présent en possession d'un algorithme complet pour simuler les gerbes hadroniques: les interactions hadroniques et le continuum ont été représentés mathématiquement pour une simulation rapide. En ce qui concerne les π^0 , ils seront déposés suivant une formule classique. Nous avons adopté pour leur profil longitudinal la forme déjà mentionnée chapitre I-2 § 1. *J. Gunder*

Pour le développement transversal est utilisée la distribution [15]

$$f(r,s) = \frac{R^2(s)}{\pi[r^2 + R^2(s)]^2}$$

où r est mesuré en rayon de Molière du milieu R_M et

$$R = R_M [0,099 + (0,061 - 0,0047 \ln (E_\pi^0) s)]^2 .$$

A ce stade, il nous reste les paramètres vitaux à déterminer: la résolution électromagnétique R_π^0 , le rapport μ/e , le rapport c/e , la résolution du continuum R_c et le facteur de contraction du continuum k (voir II-2 § 2).

a) Procédure d'ajustement

Nous allons ajuster ces paramètres de manière à reproduire le plus correctement possible des données obtenues avec la 3^{ème} version de l'appareillage (calorimètre en fer). Voici comment procéder:

- La résolution des π^0 , $\sigma(E_\pi^0)/\langle E_\pi^0 \rangle = R_\pi^0 E_\pi^0^{-1/2}$ est celle des électrons qu'on détermine à partir des données de test. On trouve $R_\pi^0 = 20\%$ dans notre cas.

- Le rapport μ/e se détermine à partir des données muons et électrons. On trouve ici $\mu/e = 1,14$.

- Le rapport c/e est directement relié au rapport e/π par l'intermédiaire du taux de production moyen des π^0 par rapport au continuum $\langle f_{\pi^0} \rangle$:

$$\frac{c}{e} = 1 - \left(1 - \frac{\pi}{e \langle f_{\pi^0} \rangle}\right) \frac{1}{e \langle f_{\pi^0} \rangle}$$

- Nous ajustons la résolution du continuum $\sigma(E_C)/\langle E_C \rangle = R_C E_C^{-1/2}$ comme la quantité de fluctuations manquantes à ajouter aux fluctuations de production et de dépôt des π^0 de manière à obtenir, sur l'énergie totale, la même fluctuation que les données.

- Enfin, le facteur k sera accordé de manière à obtenir pour l'un des signaux du calorimètre (par exemple le premier segment) un profil le plus ressemblant possible avec celui des données.

On introduit un raffinement supplémentaire dans l'ajustement de ces paramètres: nous savons que c/e et R_C ne sont pas indépendants de l'énergie E_{in} du projectile. Quand E_{in} diminue, la proportion de neutrons dans le continuum augmente et c/e diminue. De même, le nombre de particules du continuum diminue et R_C augmente. Dans une gerbe de haute énergie, les paramètres c/e et R_C en fin de gerbe devront être ceux ajustés pour les basses énergies incidentes. Ainsi on commencera à ajuster c/e et R_C pour la plus petite énergie de faisceau de test disponible (10 GeV), puis on ajustera ces mêmes valeurs pour les énergies supérieures en utilisant les nombres précédemment trouvés et en interpolant linéairement entre deux énergies de faisceau test. Nous obtiendrons alors c/e et R_C comme fonction de l'énergie du π^\pm rapide, cause de l'interaction ayant donné naissance à ce continuum et non comme fonction de l'énergie incidente de la gerbe complète. Pour la plus petite valeur de l'énergie disponible pour commencer l'ajustement (10 GeV ici), on prendra les trois paramètres constants. Ceci est une approximation, mais on verra qu'elle s'avère satisfaisante.

R_C

Les caractéristiques des données, pour réaliser cet ajustement sont les suivantes:

$E_{\text{faisceau}}(\text{GeV})$	10	20	30	50	80
e/π	1,52	1,47	1,39	1,36	1,33
$\frac{\sqrt{E_{\text{faisceau}}}}{\sigma(E_R)}$ $\langle E_h \rangle$	77%	90%	97%	113%	128%

Table 11

(Les très grandes valeurs de la résolution hadronique sont dues aux fuites d'énergie à l'arrière du calorimètre long seulement de $6,6 \lambda$).

Les résultats pour les paramètres c/e , R_c et k sont indiqués figure 39.

Nous constatons comme prévu que c/e croît avec l'énergie et se stabilise vers les grandes valeurs ($\sim 100 \text{ GeV}$). R_c , important à faible énergie, tombe rapidement à zéro. Les fluctuations globales des gerbes hadroniques sont donc dues à basse énergie (10-30 GeV) à la fois aux fluctuations intrinsèques des sous-gerbes (π^0 et continuum) ainsi qu'aux fluctuations de production des π^0 . A haute énergie par contre, les fluctuations de production de π^0 dominent totalement la résolution hadronique. Enfin, le facteur de contraction k prend des valeurs compatibles à celles observées dans l'étude du continuum (cf. figure 33).

Il est important de remarquer que les paramètres c/e et R_c ne sont pas déterminés au sens habituel d'une minimisation (d'un χ^2 par exemple, comme c'est le cas pour ajuster une formule mathématique avec paramètres sur des données), mais qu'ils sont l'exacte solution permettant à ALGORIX d'avoir les mêmes valeurs e/π et résolution hadronique globale que les données de test.

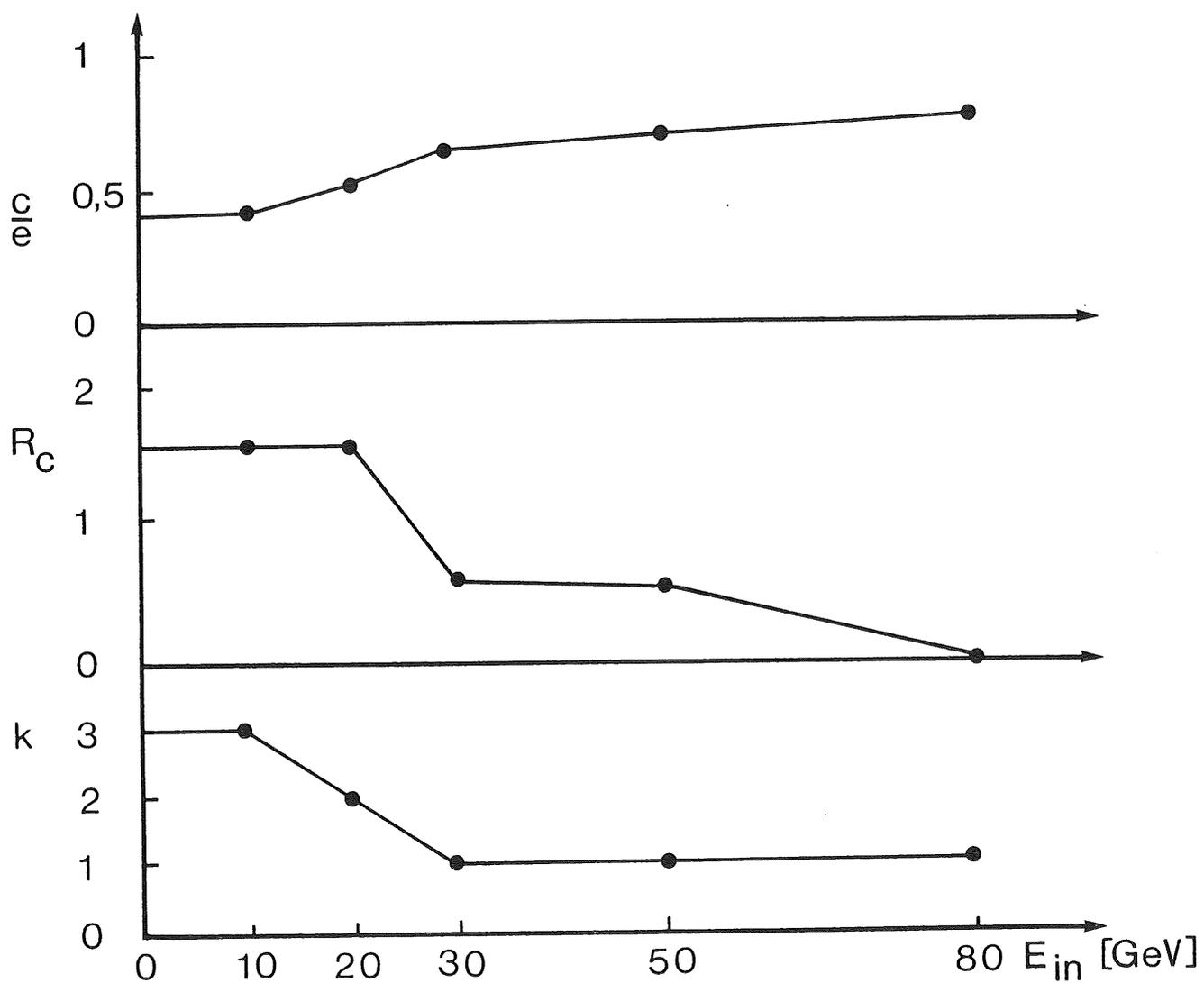


Figure 39: Dépendance de c/e , R_c et k en fonction de l'énergie locale de l'interaction E_{in} .

b) Comparaison aux données de test

Les données utilisées sont celles prises avec la 3^{ème} version du test (voir figure 12). Pour chaque énergie de faisceau, on a utilisé des piédestaux acquis simultanément aux données physiques. Les signaux des ADC de chaque canal ont été annulés s'ils étaient inférieurs à 3 fois l'écart quadratique moyen du bruit du canal (suppression de zéro).

- Comparaison longitudinale: le calorimètre possède six segments E_1 , ..., E_6 (voir figure 12). On comparera les histogrammes de chaque segment (figures 39a et 40 a) à 10 et 50 GeV, les histogrammes bi-dimensionnels de corrélations entre E_1 et $E_2 + E_3$, $E_2 + E_3$ et $E_4 + E_5 + E_6$ et enfin $E_4 + E_5 + E_6$ et E_1 (figures 39c et 40c) à 10 et 50 GeV également, ainsi que l'énergie totale (figure 41) aux mêmes énergies.

On peut immédiatement comparer ces figures à celles obtenues avec une formule paramétrique simple [16] où seule existe la fluctuation du point de première interaction. On perçoit de suite l'amélioration qu'ALGORIX apporte quant à la description des fluctuations (figures 39b et d, 40b et d).

- Comparaison transversale: On compare (figures 42a et b) les signaux moyens des 10 bandes verticales (V) et 10 bandes horizontales (H) par segment (voir figure 9). Ces bandes étant très larges (8 cm), les hauteurs relatives des deux bandes centrales au faisceau sont en fait conditionnées par la position de ce dernier relativement au centre du calorimètre et par son profil transversal.

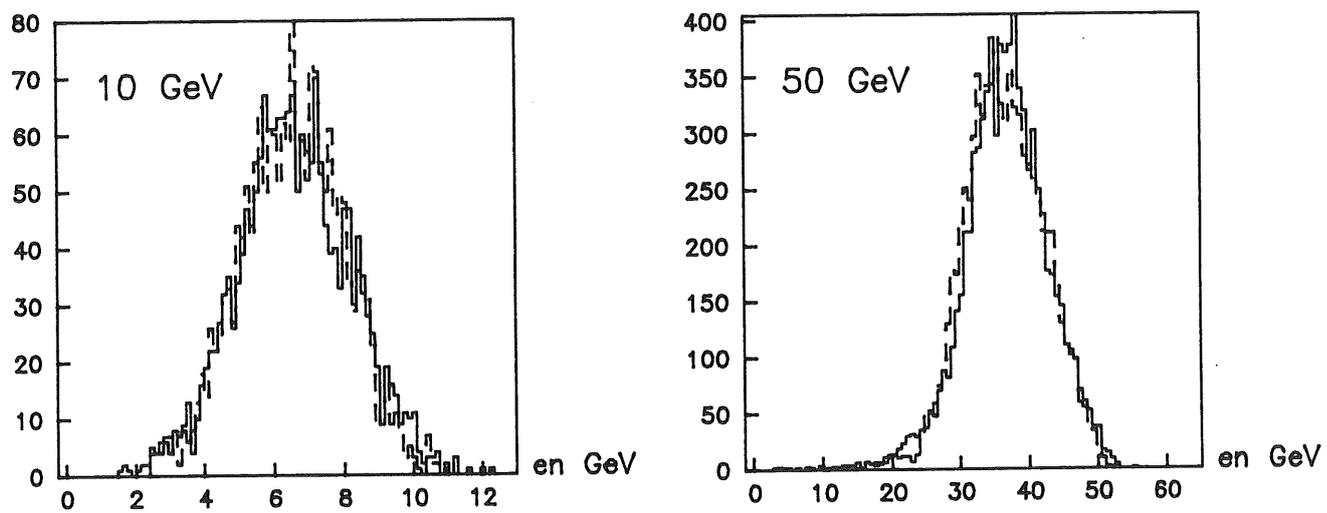


Figure 41 : Energie totale.

(trait plein = ALGORIX, trait pointillé = données du test)

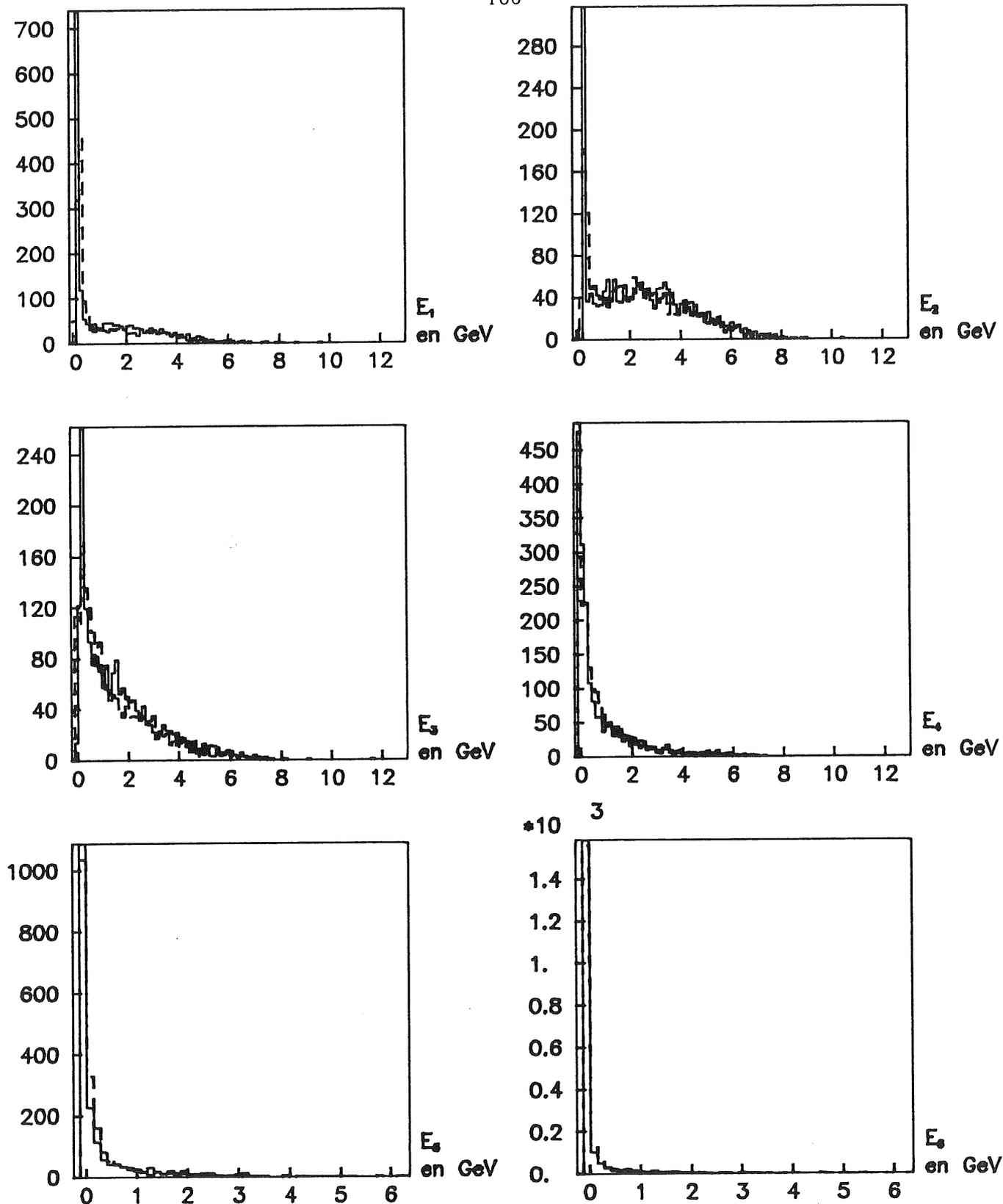


Figure 39a: Signal de chaque segment, $E_p = 10$ GeV.

