

ORSAY
n° d'ordre :

LAL 92-21
Mai 1992



UNIVERSITE DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THESE

*présentée
pour obtenir*

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel DEVEL

**ETUDE DE LA PRODUCTION DE JETS DANS LE DETECTEUR H1 A HERA,
APPLICATION A LA DETERMINATION DE $\alpha_S(Q^2)$**

soutenue le 27 mai 1992 devant la Commission d'Examen :

MM. M. DAVIER Président
 M. FONTANNAZ
 K. MEIER
 C. PASCAUD
 A. ROUGE

ABSTRACT

Measuring the fractions of events with a given number of hadronic jets should enable the HERA physicists to observe the evolution of α_s as a function of Q^2 , hence to measure Λ_{QCD} . For that purpose, after a study of the calorimeter performances, we have developed a jet-finding algorithm, optimized so that it excludes the remnants of the proton from the jet making process. With this algorithm, the ratio of the number of events with two reconstructed jets over the number of events with one reconstructed jet has been studied.

A clear dependence with Λ_{QCD} and Q^2 is observed. We have then defined a kinematic zone in which the acceptance corrections are below a few percent and the reconstruction of the kinematic variables well under control : $0,01 \leq x \leq 0,1$; $200 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 9840 \text{ GeV}^2$. Using an integrated luminosity of 100 pb^{-1} , we find that, in this zone, it will be possible to measure Λ_{QCD} with a statistical error of the order of 3%. Moreover, with the same luminosity and points in the (x, Q^2) plane defined with a precision of 10 %, one should observe the evolution of α_s with a statistical precision $\delta\alpha_s$ of the order of 0.03.

Key words : Deep inelastic scattering
QCD
Jets
 α_s
Calorimetry
Crosstalk
Electronic noise

ORSAY
n° d'ordre :

LAL 92-21
Mai 1992

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THESE

*présentée
pour obtenir*

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Michel DEVEL

***ETUDE DE LA PRODUCTION DE JETS DANS LE DETECTEUR HI A HERA,
APPLICATION A LA DETERMINATION DE $\alpha_S(Q^2)$***

soutenue le 27 mai 1992 devant la Commission d'Examen :

MM. M. DAVIER Président
M. FONTANNAZ
K. MEIER
C. PASCAUD
A. ROUGE

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE 1	5
------------------	---

QCD et jets

INTRODUCTION	5
I. Bases de la QCD.....	5
I. 1. Le lagrangien QCD	5
I. 2. Justifications phénoménologiques	9
II. Renormalisation et évolution de α_s	10
II. 1. Pourquoi renormaliser.....	10
II. 2. Comment renormaliser.....	10
II. 3. Groupe de renormalisation et évolution de α_s	14
III. Le modèle des partons.....	17
III. 1. Modèle initial.....	17
III. 2. Changements introduits par la QCD	19
III. 3. Evolution des distributions de partons dans l'approximation des logarithmes dominants.....	20
IV. Simulation des jets et cohérence en QCD.....	22
IV. 1. Correspondance locale entre hadrons et partons	23
IV. 2. Simulation de jets de partons par cascade de processus élémentaires 24	
IV. 2. a. Principe général.....	24
IV. 2. b. Cascade finale.....	25
IV. 2. c. Cascade initiale	28
IV. 3. Hadronisation.....	35
Conclusion.....	38
Références.....	38

CHAPITRE 2	41
------------------	----

H1, un détecteur pour la physique à HERA

I. Le collisionneur HERA	41
II. Principaux sujets de physique à HERA	43
II. 1. Fonctions de structures du proton	43
II. 2. Mesure de Λ_{QCD}	44
II. 2. a. Violation d'échelle	44
II. 2. b. Utilisation du rapport N_2/N_1	45
II. 3. Autres sujets de physique "standard"	45
II. 3. a. Physique à petits x	45
II. 3. b. Détermination de la distribution de gluons $G(x, Q^2)$	46
II. 3. c. Photoproduction	47
II. 3. d. Secteur électrofaible	48
II. 4. Nouvelles particules	48
III. Conception de H1	49
III. 1. Généralités	49
III. 2. Choix pour la calorimétrie	49
III. 3. Identification des leptons	50
III. 4. Contraintes dues au temps entre les collisions	51
IV. Description du détecteur H1	52
IV. 1. Le système de détection de traces	52
IV. 1. a. Le détecteur de traces central	52
IV. 1. b. Le détecteur de traces avant	55
IV. 1. c. La détection de traces à l'arrière	59
IV. 2. Les calorimètres de H1	59
IV. 2. a. Le calorimètre avant (PLUG)	59
IV. 2. b. Le calorimètre à argon liquide	61
IV. 2. c. Le calorimètre arrière (BEMC)	70
IV. 3. Le système de détection de muons	70
IV. 3. a. Le fer instrumenté	70
IV. 3. b. Le spectromètre à muons	72
IV. 4. Le système de mesure de luminosité (LUMI)	72
Références	74

CHAPITRE 3.....	75
-----------------	----

**Mesure des flux d'énergie dans le calorimètre
à argon liquide**

Introduction.....	75
I. Chaîne d'acquisition des données.....	75
I. 1. Partie analogique.....	76
I. 2. Partie numérique (DAQ).....	76
II. La procédure de calibration de la mesure d'énergie et ses incertitudes.....	78
II. 1. Calibration électronique.....	78
II. 2. Obtention de la constante de conversion charge → énergie.....	80
III. Etude de la diaphonie non-diagonale.....	83
III. 1. Modélisation des différentes sources de diaphonie.....	83
III. 2. Etude de la diaphonie non-diagonale dans les roues CBE.....	85
IV. Etude du caractère non gaussien du bruit de fond électronique, dans le calorimètre à argon liquide.....	86
IV. 1. Etude du bruit lors des tests au CERN.....	86
IV. 2. Etude du bruit lors des tests de H1 avec des rayons cosmiques.....	90
Références.....	92

CHAPITRE 4.....	93
-----------------	----

**Caractérisation et utilisation de la structure en jet(s)
d'un événement**

Introduction.....	93
I. Présentation de l'algorithme utilisé.....	94
I. 1. Principaux types d'algorithmes de jet.....	94
I. 2. Description de l'algorithme RJCALO.....	98
I. 3. Définition de la grille en $\eta - \varphi$ utilisée pour RJCALO.....	100
I. 4. Etude de quelques autres paramètres de RJCALO.....	101
I. 4. a. Evénements utilisés.....	101
I. 4. b. Ouverture du cône.....	101
I. 4. c. Influence du nombre de pseudo-tours utilisés pour le calcul de l'axe d'un jet.....	102
II. Etude des performances de RJCALO.....	102
II. 1. Algorithmes utilisés.....	102

II. 2. Efficacités et puretés de reconstruction	103
II. 2. a. Corrections d'hadronisation.....	104
II. 2. b. Corrections d'acceptance.....	107
II. 3. Précision de reconstruction des variables cinématiques.....	108
II. 3. a. Formulaire des différentes méthodes utilisées.....	108
II. 3. b. Etude de la reconstruction des caractéristiques cinématiques	112
II. 3. c. Précision sur la reconstruction de x et Q^2	113
III. Etude de la dépendance en Λ_{QCD} du rapport N_2/N_1	115
III. 1. Méthode d'extraction de $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$	115
III. 2. Zone cinématique utilisée.....	117
III. 3. Résultats obtenus	117
III. 4. Conclusion.....	120
Figures.....	121
Références.....	156

CONCLUSION.....	157
-----------------	-----

ANNEXE

REMERCIEMENTS

INTRODUCTION

Le 19 octobre 1991, pour la première fois, des collisions entre un faisceau d'électrons et un faisceau de protons ont été réalisées.

Depuis lors, deux détecteurs, ZEUS et H1 ont été installés sur l'anneau de collision, appelé HERA, dans lequel ces interactions ont eu lieu. Ils devraient permettre d'étudier la diffusion profondément inélastique d'un électron par un proton dans un nouveau domaine cinématique : on devrait, en effet, gagner au moins un ordre de grandeur sur l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse, par rapport aux expériences mettant en jeu une cible fixe.

A la fin des années soixante, ce type d'expérience avait notamment permis de mettre en évidence la présence de composants du proton portant une charge électrique fractionnaire : les *quarks*. On fut ensuite amené à supposer que ces quarks étaient porteurs non seulement d'une charge électrique, mais aussi d'un nouveau type de charge appelée *couleur*. Une théorie de jauge fut alors bâtie sur le modèle de l'électrodynamique quantique, pour expliquer les interactions entre particules colorées : la *chromodynamique quantique* (QCD) dans laquelle les photons sont remplacés par des particules colorées appelées *gluons*.

Malheureusement, il semble que l'on ne puisse pas observer directement des particules colorées. En effet, même si la diffusion profondément inélastique d'un électron par un proton peut se réinterpréter comme une diffusion élastique de l'électron par un quark, on n'observe pas le quark diffusé, mais plutôt un ensemble de *jets* de particules neutres du point de vue de la couleur. Par contre, plus l'énergie disponible dans le centre de masse augmente, plus ces jets apparaissent bien collimés. On est alors tenté d'identifier leurs caractéristiques cinématiques à celles des particules colorées issues de l'interaction principale. Il ne peut évidemment pas être question de correspondance stricte puisque les quarks et les gluons sont colorés, alors que les jets sont composés de particules neutres pour la couleur. On peut, par contre, établir une certaine correspondance, sur une base statistique, en imposant une définition de ce que l'on appelle un jet, par le biais d'un algorithme de reconnaissance de jets. Celui-ci devra pouvoir être appliqué aussi bien au niveau des quarks et des gluons qu'au niveau des événements réels, afin de permettre une comparaison entre théorie et résultats expérimentaux.

Moyennant cet intermédiaire, on verra que l'on peut se servir des fractions d'événements dans lesquels un nombre donné de jet(s) est observé pour mesurer l'intensité du couplage entre particules colorées : α_s . On devrait même pouvoir observer l'évolution de ce couplage en fonction de l'échelle d'énergie mise en jeu lors de l'interaction principale et réaliser ainsi un test non trivial de l'universalité de QCD. Cette évolution fait intervenir un paramètre appelé Λ_{QCD} qui représente une échelle d'énergie proche de celle gouvernant le passage d'un état composé de particules colorées à un état composé de particules neutres pour la couleur. L'objet de ce travail est d'étudier la faisabilité d'une mesure de Λ_{QCD} et d'une observation de l'évolution de α_s . Pour cela, il nous faudra définir une zone cinématique où l'on pourra, d'une part faire confiance à l'algorithme de reconnaissance de jets que nous avons développé lors de cette étude, et d'autre part reconstruire les variables cinématiques avec suffisamment de précision. Nous pourrons alors étudier les erreurs statistiques sur les mesures de $\alpha_s(Q^2)$ et Λ_{QCD} pour plusieurs valeurs de la luminosité intégrée.

Le chapitre 1 exposera les conceptions théoriques actuelles sur la formation des jets. Il nous permettra, après avoir revu la base formelle de la chromodynamique quantique et ses justifications phénoménologiques, d'appréhender l'origine de l'évolution du couplage entre particules colorées en fonction de l'énergie mise en jeu. La faible valeur de ce couplage nous permettra de comprendre les succès du modèle des partons et de ses extensions fondées sur la chromodynamique quantique. Nous verrons ainsi comment l'on peut conserver l'interprétation probabiliste de ce modèle, tout en incluant des effets de cohérence entre gluons faiblement énergétiques, qui permettent une simulation réaliste des événements à plusieurs jets.

Le chapitre 2 sera consacré à une description du détecteur H1 à la lueur des principaux sujets de physique que l'on pourra étudier à HERA. L'accent sera mis sur la structure du calorimètre à argon liquide qui a imposé un certain nombre de contraintes lors de la conception de l'algorithme de jets.