(Trait plein = ALGORIX, trait pointillé = données du test)

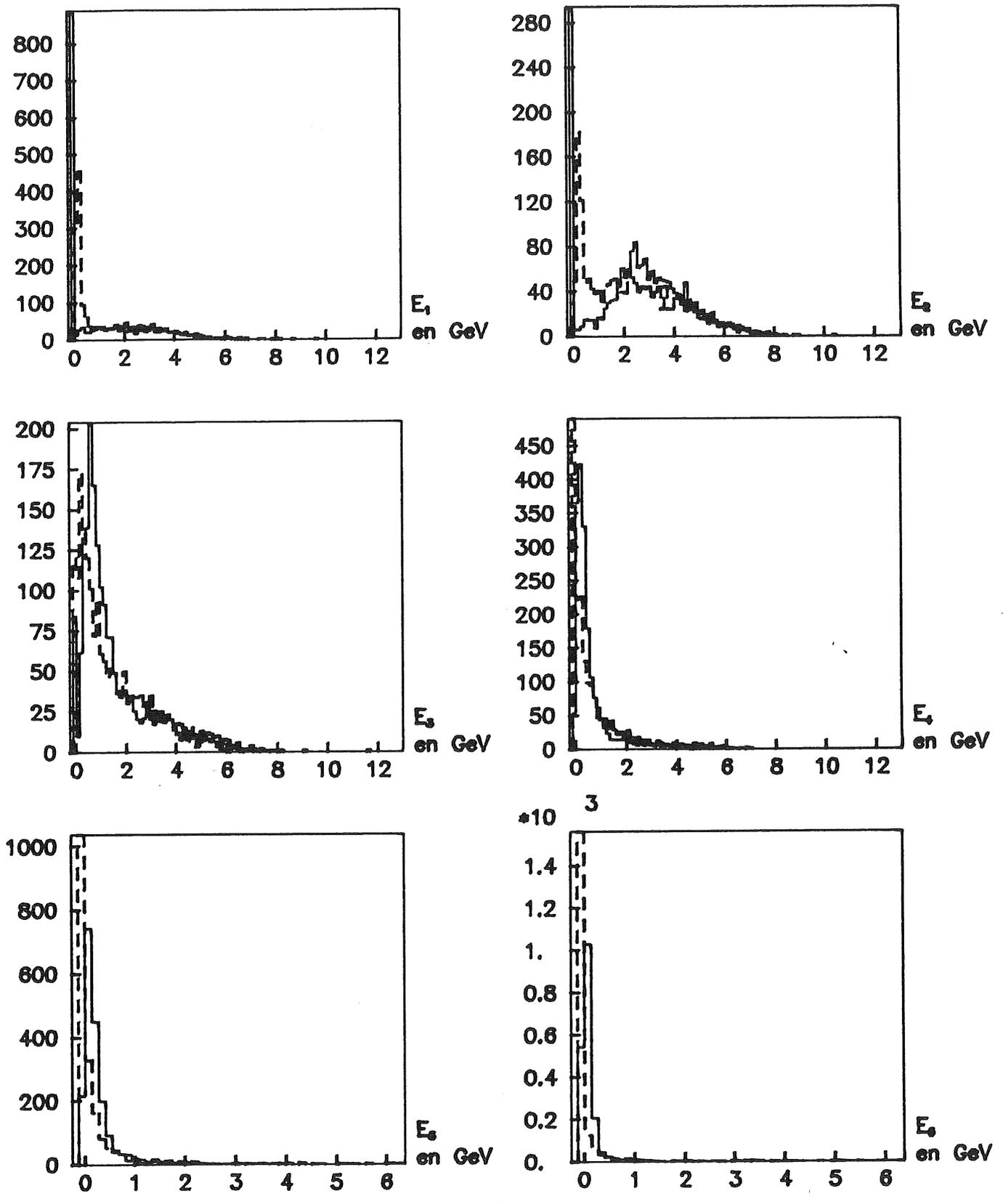
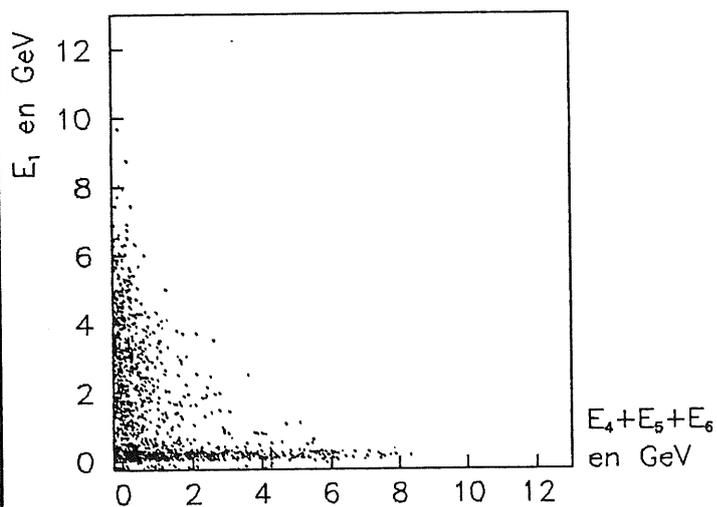
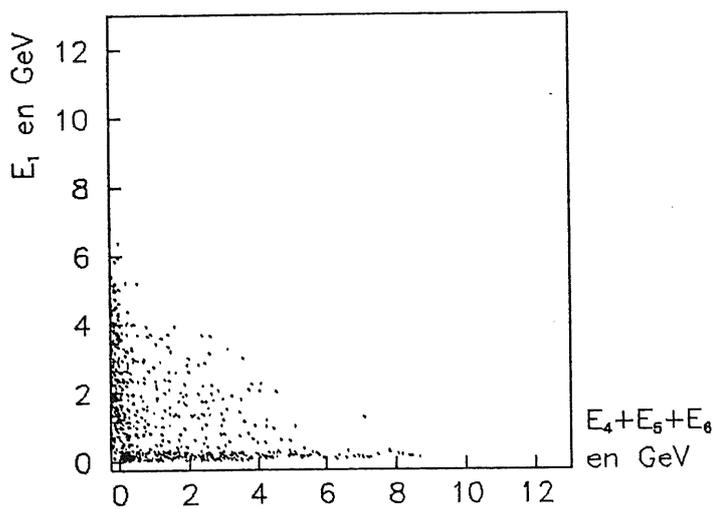
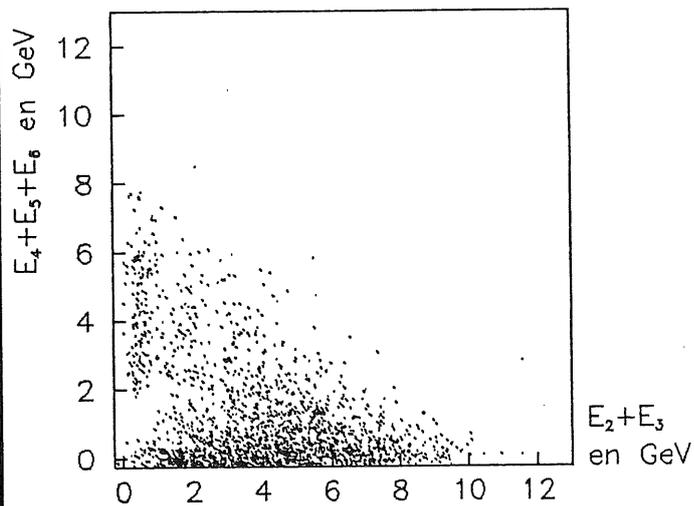
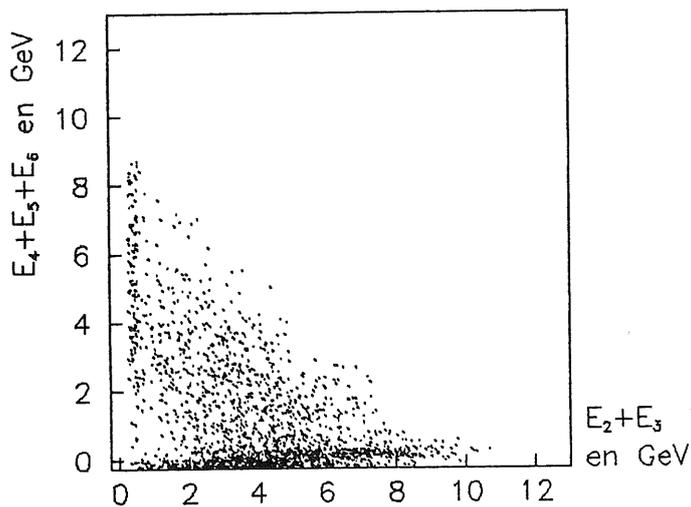
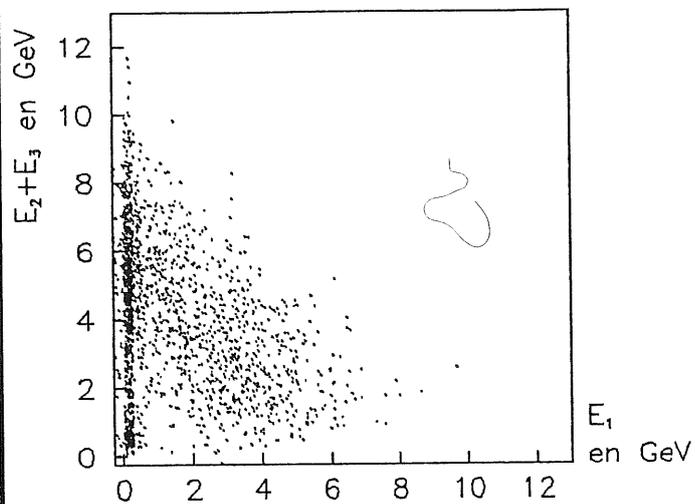
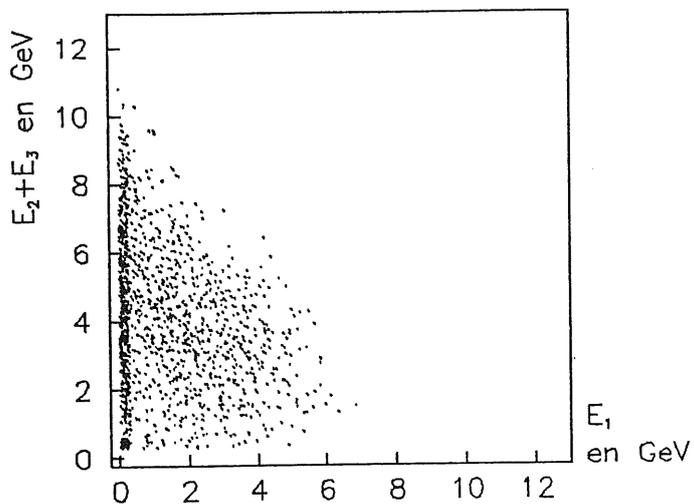


Figure 39b: Signal de chaque segment, $E_T = 10$ GeV.

(Trait plein = formule paramétrique,
trait pointillé = données du test).



ALGORIX

DONNEES

Figure 39c: Comparaison des corrélations entre segments combinés,

$$E_F = 10 \text{ GeV.}$$

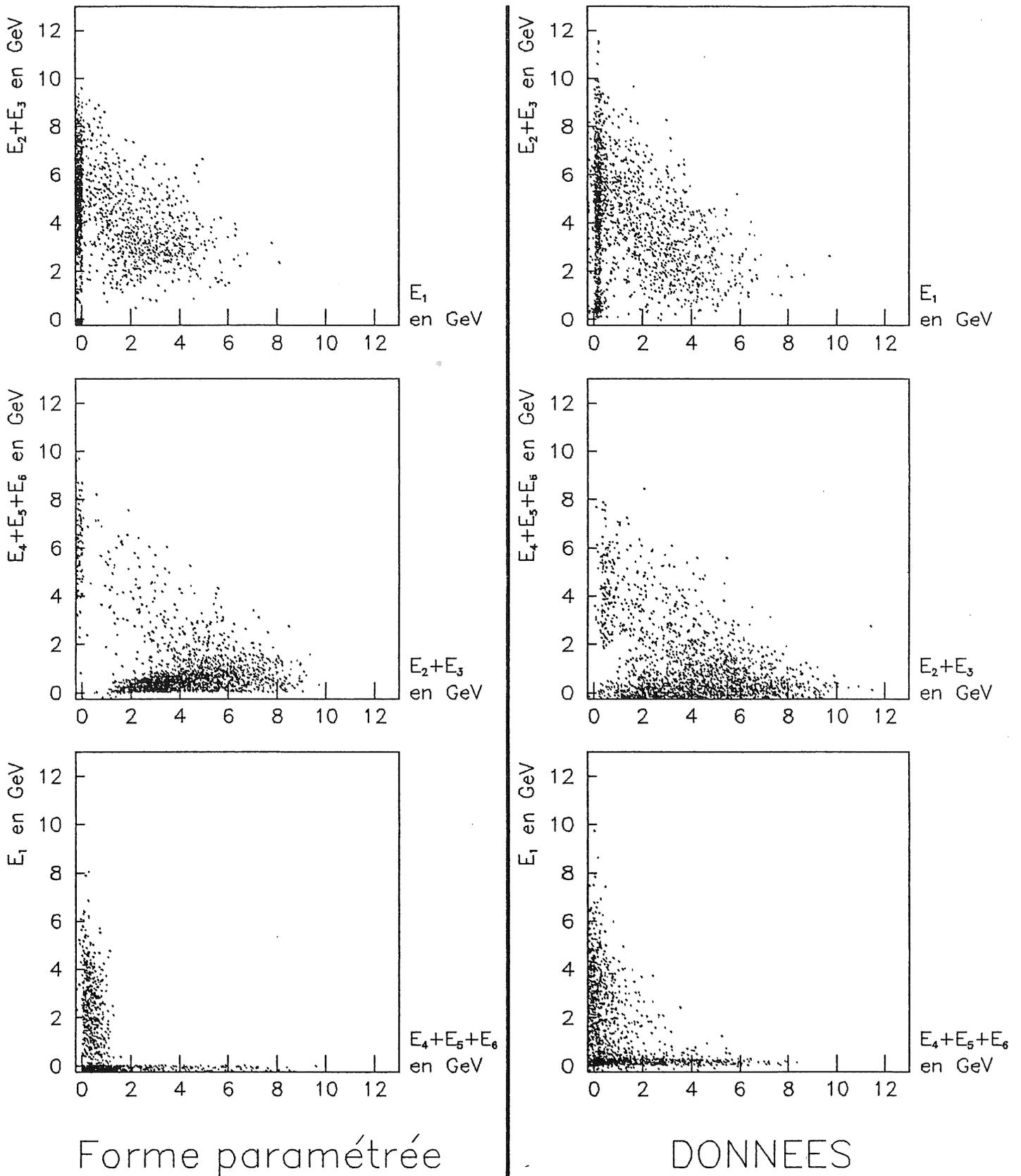


Figure 39d: Comparaison des corrélations entre segments combinés,

$$E_F = 10 \text{ GeV.}$$

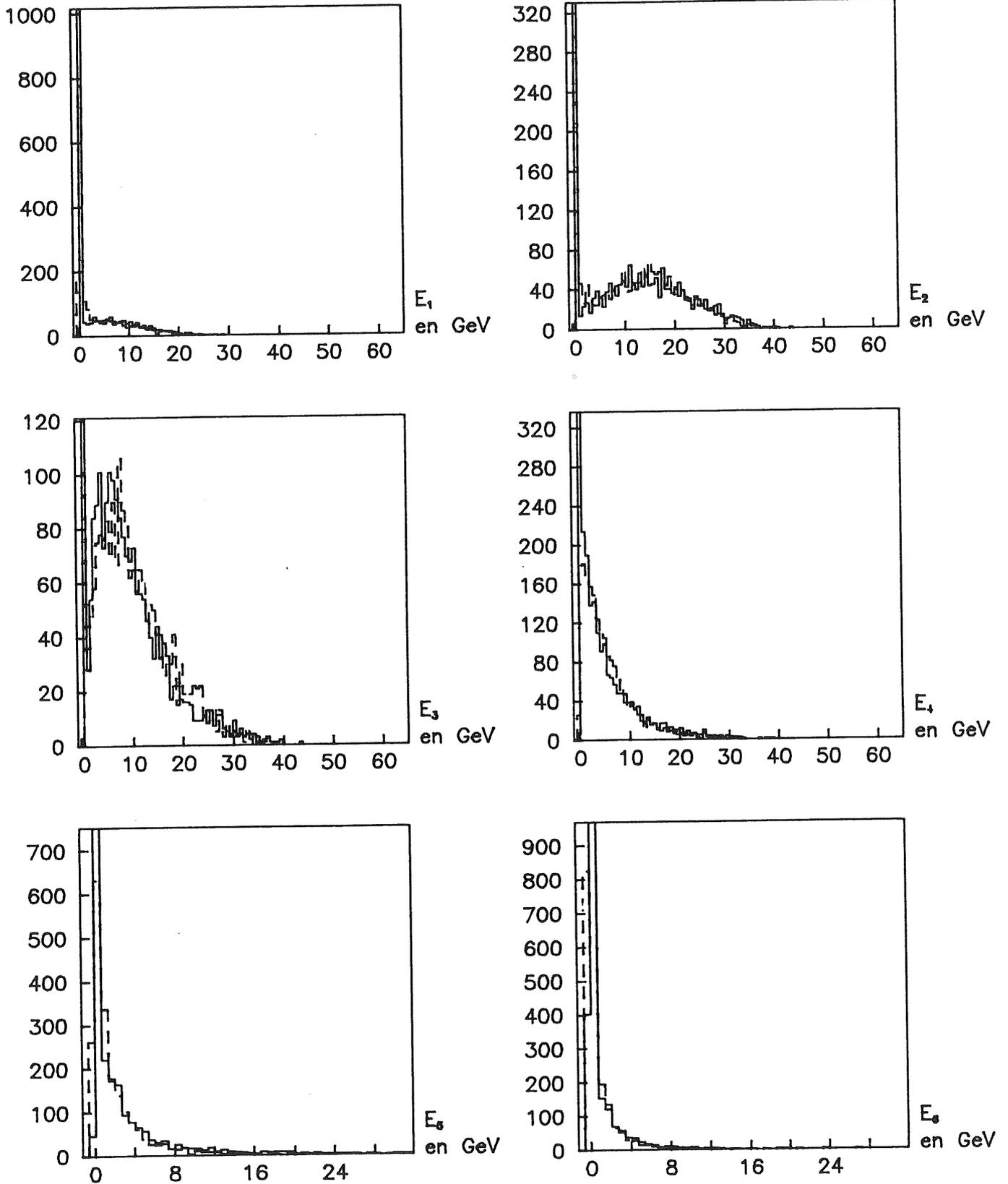


Figure 40a: Signal de chaque segment, $E_f = 50$ GeV.

(Trait plein = ALGORIX, trait pointillé = données du test)

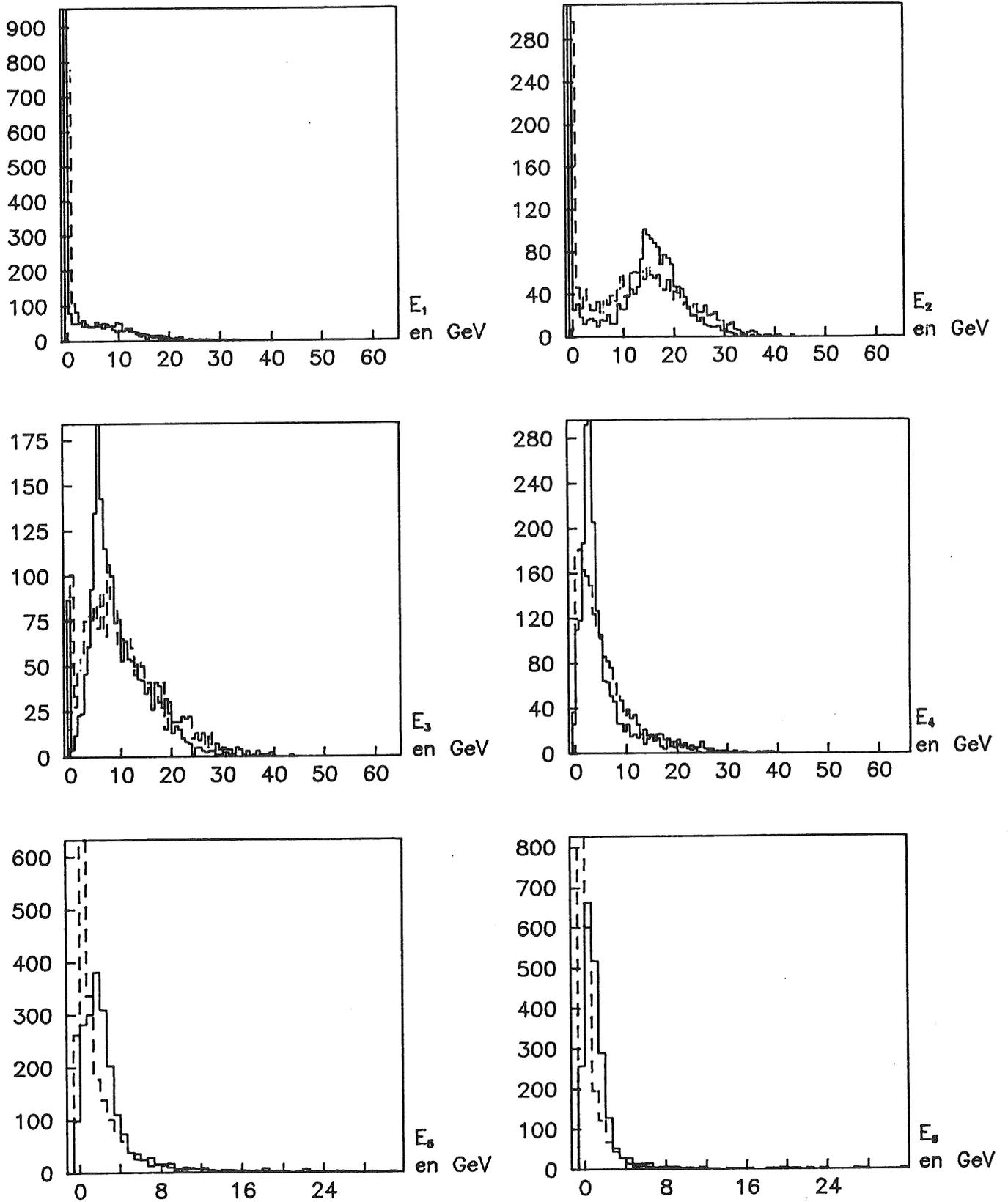


Figure 40b: Signal de chaque segment, $E_f = 50$ GeV.

(Trait plein = formule paramétrique,

trait pointillé = données du test).

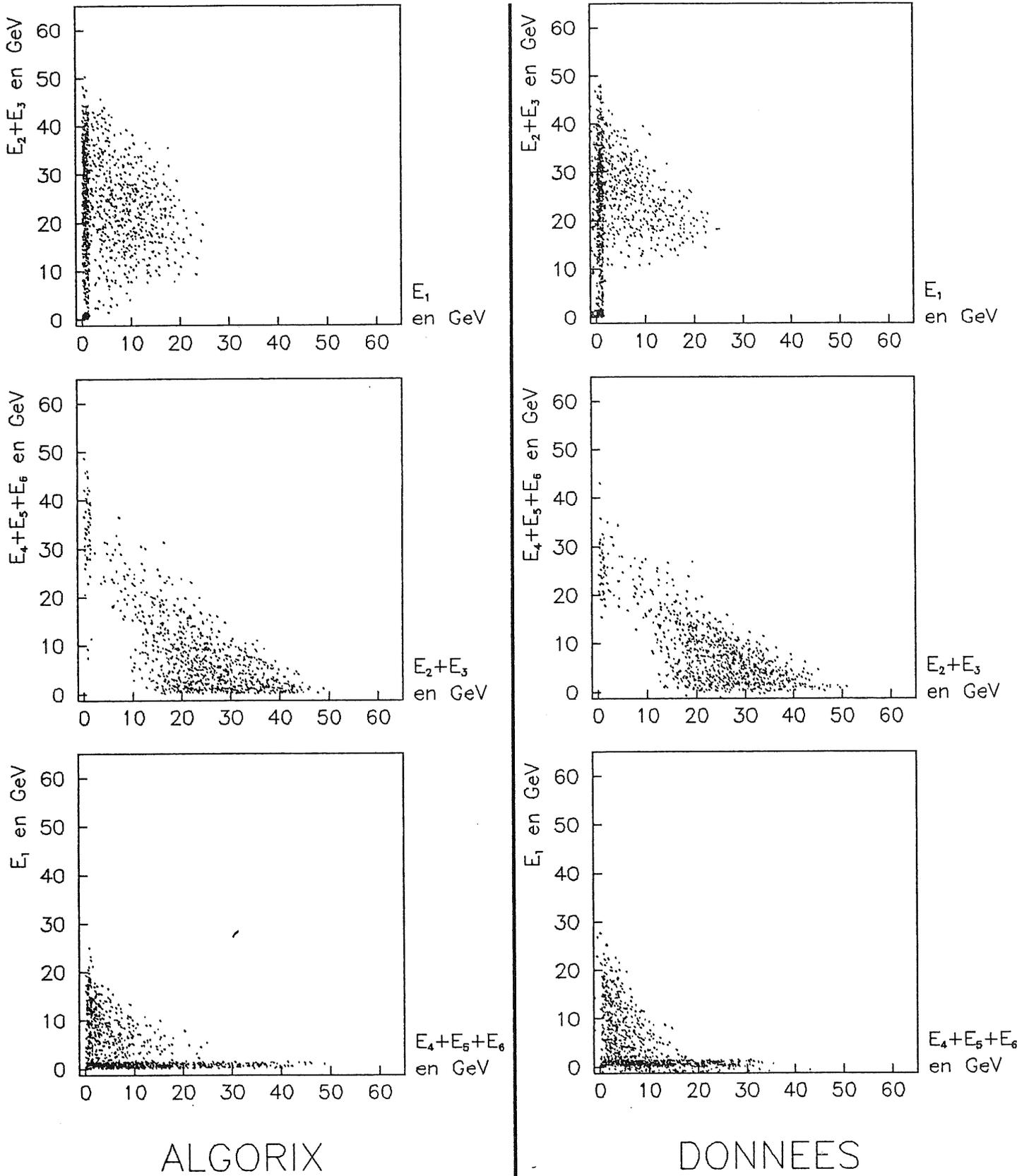
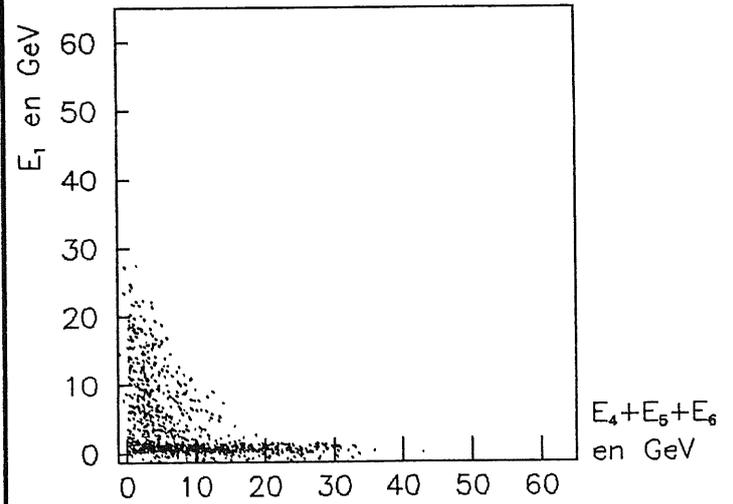
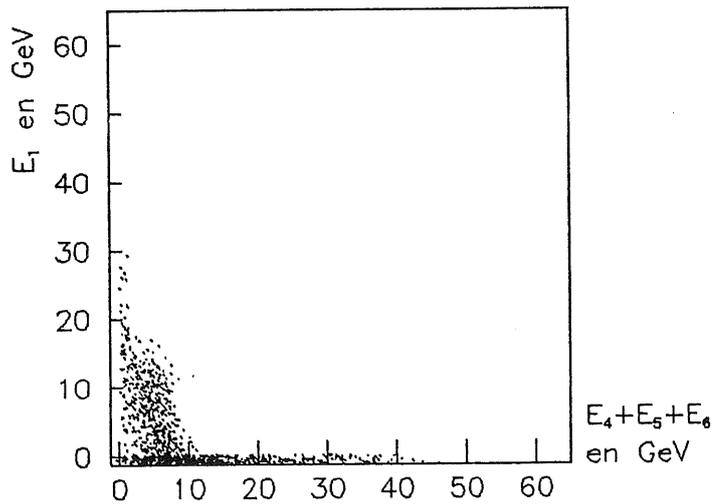
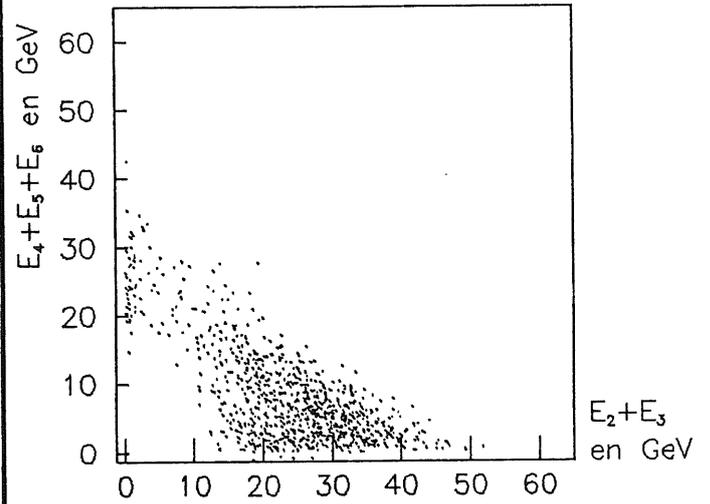
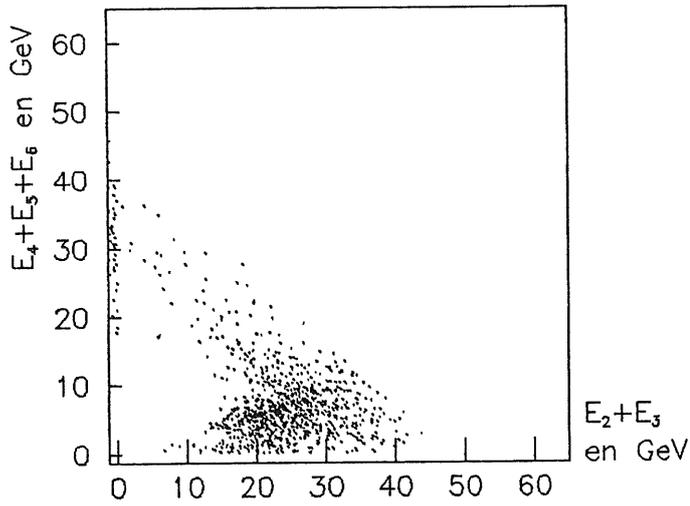
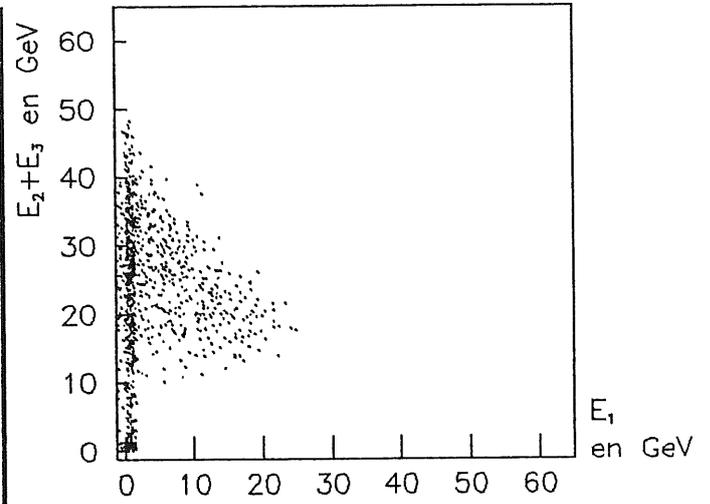
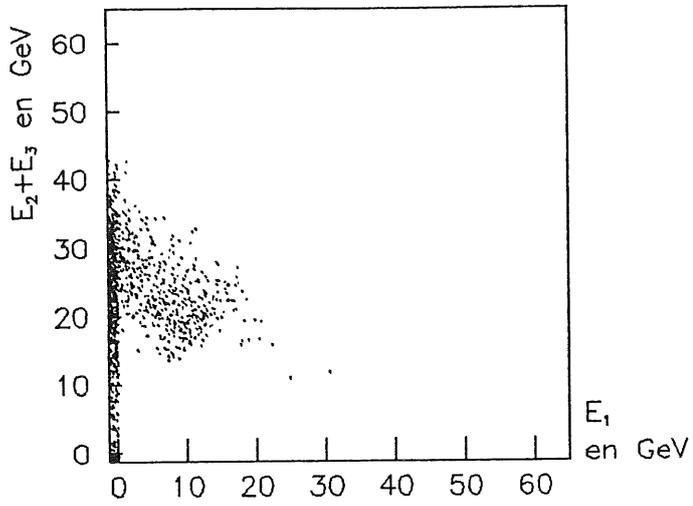