Au chapitre 3, sera exposé le fonctionnement de la chaîne d'acquisition permettant de mesurer l'énergie dissipée dans le calorimètre à argon liquide. La procédure de calibration de cette chaîne sera décrite en insistant sur les causes possibles d'erreurs systématiques. Certaines de ces causes d'erreur (diaphonie non-diagonale, nature du bruit électronique) seront étudiées plus en détails, car elles peuvent affecter la séparation des jets en augmentant artificiellement leur extension spatiale.

Au chapitre 4, nous verrons comment l'excellente granularité du calorimètre à argon liquide est mise à profit dans l'algorithme de reconnaissance de jets que nous avons réalisé pour H1. Les performances de cet algorithme seront alors comparées à celles de certains de ses concurrents les plus employés jusqu'ici. La fidélité avec laquelle il reconstruit les caractéristiques de l'événement sera abordée par le biais d'une étude sur la reconstruction des variables cinématiques de la diffusion profondément inélastique. Cette étude nous permettra

de définir le domaine cinématique dans lequel il sera possible d'observer l'évolution de α_s avec Q^2 et donc de mesurer Λ_{QCD}

Nous concluons alors en donnant les erreurs statistiques affectant les mesures de $\alpha_s(Q^2)$ et de Λ_{QCD} pour plusieurs valeurs de la luminosité intégrée.

Chapitre 1

QCD et jets

INTRODUCTION

Le collisionneur HERA a souvent été qualifié de "machine QCD". Même si bien d'autres sujets de physique seront étudiés (interaction électrofaible, nouvelles particules...), il est vrai que la chromodynamique quantique sera utilisée pour la plupart des études. En particulier, quel que soit le type de l'interaction principale, la plupart des états finals détectés comporteront un ou plusieurs jets. Leur identification pourrait permettre de reconstituer l'ensemble de quarks et de gluons dont ils sont issus, et donc de retrouver les caractéristiques de l'interaction principale. Il est donc essentiel de comprendre les développements théoriques récents sur la formation des jets, en particulier ceux faisant appel à la notion de cohérence en QCD. En effet, ceux-ci ouvrent de nouvelles perspectives de tests de QCD, grâce notamment à une amélioration des méthodes de simulation existantes.

Nous commencerons par rappeler les bases de la QCD ainsi que le modèle des quarks partons. Nous indiquerons ensuite comment certaines modifications de l'approximation des logarithmes dominants, permettent de préserver une interprétation probabiliste de la formation des "jets", tout en assurant une meilleure adéquation entre théorie et résultats expérimentaux.

I. BASES DE LA QCD

I. 1. LE LAGRANGIEN QCD

La chromodynamique quantique peut être définie comme une théorie des champs décrivant l'interaction de fermions colorés, les quarks, par l'intermédiaire de bosons vectoriels, les gluons. La couleur, supposée localement conservée, est donc ici l'équivalent de la charge électrique en électrodynamique quantique. Il y a toutefois une différence essentielle : les gluons sont également porteurs de charges de couleur et peuvent donc, à la différence des photons, se coupler entre eux.

Des considérations expérimentales, sur lesquelles nous reviendrons, semblent imposer le groupe SU(3) comme groupe de jauge de cette interaction, dans l'espace des couleurs. L'invariance de jauge du lagrangien conduit alors à la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_{A,B=1}^{N_c} \sum_{j=1}^{n_f} \bar{q}_j^A (i \not{D} - m_j)_{AB} q_j^B - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} \quad (1)$$

avec $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c$

$$\not{D} = \gamma_\mu D^\mu$$

$$D^\mu = \partial_\mu + i g_s \sum_{a=1}^8 t^a A_\mu^a \quad (\text{dérivée covariante} = \text{matrice } 3 \times 3 \text{ de } \text{SU}(3)_c)$$

- n_f est le nombre de saveurs de quarks parmi u, d, s, c, b et t dont la masse est suffisamment faible pour pouvoir intervenir dans le processus considéré
- g_s est la constante de couplage de chromodynamique quantique. Elle représente l'intensité de l'interaction entre particules colorées ($\alpha_s = g_s^2/4\pi$)
- $N_c = 3$ est le nombre de couleurs
- A_μ^a ($a = 1, \dots, 8$) sont les 8 champs de jauge représentant les 8 types différents de gluons
- t^a sont les matrices génératrices de la représentation de SU(3) contenant un type de quark sous ses 3 couleurs possibles. Ces matrices sont normalisées par la condition $\text{Tr}(t^a t^b) = \frac{1}{2} \delta^{ab}$ (par saveur de quarks) qui fixe en même temps la constante de couplage g_s et les constantes de structure f_{abc} du groupe SU(3) définies par la relation $[t^a, t^b] = i f_{abc} t^c$. Les matrices t^a sont alors reliées aux matrices λ^a de Gell-Mann par la relation $t^a = \frac{\lambda^a}{2}$

Le premier terme du Lagrangien représente l'énergie totale des quarks, c'est-à-dire la somme de leur énergie cinétique (terme de propagation en ∂_μ) de leur énergie potentielle d'interaction avec les champs de gluons (terme en $g_s A_\mu^a$) et de leur énergie de masse (terme en m_j). Le deuxième terme représente, quant à lui, la propagation des champs de gluons (termes du type $\partial_\mu A_\nu^a \partial^\nu A^{\mu a}$) ainsi que la possibilité d'interaction à trois gluons (termes du type $g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \partial^\mu A^{\mu\nu a}$) et à quatre gluons (terme en $g_s^2 f_{abc} f_{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{\mu e} A^{\nu d}$). C'est ce qui fournit la base de l'interprétation des champs de gluons en tant que champs de particules.

Cette forme de lagrangien n'est toutefois pas suffisante pour calculer une amplitude attachée à un graphe de Feynman. Il est en effet nécessaire de rajouter un terme fixant la jauge employée afin de pouvoir définir le propagateur des gluons.

Si l'on choisit une jauge du type $n_\mu A^\mu = 0$ ou n est un quadrivecteur fixé, il n'y a pas de problème supplémentaire : on rajoute un terme $\delta\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{2\lambda} \sum_a (n^\mu A_\mu^a)^2$ au lagrangien, puis on prend la limite $\lambda \rightarrow 0$ dans l'expression du propagateur. Celui-ci prend alors la forme suivante :

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}^{ab} = i \frac{\delta^{ab}}{p^2 + i\epsilon} \left[-\eta_{\mu\nu} + \frac{n_\mu p_\nu + n_\nu p_\mu}{(n.p)} - n^2 \frac{p_\mu p_\nu}{(n.p)^2} \right] \quad (2)$$

Les cas $n^2 < 0$, $n = 0$ et $n^2 > 0$ sont appelés respectivement **jauge axiale**, **jauge du cône de lumière** et **jauge de Coulomb**.

Comme ce type de jauge n'est pas intrinsèque (il faut se donner un vecteur n_μ), on pourrait préférer travailler avec une jauge covariante du type $\partial^\mu A_\mu^a = 0$. Celles-ci introduisent un terme $\delta\mathcal{L}_{\text{jauge}} = -\frac{1}{2\lambda} \sum_a (\partial^\mu A_\mu^a)^2$ dans le lagrangien, qui permet de définir le propagateur du gluon sous la forme :

$$\mathcal{D}_{\mu\nu}^{ab} = i \frac{\delta^{ab}}{p^2 + i\epsilon} \left[-\eta_{\mu\nu} + (1 - \lambda) \frac{p_\mu p_\nu}{p^2 + i\epsilon} \right] \quad (3)$$

Parmi ce type de jauges, les plus populaires sont la jauge de Fermi-Feynman ($\lambda = 1$) et la jauge de Landau ($\lambda = 0$).

Malheureusement, les jauges covariantes ne contraignent pas suffisamment le champ de gluon et laissent des degrés de liberté non-physiques, reliés à la polarisation du gluon. Il est alors nécessaire, si l'on utilise ce type de jauge, de rajouter au lagrangien un terme dû à des particules colorées fantômes ("ghosts" de Faddeev-Popov)^[1]

$$\delta\mathcal{L}_{\text{ghost}} = \sum_{a=1}^8 (\partial_\mu \phi^+)^a (\partial_\mu \phi^a + g_s f_{abc} A_\mu^b \phi^c) \quad (4)$$

Ces particules fictives n'interviennent toutefois qu'à l'intérieur de boucles (Fig. 1).

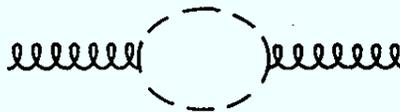


Figure 1 : boucle contenant un fantôme de Faddeev-Popov

Leur seul rôle consiste à compenser les degrés de liberté non-physiques du champ gluonique. Toute trace de leur présence disparaît dans l'expression des observables.

On préfère donc souvent utiliser une jauge axiale pour les calculs d'amplitudes associées à des graphes de Feynman afin de profiter des simplifications dans les résultats, apportées par la suppression explicite du degré de liberté sur la polarisation du gluon.

L'addition du terme de jauge au lagrangien permet alors de définir complètement les règles de Feynman, indiquées sur la figure 2.

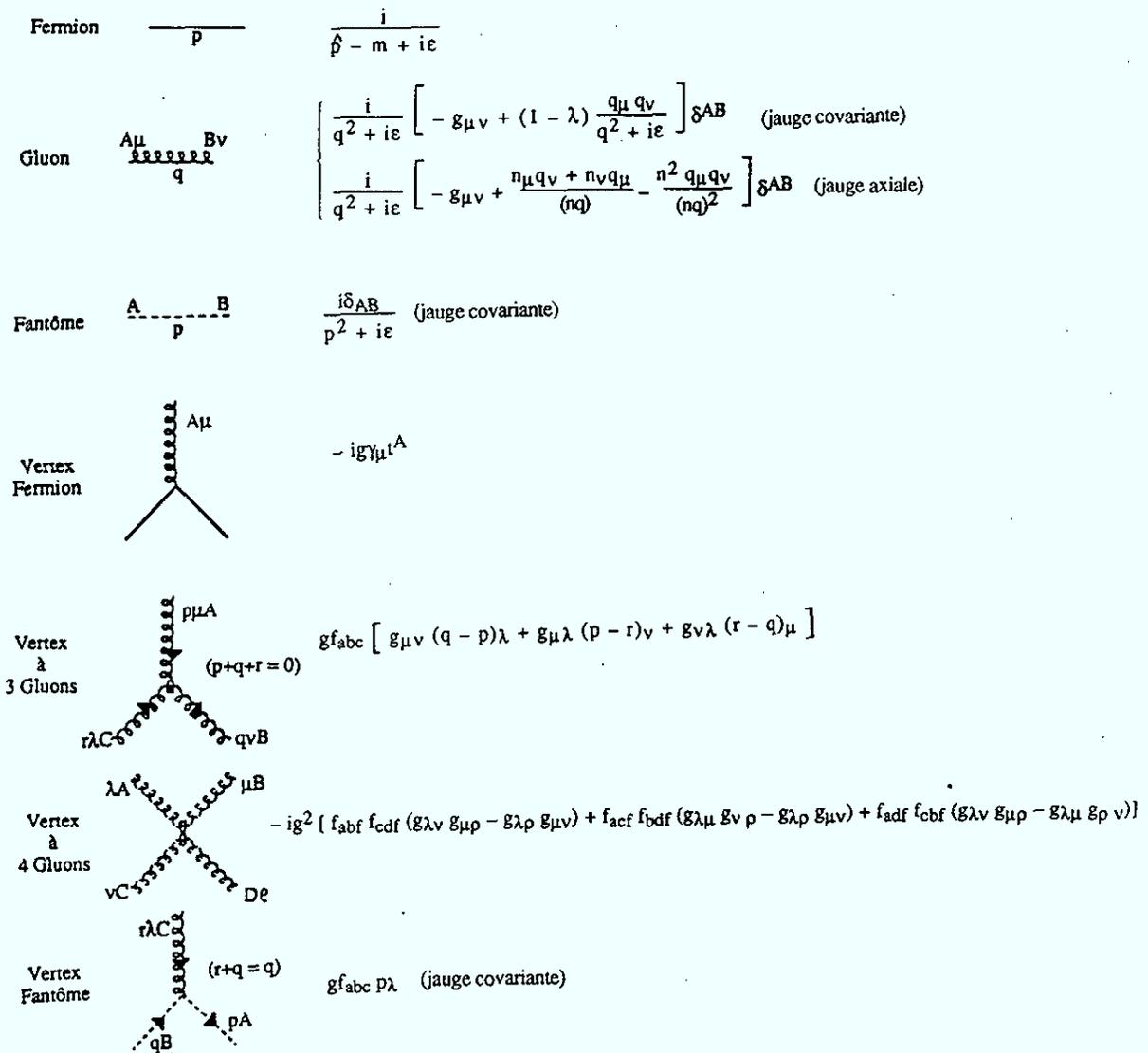


Figure 2 : règles de Feynman pour la QCD (d'après [9])

I.2 JUSTIFICATIONS PHENOMENOLOGIQUES

La découverte d'une multitude de particules "élémentaires" dans les années 50 conduisit les théoriciens à postuler l'existence de particules plus élémentaires encore que les protons ou les neutrons : les quarks proposés par Gell-Mann^[2]. Dans ce modèle tous les hadrons alors observés pouvaient s'interpréter en terme d'états liés de quarks. Depuis 1968, les expériences de diffusions profondément inélastiques (D.I.S. : Deep Inelastic Scattering) ont renforcé cette interprétation. Elles ont prouvé que les déviations à la section efficace ponctuelle de Born pouvaient s'interpréter grâce à des composants ponctuels du proton, ayant les mêmes nombres quantiques que ceux qui étaient supposés pour les quarks. Toutefois, l'existence des particules Δ^{++} puis Ω^- posait problème puisque ces particules devaient, suivant le modèle des quarks, être composées de trois quarks identiques portant le même spin ($u \uparrow$ pour Δ^{++} et $s \uparrow$ pour Ω^-), ce qui est en contradiction avec la statistique de Fermi. De plus, on avait observé que toutes les particules pouvaient s'interpréter à l'aide des seuls états $q\bar{q}$ ou qqq .

Ces faits expérimentaux ont conduit un certain nombre de théoriciens à proposer un nombre quantique supplémentaire : la couleur (1965). Ce degré de liberté supplémentaire résulterait d'un groupe de symétrie additionnel : le groupe SU(3) de couleurs. Ce groupe a été imposé par les contraintes suivantes :

- il doit admettre des représentations complexes pour pouvoir distinguer les quarks des antiquarks (les mésons sont des états $q\bar{q}$ et aucun état qq n'a jamais été observé),
- les particules observées doivent être des états singulets de couleur (il n'existe pas d'analogue "coloré" des hadrons),
- il doit exister des états singulets complètement antisymétriques pour résoudre le problème du Δ^{++} et du Ω^- ($N_c \geq 3$),
- enfin, le nombre de couleurs pour chaque sorte de quark est fixé par l'anomalie triangulaire du courant axial qui impose un taux de désintégration du π^0 en 2γ proportionnel à N_c^2 ^[3]. La valeur expérimentale^[4] de ce taux imposa clairement $N_c = 3$.

D'autre part, on n'a jamais pu mettre en évidence des quarks ou des antiquarks isolés à l'extérieur d'un hadron (confinement). Par contre, les sections efficaces D.I.S. $e-N$ et νN indiquaient qu'à l'intérieur des protons, les quarks se comportent comme des particules quasi-libres (modèle des quarks-partons) mais qu'ils ne sont pas seuls. Ceci a provoqué vers 1972, l'introduction de particules vectorielles médiatrices des forces de couleur entre quarks : les gluons. Le fait que ces forces de couleur ne soient attractives que pour des états $q\bar{q}$ ou qqq et.

la découverte de la liberté asymptotique pour expliquer la brisure d'invariance d'échelle en diffusion profondément inélastique (D.I.S.), imposent l'appartenance des gluons à un octet du groupe de couleur. N'étant donc pas des états singulets, les gluons sont colorés et peuvent donc interagir avec eux-mêmes (\rightarrow théorie des champs non abélienne), ce qui donne les vertex à 3 et 4 gluons qui différencient la QCD de la QED.

II. RENORMALISATION ET EVOLUTION DE α_s

II.1 POURQUOI RENORMALISER

Lorsque l'on veut calculer la section efficace d'un processus, il faut non seulement considérer les diagrammes de Feynman où seul le minimum de particules intervient (graphe à l'ordre des arbres i.e. ordre zéro du calcul des perturbations) mais aussi les corrections provenant des diagrammes d'ordre supérieur à commencer par ceux contenant une boucle fermée (fig.3). Malheureusement, le quadrivecteur de la particule décrivant la boucle n'est pas contraint.

Il est donc nécessaire d'intégrer sur ce quadrivecteur la partie associée à la boucle dans l'amplitude de probabilité du graphe. On arrive le plus souvent à un facteur comprenant une intégrale du type :

$$\lim_{\Lambda^2 \rightarrow +\infty} \int \frac{\Lambda^2}{m^2} \frac{dP^2}{P^2} \quad (5)$$

où m^2 est la masse de la particule décrivant la boucle. Ce terme est logarithmiquement divergent lorsque Λ^2 tend vers l'infini (divergence ultraviolette - inévitable -) ou lorsque m^2 est nul comme pour un gluon (divergence infra-rouge). On trouve donc des termes correctifs infinis ! Toutefois, ceux-ci se trouvent toujours en facteur de quantité du lagrangien telle que g_s , A_μ^a , ou q_j . D'où l'idée de transférer dans les relations de normalisation des champs et dans g_s , les divergences apparaissant dans les expressions des propagateurs et des vertex, par le biais des graphes comportant des boucles. On obtient alors un lagrangien avec des paramètres mathématiques certes infinis, mais dont la divergence compense celle des diagrammes d'ordre supérieur à celui des arbres, ce qui permet d'obtenir des quantités physiques finies.

II.2 COMMENT RENORMALISER

Pour pouvoir transférer les divergences du propagateur et du vertex vers les paramètres du lagrangien, il faut d'abord les identifier et les régulariser, c'est-à-dire les transformer en limite de quantités calculables. On ajoute ensuite au lagrangien initial des termes supplémentaires (appelés contre-termes) qui possèdent la même structure que les

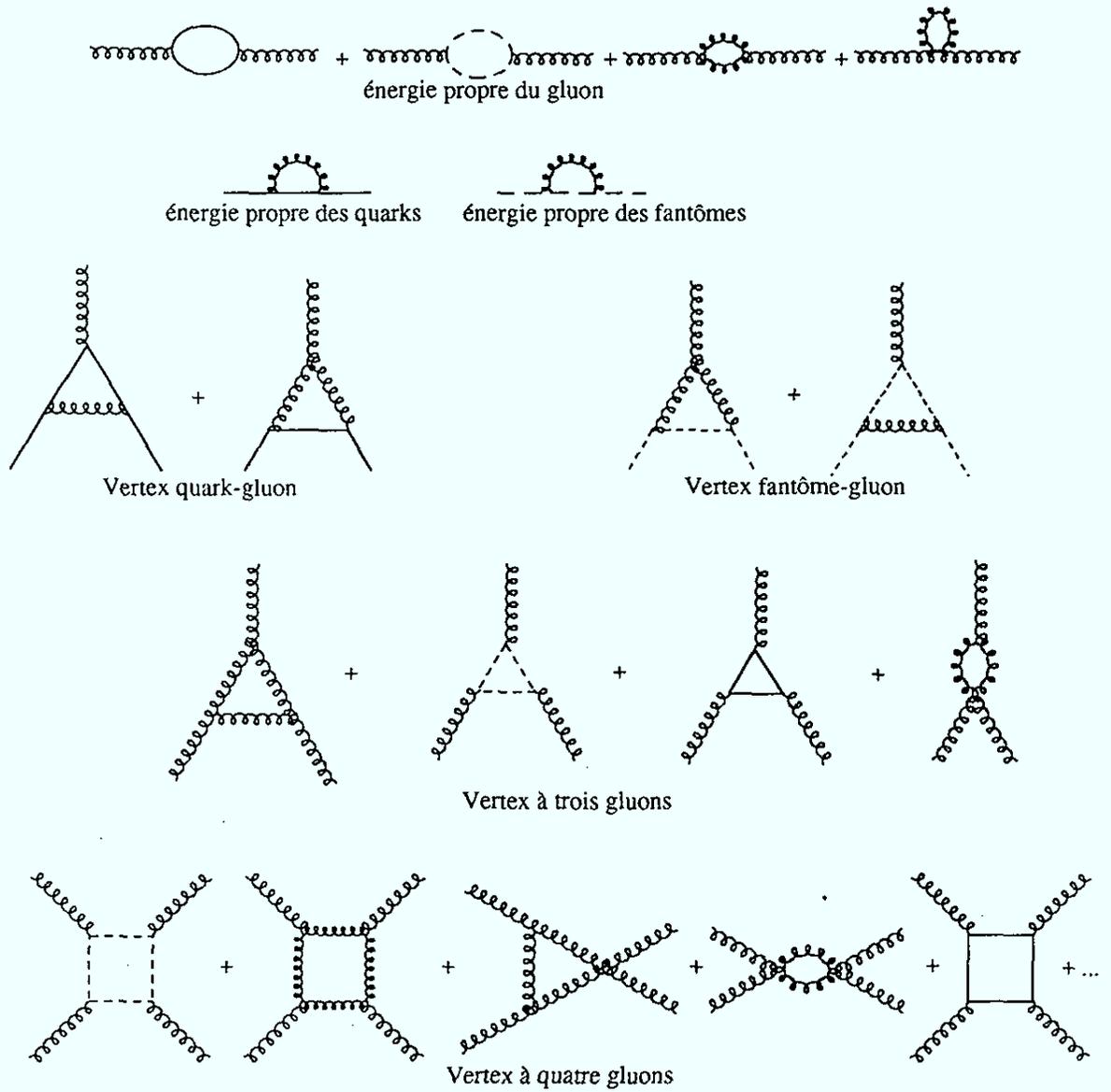


Figure 3 : diagrammes responsables des divergences à l'ordre d'une boucle

termes initiaux, mais avec des coefficients présentant les divergences nécessaires pour que tout calcul d'observable donne un résultat fini. Voyons maintenant un tout petit peu plus en détails ce mécanisme.

L'une des méthodes les plus utilisées pour régulariser les intégrales divergentes apparaissant dans les boucles, est la régularisation dimensionnelle. Cette méthode consiste à se placer dans un espace de dimension $4 - 2\epsilon$ dont l'espace habituel, de dimension 4, serait une continuation analytique. On effectue alors le remplacement :

$$\frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \rightarrow \frac{d^{4-2\epsilon} p}{(2\pi)^{4-2\epsilon}} \quad (6)$$

dans le calcul des diagrammes divergents, ceux-ci deviennent alors finis et leur amplitude peut s'exprimer en série de $1/\epsilon$ et devient donc manipulable.

On peut alors prouver qu'il est possible de répartir tous les termes divergents entre les différents propagateurs et vertex, sans avoir à introduire de nouvelle structure. Chaque propagateur ou vertex contient donc une série en $1/\epsilon$ avec des coefficients dépendant de l'ordre en g_s auquel on arrête le calcul des boucles. Cette série est équivalente à un facteur multiplicatif sans dimension dont la notation est illustrée sur la figure 4.