Figure 40c: Comparaison des corrélations entre segments combinés,

$$E_F = 50 \text{ GeV.}$$



Forme paramétrée

ALGORIX

Figure 40d: Comparaison des corrélations entre segments combinés,

$$E_F = 50 \text{ GeV.}$$

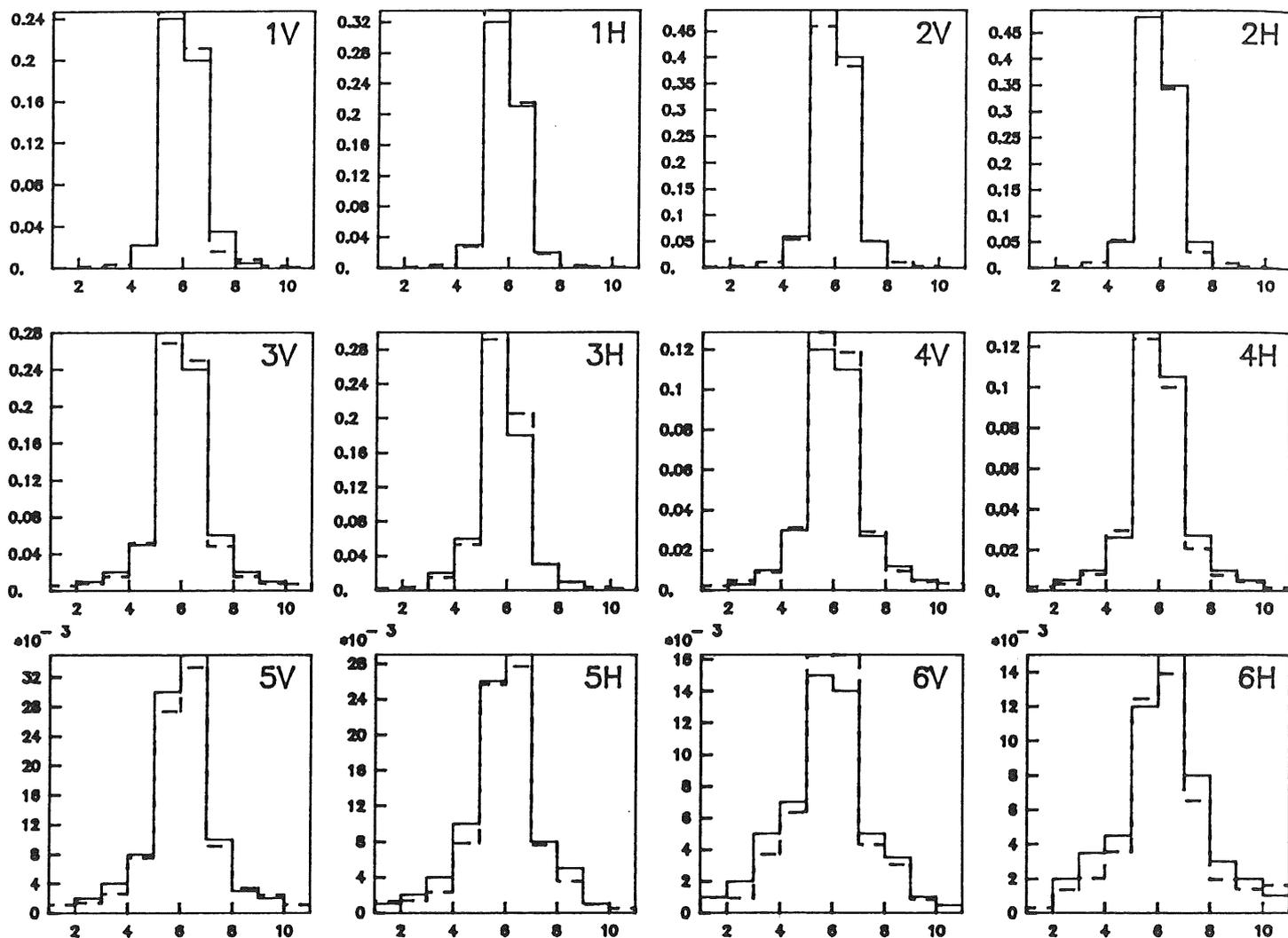


Figure 42a: Comparaison des profils transversaux moyens de chaque segment

(signaux horizontaux et verticaux), $E_p = 10$ GeV,

échelles horizontales en cm, verticales en GeV.

(Trait plein = ALGORIX, trait pointillé = données du test)

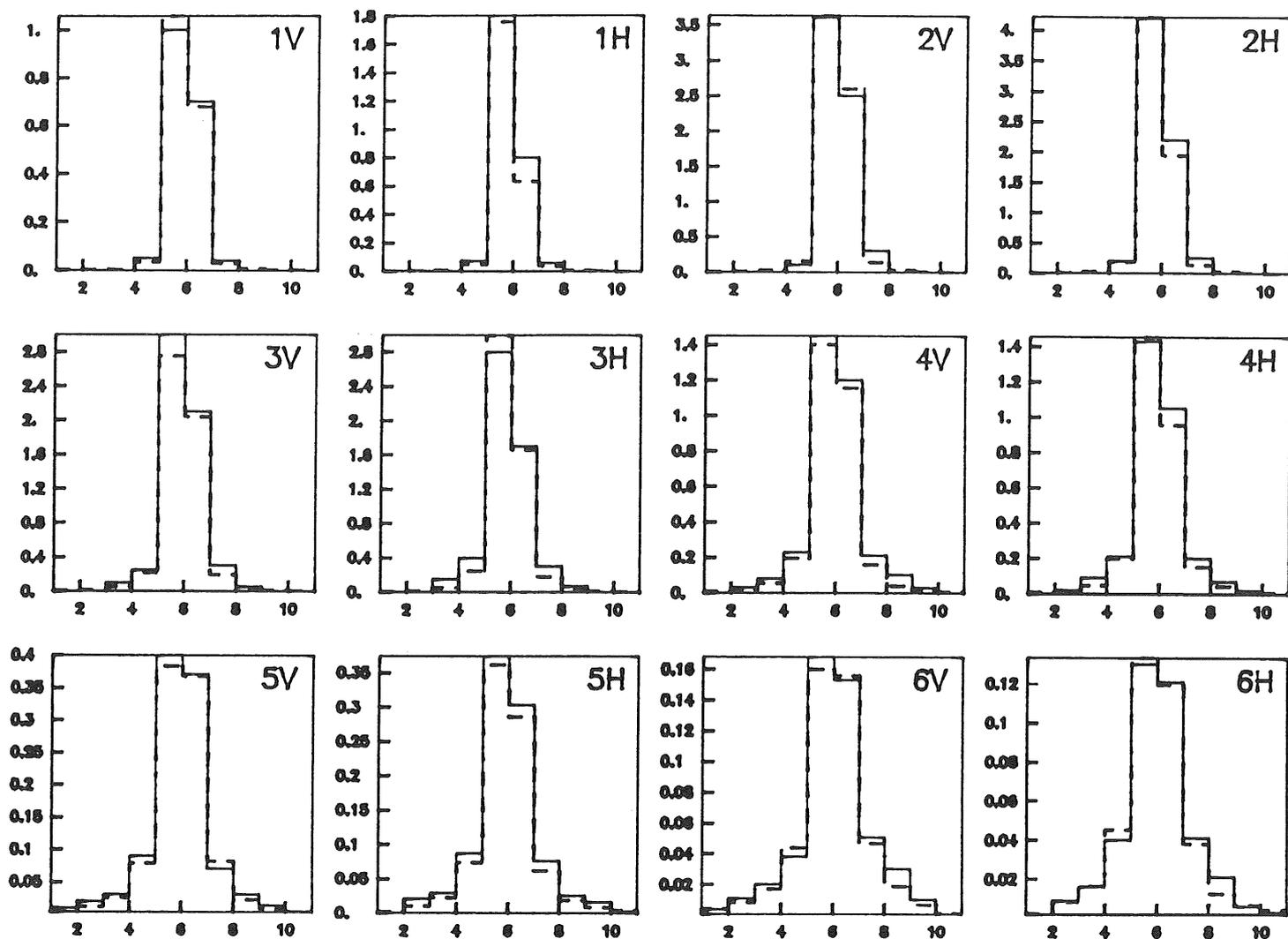


Figure 42b: Comparaison des profils transversaux moyens de chaque segment

(signaux horizontaux et verticaux), $E_p = 50$ GeV,

échelles horizontales en cm, verticales en GeV.

(Trait plein = ALGORIX, trait pointillé = données du test)

4) COMMENTAIRES - CONCLUSIONSa) Lien entre résolution hadronique et rapport π/e

On a dit plus haut que les fluctuations de l'énergie déposée dans le calorimètre E_{dep} avaient deux sources: les fluctuations des sous-gerbes (grâce aux termes R_c et R_{π^0}), et les fluctuations de production des π^0 et du continuum.

Dans le cas où R_c et R_{π^0} sont nuls, seules ces dernières sont actives, et on montre que

$$\sigma(E_{\text{dep}}) = E_F \sigma(f_c) \left(1 - \frac{c}{e}\right),$$

ou plus globalement

$$\frac{\sigma(E_{\text{dep}})}{\langle E_{\text{dep}} \rangle} = \frac{\sigma(f_c)}{\langle f_c \rangle} \left(\frac{e}{\pi} - 1\right).$$

Si à présent R_c et R_{π^0} ne sont plus égaux à 0, $\sigma(E_{\text{dep}})$ se décompose comme la somme incohérente des fluctuations dues aux sous-gerbes d'une part et aux productions de continuum et de π^0 d'autre part. Aussi

$$\sigma^2(E_{\text{dep}}) = \sigma^2(E_{\text{dep}}) \left| \begin{array}{l} c \\ - \\ e \end{array} \right. = 1 + E_F^2 \sigma^2(f_c) \left[1 - \frac{c}{e}\right]^2$$

ou plus globalement

$$\sigma^2(E_{\text{dep}}) = \sigma^2(E_{\text{dep}}) \left| \begin{array}{l} \pi \\ - \\ e \end{array} \right. = 1 + \left[\frac{\sigma(f_c)}{\langle f_c \rangle} \right] \left[1 - \frac{\pi}{e}\right]^2.$$

On peut vérifier cette relation grâce à ALGORIX: en faisant varier c/e , on modifie π/e et on mesure à chaque fois $\sigma^2(E_{\text{dep}})$. On vérifie la formule ci-dessus sur la figure suivante:

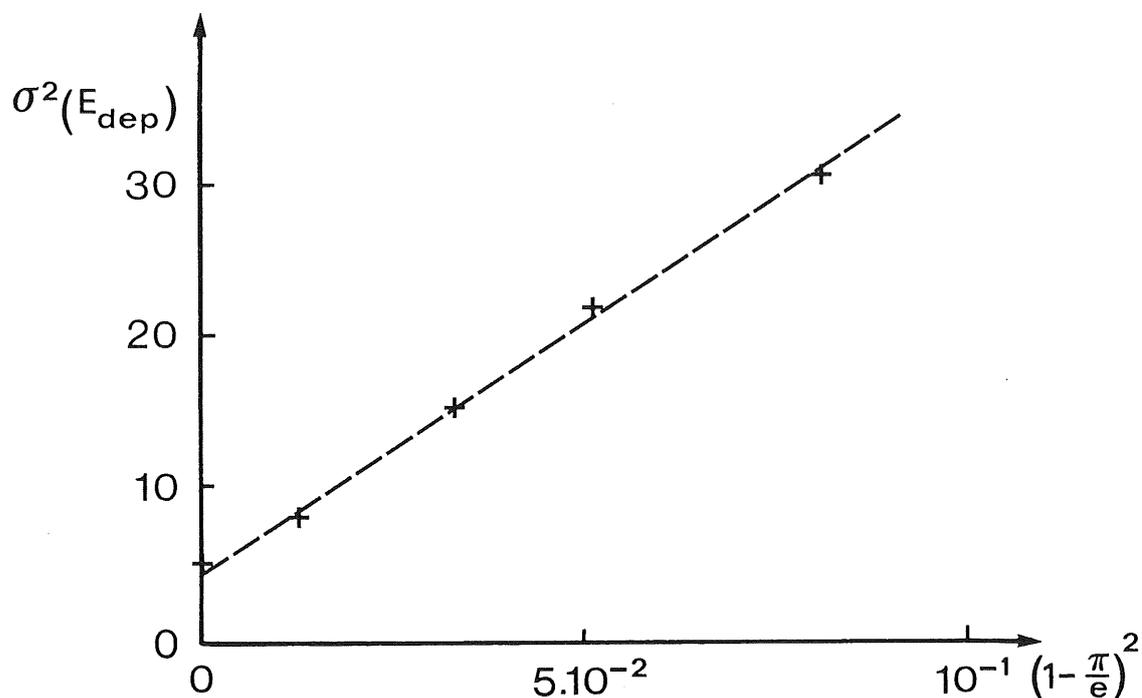


Figure 43

b) Rapidité d'ALGORIX

Le temps nécessaire à la génération d'une gerbe par ALGORIX peut être divisé en deux parties:

- Celle durant laquelle on génère l'arbre principal et les interactions hadroniques.

- Celle nécessaire à l'intégration des sous gerbes électromagnétiques et de continuum dans le calorimètre.

Le temps de génération de l'arbre par trace (c'est-à-dire par π^+ rapide de la gerbe est $\approx 0,5$ ms sur un IBM 3090. D'autre part, le nombre de traces par gerbe est fonction de l'énergie incidente mais voisins de 6-7 traces. On peut donc estimer le temps pour l'arbre entier à 2-3 ms.

L'énergie E des sous-gerbes est déposée par la méthode des points: on génère un certain nombre N de points dans l'espace suivant la distribution tridimensionnelle des π^0 ou du continuum. On donne à chaque point un poids constant. Afin de reproduire une fluctuation totale du dépôt $\sigma/\langle E \rangle = R E^{-1/2}$, le nombre de points fluctue autour de $\langle N \rangle = E/R^2$ avec un écart type $\sigma(N) = \langle N \rangle^{1/2}$ (le poids constant donné à chaque point est alors $E/\langle N \rangle$). Cette méthode permet de reproduire correctement les fluctuations d'échantillonnage des gerbes électromagnétiques, origine de la valeur de R_π^0 . Pour le continuum par contre, on dépose un nombre fixe de points, en leur donnant un poids dépendant de la résolution R_c . En effet, les fluctuations du continuum n'ont pas comme origine les fluctuations d'échantillonnage. Le temps nécessaire à cette intégration est de l'ordre de 10 ms par sous-gerbe.

Ainsi, globalement, pour une gerbe de 30 GeV par exemple, le temps de génération est ~ 100 ms. Le programme GHEISHA nécessite environ 20 s pour la même énergie. Nous réalisons donc un gain en temps de ~ 200 .

c) Intégration dans un programme général de simulation

Les tâches requises par ALGORIX sont en fait les mêmes que pour la simulation détaillée (suivi des traces et génération des interactions) auxquelles il faut ajouter l'intégration des formes paramétriques. Il est donc aisé d'incorporer ALGORIX au sein d'un programme standard de simulation comme GEANT [17]. Il suffit après chaque interaction hadronique de ne suivre que les secondaires rapides et de déposer π^0 rapide et continuum suivant la méthode des points. On n'utilise plus la représentation paramétrique présentée en II-2 mais les interactions telles que GHEISHA les génère.

Les temps nécessaires à la simulation dans ce cadre sont :

- 60 ms pour le suivi des traces et la génération des interactions hadroniques.
- 90 ms pour déposer l'énergie des sous-gerbes.

Le cadre de GEANT permet en outre de tenir compte automatiquement du champ magnétique créé par le solénoïde (voir introduction), susceptible de dévier les traces rapides secondaires.

ALGORIX a été intégré dans le programme général de simulation de l'expérience H1 et ses paramètres essentiels sont en cours d'ajustement sur les données de test prises sur les modules finals de l'expérience.

d) Avantages d'ALGORIX

- ALGORIX permet de reproduire les dépôts d'énergie hadronique dans un calorimètre avec un rapport e/π et une résolution hadronique exactes (c/e et R_c ont été ajustés pour cela), ce qui n'est pas le cas de GHEISHA. Bien qu'étant rapide, la qualité des fluctuations spatiales et des corrélations sont aussi bonnes que celles reproduites par GHEISHA. Enfin, contrairement aux formules paramétriques déjà existantes, les paramètres essentiels du modèle (μ/e , R_{em} , c/e , R_c) ont tous un sens physique.

- Les gerbes générées par ALGORIX doivent en partie leurs fluctuations à celles de production des π^0 . On verra au chapitre II-3 qu'on peut leur appliquer la méthode de pondération avec des résultats satisfaisants.

- Cette méthode de simulation est parfaitement adaptable à un calorimètre mixte (Pb/Fe). Les paramètres μ/e , R_{em} , c/e et R_c dépendent alors du milieu calorimétrique utilisé.

- Enfin, en faisant varier l'énergie de coupure réalisant la discrimination entre secondaires lents et rapides après une interaction hadronique, on fait varier le nombre de secondaires à suivre et donc la complexité de l'algorithme général. On dispose donc avec ALGORIX d'un algorithme de simulation dont on peut varier le degré de détail depuis la description très détaillée (suivi de toutes les traces) jusqu'à la plus simple (dépôt après la première interaction d'un continuum et d'un π^0 sans secondaires rapides).

II-3 LES TECHNIQUES DE PONDERATION

L'estimation la plus simple, pour déterminer l'énergie d'une particule ayant traversé un calorimètre, consiste à sommer les valeurs des canaux touchés par la gerbe:

$$E = \sum_i E_i .$$

Quand la particule incidente est électromagnétique (e^\pm , γ , π^0), cette somme réalise le meilleur estimateur d'énergie si les canaux sont correctement intercalibrés - ils délivrent tous le même signal lorsqu'ils sont traversés par un muon au minimum d'ionisation; les fluctuations de l'énergie visible sont alors exclusivement dues aux effets d'échantillonnage (voir II introduction) et il est impossible de les récupérer à partir des valeurs des signaux lus. A énergie incidente E_F fixée (énergie du faisceau dans un test), E présente une distribution gaussienne dont la valeur moyenne $\langle E \rangle$ est proportionnelle à E_F et la résolution $\sigma(E)/\langle E \rangle$, à $E_F^{-1/2}$. La calorimétrie électromagnétique est donc une chose aisée.

Ces dernières propriétés ne sont pas vraies pour l'estimateur E dans le cas où la particule incidente est un hadron. La distribution de E à E_F fixée n'est pas gaussienne - elle présente un excès d'événements d'énergie supérieure à la valeur moyenne (voir figure 44), $\langle E \rangle$ n'est pas proportionnel à E_F ou, autrement dit, le rapport π/e dépend de E_F ; enfin la résolution $\sigma(E)/\langle E \rangle$ décroît moins rapidement que $E_F^{-1/2}$ quand E_F croît et prend des valeurs importantes (70% à 90% $E_F^{-1/2}$).

Nous savons que les fluctuations d'une gerbe hadronique sont dues non seulement aux effets d'échantillonnage, mais aussi aux fluctuations de production des π^0 . Ce dernier effet, contrairement au premier, s'étend sur plusieurs canaux du calorimètre : un π^0 dépose son énergie sur $\sim 25 X_0$ et les canaux du calorimètre électromagnétique contiennent de 3 à 11 X_0 , ceux de l'hadronique, 10 X_0 . On a donc espoir de remonter à une meilleure information sur l'énergie incidente grâce à un estimateur de l'énergie plus sophistiqué que la simple somme des signaux.

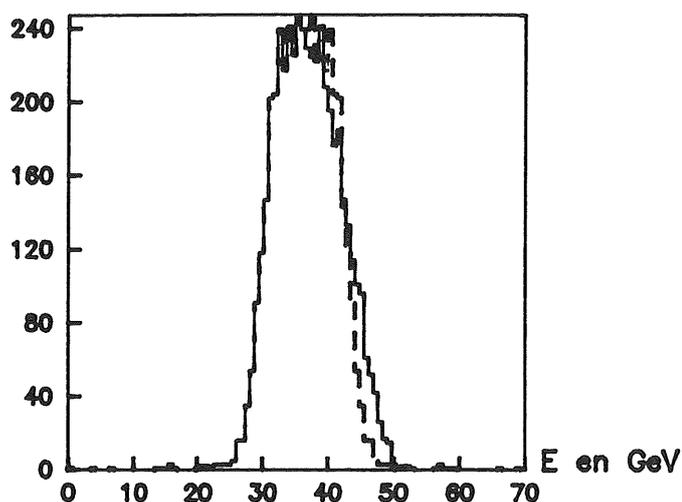


Figure 44: Distribution de E à énergie incidente fixée
(en pointillé, une distribution symétrique).

L'expérience CDHS est la première à avoir mis en oeuvre cette idée [18]. Ayant remarqué que les événements en excès aux grandes valeurs de E (figure 44) sont topologiquement courts -les canaux contiennent alors une grande densité d'énergie-, on décide de pondérer la valeur de chaque canal E_i par un poids p_i d'autant plus petit que l'énergie E_i est grande. En pratique

$$p_i = \max(\delta, 1 - \eta E_i),$$

où η est un paramètre à déterminer et δ sera pris égal à 0,7, comme on le verra par la suite. Considérant que les événements à grande valeur de E

contiennent plus de π^0 que les autres, on désire donc amoindrir, à l'aide de p_i , le signal des π^0 jusqu'au niveau de celui des autres composants de la gerbe. La présence de la coupure δ peut se comprendre par le fait qu'à partir d'une certaine valeur de l'énergie d'un canal, ce dernier ne contient pratiquement plus que des π^0 . Son signal doit alors être amoindri jusqu'à celui de la partie hadronique, soit dans la proportion du rapport (h/e) intrinsèque du calorimètre (rapport entre les rendements calorimétriques de la partie purement hadronique h et d'un électron e) qui vaut environ 0,4-0,5. La somme de tous les termes $p_i E_i$ est donc censée représenter le contenu énergétique d'une gerbe hadronique exprimé en quelque sorte en termes d'énergie des pions chargés, donc de la partie purement hadronique de la gerbe. Il faut donc multiplier cette somme par un coefficient C de manière représenter correctement l'énergie incidente. Le nouvel estimateur de l'énergie est donc

$$E_P = C \sum_i \max(0,7 ; 1 - \eta E_i) E_i .$$

Dans la pratique, on cherche à énergie incidente fixée E_F , la valeur de η rendant la résolution $\sigma(E_P)/\langle E_P \rangle$ optimale et la valeur de C telle que pour ce η , $\langle E_P \rangle = E_F$. On constate que η dépend de E_F ; on le représente donc par une formule paramétrique. A partir d'un événement d'énergie inconnue, on calcule la somme des canaux comme première estimation, puis la valeur de η . On peut alors obtenir E_P qu'on montre être une meilleure estimation de l'énergie que la simple somme au sens d'une meilleure résolution $\sigma(E_P)/\langle E_P \rangle$. De plus, la distribution de E_P devient gaussienne, et grâce au coefficient C , la réponse du calorimètre est linéaire.

1) APPLICATION DE LA METHODE DE PONDERATION POUR H1

Nous désirons adapter la méthode de pondération précédente au calorimètre de H1. Nous travaillons ici avec le calorimètre du test dans sa première version (voir I-1). Ce dernier présente deux aspects qui conduisent à des modifications:

- On a affaire à deux milieux calorimétriques successifs, l'électromagnétique (CEM) et l'hadronique (CH) différents quant à leurs composants (Pb et Cu) et leurs caractéristiques dimensionnelles. On conçoit que le coefficient η soit différent pour chaque milieu.

- Tous les canaux du calorimètre n'ont pas le même volume. Or c'est la densité d'énergie qui importe pour calculer le poids qui affectera chaque canal.

Ce poids sera donc

$$p_i = \max \left(\delta, 1 - \eta \frac{E_i}{V_i} \right) ,$$

où V_i est le volume du canal i et $\delta \sim 0,7$.

On procède d'abord à une pré-calibration de manière à ce que la somme des canaux E_i ait E_F , énergie du faisceau comme valeur moyenne. On écrit alors les valeurs des énergies pondérées dans chaque calorimètre de la façon suivante:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{P,CEM} = \sum_{i \in CEM} \max \left(\delta_{CEM}, 1 - \eta_{CEM} \frac{E_i}{V_i} \right) E_i \\ E_{P,CH} = \sum_{i \in CH} \max \left(\delta_{CH}, 1 - \eta_{CH} \frac{E_i}{V_i} \right) E_i \end{array} \right.$$

Pour compenser la diminution d'énergie due aux poids, on multiplie $E_{P,CEM}$ et $E_{P,CH}$ respectivement par les facteurs

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{CEM} = \langle E_{CEM} \rangle / \langle E_{P,CEM} \rangle \\ C_{CH} = \langle E_{CH} \rangle / \langle E_{P,CH} \rangle \end{array} \right.$$

où

$$E_{CEM} = \sum_{i \in CEM} E_i \quad \text{et} \quad E_{CH} = \sum_{i \in CH} E_i.$$

Ainsi l'énergie pondérée finale d'une gerbe s'écrit:

$$E_P = C_{CEM} E_{P,CEM} + C_{CH} E_{P,CH}.$$

On détermine alors η_{CEM} , η_{CH} , de manière à minimiser $\sigma(E_P) / \langle E_P \rangle$, δ_{CEM} et δ_{CH} étant par ailleurs fixés. On trouve que $\delta_{CEM} = \delta_{CH} = 0,68$ sont des valeurs optimales. Les valeurs η_{CEM} , η_{CH} , C_{CEM} et C_{CH} se trouvent dépendre de l'énergie E_F [3]. On peut aisément obtenir une représentation paramétrique de ces quatre termes.

Comment détermine-t-on alors l'énergie d'un événement (E_i)? On estime E_F grâce à la simple somme des canaux. Cette valeur permet d'obtenir η_{CEM} , η_{CH} , C_{CEM} et C_{CH} . On est alors en mesure de calculer E_P . On itère alors ce procédé en ré-estimant les η et C grâce à cette valeur E_P ce qui permet d'en calculer une seconde $E_{P,2}$. On montre que plus de 3 itérations n'apportent aucun gain supplémentaire en résolution.

La table suivante montre l'amélioration obtenue pour la mesure de l'énergie:

E [GeV]	30	50	170	230
$\frac{\sigma(E)}{\langle E \rangle} \sqrt{E_F}$ sans pondération	61%	64%	74%	76%
$\frac{\sigma(E_P)}{\langle E_P \rangle} \sqrt{E_F}$ avec pondération	49%	52%	55%	55%

Table 12

Remarquons que la précédente méthode a été élaborée à partir d'événements hadroniques totalement contenus dans l'appareillage de la première version: cela signifie que le dernier segment hadronique ne contenait que du bruit au sens d'une "suppression de zéro à 3 écarts standards de bruit". On a montré depuis [19] que les événements plus long (donc qui déposent de l'énergie dans le fer instrumenté placé derrière le calorimètre) peuvent être également corrigés par cette méthode: il suffit de pondérer uniquement les signaux venant du calorimètre à argon liquide, puis d'ajouter l'énergie déposée dans le fer instrumenté, somme toutefois pondérée pour tenir compte du fait que de l'énergie est perdue dans l'espace séparant le calorimètre à argon liquide du fer (environ $1,4 \lambda$).

Pour pouvoir appliquer la méthode de pondération telle qu'elle est ci-dessus décrite, il est nécessaire de partir d'un événement topologiquement isolé des autres agrégats d'énergie déposés dans le calorimètre. Cependant, on a montré, dans le cadre des tests, qu'en superposant plusieurs dépôts de pions, on pouvait reconstruire l'énergie en pondérant, avec une linéarité meilleure que 1,5%.

2) INTERPRETATION DE LA METHODEa) Interprétation géométrique

Pour simplifier, oublions le terme δ dans le poids p_i et plaçons-nous dans un calorimètre homogène (3^{ème} version, voir I-1) en fer. Nous écrirons notre énergie pondérée sous la forme

$$E_P = \sum_i (1 - \eta E_i) E_i,$$

et nous chercherons η qui minimise $\sigma(E_P)/\langle E_P \rangle$. On peut écrire

$$E_P = \sum_i E_i - \eta \sum_i E_i^2$$

A énergie de faisceau E_F fixée, visualisons figure 45 l'histogramme bidimensionnel de $(\sum E_i, \sum E_i^2)$. Il présente au premier ordre une corrélation linéaire entre les deux quantités. Trouver la valeur optimale de η , c'est lire l'énergie dans la plus petite direction de l'ellipse de corrélation. Afin que la valeur lue sur cet axe fournisse une estimation en GeV de l'énergie déposée, nous renormalisons E_P en le multipliant par un coefficient idoine C.

Lorsque E_F varie, la position et les directions des axes de l'ellipse de corrélation bougent dans le plan $(\sum E_i, \sum E_i^2)$, voir figure 46. Ainsi, pour chaque valeur de E_F , on détermine les quantités $\eta(E_F)$ et $C(E_F)$, qu'on interpôle entre deux valeurs de l'énergie du faisceau E_F . On sait alors calculer l'énergie pondérée d'un événement en estimant η et C avec $\sum E_i$ au lieu de E_F , soit :

$$E_P = C(\sum_j E_j) \sum_i E_i - \eta(\sum_j E_j) E_i^2 .$$

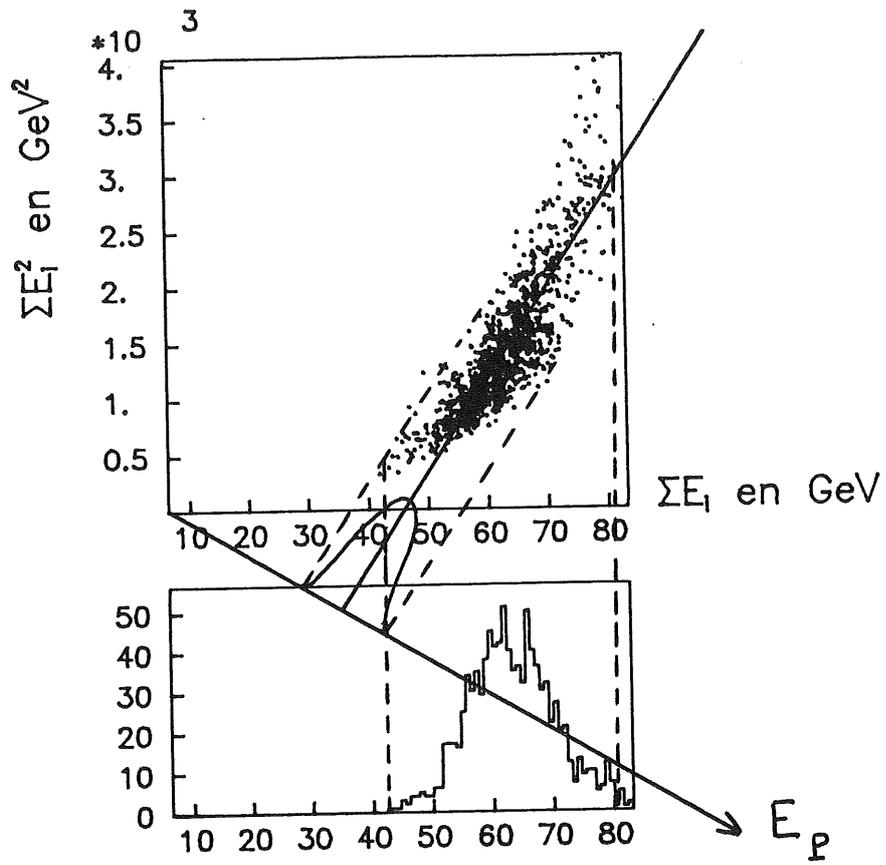


Figure 45

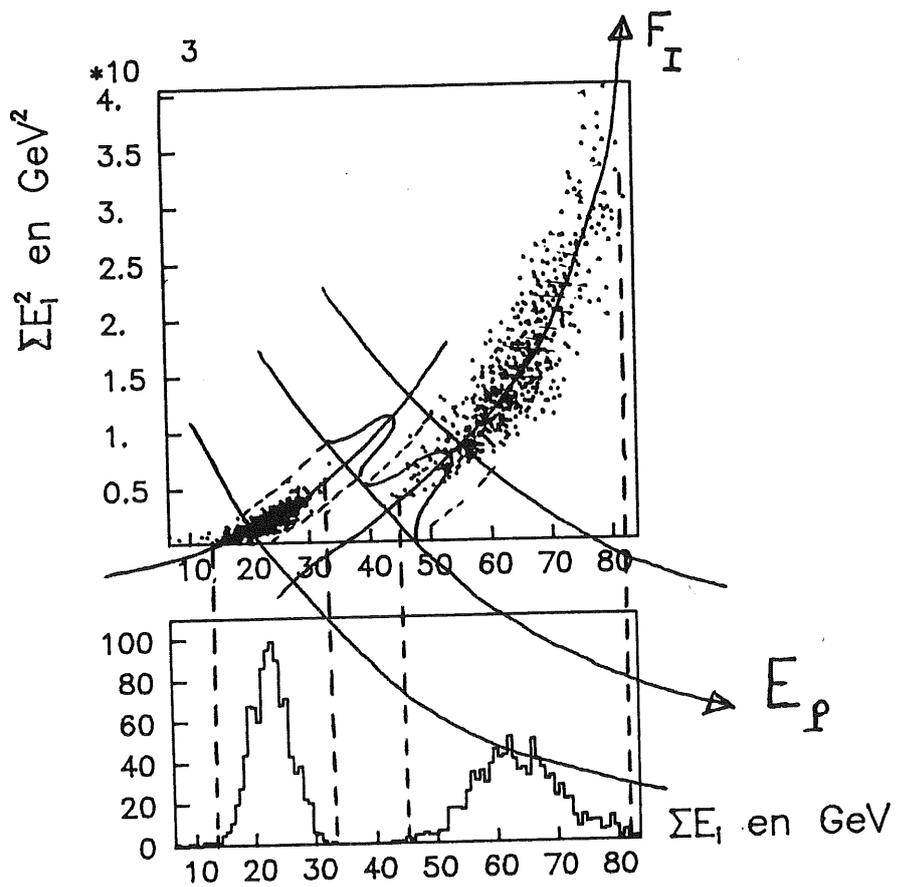


Figure 46

Cette formule induit une transformation curviligne du plan $(\Sigma E_1, \Sigma E_1^2)$ vers deux variables (E_P, F_I) . L'énergie pondérée E_P se lit sur l'une des géodésiques. L'autre, F_I , contient une information inutile à l'estimation de l'énergie; elle correspond aux fluctuations intrinsèques de gerbe, autres que celles des π^0 , donc aux fluctuations de forme n'influant pas sur l'énergie totale déposée. La figure 46 nous montre donc pourquoi il est préférable d'estimer l'énergie sur la courbe E_P plutôt que sur l'axe ΣE_1 . Nous y voyons comment le terme ΣE_1^2 apporte une information supplémentaire au terme ΣE_1 pour une meilleure mesure de l'énergie.

b) Interprétation grâce à ALGORIX

La méthode de pondération prétend baisser le rendement calorimétrique des π^0 au niveau de celui de la partie purement hadronique de la gerbe (i.e. dans le rapport $(h/e)_{\text{intrinsèque}}$). C'est ce que nous espérons réaliser en remplaçant l'énergie d'un canal E_1 par le terme $p_1 E_1$ où $p_1 \leq 1$. Nous voulons montrer ici que cette diminution de l'énergie des canaux correspond réellement à une correction de la composante électromagnétique d'une gerbe hadronique.