L'étape suivante de la renormalisation consiste alors à rajouter, au lagrangien initial, les termes nécessaires pour qu'en recalculant les expressions des propagateurs et des vertex, à partir du nouveau lagrangien, on trouve des expressions propres à compenser les divergences introduites par les boucles. Ceci peut se faire de plusieurs façons qui diffèrent par le traitement des termes non-divergents et définissent autant de méthodes de renormalisation différentes. Parmi les classes de techniques de renormalisation, la plus populaire est désignée par les initiales anglaises MS (Minimal Subtraction). Il s'agit d'une classe de méthodes par régularisation dimensionnelle qui consiste à ne pas s'occuper des termes non divergents et à ne supprimer que les termes en $1/\epsilon$. C'est celle-ci que nous allons plus particulièrement décrire.

Grâce au fait que toutes les divergences sont liées entre elles par les égalités de Slavnov-Taylor^[5] :

$$\frac{Z_4}{Z_1} = \frac{Z_1}{Z_3} = \frac{\tilde{Z}_1}{Z_3} = \frac{Z_{1F}}{Z_2} \quad (7)$$

on peut prouver que toutes les manipulations précédemment décrites reviennent à conserver l'expression du lagrangien initial en échangeant les quantités "physiques" $A_\mu^a, q_j^A, g_s, \varphi^a, \lambda$ par des quantités "nues" (infinies dans la limite $\epsilon \rightarrow 0$) : $A_{\mu_0}^a, q_{j_0}^A, g_0, \varphi_0^a, \lambda_0$ définies par :

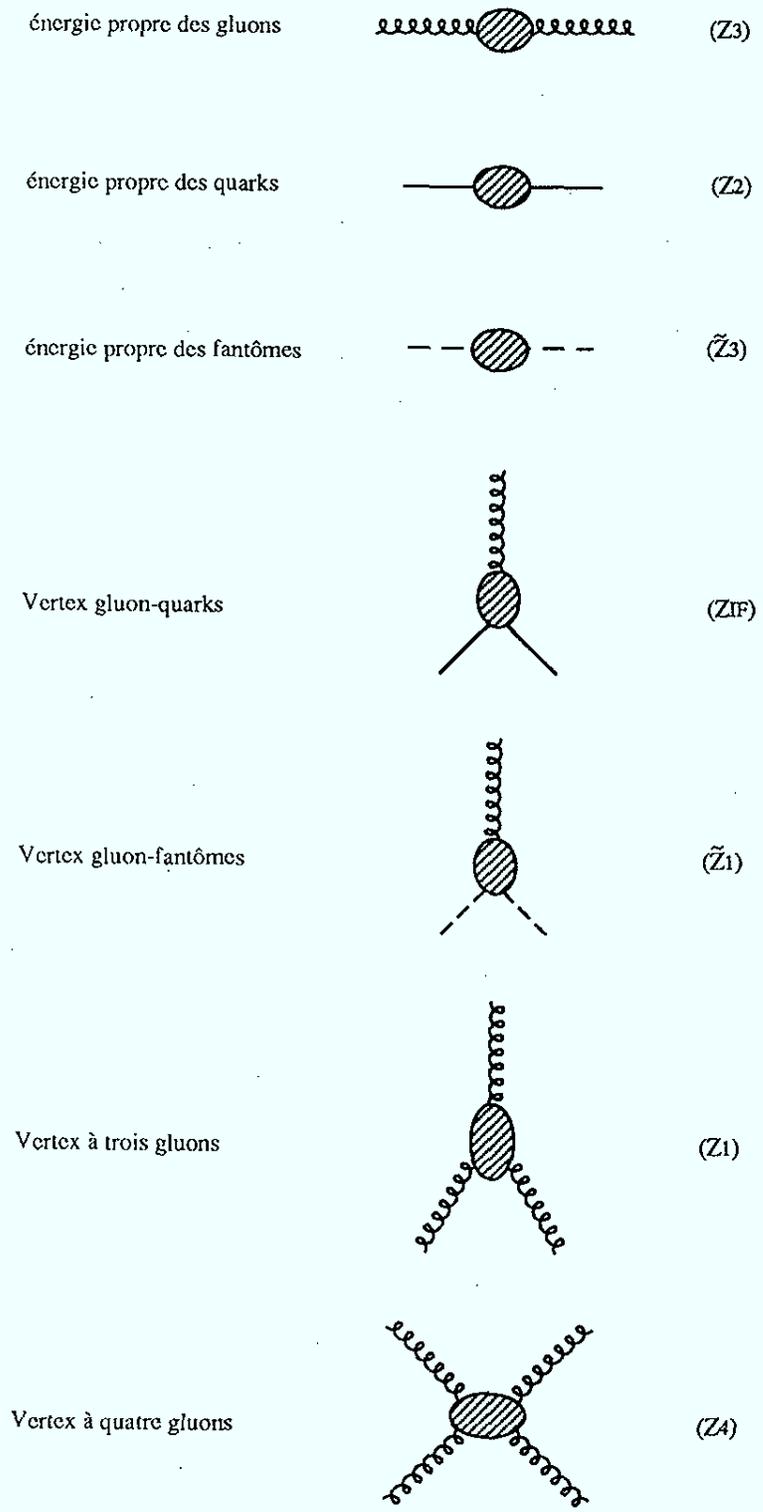


Figure 4 : notations symboliques et graphiques des contre-termes

$$\begin{aligned}
g_{\mu_0}^a &= Z_3^{1/2} g_{\mu}^a & \varphi_0^a &= \tilde{Z}_3^{1/2} \varphi^a & q_{j_0}^A &= Z_2^{1/2} q_j^A \\
g_0 &= Z_1 Z_3^{-3/2} g_s & \alpha_0 &= Z_3 \alpha
\end{aligned} \tag{8}$$

En fait, la relation précédente entre g_0 et g_1 n'est pas tout à fait exacte : comme on est passé en dimension $4-2\epsilon$, la dimension des différentes quantités doit changer pour préserver la validité des équations aux dimensions. En particulier g_s acquiert une dimension $\epsilon/2$. Comme g_0 est un paramètre obtenu dans la limite $\epsilon \rightarrow 0$, il ne doit pas dépendre de ϵ . De plus, les facteurs de type Z sont sans dimension. Il est donc nécessaire d'introduire une échelle d'énergie μ , a priori quelconque, puisqu'elle ne sert qu'à donner une dimension à g_s . Ceci se traduit par la relation :

$$g_0 = \mu^{\epsilon/2} Z_1 Z_3^{-3/2} g_s \tag{9}$$

Comme de plus g_0 ne doit pas dépendre de la méthode de renormalisation employée donc de μ , il est également nécessaire de supposer que g_s dépend de μ . Ceci est en fait une caractéristique générale : quelle que soit la méthode de renormalisation employée, le couplage physique g_s dépend d'une échelle d'énergie. La forme exacte de cette dépendance dépend toutefois de la méthode employée. Signalons de plus que la méthode la plus utilisée est en fait la méthode \overline{MS} qui est identique à la méthode MS à la redéfinition $\mu \rightarrow \frac{e^{\gamma_E}}{4\pi} \mu$ près (avec γ_E la constante d'Euler). Cette redéfinition permet de simplifier le calcul des termes non-divergents. On parle alors de classe de méthodes MS pour désigner à la fois la méthode MS et la méthode \overline{MS} .

On peut essayer de se donner une image physique de la redéfinition de g_s en faisant appel à la relation d'incertitude d'Heisenberg. En effet, lorsque l'on veut observer une particule, il faut utiliser son interaction avec une autre particule. La quantité d'énergie ΔE transférée de l'une à l'autre lors de son interaction ne l'est pas instantanément mais pendant un temps $\Delta t \leq \hbar/\Delta E$. Pendant cet intervalle de temps, les fluctuations quantiques du vide peuvent créer des charges et anticharges de couleur mais aussi, dans le cas de QCD, changer temporairement la couleur des particules intervenantes, par émission et réabsorption de gluons. On conçoit donc que la force de l'interaction puisse dépendre de l'énergie mise en jeu lors du processus.

II.3 GROUPE DE RENORMALISATION ET EVOLUTION DE α_s

Malheureusement, la forme de la fonction $g_s(\mu)$ dépend de la méthode de renormalisation adoptée et de l'ordre auquel on s'est arrêté dans le calcul des intégrales sur les

boucles. Toutefois, dans la limite d'un calcul exact à tous les ordres, la valeur des quantités observables physiquement ne doit pas dépendre de la convention choisie pour calculer la forme de $g_s(\mu)$. Le groupe des transformations :

$$\begin{cases} \mu \rightarrow \mu' \\ g_s(\mu) \rightarrow g_s(\mu') \end{cases} \quad (10)$$

laissant les grandeurs physiques inchangées est appelé groupe de renormalisation. Il sert notamment à passer des résultats obtenus avec une méthode donnée de renormalisation à un ordre donné d'approximation, au résultat obtenu au même ordre d'approximation avec une autre méthode.

On définit alors Z tel que $g_0 = \mu^{\epsilon/2} Z g_s$ c'est à dire $Z = Z_1 Z_3^{3/2} = Z_{1F} Z_3^{-1/2} Z_2^{-1}$. Dans un schéma de renormalisation de type MS, on peut alors développer Z en puissances de $1/\epsilon$:

$$Z = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Z^{(n)}(g_s)}{\epsilon^n} \quad (11)$$

$(Z^{(n)}(g_s) = \sum_{k=n}^m c_{nk} g_s^m$ pour des calculs à l'ordre m des boucles).

Le formalisme du groupe de renormalisation^[6] nous assure alors que^[7] :

$$\beta(g_s) \equiv \mu \frac{\partial g_s}{\partial \mu} = g_s^2 \frac{\partial Z^{(1)}(g_s)}{\partial g_s} \quad (12)$$

Donc, pour pouvoir calculer $\beta(g_s)$ à l'ordre g_s^m , il suffit de ne considérer que les termes en $\frac{1}{\epsilon}$ dans le calcul des graphes divergents jusqu'à l'ordre m . On trouve ainsi les coefficients du développement de $\beta(g_s)$ en puissances de g_s .

En fait, on préfère travailler avec $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ qui est l'analogie de la constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi$ pour la QCD. On définit alors

$$\tilde{\beta}(\alpha_s) \equiv \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} = \frac{\alpha_s^2}{2} \frac{dZ^{(1)}(\alpha_s)}{d\alpha_s} \quad (13)$$

Le calcul des divergences à l'ordre de 3 boucles donne^[8]

$$\tilde{\beta}(\alpha_s) = -b \alpha_s^2 \left(1 + b' \alpha_s + b'' \alpha_s^2 + O(\alpha_s^3) \right) \quad (14)$$

avec $b = \frac{33 - 2n_F}{12\pi} \sim 0,610$ $b' = \frac{153 - 19n_F}{2\pi(33 - 2n_F)} \sim 0,401$

$$\text{et } b'' = \frac{3}{32(33 - 2n_F)\pi^2} \left(2857 - \frac{5033}{9} n_F + \frac{325}{27} n_F^2 \right) \sim 0,149$$

où n_F est le nombre de saveurs de quark pouvant être produites dans le processus. On peut prouver que les coefficients b et b' sont indépendants de la méthode de renormalisation mais que par contre b'' en dépend. Le résultat donné est toutefois valable aussi bien pour la méthode MS originale que pour la méthode $\overline{\text{MS}}$.