Nous disposons d'ALGORIX (voir II-2) pour mener à bien cette étude. Cependant, au lieu de déposer l'énergie sous forme électromagnétique (π^0) et purement hadronique, ALGORIX distingue une composante π^0 énergétique E_{π^0} d'une composante continuum E_C contenant les parties purement hadronique et électromagnétique de basse énergie; le rendement calorimétrique du continuum est c/e .

Pour mieux comprendre l'effet de la pondération sur les gerbes produites par ALGORIX, nous simplifierons ces dernières ainsi:

- Nous supprimons l'énergie que les π^\pm rapides perdent par ionisation
- Nous supprimons les fluctuations intrinsèques des sous-gerbes électromagnétiques et continuum: $R_{\pi^0} = R_C = 0\%$.
- Le coefficient d'atténuation du continuum est constant et ne dépend plus de l'énergie.

Ainsi une particule incidente d'énergie E_F voit son énergie divisée en deux catégories par les interactions de la gerbe

$$E_F = E_{\pi^0} + E_C .$$

L'énergie alors lue dans le calorimètre est

$$E_{\text{lue}} = E_{\pi^0} + \frac{c}{e} E_C = \sum_i E_i .$$

L'effet de la pondération consiste à remplacer dans l'expression ci-dessus le terme E_{π^0} par $(c/e)E_{\pi^0}$, c'est-à-dire à donner aux π^0 un rendement calorimétrique égal à celui du continuum. On doit alors comparer

$$\frac{c}{e} E_{\pi^0} + \frac{c}{e} E_C \quad \text{et} \quad \sum_i p_i E_i ,$$

ou autrement écrit,

$$\sum_i E_i - \left(1 - \frac{c}{e}\right) E_{\pi^0} \quad \text{et} \quad \sum_i E_i - \sum_i (1 - p_i) E_i .$$

Nous étudions alors, grâce à ALGORIX, la corrélation existant entre les quantités

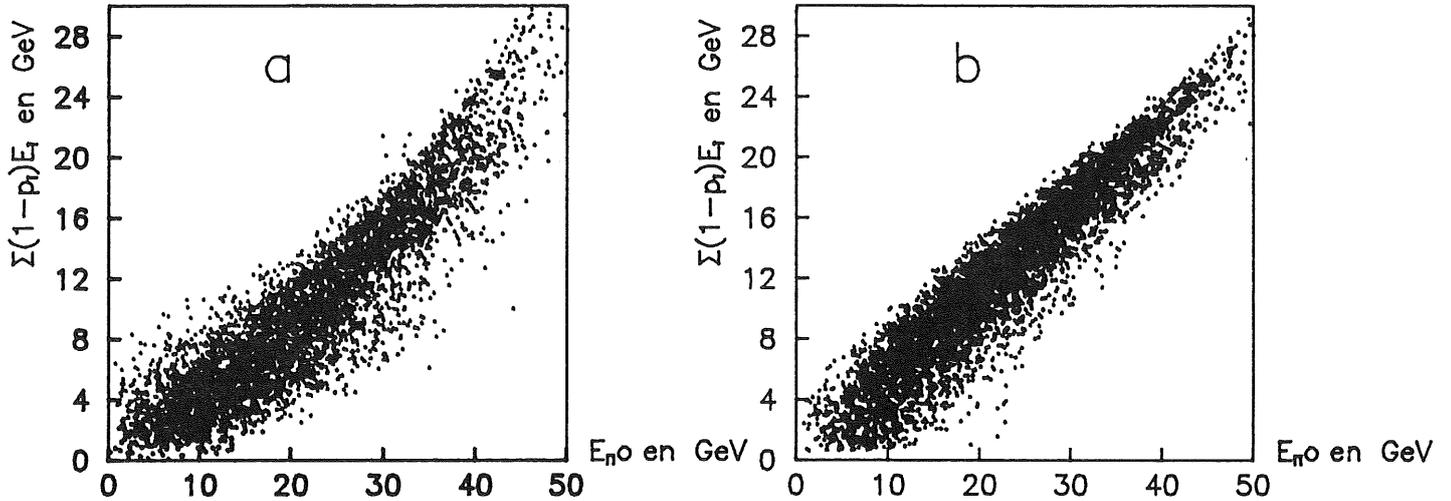
$$\sum_i (1 - p_i) E_i \quad \text{et} \quad E_{\pi^0} ,$$

et ce pour différents types de poids p_i :

- (a) $p_i = 1 - \eta E_i$
- (b) $p_i = \max(\delta, 1 - \eta E_i)$.

Dans chacun des cas, les coefficients sont déterminés pour obtenir une résolution maximale sur des événements décrits ci-dessus. Les figures 47a et b montrent la corrélation des deux quantités. On constate immédiatement que

la présence du terme δ permet une dépendance plus linéaire qu'en son absence. Ceci s'explique aisément lorsqu'une gerbe contient un terme E_{π^0} important, il est préférable de corriger tous les canaux fortement touchés par une constante (ici δ) plutôt que par un poids dépendant de l'énergie du canal.



Figures 47 a et b: Corrélations entre E_{π^0} et $\Sigma(1-p_i)E_i$ pour deux types de poids différents.

Remarquons que la dépendance entre E_{π^0} et $\Sigma(1-p_i)E_i$ n'est pas vraiment linéaire mais affine. En effet, lorsque la gerbe ne contient aucun π^0 , $E_{\pi^0} = 0$, mais son énergie est déposée comme énergie du continuum. Le terme $\Sigma(1-p_i)E_i$ n'est donc pas nul. Cependant nous constatons que ce terme constant est petit; une fois multiplié par le coefficient de compensation C , il devient négligeable devant l'effet de dépendance de $\Sigma(1-p_i)E_i$ en fonction de E_{π^0} .

Comment pouvons-nous expliquer physiquement la corrélation des deux termes E_{π^0} et $\Sigma(1-p_i)E_i$? Pour simplifier, plaçons-nous dans le cas d'un poids $p_i = 1 - \eta E_i$. On cherche donc à expliquer la dépendance entre E_{π^0} et ΣE_i^2 . Nous pouvons le comprendre comme suit: le terme ΣE_i^2 est caractéristique de la répartition de l'énergie dans les canaux i . A ΣE_i constante, ΣE_i^2 sera d'autant plus grand que l'énergie totale sera concentrée dans un nombre minimal de canaux, d'autant plus petite qu'elle sera au contraire également distribuée dans un nombre maximal de canaux. Il existe deux effets qui jouent sur la répartition spatiale de l'énergie:

- Dans les dimensions transversales, on sait que le continuum est beaucoup plus large (≈ 7 cm), qu'une gerbe électromagnétique (≈ 2 cm). Plus une gerbe contient une fraction importante de π^0 , plus le nombre des canaux faiblement touchés est petit. Ceci contribue à une valeur élevée de ΣE_i^2 .

- Longitudinalement, on constate en comparant les profils du continuum et des π^0 qu'ils sont très similaires, dans notre calorimètre où $l \lambda$ équivaut à $10 X_0$ (voir figure 48); ils sont seulement légèrement translatés l'un par rapport à l'autre.

Ce n'est donc pas au niveau des sous-gerbes qu'on peut faire la différence entre continuum et π^0 . Cependant si une gerbe contient peu de π^0 , c'est que les interactions hadroniques en ont produit peu. Outre la composante continuum sortant de ces interactions, si peu d'énergie est produite sous forme π^0 , davantage de π^\pm rapides seront produits (voir figure 31b) Ces π^\pm interagissent plus en arrière de la gerbe pour donner une majorité d'énergie sous forme de continuum et à nouveau des π^\pm rapides. Ainsi un événement hadronique sans π^0 sera plus long qu'un événement en contenant car, contenant alors plus de π^\pm rapides, ceux-ci sont susceptibles de porter d'énergie plus profond dans le calorimètre. Cette dernière remarque explique pourquoi la procédure de pondération fonctionne aussi en partant, à la place des signaux E_i de chaque canal, des valeurs des signaux intégrés sur chaque segment longitudinal.

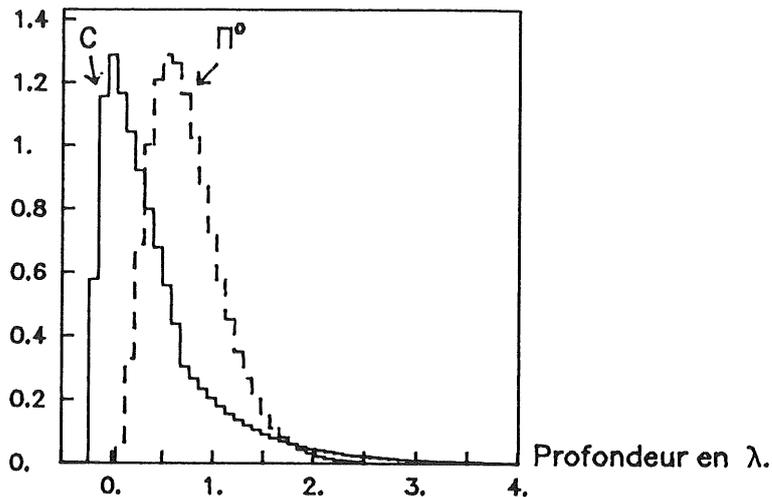


Figure 48: Comparaison des profils longitudinaux du continuum (c) et d'un π^0 .

Enfin les figures 47a et b nous fournissent une dépendance quantitative entre E_{π^0} et $\Sigma(1-p_i)E_i$. Si la pondération remplit correctement son rôle, $\Sigma(1-p_i)E_i$ doit reproduire au mieux le terme $(1-c/e)E_{\pi^0}$. Les événements ayant servi à réaliser les figures 47 ont été générés avec un coefficient $c/e = 0,52$. Un ajustement linéaire sur la figure 47b donne $c/e \approx 0,50$.

3) UNE AUTRE METHODE DE PONDERATION

a) Présentation

Dans la méthode de pondération utilisée précédemment, les poids avaient une forme mathématique fixe. Ce sont les paramètres de cette forme qu'on a ajustés pour optimiser le processus de pondération. Nous avons expliqué la dépendance du coefficient p_i avec l'énergie du canal mais rien ne prédestine à choisir une forme particulière pour ce poids. Aussi nous choisirons ici une forme générale de l'énergie pondérée

$$E_p = \sum_i p\left(\frac{E_i}{V_i}\right) E_i ,$$

où p est une fonction à déterminer, et V_i le volume du canal i .

Remarquons de suite que cette forme est la plus générale mais aussi la plus raisonnable. En effet, la structure géométrique des canaux de l'expérience finale est très complexe car les particules peuvent y arriver avec des angles d'incidence variés. On est donc bien loin du calorimètre de test avec sa structure orthogonale (voir figure 49). Il semble, par exemple, très difficile dans le cadre du calorimètre final de tenir compte pour pondérer un canal i des signaux reçus par ces voisins; en effet le voisinage d'un canal change avec la position de ce dernier. Il est donc plus raisonnable de pondérer chaque canal par un coefficient dépendant seulement du signal de celui-ci.

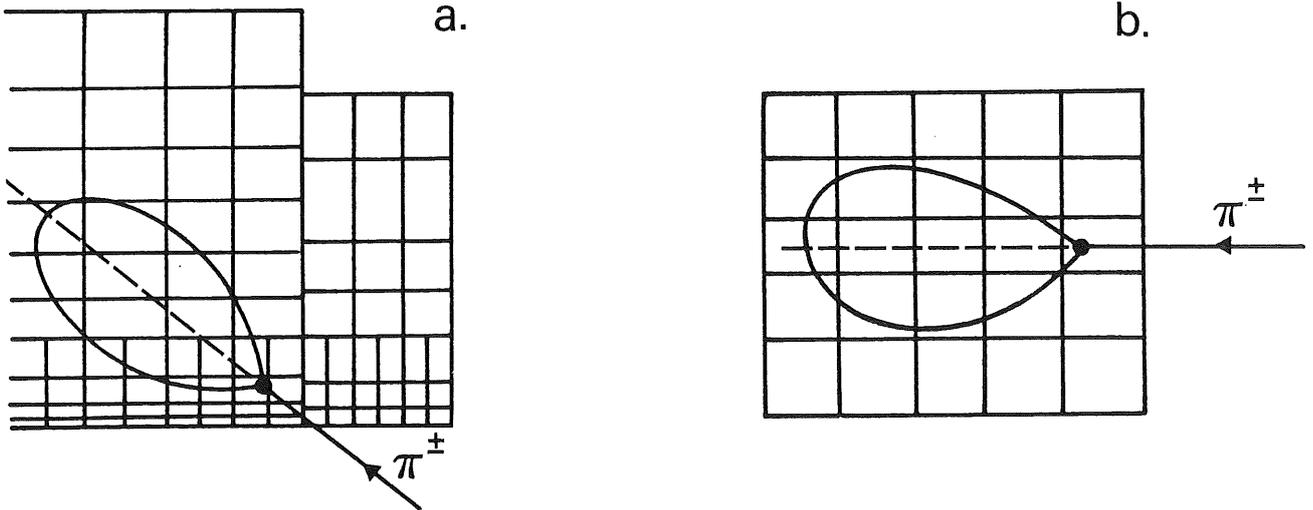
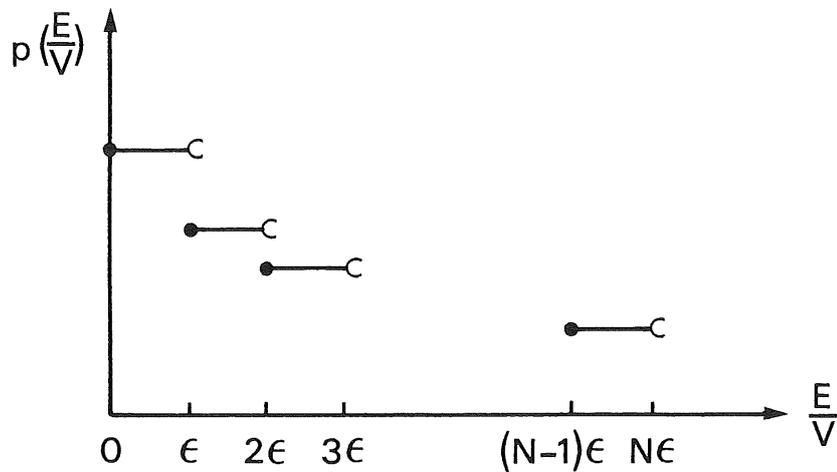


Figure 49: Particule entrant dans le calorimètre final de H1 (a) et dans le calorimètre de test (b).

Nous désirons déterminer p pour une énergie de faisceau E_F donnée de manière à minimiser la quantité $\sigma(E_p)/\langle E_p \rangle$ tout en vérifiant la contrainte $\langle E_p \rangle = E_F$. Il s'agit donc d'un ajustement (fit) fonctionnel. Pour le réaliser pratiquement, nous allons approcher la fonction p par une fonction en escalier d'un pas ϵ : elle sera donc caractérisée par N valeurs (a_1, \dots, a_N) , N tel que $N\epsilon$ soit de l'ordre de la dynamique des canaux

$$p\left(\frac{E}{V}\right) = \sum_{n=1}^N a_n \chi_{I_n}\left(\frac{E}{V}\right)$$

où $I_n = [(n-1)\epsilon, n\epsilon[$ et $\chi_{I_n}(E/V) = 1$ si $E/V \in I_n$, 0 autrement.