Par intégration de $\tilde{\beta}$, on obtient :

$$\ell n \frac{\mu^2}{\mu'^2} = \int_{\alpha_s(\mu')}^{\alpha_s(\mu)} \frac{dx}{\tilde{\beta}(x)} \equiv \phi(\alpha_s(\mu)) - \phi(\alpha_s(\mu')) \quad (15)$$

ce qui définit la fonction $\phi(x)$ telle que $\phi'(x) = 1/\tilde{\beta}(x)$, à une fonction constante près. Comme μ et μ' sont totalement indépendants, l'égalité précédente implique que $\phi(\alpha_s(\mu)) - \ell n \mu^2$ est égale à une constante. On utilise alors la liberté qui nous est laissée pour poser $\phi(\alpha_s(\mu)) - \ell n \mu^2 = -\ell n \Lambda^2$ où Λ est une constante homogène à une masse ou une énergie. On en déduit :

$$\alpha_s(\mu) = \phi^{-1} \left(\ell n \left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right) \right) \quad (16)$$

Si on ne considère que le terme dominant dans $\tilde{\beta}(\alpha_s)$ il vient :

$$\tilde{\beta}(\alpha_s) = -b \alpha_s^2 = \frac{d\alpha_s}{d \ell n \mu^2} \quad (17)$$

et par intégration :

$$\frac{1}{\alpha_s(\mu^2)} = b \ell n \mu^2 + c \quad (18)$$

On sait qu'à une échelle d'énergie Λ de l'ordre de la masse des hadrons, les partons sont confinés à l'intérieur des hadrons, ce qui veut dire que l'intensité entre ces partons est alors très forte (confinement). On a alors quitté le régime perturbatif. On choisit donc de poser $c = -b \ell n \Lambda^2$, ce qui donne :

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{1}{b \ell n \left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2} \right)} \quad (19)$$

De plus, nous verrons au paragraphe III. 2. que pour la diffusion profondément inélastique, il est très commode de choisir $\mu^2 = Q^2 = -q^2$ où q est le quadrvecteur du photon virtuel (ou du boson Z) échangé entre le lepton et le parton.

La formule (18) nous montre alors qu'à de grand transfert d'impulsions ($Q^2 \gg \Lambda^2$), $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$: le parton "sondé" par le lepton apparaît comme quasi-libre (liberté asymptotique). Ceci explique a posteriori le succès du modèle des partons que nous allons maintenant décrire.

III. LE MODELE DES PARTONS^[9]

III.1 MODELE INITIAL^[10]

En 1968, on découvrit que la diffusion électron-nucléon avec des transferts de quantité de mouvement très supérieurs à la masse du nucléon pouvait s'interpréter en termes de sous-composants ponctuels vite identifiés aux quarks. Le modèle des partons fut alors créé pour rendre compte de ce phénomène. Ses hypothèses de base sont les suivantes :

1. Lorsque l'interaction hadrons-particule sonde met en jeu un transfert de quantité de mouvement équivalent à une longueur d'onde inférieure à la taille des hadrons, on peut considérer que l'interaction de la particule-sonde est une interaction élastique avec des sous-composants ponctuels et quasi-libres du hadron.
2. On peut alors décrire la section efficace inclusive hadronique σ^{had} par une convolution :

$$\sigma_H^{\text{had}}(P, \dots) = \sum_p \int_0^1 dx f_{p/H}(x) \sigma^{\text{part}}(x, P, \dots) \quad (20)$$

Dans cette expression $f_{p/H}$, représente la probabilité de trouver un parton p portant une fraction x de l'énergie impulsion du hadron H (donc une masse variable...). σ^{part} est la section efficace ponctuelle de l'interaction de la particule sonde avec ce parton p .

Dans ce modèle, les distributions de probabilité $f_{p/H}(x)$ ne dépendent pas du transfert Q^2 par contre elles dépendent trivialement de p et de H : si l'on se restreint à des valeurs de x proches de 1 on a, par exemple, une probabilité environ deux fois plus élevée de résoudre un quark u dans un proton que dans un neutron ; par contre, c'est l'inverse pour un quark d . Pour se débarrasser de ces dépendances, on s'inspire de la composition des hadrons en quarks de valence dans le modèle SU(3) de saveur. A ce modèle on ajoute l'effet des paires quarks-antiquarks provenant des fluctuations du vide à l'intérieur du proton et qui composent ce que

l'on appelle la "mer". En négligeant les masses des quarks légers ainsi que l'influence des quarks lourds, on définit :

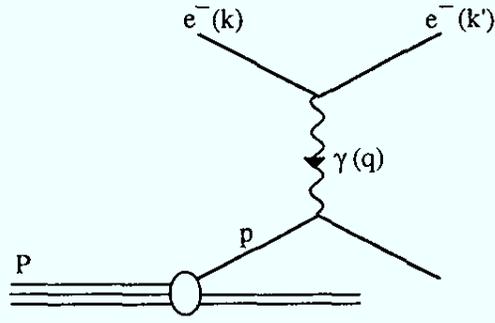
$$\begin{aligned}
 f_{u/p}(x) &= f_{d/n}(x) \equiv u(x) = u_{\text{val}}(x) + u_{\text{mer}}(x) \\
 f_{d/p}(x) &= f_{u/n}(x) \equiv d(x) = d_{\text{val}}(x) + d_{\text{mer}}(x) \\
 f_{s/p}(x) &= f_{s/n}(x) \equiv s(x) = s_{\text{mer}}(x)
 \end{aligned} \tag{21}$$

avec l'hypothèse $u_{\text{mer}}(x) = \bar{u}_{\text{mer}}(x) = d_{\text{mer}}(x) = \bar{d}_{\text{mer}}(x) = s_{\text{mer}}(x) = \bar{s}_{\text{mer}}(x) = S(x)$ où $S(x)$ représente la probabilité de trouver un quark quelconque de la mer avec une fraction x de l'énergie du proton. La distinction entre probabilité de trouver un quark comme quark de valence (ex : u_{val}) et probabilité de le trouver dans la "mer" (ex : $u_{\text{mer}}(x)$) peut apparaître très artificielle, surtout à des x de l'ordre de 0.1. Elle permet toutefois de séparer la partie dépendante du hadron (valence) de la partie supposée indépendante (mer).

Les compositions 'uud' du proton et 'ddu' du neutron se traduisent alors par les relations :

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 (u(x) - \bar{u}(x)) dx &= 2 \\
 \int_0^1 (d(x) - \bar{d}(x)) dx &= 1 \\
 \int_0^1 (s(x) - \bar{s}(x)) dx &= 0
 \end{aligned} \tag{22}$$

Muni de ce modèle, on peut par exemple trouver la section efficace différentielle de diffusion profondément inélastique pour une interaction purement électromagnétique ($Q^2 \ll M_Z^2$) avec un faisceau d'électron non polarisé. Il suffit de supposer que le photon n'interagit pas avec le proton dans son ensemble, mais plutôt avec un quark isolé portant une fraction x de l'impulsion du proton. L'interaction peut alors s'interpréter comme une diffusion élastique entre deux particules ponctuelles, le quark et l'électron. Si l'on suppose que le quark diffusé est un quark de valence, le reste du proton est composé des deux autres quarks de valence qui constituent un assemblage coloré appelé diquark. La section efficace différentielle est alors :



$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$$

$$Q^2 = -q^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$$

$$\frac{d^2\sigma(e^-H \rightarrow e^-X)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1-y)^2] \sum_p x e_p^2 f_{p/H}(x) \quad (23)$$

Dans cette formule e_p , représente la charge électrique du parton p .

On note alors $F_2^H(x) = \sum_p x e_p^2 f_{p/H}(x)$. $F_2^H(x)$ est appelée fonction de structure du hadron H .

III.2 CHANGEMENTS INTRODUIITS PAR LA QCD

Le modèle précédent ignorait totalement les effets induits par les interactions entre particules colorées. Il faut donc rajouter le gluon à la liste des partons et tenir compte des graphes d'ordre supérieur faisant intervenir ces mêmes gluons.

De plus, nous avons vu au paragraphe II.3 que l'hypothèse de quasi-liberté des partons n'est pleinement justifiée que dans la limite $Q^2 \rightarrow +\infty$ (ceci était d'ailleurs une conséquence du caractère non abélien de QCD). Pour des Q^2 finis, on s'attend évidemment à des termes correctifs, fonctions de Q^2 , aux équations précédentes. Toutefois, dans la suite, on se placera toujours dans un domaine de Q^2 tel que les énergies cinétiques et potentielles du parton dans le référentiel du hadron soient négligeables. Cela revient à négliger les termes dits de "higher twist" qui dépendent de la fonction d'onde, inconnue, de l'état-lié. Ils ne peuvent donc qu'être estimés à l'aide d'arguments de dimensionnalité. On présume^[11] qu'ils seraient de la forme $\left(\frac{A(x)}{Q^2}\right)^n$ avec $n \geq 1$, et $A(x)$ de l'ordre de la masse carrée de l'état lié ($\sim 1 \text{ GeV}^2$). Ceci nous conduira donc à nous placer dans le domaine $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ où des calculs perturbatifs en QCD sont possibles.

Dans ce domaine et dans l'approximation des logarithmes dominants, les termes correctifs en $\ln Q^2$ à σ^{part} peuvent être transférés dans une redéfinition des distributions $f_{p/H}(x)$ en $f_{p/H}(x, Q^2)$. Celles-ci décrivent alors la probabilité de résoudre un parton p portant une fraction x de l'impulsion du hadron H , lors d'une interaction avec une particule sonde, mettant en jeu un transfert de quantité de mouvement Q^2 . Ceci permet de rendre compte de la

violation d'invariance d'échelle de Bjorken (i.e. $Q^4 \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$ n'est pas vraiment indépendant de Q^2).

III.3 EVOLUTION DES DISTRIBUTIONS DE PARTONS DANS L'APPROXIMATION DES LOGARITHMES DOMINANTS

Le modèle des partons est un modèle semi-classique dans lequel on ne considère que des probabilités et non pas des amplitudes de probabilité. On peut se demander si cette interprétation survit à l'introduction des gluons.

En effet, même au premier ordre, il existe plusieurs diagrammes avec émission d'un gluon (Figure 5).

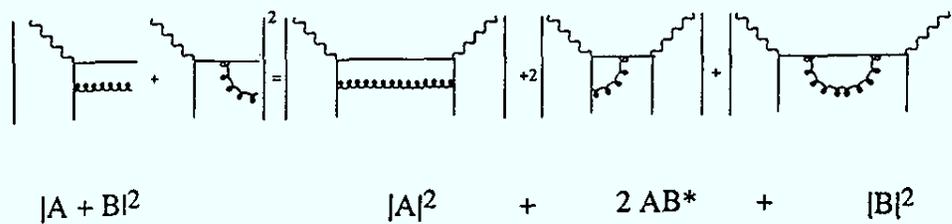


Figure 5 : corrections pour l'émission d'un gluon

Lors du calcul de la probabilité attachée à ces diagrammes, on voit apparaître des termes d'interférences. Afin de pouvoir se débarrasser de ces interférences, on ne considère que la contribution dominante dans la probabilité d'émission d'un gluon. On peut montrer que ce terme dominant est obtenu (pour des valeurs de x ne tendant pas vers 0) pour émission quasi-colinéaire et qu'il est correspond à l'approximation $\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \gg 1$, $\alpha_s(Q^2) \ll 1$. C'est ce que l'on appelle l'approximation des logarithmes (colinéaires) dominants. Dans cette approximation, les termes d'interférence ne contribuent pas et l'on récupère une interprétation probabiliste. Par contre, on voit intervenir des termes correctifs en $\ln Q^2$ dans l'expression de $d\sigma^{\text{part}}$ que l'on fait disparaître dans une redéfinition des fonctions de distribution des partons à l'intérieur du proton. Celles-ci acquièrent donc une dépendance en Q^2 , dont on peut prouver^[12] qu'elle s'exprime sous la forme :

$$\frac{dq_i(x, t)}{dt} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \left(\sum_{j=1}^{2n_f} q_j \otimes P_{q_i q_j} + G \otimes P_{q_i g} \right) \quad (24)$$

$$\frac{dG(x, t)}{dt} = \frac{\alpha(t)}{2\pi} \left(\sum_{j=1}^{2n_f} q_j \otimes P_{gq_j} + G \otimes P_{gg} \right)$$

avec : • $t = \ln(Q^2/Q_0^2)$.