L'énergie pondérée s'écrit donc:

$$E_p = \sum_{n=1}^N a_n U_n$$

où

$$U_n = \sum_i E_i \chi_{I_n}\left(\frac{E_i}{V_i}\right)$$

Le problème consiste alors à chercher les meilleures valeurs (a_n) qui rendent l'estimateur E_p le plus représentatif possible de E_F . Pour cela nous n'utiliserons pas ici la minimisation de $\sigma(E_p)/\langle E_p \rangle$ avec la contrainte $\langle E_p \rangle = E_F$ mais celle de χ^2 suivant:

$$\chi^2(a_1, \dots, a_n) = \sum_{ev} \frac{1}{V(E_p)} (E_p - E_F)^2,$$

où la somme porte sur tous les événements d'un lot à une énergie de faisceau E_F fixée. Il est à peu près équivalent de minimiser $\sigma(E_p)/\langle E_p \rangle$ et $\Sigma(E_p - E_F)^2$ car seul $\sigma(E_p)$ importe surtout dans la minimisation de la première expression, et ce terme $\sigma(E_p)$ ressemble beaucoup à $\sigma(E_p - E_F)$ avec la contrainte $\langle E_p \rangle = E_F$. $V(E_p)$, variance de E_p , est l'erreur au carré sur E_p intervenant dans le χ^2 . Chaque événement de la somme étant indépendant, elle est la même pour chacun d'eux. On conçoit d'autre part que sa valeur ne variera pas beaucoup avec les paramètres (a_n), mais que c'est plutôt le numérateur $(E_p - E_F)^2$ qui fixera les valeurs optimales des (a_n). Aussi chercherons nous à minimiser le pseudo- χ^2 :

$$\chi_0^2(A) = \sum_{ev} (E_p - E_F)^2$$

qui, si on utilise les notations matricielles

$$A_n = a_n, \quad \Gamma_{nm} = \langle U_n U_m \rangle, \quad M_n = \langle U_n \rangle$$

s'écrit

$$\chi_0^2(A) = N_{ev} (E_F^2 + {}^t A \Gamma A - 2E_F {}^t M A)$$

où N_{ev} est le nombre d'événements utilisés.

On trouve aisément comme valeur optimale de A ,

$$A_0 = E_F \Gamma^{-1} M.$$

Afin de déterminer les erreurs sur les coefficients (a_n), on estime l'erreur $V(E_p)$ intervenant dans le χ^2 par sa valeur au point A_0 . Celle-ci prend la forme

$$\begin{aligned} V_0 = V(E_p) \Big|_{A=A_0} &= [{}^tAMA - (MA)^2]_{A=A_0} \\ &= {}^tMA_0 (E_F - {}^tMA_0). \end{aligned}$$

La matrice d'erreur est alors

$$\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial A \partial A} = \frac{N_{ev}}{V_0} \Gamma$$

et l'erreur sur a_n

$$\Delta a_n = \sqrt{2 \frac{V_0}{N_{ev}} (\Gamma^{-1})_{nn}}$$

Enfin, il suffit de multiplier chaque valeur a_n par un coefficient global C de compensation de manière à ce que $\langle E_p \rangle = E_F$.

Cette méthode a été appliquée sur les événements pris au moyen de la 3^{ème} version du test (voir I-1). Pour s'affranchir des fuites à l'arrière, on a sélectionné les événements contenus c'est-à-dire ceux qui présentent un signal compatible avec du bruit dans le dernier segment. Les résultats de cette pondération concernant la résolution sont indiqués table 13. Ils sont comparables à ceux obtenus par la méthode précédente.

énergie du faisceau E_F en GeV	10	30	50	80
résolution avant pondération $\sqrt{E_F} \sigma(E) / \langle E \rangle$	74%	83%	90%	101%
résolution après pondération $\sqrt{E_F} \sigma(E_p) / \langle E_p \rangle$	52%	46%	45%	43%

Table 13

Le profil de la fonction de pondération (figure 50) nous permet de constater que :

- le coefficient de pondération prend une valeur constante pratiquement compatible avec 1 dès que la densité d'énergie dans le canal E_1/V_1 dépasse une certaine dynamique. Ceci rejoint l'explication de la présence de la coupure δ dans la précédente méthode de pondération. On peut du reste constater que les valeurs de ces deux plateaux (des deux méthodes) sont compatibles.

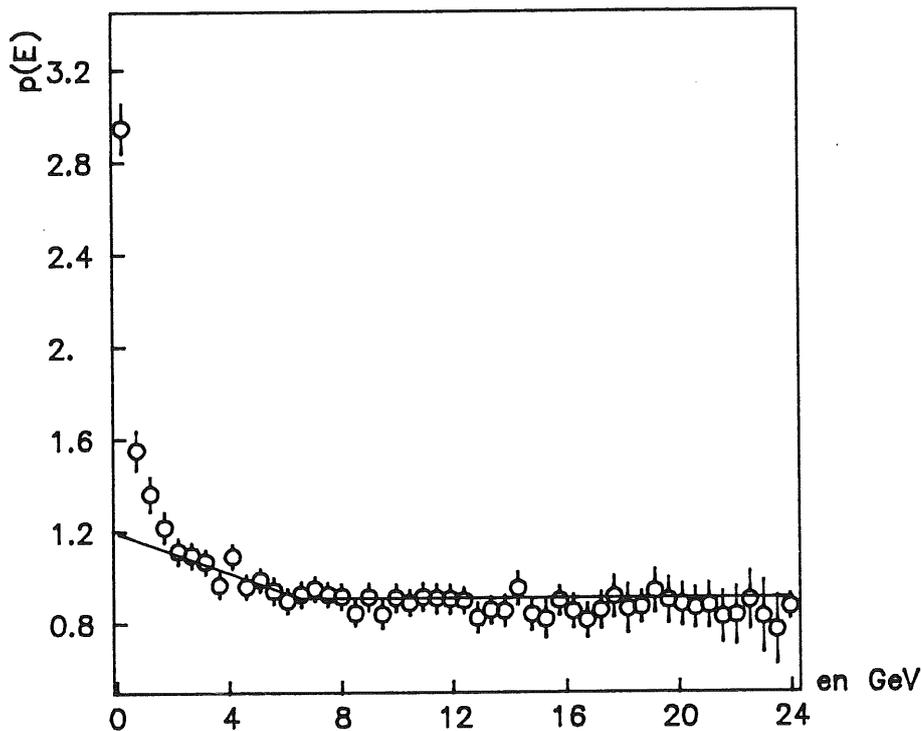


Figure 50: Fonction de pondération $p(E)$. En trait plein, le poids

$$p_i = \max(\delta, 1 - \eta E_i).$$

- A basse dynamique des canaux, la nouvelle fonction de pondération s'adapte beaucoup mieux que l'ancien terme $1-\eta E$ qui est trop contraint. On constate que la fonction $p(E)$ croît très vite quand E tend vers 0. Cependant ce poids n'a de sens que si E peut être considéré comme un vrai signal et non comme du bruit; il est alors presque toujours dû à une queue de sous-gerbe du continuum très étalée et se voit donc multiplié par un coefficient important (3 à 4). Il est clair qu'un coefficient de pondération si élevé n'a pas de sens. Un canal ne contenant que du continuum devrait être pondéré par e/c voisin de 1,8 à 2 pour être rehaussé au niveau des π^0 . Cependant on doit bien réaliser qu'en appliquant la pondération, c'est l'ensemble d'une gerbe dont on corrige l'énergie et non la valeur de chaque canal individuellement.

b) Application de cette méthode sur les données simulées

Dans le contexte de l'expérience finale, nous savons comment utiliser les méthodes de pondération pour estimer l'énergie déposée; il faut d'abord reconstruire les dépôts d'énergie dans le calorimètre (grâce en partie à l'information provenant du détecteur central), puis appliquer la pondération sur chaque agrégat hadronique.

Lorsque nous simulons un événement dans le cadre du programme de simulation de l'expérience, nous appliquons la même méthode de reconstruction et ensuite la méthode de pondération.

Nous voulons étudier ici comment cette dernière fonctionne lorsqu'elle est appliquée aux données simulées. Nous allons le faire dans le cadre du calorimètre de la 3^{ème} version (voir I-1) et comparer avec les données prises dans le même appareillage.

Nous nous plaçons dans les mêmes conditions de coupure sur le dernier segment que dans le cas de vraies données. Nous déterminons à chaque énergie de faisceau (10, 30, 50, 80 GeV) une fonction de pondération optimale que

nous pouvons comparer à celles obtenues à partir de vraies données. La figure 51 nous montre cette comparaison. Les deux fonctions de pondération (données et simulation) sont très semblables (seule celle à 10 GeV semble systématiquement inférieure pour les grandes dynamiques: nous pouvons l'expliquer car 10 GeV est la première énergie à laquelle on commence l'ajustement d'ALGORIX -voir figure 39- et les paramètres c/e , R_c sont pris constants entre 0 et 10 GeV. Cet ajustement bien que satisfaisant n'est donc pas idéal).

Nous avons validé la qualité d'ALGORIX, au chapitre II-2, en comparant qualitativement les histogrammes et figures de corrélation. Nous disposons ici, en la superposition des fonctions de pondération d'une preuve plus quantitative de la capacité d'ALGORIX à reproduire les données du test. Cependant, c'est pour les basses valeurs de l'énergie des canaux que ces fonctions diffèrent le plus. Ceci traduit la difficulté qu'un algorithme de simulation rencontre pour reproduire correctement les canaux peu touchés par la gerbe (canaux transversaux et en fin de gerbe). Cette comparaison se fait juge de la qualité du profil transversal du continuum.

Notre but pour l'expérience H1 est de posséder un unique programme de reconstruction et de pondération, aussi bien pour les événements réels que pour ceux simulés. Nous voudrions donc pondérer des événements simulés avec la fonction p obtenue avec les données. La table 14 nous montre les résultats: les résolutions obtenues sont évidemment un peu moins bonnes que celles trouvées avec la fonction de pondération optimale pour les données simulées. Cependant, elles ne sont pas très différentes car les fonctions de pondération des données de test et simulées se diffèrent pas non plus beaucoup. Plus gênant est l'écart des valeurs moyennes de l'énergie pondérée. Cet écart est supérieur à 5% ce qui est inacceptable dans un calorimètre qu'on voudrait précis à 1%.

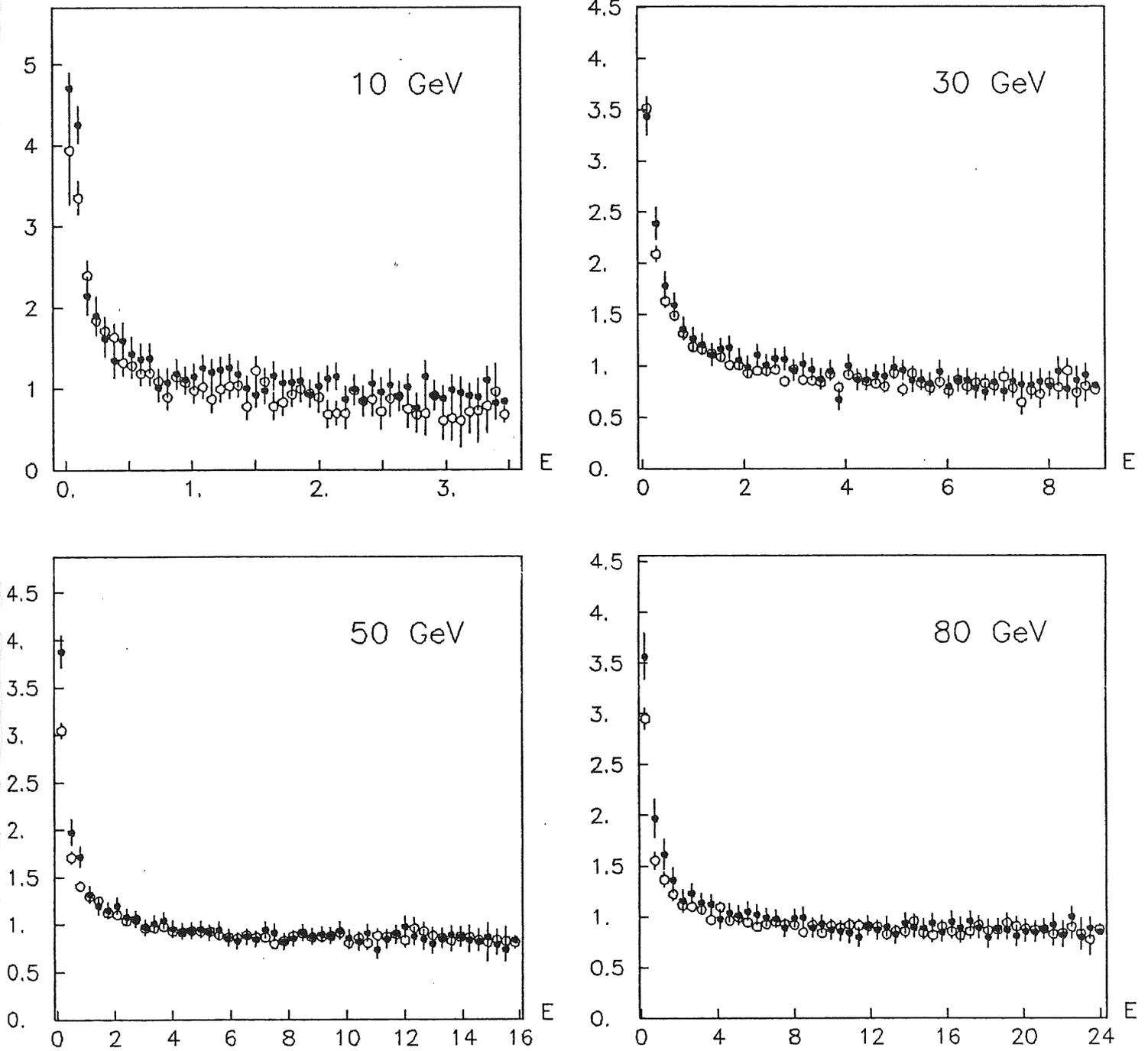


Figure 51: Comparaison des fonctions de pondération $p(E)$, E en GeV, pour diverses valeurs de l'énergie incidente.
(cercles ouverts = données de test, points noirs = ALGORIX)

Energie du faisceau	Résolution obtenue par pondération avec la fonction de pondération d'ALGORIX	Résolution obtenue avec la fonction de pondération des données	Valeur moyenne de l'énergie pondérée
10	56%	60%	10,7
30	51%	58%	31,8
50	50%	56%	53,9
80	54%	61%	86,6

Table 14 : Résultats de la pondération des événements produits par ALGORIX avec les fonctions de pondération obtenue à partir de ces dernières et à partir d'événements réels.

Nous pouvons donc utiliser la fonction de pondération des données de test sur les données simulées mais un coefficient global est nécessaire pour la renormaliser.

4) CONCLUSION

Nous disposons donc de méthodes de pondération donnant des résultats satisfaisants pour l'estimation de l'énergie des hadrons: la résolution $\sigma(E_p)/\langle E_p \rangle$ vaut alors environ $50\% E_p^{-1/2}$, alors qu'avant pondération celle-ci décroissait moins vite que $E_p^{-1/2}$. Nous avons montré que la correction apportée par la pondération est directement reliée à la composante électromagnétique des gerbes hadroniques. Ce sont donc bien les fluctuations des π^0 qu'on corrige grâce à ces méthodes. Enfin, nous avons vu que les données simulées par ALGORIX réagissent à la pondération de manière analogue aux données de test; les résolutions obtenues sont alors de $50-60\% E_p^{-1/2}$.

Futur immédiat... et plus lointain.

Presque simultanément à ce travail s'achève l'étape de la conception du calorimètre de l'expérience H1. Les modules finals sont à présent en cours de construction et testés en faisceau au CERN. Ces tests permettront d'ajuster le Monte Carlo rapide et de déterminer quantitativement les méthodes de pondération adaptées à ces modules.

ALGORIX est aisément ajustable sur des données de test. Cependant, dans la structure finale de l'appareillage, il est nécessaire de tester comment cet algorithme agit lorsque les particules traversent les zones mortes (cracks). On espère qu'il s'acquittera honorablement de cette tâche grâce à son pouvoir de reproduire les corrélations à longue distance. D'autre part, nous devons savoir comment la simulation se comportera lorsque les particules incidentes entreront avec un angle θ dans le calorimètre. Les jets enfin contiennent beaucoup de pions d'énergie voisine du GeV. Il est nécessaire qu'ALGORIX reproduise bien la réalité dans ce domaine d'énergie; des données de test y seront donc très utiles.

La méthode de pondération a prouvé son efficacité pour les hadrons isolés et d'énergie supérieure à 10 GeV, les résolutions en énergie alors obtenues sont de l'ordre de $50\% E^{-1/2}$. Nous manquons là encore de données pour déterminer les coefficients nécessaires à l'estimation pondérée de l'énergie. Dans ce domaine, ceux-ci varient très rapidement, et il est impossible de les extrapoler. Mais le problème majeur reste l'adaptation de la méthode de pondération aux jets. Composés de π^0 et π^\pm en proportions

fluctuantes, on pense pouvoir appliquer brutalement l'estimateur de pondération à ces agrégats. Des études ont montré qu'en superposant des pions chargés issus du test, on obtenait une résolution et un signal absolu satisfaisants. Des simulations de jets ont aussi donné des indications prometteuses, mais l'essentiel reste à faire dans ce domaine.

Les deux outils techniques, simulation rapide et pondération, permettront alors l'étude de deux aspects importants de l'expérience. La mise au point des algorithmes de sélection en temps réel des événements durant l'acquisition de données nécessite une simulation rapide et aussi précise que possible. Les méthodes de reconstruction des événements, a priori délicates à HERA à cause de la cinématique, utilisent les générateurs rapides de gerbes pour tester leur efficacité.

Un point crucial pour une bonne partie de la physique envisagée à H1 est la bonne connaissance des erreurs systématiques sur les mesures d'énergie. Dans le cas des courants neutres, une mesure de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ à mieux que 10% requiert une précision de 1% sur la calibration absolue. Si cette dernière tombe à 3%, le domaine en (x, Q^2) est réduit d'environ un tiers pour conserver une même précision sur F_2 . De façon analogue pour les courants chargés, une erreur systématique de 4% sur l'énergie reconstruite des jets diminue de moitié ($Q^2 \lesssim 10^3 \text{ GeV}^2$) le domaine cinématique [1 et 20]. Les tests en faisceau des modules finals demandent donc toute notre attention pour une bonne connaissance des effets systématiques, surtout en ce qui concerne la pondération des jets. Il est important de remarquer que si la calibration absolue est fondamentale, la taille du domaine cinématique n'est pas très sensible à la valeur de la résolution en énergie pour les hadrons après pondération ($\sim 50\% E^{-1/2}$).

En ce qui concerne les domaines de physique exploratoire, la qualité principalement requise est une bonne mesure de l'électron diffusé, en énergie et position. Le plus simple modèle supersymétrique (SUSY Standard Model) prédit des taux d'événements largement observables (de l'ordre de 100 par année) [21]; pour une somme des masses du selectron \tilde{e} et du squark le plus léger \tilde{q} comprise entre ~ 100 et 200 GeV , la section efficace varie de 5 à $0,1 \text{ pb}$ (la luminosité attendue étant de $\sim 700 \text{ pb}^{-1} \text{ an}^{-1}$). Ces événements

sont très aisément repérables par recherche de leur déviation par rapport à des événements plans (à trois corps finals; électron, jet de courant, jet spectateur). La précision des mesures est fondamentale.

Enfin, un outil qui se révèle puissant pour l'étude de nouveaux phénomènes est la polarisation du faisceau d'électrons ainsi que son changement de signe (positrons). Dans le cas de la recherche d'un courant chargé droit W_R par exemple [22], les sections efficaces $\sigma(e_R^- p \rightarrow \nu + \text{jets})$ et $\sigma(e_L^- p \rightarrow \bar{\nu} + \text{jets})$ diffèrent jusqu'à 60% pour les grands Q^2 . De même, les déviations dues à une seconde famille de bosons W_2 et Z_2 sont très difficilement mesurables en absence de polarisation. Par contre, avec la polarisation, on estime un écart de 20% pour $A_{POL} = (\sigma_R - \sigma_L) / (\sigma_R + \sigma_L)$ par rapport au modèle standard, pour une masse du Z' de l'ordre de 250 GeV.

ANNEXE: PRINCIPE DE LA CALORIMETRIE A ARGON LIQUIDE

Un calorimètre se présente souvent dans un gros détecteur comme une alternance de milieux radiateur (plaques en métal lourd: Fe, Pb, U) et de milieux de lecture. Les particules chargées perdent dans ce dernier leur énergie par ionisation. Le signal sortant du milieu de lecture doit reproduire au mieux cette perte.

Dans notre cas, le milieu actif comporte une épaisseur d'argon liquide L dans laquelle règne un champ électrique E intense ($\sim 1 \text{ kV/mm}$).

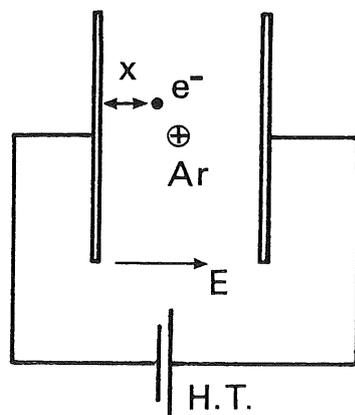


Figure 52

Lorsqu'une particule traverse ce milieu, elle dépose le long de sa trace de l'énergie sous forme de paires électron-ion Ar^+ . Notons q la charge totale de ces électrons. Sous l'effet du champ électrique, l'électron d'une paire $e^- - \text{Ar}^+$ (voir figure 52) dérive typiquement à une vitesse $\sim 200 \text{ ns/mm}$. L'ion Ar^+ a par contre une mobilité très inférieure ($\sim 10^{-4}$) à celle de l'électron. Son temps de dérive est de l'ordre de quelques 10 ms. On le

considérera donc comme immobile. Le déplacement d'un électron de son point d'apparition jusqu'à la plaque positive provoque un courant dans le circuit, qui, intégré, représente une certaine charge déplacée q_e .

On peut montrer [23] que celle-ci vaut

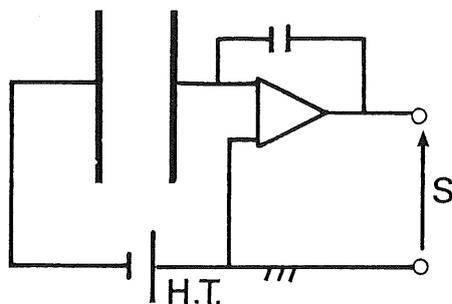
$$q_e = e \frac{x}{L}$$

où x est la longueur de dérive de l'électron, et e sa charge.

La particule ionisante dépose une charge q uniformément répartie le long d'une trace de longueur L . La charge q_e déplacée dans le circuit est donc la somme des effets des charges $(q/L)dx$ dans l'intervalle $[x, x+dx]$; donc:

$$q_e = \int_0^L \frac{x}{L} \frac{q}{L} dx = \frac{q}{2}$$

La charge parcourant le circuit q_e est donc la moitié de la charge réellement créée par l'ionisation. On la mesure en insérant un préamplificateur de charge dans le circuit:



Dans la réalité, la charge q n'est pas absolument représentative de l'énergie déposée par ionisation. Il existe un taux de recombinaison ρ des paires $e^- - Ar^+$ dû à l'effet de charge d'espace créée par ces dernières; elle dépend du champ électrique de dérive. D'autre part, la présence d'impuretés électronégatives dans l'argon liquide (oxygène, eau) piège les électrons et réduit leur mobilité à celle d'un ion. Globalement, on écrit

$$q = (1-\rho) e \frac{1}{I_{e-Ar}} \frac{dE}{dx} L$$

où I_{e-Ar} est le potentiel effectif d'ionisation de l'argon.

Ainsi, la charge recueillie par le préamplificateur ne dépend que de la pureté de l'argon et de la haute tension appliquée pour une particule au minimum d'ionisation. Si on connaît le gain du préamplificateur, on sait donc mesurer correctement l'énergie déposée. Il est important de remarquer que la calibration de ce système ne concerne que la chaîne électronique et non le calorimètre lui-même. Ce n'est pas le cas, par exemple, pour un scintillateur, qui vieillit ou qui est affecté par un trop grand flux de particules et dont le rendement baisse. Il est alors nécessaire de connaître l'énergie déposée par ionisation à chaque calibration. En ce qui concerne l'argon liquide, la connaissance de sa pureté à chaque instant suffit à déterminer la charge récoltée par GeV déposé.

REFERENCES

- [1] Letter of intent - H1 Collaboration - June 28, 1985.
- [2] Technical Proposal - H1 Collaboration - March 25, 1986.
Technical Progress Report. H1 Collaboraiton - October 4, 1987.
- [3] Results from a test of Pb-Cu liquid Argon calorimeter.
W. Braunschweig et al., NIM A265 (1988) 419.
- [4] G10: Composition typique: 60% SiO₂ et 40% d'epoxy.
- [5] Kapton: Film polyimide.
- [6] Peinture résistive: araldite et carbone pulvérisé.
- [7] Results from a test of an Iron streamer tube calorimeter.
W. Braunschweig et al., NIM A270 (1988) 334.
- [8] ALEPH 87-9, EMCAL 1, J. Badier.
- [9] Szegö, Orthogonal polynomials.
Am. Math. Society, vol 23.
- [10] Performance of a compensating Lead-Scintillator hadronic calorimeter.
(ZEUS Collaboration) Preprint DESY 87-041.
- [11] EGS4: Computer programs for the Monte-Carlo simulation of
electromagnetic cascade showers.
SLAC report n° 210 (1978) + n° 165 (1985).
- [12] GHEISHA : The simulation of hadronic showers.
H. Fesefeldt, PITHA 85/02.
- [13] On the energy resolution of uranium and others hadron calorimeters.
R. Wigmans, NIM A259 (1987) 389.
- [14] Fluctuation in calorimetry measurements
U. Amaldi, Phys. Scripta Vol. 23, p. 409, 1981.
- [15] H1 internal report H1-09/87-71.
- [16] Parametrization of the longitudinal development of hadronic shower
in sampling calorimeters.
R.K. BOCK et al., NIM A180 (1981) 533.
- [17] GEANT 3.10, R. Brun et al., CERN DD/EE/84-1.
- [18] Collaboration CDHS, NIM 180 (1981) 429.

- [19] Performance of a Pb-Cu liquid Argon Calorimeter with an Iron
Stremaer tube Tail Catcher.
W. Braunschweig et al. , submitted to NIM.

- [20] Deep inelastic physics at HERA.
G. Ingelman, Preprint DESY 87-144.

- [21] Selectron and squark production in ep collision at HERA.
J. Bartels and W. Hollik, Zeit. Phys. C 39, 433-441 (1988).

- [22] Sensitivity of W' and Z' searches at HERA.
F. Cornet, Preprint DESY 88-104.

- [23] Charge induced by displacement of an ion.
J.J. Spokas , Am. J. Phys. 46(12) Dec. 1978.

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
INTRODUCTION	5
1) LA PHYSIQUE DES PARTICULES AUJOURD'HUI	7
2) LES CHOIX DE L'EXPERIENCE H1	9
3) DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE H1	12
1^{ère} PARTIE: LES TESTS DE CALORIMETRIE AU CERN	17
I-1 : REALISATION DES TESTS	21
1) L'équipement péri-calorimétrique	21
<i>a) Autour du cryostat</i>	21
<i>b) Electronique et acquisition</i>	23
2) Les versions successives des prototypes	25
<i>a) Première version (Juin 86-Octobre 86)</i>	25
<i>b) Seconde version (Novembre 86)</i>	29
<i>c) Troisième version (Juin 87)</i>	32
<i>d) Quatrième version (Août 87-Septembre 87)</i>	34

I-2 : QUELQUES POINTS TECHNIQUES	35
1) La diaphonie négative	36
2) Le bruit cohérent	45
3) Calibration rapide	53

2ème PARTIE: LA CALORIMETRIE HADRONIQUE 61

INTRODUCTION : ETAT ET PROBLEMES DE LA CALORIMETRIE	63
a) <i>Mesure d'énergie</i>	64
b) <i>Simulation des dépôts d'énergie</i>	66
II-1 : LA PHYSIQUE DES GERBES HADRONIQUES	69
1) Les interactions nucléaires	69
a) <i>Multiplicités des secondaires</i>	70
b) <i>Spectres en énergie des secondaires</i>	71
2) Les dépôts d'énergie	74
a) <i>Cas des hadrons chargés</i>	74
b) <i>Cas des neutrons</i>	75
3) Les grandes lignes du comportement des gerbes hadroniques.	76
Proposition d'un modèle simple pour ces gerbes	
II-2 : ELABORATION D'UN ALGORITHME DE SIMULATION RAPIDE (ALGORIX) POUR LES GERBES HADRONIQUES.	83
1) Représentation paramétrique des interactions hadroniques	84
2) Etude paramétrique du continuum hadronique	92
a) <i>Forme longitudinale</i>	93
b) <i>Forme transversale</i>	95

3) Ajustement d'ALGORIX et comparaison aux données de test	100
a) <i>Procédure d'ajustement</i>	100
b) <i>Comparaison aux données de test</i>	104
4) Commentaires - Conclusions	116
a) <i>Lien entre résolution hadronique et rapport e/π</i>	116
b) <i>Rapidité d'ALGORIX</i>	117
c) <i>Intégration dans un programme général de simulation</i>	118
d) <i>Avantages d'ALGORIX.</i>	119
II-3 : LES TECHNIQUES DE PONDERATION	121
1) Application de la méthode de pondération pour H1	124
2) Interprétation de la méthode	127
a) <i>Interprétation géométrique</i>	127
b) <i>Interprétation grâce à ALGORIX</i>	129
3) Une autre méthode de pondération	133
a) <i>Présentation</i>	133
b) <i>Application de cette méthode aux données simulées</i>	139
4) Conclusion	142
CONCLUSION	143
ANNEXE : PRINCIPE DE LA CALORIMETRIE A ARGON LIQUIDE	147
REFERENCES	151

REMERCIEMENTS

La physique des particules est un des domaines les plus complets des sciences contemporaines; outre le fait qu'elle étudie des phénomènes d'avant-garde, elle nécessite l'aide, pour son instrumentation, de nombreuses autres disciplines. Je remercie Violette Brisson de m'avoir proposé ce sujet de thèse sur la préparation et l'étude du calorimètre H1, et de l'avoir dirigé avec d'autant plus de mérite que les conditions de travail furent parfois difficiles. Etienne Barrelet et Claude Vallée ont aussi suivi de près ce travail; malgré leur "exil", ils ont toujours été disponibles pour de nombreuses discussions. Je les remercie beaucoup de l'aide qu'ils m'ont apportée.

Un repas sans fromage est comme une belle à qui il manque un oeil. Sans informatique, la physique des particules serait borgne. Jean-Pierre Pharabod a déjoué pour moi les ruses de GHEISHA et effectué avec rapidité et précision toutes les simulations nécessaires à ce travail.

Jean Badier et Etienne Barrelet ont accepté le métier de rapporteur, et je leur dois de précieux conseils. Par ailleurs l'Ecole Polytechnique a, comme son nom l'indique, une vocation pluridisciplinaire. Bernard Equer, en écrivant un rapport sur mon travail, a apporté un regard extérieur à la physique des particules. Je le remercie pour ses intéressantes remarques.

Je remercie également Jacques Haïssinski pour l'intérêt qu'il a porté à cette thèse, ainsi que Horst Oberlack, qui confirme par sa présence au jury la réalité internationale des sciences contemporaines.

La réalisation matérielle de cette thèse a été infiniment facilitée par

la diligence, le savoir-faire et la patience de Françoise Eschenbrenner, Mercédès Marchand et Marc Bachelerie. Je leur en suis très reconnaissant.

Enfin, je ne dois pas oublier tous ceux, physiciens français ou étrangers, qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail. Ils m'ont prouvé qu'il existe encore dans le monde de la recherche des gens qui croient en ce qu'ils disent et en ce qu'ils font.

Le présent travail a été rendu possible grâce à une allocation de recherche de l'Ecole Polytechnique.

RESUME

Dans le but de mettre au point le calorimètre de la future expérience H1 auprès de HERA, et d'améliorer la mesure des énergies hadroniques, les données des tests de calorimétrie réalisés au CERN de 86 à 88 pour cette expérience sont analysés.

Ces tests ont d'abord donné lieu à des études instrumentales. Le problème de diaphonie sur l'appareillage est traité; des méthodes pour analyser et soustraire le bruit cohérent, et pour calibrer rapidement l'électronique sont proposées.

L'étude porte ensuite sur le phénomène de gerbe hadronique vue de ses composants élémentaires. Un modèle simple est alors élaboré pour décrire son comportement, basé sur le suivi des seules traces énergiques, les autres étant regroupées. Ce modèle donne lieu à un algorithme de simulation rapide des gerbes hadroniques (ALGORIX) doté d'une signification physique, plus performant que ceux déjà existants, et facilement ajustable sur les données des tests. Nous étudions enfin les méthodes de pondération, visant à améliorer la résolution en énergie du calorimètre hadronique par réduction des fluctuations de production de la partie électromagnétique de la gerbe. Nous montrons que cette fluctuation est effectivement amoindrie par ces méthodes. Nous montrons aussi que ces dernières s'appliquent aux données simulées de manière analogue aux données réelles.

MOTS CLES

Calorimétrie, argon liquide, diaphonie, bruit cohérent, calibration, gerbes hadroniques, simulation rapide, pondération.