- \otimes le produit de convolution associé à la transformation de Mellin (i.e. tel que $TM(f \otimes g) = TM(f) \cdot TM(g)$) :

$$f \otimes g = \int_x^1 \frac{dy}{y} f(y) \cdot g\left(\frac{x}{y}\right) \quad (25)$$

- $q_i(x, t) = f_{q_i/\text{proton}}(x, t)$ pour un quark ou un antiquark i (ex : $q_i(x, t) = u(x, t)$ ou $\bar{q}_i(x, t) = \bar{s}(x, t)$)
- $G(x, t) = f_{g/\text{proton}}(x, t)$: probabilité de trouver un gluon avec une fraction x de l'impulsion du proton
- $\frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{q_i q_j}\left(\frac{x}{y}\right) = \delta_{ij} P_{qq}$: densité de probabilité qu'un quark portant une fraction y de l'impulsion du proton n'emporte plus qu'une fraction x après émission d'un gluon
- $\frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{q_i g}\left(\frac{x}{y}\right)$: densité de probabilité qu'un gluon portant une fraction y de l'impulsion du proton se transforme en une paire $q_i \bar{q}_i$ dans laquelle q_i porterait une fraction x de l'impulsion du proton
- $\frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{g q_i}\left(\frac{x}{y}\right)$: densité de probabilité qu'un quark q_i portant une fraction y de l'impulsion du proton émette un gluon portant une fraction x de cette impulsion
- $\frac{\alpha_s(t)}{2\pi} P_{g g}\left(\frac{x}{y}\right)$: densité de probabilité qu'un gluon portant une fraction y de l'impulsion du proton donne un gluon portant une fraction x de cette impulsion par l'intermédiaire d'un vertex à 3 gluons

Cette équation est appelée équation de Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi ou équation GLAP. Ceci veut aussi dire que tous les termes du type $\alpha_s t = \alpha_s(Q^2) \ln Q^2$ qui pourraient apparaître dans $d\sigma^{\text{part}}$ sont transférés à l'intérieur des distributions de partons laissant ainsi décrire par $d\sigma^{\text{part}}$ la physique non singulière en $\ln Q^2$ i.e. la physique à 'grands angles'. Ceci revient à absorber dans des quantités phénoménologiques (i.e. les fonctions de structure que l'on mesure) des singularités dont on pense qu'elles n'apparaissent que parce que l'on ne sait pas faire des calculs exacts. C'est ce que l'on appelle "Théorème de factorisation" de QCD : la section efficace de diffusion profondément inélastique est donnée en terme d'une fonction de structure $F(x, Q^2)$, obtenue à partir d'une fonction mesurée expérimentalement $F(x, Q_0^2)$ que l'on fait évoluer à l'aide de l'équation GLAP, et d'une section efficace au niveau des partons $\sigma(x, Q^2)$ où $x = Q^2/2P \cdot q$ est la variable de Bjorken.

Il faut toutefois noter que pour obtenir les formules (26), on a été amené à négliger des termes qui sont divergents pour $x \rightarrow 0$ ou pour $x \rightarrow 1$. Ceci peut être observé en remarquant que les équations (26) ne prennent en compte que l'accroissement, avec Q^2 , du nombre de partons portant une fraction x de l'impulsion du hadron, dû au branchement $A \rightarrow B + C$ d'un parton portant initialement une fraction d'énergie supérieure. On ne prend donc pas en compte les possibles recombinaisons ou les possibles disparitions des partons, portant initialement une fraction x , par le même phénomène.

Si l'on s'intéresse maintenant plus spécifiquement au graphe représentant $|B|^2$ sur la figure 5, on peut définir des fonctions de fragmentation $D_q^h(x, Q^2)$ et $D_g^h(x, Q^2)$ représentant la probabilité d'observer un hadron h dans l'état final d'un jet initié par un quark ou un antiquark de saveur i ou par un gluon. On prend alors $x = E_h/E_{jet}$ et $Q \sim E_{jet}$. L'hypothèse de dualité locale entre partons et hadrons, sur laquelle nous reviendrons au paragraphe suivant, nous indique alors que ces distributions sont proportionnelles aux distributions représentant la répartition de l'énergie du jet entre les particules issues de la série de branchements $A \rightarrow B + C$. Comme ces branchements sont gouvernés par les équations GLAP, les fonctions de fragmentations vérifient des équations analogues :

$$\frac{\partial D_i^h}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left(P_{qq} \otimes D_i^h + P_{gq_i} \otimes D_g^h \right) \quad (26)$$

$$\frac{\partial D_g^h}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \left(P_{gg} \otimes D_g^h + 2 \sum_{j=1}^{2n_f} P_{q_j g} \otimes D_j^h \right)$$

Nous allons maintenant voir comment les progrès dans les techniques de calculs perturbatifs en QCD, ont permis de préserver la vision probabiliste développée par Altarelli et Parisi tout en prenant mieux en compte les singularités en $x \rightarrow 0$ et $x \rightarrow 1$.

IV. SIMULATION DES JETS ET COHERENCE EN QCD

Les résultats du paragraphe précédent peuvent encore s'interpréter en disant que le développement d'un jet est le produit d'une cascade de processus élémentaires de type $A \rightarrow B + C$, émission d'un gluon par un quark ou par un gluon ($q \rightarrow q + g$, $g \rightarrow g + g$) ou conversion d'un gluon en une paire quark-antiquark $g \rightarrow q + \bar{q}$. Ce fait est mis à profit pour simuler le développement des jets dans des programmes de type Monte-Carlo.

IV.1 CORRESPONDANCE LOCALE ENTRE HADRONS ET PARTONS

Dans le traitement précédent, on suppose implicitement que le phénomène d'hadronisation des partons (confinement) n'influe pas sur le développement de la cascade. Ceci constitue l'hypothèse de dualité locale entre hadrons et partons (désigné dans la littérature par ces initiales anglaises LPHD^[13]: Local Parton Hadron Duality) provenant d'un préconfinement de la couleur^[14]. Dans le cadre de cette hypothèse, on suppose que l'appariement d'un quark avec un antiquark, ou avec un diquark de couleur opposée, est local dans l'espace de phase c'est à dire qu'il se produit lorsque les partons ont des impulsions transverses, par rapport à leur voisin, inférieures à une échelle d'énergie Q_0 indépendante de l'échelle Q de l'interaction principale. Cet appariement forme un état singulet de couleur (blanc) et réalise ainsi le confinement de la couleur. Lorsqu'à la fin du développement de la cascade, on considère l'ensemble des quarks et des gluons produits, un parton portant une certaine couleur se regroupera toujours avec le parton, portant l'anticouleur correspondante, le plus proche dans l'espace des phases. Il ne faut toutefois pas oublier que, si l'on se restreint à l'ensemble des partons provenant de la cascade de *branchement induit* par un parton initial, cet ensemble porte une charge de couleur nette égale à celle du parton initial. Il faut donc une liaison entre les différentes cascades, pour assurer la neutralité de couleur de l'ensemble. Ceci induit un effet de cohérence entre jets sur lequel nous reviendrons.

Cette hypothèse de dualité locale entre partons et hadrons est très importante car elle permet de relier le comportement moyen des hadrons à celui des partons. Elle ne veut pas dire qu'il y a correspondance univoque entre partons et hadrons (il faut d'ailleurs au moins deux partons pour former un hadron) mais plutôt que la transition parton-hadron n'influe que par l'intermédiaire de constante de proportionnalité, sur les distributions en angle et en énergie des hadrons produits (les caractéristiques sont fixées par le développement de la cascade). De plus, les coefficients de proportionnalité doivent être indépendant de tout ce qui s'est passé avant le confinement. Ils doivent donc être indépendants du processus étudié ainsi que de l'échelle d'énergie à laquelle ce processus s'est produit. Pour tester cette hypothèse LPHD, on pourra par exemple, vérifier que la constante de normalisation obtenue pour la courbe représentant le mieux la distribution de :

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma(x, Q^2)}{d\ell n(1/x)} (e^+e^- \rightarrow hX) \equiv x D_q^h(x, Q^2) \quad (27)$$

en fonction de $\ell n(1/x)$ (fonction de fragmentation), à $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$, est la même que celle qui servirait à ajuster $x D_q^h$ pour $ep \rightarrow hX$.

On peut noter que la comparaison des fonctions de fragmentation mesurées au LEP avec la théorie ainsi qu'avec les expériences e^+e^- précédentes^[15] semblent valider cette hypothèse lorsqu'elle est combinée avec l'approximation des logarithmes dominants modifiés dont nous serons également amené à parler.

IV.2 SIMULATION DE JETS DE PARTONS PAR CASCADE DE PROCESSUS ELEMENTAIRES

IV.2.a Principe général

L'hypothèse de dualité locale entre hadrons et partons permet de séparer la simulation d'événements hadroniques en deux parties distinctes : la partie non-perturbative et la partie perturbative. Dans la partie non-perturbative on paramétrise le manque de connaissance théorique par des fonctions de structure données par l'expérience et un modèle phénoménologique d'hadronisation. La partie perturbative correspond quant à elle, à des transferts d'impulsion transverse $q_t^2 \gg Q_0^2$ où Q_0 est l'échelle d'énergie à laquelle s'arrête la fragmentation. Dans cette partie, des calculs perturbatifs en QCD, permettent de modéliser le développement des gerbes de partons, causées par la fragmentation des partons issus de l'interaction principale, i.e. la diffusion de l'électron par le quark dans le cas d'une collision profondément inélastique (fig. 6).

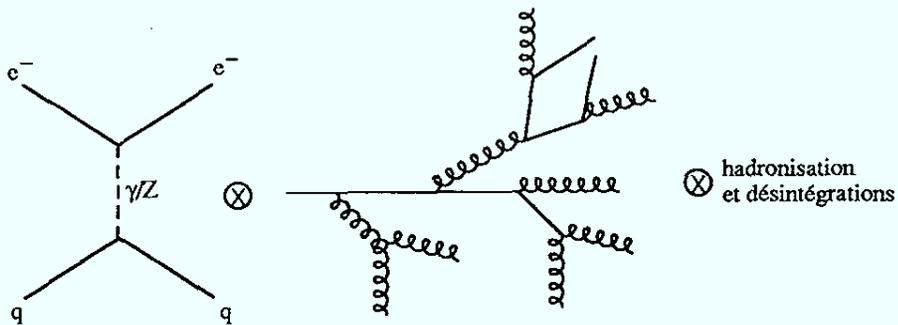


Figure 6 : décomposition schématique de la simulation d'un événement

Cette interaction principale est généralement générée en premier lieu; des variables cinématiques x et Q^2 sont tirées au hasard selon la section efficace différentielle du processus considéré. Ces variables permettent de calculer la cinématique de l'interaction principale et

ainsi de fixer les conditions initiales pour les processus de rayonnement ou de fragmentation. Ceux-ci se traduisent par la simulation de cascades d'événements élémentaires du type exposé au paragraphe III.3 (ou par l'émission de photons radiatifs pour les corrections QED). Finalement, les partons ainsi produits sont regroupés localement par singulet de couleur afin de produire des hadrons qui pourront éventuellement se désintégrer pour donner des particules 'stables' i.e. dont la durée de vie est suffisamment longue pour pouvoir être éventuellement détectée. Cette dernière étape est l'étape d'hadronisation dont nous parlerons au paragraphe suivant. Nous allons ici plus particulièrement nous intéresser à la simulation des cascades de partons.

Supposons, pour simplifier, que l'on s'intéresse au processus $q \rightarrow q + Ng$ (le quark n'interagissant qu'une seule fois pour donner le premier gluon), la section efficace est alors donnée par :

$$\sigma_N \propto \int |M_N|^2 \prod_{i=1}^N \frac{d^3 \vec{k}_i}{2E_i} \quad (28)$$

Dans le cas général, l'élément de matrice M_N du processus dépend de toutes les impulsions \vec{k}_i . Le problème consiste donc à trouver les approximations les plus précises, permettant d'écrire la formule (30) sous la forme :

$$\sigma_N \propto \prod_{i=1}^N \int d\mathcal{P}_{g_j \rightarrow g_k + g_i} \quad (29)$$

Les gluons j et k sont ici les gluons de la chaîne principale qui ne sont donc pas vus (c'est le gluon g_k qui donnera g_{i+1}). Il faut donc faire l'analyse des termes dominants de M_N selon les zones cinématiques pour se restreindre à celles dans lesquelles on saura réaliser une factorisation de σ_N qui fournisse bien la contribution dominante.

Cette analyse dépend toutefois des caractéristiques de la particule initiant le jet. Ainsi, si p est le quadrivecteur de cette particule, l'analyse ne sera pas la même si $p^2 > 0$ (cascade finale) ou si $p^2 < 0$ (cascade initiale pour une particule "entrante" dans l'interaction principale), toutefois les méthodes employées seront semblables.

IV.2.b Cascade finale

Cette cascade de branchements correspond à la fragmentation du parton sortant de l'interaction principale, mais peut aussi s'appliquer à celle des partons créés par émissions à partir du parton initial. Elle a été abondamment étudiée dans le cadre de la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.

On s'intéresse donc à la situation dans laquelle un parton possède une masse virtuelle $q^2 \gg Q_0^2$ où Q_0 est une masse fictive attribuée au gluon de manière à stopper la cascade. Ce parton va peu à peu perdre sa virtualité grâce à une cascade d'émission d'autres partons de plus en plus proches de leur couche de masse. La cascade est donc une suite de vertex $i \rightarrow j+k$ dans lesquels un parton i de virtualité q_i^2 se résout en 2 partons j et k portant des virtualités q_j^2 et q_k^2 négligeables devant q_i^2 . Cette réduction importante de virtualité est due non seulement au partage de q_i^2 entre j et k mais aussi à l'apparition d'une impulsion transverse des particules produites, par rapport à la direction de i .

Dans ces conditions, on peut se placer dans l'approximation des logarithmes en Q^2 dominants. La répartition de l'énergie-impulsion est contrôlée par les fonctions de branchement d'Altarelli-Parisi : $P_{i \rightarrow j+k}(z)$ (ou $P_{ji}(z)$ selon la notation originale d'Altarelli-Parisi utilisée au paragraphe III.3). z est ici la fraction de l'énergie-impulsion de i emportée par j (k emporte alors la fraction $(1-z)$).

De même qu'au paragraphe III.3, on peut également introduire un paramètre d'évolution t (on peut ici également prendre $t = \ln(q_i^2/Q_0^2)$ mais nous verrons que ce n'est pas le choix qui donne la meilleure approximation). A priori, ce paramètre ne doit satisfaire que les contraintes suivantes : Il doit d'une part diminuer au fur et à mesure de l'évolution de la cascade et d'autre part suffire, avec z , pour décrire la cinématique de l'événement projeté dans un plan.

La probabilité pour qu'un branchement $i \rightarrow j+k$ ait lieu durant un petit changement dt du paramètre d'évolution, est donnée par une équation du type Gribov-Lipatov - Altarelli-Parisi :

$$\frac{d\mathcal{P}_{i \rightarrow j+k}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{i \rightarrow j+k}(z) \quad (30)$$

La probabilité pour qu'un branchement ne se produise pas dans cet intervalle dt est donc :

$$1 - \left(\frac{d\mathcal{P}_{i \rightarrow j+k}}{dt} \right) dt \quad (31)$$

La probabilité pour qu'il n'y ait pas de branchement entre t_{\max} et t est alors donnée par :

$$\mathcal{P}_{\text{pas de branchement}}(t_{\max}, t) = \exp \left(- \int_{t_{\max}}^t dt' \frac{d\mathcal{P}_{i \rightarrow j+k}}{dt'} \right) \quad (32)$$

On introduit alors ce que l'on appelle un facteur de forme de type Sudakov :

$$\Delta_S(t) = \exp \left(- \int_{t_{\min}}^t dt' \int_{z_{\min}(t')}^{z_{\max}(t')} dz \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{i \rightarrow j+k}(z) \right) \quad (33)$$

Ce facteur est la probabilité pour qu'un parton issu d'une interaction qui s'est produite à t ne subisse pas de branchement et fasse donc partie des particules de l'état final. Il correspond à la sommation de toutes les corrections virtuelles . On peut alors réécrire :

$$\mathcal{P}_{\text{pas de branchement}}(t_{\max}, t) = \frac{\Delta_S(t_{\max})}{\Delta_S(t)} \quad (34)$$

La véritable probabilité pour que le branchement ait lieu pour une valeur t du paramètre d'évolution (à dt près) et que le parton j obtienne une fraction z de l'énergie-impulsion de i est donc :

$$d^2 \mathcal{P}_{i \rightarrow j+k} = dt dz P_{i \rightarrow j+k}(z) \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{\Delta_S(t_{\max})}{\Delta_S(t)} \quad (35)$$

La simulation se fait alors en choisissant au hasard un type de branchement $i \rightarrow j+k$ (i.e. la nature des partons j et k), puis z est généré selon $(\alpha_S P_{i \rightarrow j+k}(z))$ et t est choisi en résolvant $\Delta_S(t_{\text{choisi}}) = \Delta_S(t_{\max})/R$ où R est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 et t_{\max} est la valeur de t au branchement dont est issu le parton i . Un parton est considéré comme faisant partie des particules finales, et ne produisant donc plus de branchement, lorsque $t_{\text{choisi}} < t_{\min}$ (i.e. $\Delta_S(t_{\text{choisi}}) > 1$ soit encore $R < \Delta_S(t_{\max})$).

Dans tout ce qui précède, il faudrait encore préciser les définitions exactes de z , de t et de l'argument de α_S . Ces définitions varient d'un programme à l'autre et dépendent du mode de prise en compte des résultats des calculs perturbatifs explorant les corrections à l'approximation des logarithmes en Q^2 dominants.

Ainsi, si l'on se restreint à un domaine cinématique où les singularités dominantes sont uniquement du type $\alpha_S \ln Q^2 \sim 1$ (i.e. $\alpha_S \ln \frac{1}{z} \ll 1$ et $\alpha_S \ln \frac{1}{1-z} \ll 1$) la diminution des masses virtuelles, au fur et à mesure des branchements, est équivalente à une diminution des impulsions transverses produites ainsi qu'à une diminution des angles entre particules produites.

Par contre, une analyse du domaine $z \rightarrow 0$ (logarithmes infra-rouges dominants)^[16] a montré que l'on pouvait prendre en compte les termes en $\ln(1/z)$, tout en gardant le même formalisme, à condition de se restreindre au domaine cinématique dans lequel les angles entre les particules produites décroissent le long de la cascade de vertex. C'est ce que l'on appelle l'ordonnement en angles ou A. O. (Angular Ordering). C'est un phénomène de **cohérence intra-jet** dû à des effets d'interférences entre des gluons de faible énergie : étant donné qu'un

gluon de faible énergie émis à grand angle a une grande longueur d'onde transverse, il ne peut résoudre spatialement les charges de couleur des particules qui constituent le jet et ne 'voit' donc que la charge de couleur de l'ensemble des partons émis, c'est-à-dire celle du parton initial. Il ne peut donc pas, en première approximation, avoir été émis par des particules secondaires; son émission n'est donc possible que lors du premier branchement.

Ceci a été pris en compte dans les programmes de simulation, soit en imposant cette condition explicitement et en gardant $\ell n Q_i^2$ comme variable d'évolution (LEPTO^[17], JETSET^[18]), soit en adoptant une variable d'évolution telle que $t_i > t_{i+1} \Rightarrow \theta_i > \theta_{i+1}$ (HERWIG^[19]).

On a récemment prouvé^[20] qu'en choisissant $t = \ell n \tilde{q}^2$ avec $\tilde{q} \equiv q_t/z(1-z)$ ou q_t est l'impulsion transverse produite dans le branchement $i \rightarrow j+k$ et z la fraction d'impulsion longitudinale de i reçue par j , on pouvait reproduire également les singularités dues aux termes suivants les termes en $\ell n 1/z$ dominants. La valeur de t_{\max} dans le terme de Sudakov est alors fixée par l'ordonnement angulaire. Elle est égale à $\ell n [z^2 \tilde{q}^2]$ pour le branchement ultérieur de j et $\ell n [(1-z)^2 \tilde{q}^2]$ pour le branchement ultérieur de k (ceci est dû au fait que $\tilde{q}_i \approx q_{Li} \theta_i$ ou q_{Li} est l'impulsion longitudinale de i , et θ_i l'angle entre j et k).

De plus, l'étude des corrections virtuelles (i.e. du terme de Sudakov) suggère fortement d'utiliser q_t^2 comme argument de α_s afin d'absorber les corrections principales à $\alpha_s(q^2) P_{i \rightarrow j+k}(z)$ dans l'expression $\alpha_s(z^2(1-z^2)\tilde{q}^2) P_{i \rightarrow j+k}(z)$ ^[21].

Enfin, pour compléter la prise en compte des logarithmes infra-rouges, il faut aussi tenir compte du phénomène de **cohérence inter-jet** responsable de l'asymétrie dans le nombre des hadrons produits entre jets, dans des configurations multijets ('string effect'). Ce phénomène, sur lequel nous reviendrons au chapitre IV, ne provient pas seulement de l'ordonnement angulaire mais aussi de l'influence du spin des gluons sur la distribution des angles d'azimut lors des branchements. Il a été analysé dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants modifiés (M.L.L.A. : Modified Leading Log Approximation)^[22] en terme de dipôles ou d'antennes de couleur. Cette formulation a été reprise par le groupe de LUND^[18] et est incorporée dans le générateur d'événements ARIADNE^[23].

IV.2.c Cascade initiale

Ce domaine de recherche a vu beaucoup de progrès durant les trois dernières années, aussi bien dans le domaine $x \rightarrow 0$ que dans le domaine $x \rightarrow 1$.

Les notations utilisées par la suite sont illustrées sur la figure 7^[20]. On numérote donc les vertex, en partant, non pas du vertex de l'interaction forte mais du hadron.

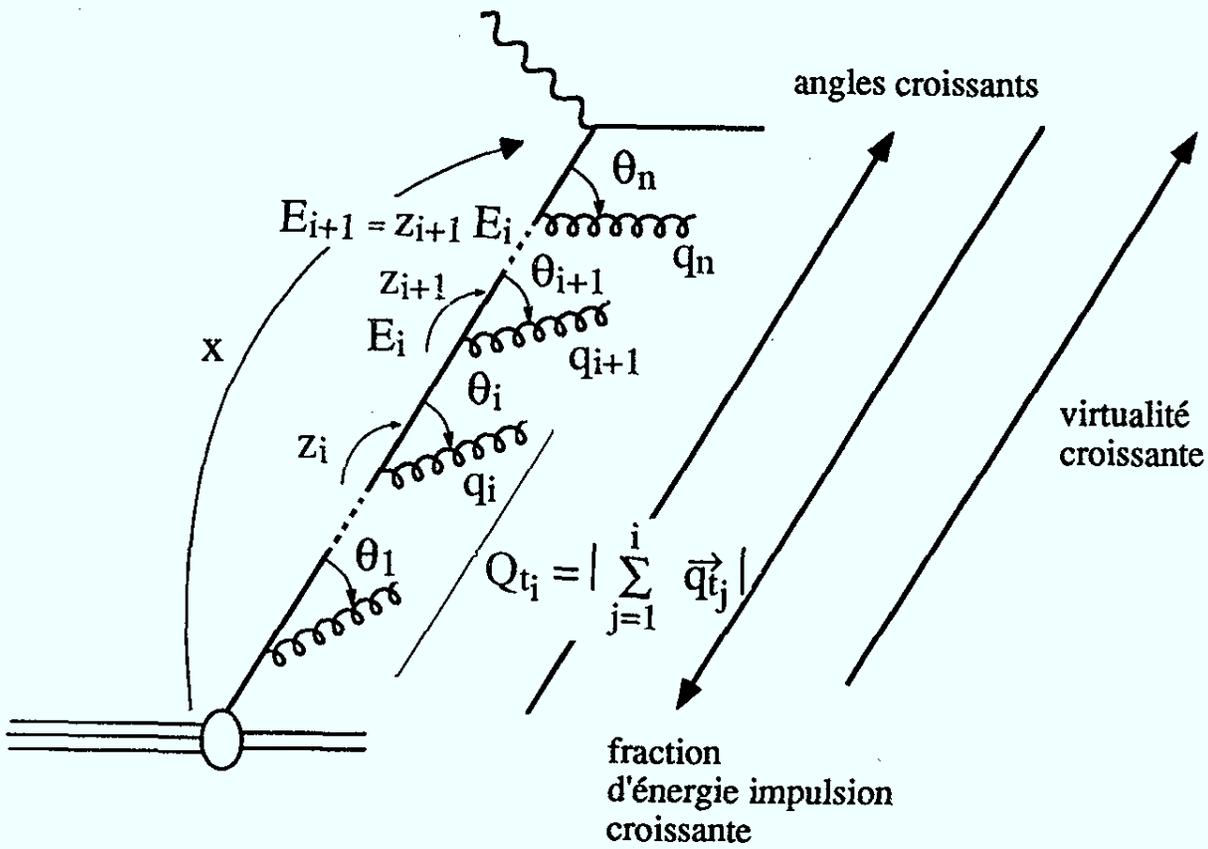


Figure 7 : notations pour les angles et les fractions d'énergie-impulsion lors de la cascade initiale

On se place dans le référentiel de Breit dans lequel le quadrivecteur du photon virtuel (ou du Z^0) est $Q = (0, -2\vec{p})$ (référentiel "du mur de briques"). Pour le vertex numéro i , on définit z_i la fraction d'impulsion longitudinale du parton incident conservée par le parton qui créera le vertex $i+1$. De plus, on appelle θ_i l'angle du parton i de quadrivecteur q_i avec la direction du parton initial donnée par \vec{p} . On a alors $q_{ti} = f(\theta_i, z_i)$ l'impulsion transversale du parton i par rapport à \vec{p} . On définit également $Q_{t_i} = \left| \sum_{j=1}^i \vec{q}_{t_j} \right|$ l'impulsion transverse totale des partons émis dans le cône d'ouverture θ_i .

On a alors $x \sim \prod_{i=1}^n z_i$, ce qui pour $x \rightarrow 1$ entraîne, quelque soit i , $z_i \rightarrow 1$. De plus, le domaine cinématique, permettant d'obtenir la contribution dominante pour $x \rightarrow 0$, est tel que les valeurs de z_i successives sont très inférieures aux valeurs de z_{i-1} correspondantes. On peut alors considérer que, quelque soit i , $z_i \rightarrow 0$.

Quelle que soit la zone étudiée, la probabilité de branchement considérée devra permettre de retrouver la forme de la fonction de structure dans cette zone. En effet, ainsi qu'on l'a vu au paragraphe III, la prise en compte des interactions des quarks avec les gluons change la fonction de structure $F(x)$ du modèle des partons selon :

$$F(x) \rightarrow \int_0^1 dz F\left(z, \frac{Q^2}{Q_0^2}\right) F_i\left(\frac{x}{z}, Q_0^2\right) \quad (36)$$

La première fonction F à l'intérieur de l'intégrale est due à "l'évolution" des fonctions de structure. C'est cette partie qui est l'objet des recherches en calcul perturbatif, pour essayer de prendre mieux en compte toutes les corrections apportées par les diagrammes d'ordre supérieur à celui des graphes. La fonction F_i représente les conditions initiales de l'évolution. C'est elle qui rend compte de la partie non perturbative de l'interaction. Elle fait l'objet de paramétrisations obtenues par ajustement des données des expériences précédentes. Un grand nombre de ces paramétrisations ont été rassemblées dans la bibliothèque PDFLIB^[24].

Tout le problème de la simulation consiste à introduire une probabilité de branchement $d\mathcal{P}_{i \rightarrow j+k}$ prenant en compte l'ordonnement angulaire, (qui a également été prouvé pour la cascade initiale^[25]), et permettant de reproduire le mieux possible les fonctions de structure. Ces deux quantités sont en effet liées par l'intermédiaire des dimensions anormales de QCD relatives aux moments des distributions de quarks et de gluons. Pour simplifier, on ne considérera que des interactions de gluons. On note alors $G(x, Q^2/Q_0^2)$ la densité de probabilité pour un gluon portant une fraction x de l'impulsion du proton, d'être produit dans la cascade émise par le parton incident de l'interaction forte, lorsque ce parton passe d'une virtualité Q_0^2 à une virtualité $\sim Q^2$, lors de l'interaction forte. La définition des dimensions anormales nous assure alors que:

$$\int_0^1 dx x^{N-1} G\left(x, \frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \equiv G_N\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right) = \exp \int_{Q_0^2}^{Q^2} \frac{dk_T^2}{k_T^2} \gamma_N[\alpha_s(k_T^2)] \quad (37)$$

On peut alors introduire une fonction $P(\alpha_s, z)$ telle que :

$$\gamma_N(\alpha_s) = \int_0^1 dz z^{N-1} P(\alpha_s, z) \quad (38)$$

ou encore :

$$P(\alpha_s, z) = \frac{1}{2\pi i} \int_C dN z^{-N} \gamma_N(\alpha_s) \quad (39)$$

ou C est un contour complexe. L'interprétation probabiliste introduite par Altarelli et Parisi (cf paragraphe III) nous permet alors de dire que $P(\alpha_s, z)$ représente le branchement $g \rightarrow gg$.

On connaît les expressions complètes à l'ordre de deux boucles des $\gamma_N^{[26]}$. Il s'agit ici de n'en conserver que les termes singuliers dans les zones cinématiques à considérer.

Grâce à la dernière équation, on voit tout de suite que le branchement à $z \rightarrow 0$ est dominé par $\gamma_1(\alpha_s)$, c'est-à-dire qu'il peut s'écrire sous forme de $\frac{1}{N-1}$. Par contre, le branchement pour $z \rightarrow 1$ sera dominé par les γ_N avec $N \rightarrow +\infty$. De plus, dans la limite $Q^2 \rightarrow +\infty$, γ_N peut également se développer en série de α_s :

$$\gamma_N(\alpha_s) \underset{Q^2 \rightarrow +\infty}{\sim} \gamma_N^{(1)} \alpha_s + \gamma_N^{(2)} \alpha_s^2 + \dots \quad (40)$$

Si l'on replace (42) dans (39), on se rend compte que $\gamma_N^{(1)}$ représente l'ordre des logarithmes en Q^2 dominants (i.e. la resommation des termes en $\alpha_s \ell n(Q^2/Q_0^2)$) et que $\gamma_N^{(2)}$ représente l'ordre suivant les logarithmes dominants.

• zone $x \rightarrow 1$

Dans la limite $Q^2 \rightarrow +\infty$ et $N \rightarrow +\infty$, on peut écrire :

$$\gamma_N \sim C_F \frac{\alpha_s}{\pi} \left(1 + k \frac{\alpha_s}{2\pi} \right) \ell n N \quad (41)$$

avec $k = C_A \left(\frac{67}{18} - \frac{\pi^2}{6} \right) - \frac{5}{9} n_f$, $C_A = 3$, $C_F = \frac{4}{3}$ et n_f le nombre de saveurs pouvant prendre part au processus.

On en déduit^[20] alors que l'on peut reproduire des quantités semi-inclusives comme la section efficace DIS à l'ordre suivant les logarithmes dominants, aussi bien pour les logarithmes collinéaires $\ell n(Q^2/Q_0^2)$ que pour les logarithmes infra-rouges $\ell n \frac{1}{1-x}$, en considérant la probabilité de branchement suivante :

$$d\mathcal{P}_i = \frac{dz_i}{z_i} \frac{d\tilde{q}_i^2}{\tilde{q}_i^2} P \left(\alpha_s \left[z_i^2 (1-z_i)^2 \tilde{q}_i^2 \right], z_i \right) \Delta_s \left(\tilde{q}_i^2, \tilde{q}_{i+1}^2 \right) \Theta \left(\tilde{q}_i^2 - \tilde{q}_{i+1}^2 \right) \Theta \left(Q^2 - \tilde{q}_i^2 \right) \Theta \left(z_i^2 (1-z_i)^2 \tilde{q}_i^2 - Q_0^2 \right) \quad (42)$$

• $\tilde{q}_i = \frac{q_{t_i}}{z_i (1-z_i)}$ (l'argument de α_s est donc $q_{t_i}^2$)

- $\Theta(x - y)$ est la fonction saut ($\Theta(x - y) = 0$ si $x < y$ et $\Theta(x - y) = 1$ si $x > y$)
- $P\left(\alpha_s \left[z_i^2 (1 - z_i)^2 \tilde{q}_i^2 \right], z_i\right)$ est la fonction de branchement $q \rightarrow q+g$ à 2 boucles, obtenue à partir de l'expression de γ_N à 2 boucles dans la limite $z_i \rightarrow 1$:

$$P(\alpha_s, z) = \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{1}{1-z} + \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \times \frac{1}{2} \frac{C_F}{1-z} \quad (43)$$

- $\Delta_s(\tilde{q}_i^2, \tilde{q}_{i+1}^2)$ est le terme de Sudakov associé au non-branchement du parton entre \tilde{q}_i^2 et \tilde{q}_{i+1}^2 (i.e. pas de partons émis entre θ_i et θ_{i+1})

$$\Delta_s(\tilde{q}_i^2, \tilde{q}_{i+1}^2) = \exp \left\{ - \int_{\tilde{q}_{i+1}^2}^{\tilde{q}_i^2} \frac{d\tilde{q}^2}{\tilde{q}^2} \int_0^1 dz P(\alpha_s [z^2 (1-z)^2 \tilde{q}^2, z]) \right\} \Theta\left(z_i^2 (1 - z_i)^2 \tilde{q}_i^2 - Q_0^2\right) \quad (44)$$

- enfin, l'expression de α_s à l'ordre de 2 boucles doit être utilisée

Dans l'expression de $d\mathcal{P}$ précédente, les 3 fonctions sauts imposent respectivement l'ordonnement angulaire et les valeurs maximales et minimales de la variable d'évolution. Toutefois, cette affirmation repose sur la relation approchée suivante : $\tilde{q}_i^2 \simeq \frac{1}{2} Q^2 (1 - \cos \theta_i)$, dans le référentiel de Breit. Cette relation montre qu'un ordonnement en θ est bien équivalent à un ordonnement en \tilde{q}_i et que $\tilde{q}_{i \max} = Q^2$.

Malheureusement, tout ce traitement repose sur des approximations permettant d'utiliser la resommation de grands logarithmes. Les mécanismes de cascade ne sont donc pas capables de reproduire correctement les premiers branchements de la cascade et donc les nombres d'événements comportant 2, 3 ou 4 jets bien séparés. On sera donc obligé de s'en tenir à la simulation utilisant les éléments de matrice complets pour étudier ces quantités.

Ceci n'est toutefois pas bien grave si l'on s'en tient à des quantités semi-inclusives comme la section efficace DIS. La précision à l'ordre suivant les logarithmes en Q^2 dominants, obtenue en utilisant ce genre de simulation, pourrait permettre de déterminer $\Lambda_{\overline{MS}}$ par simple ajustement d'un Monte-Carlo mettant en oeuvre cette procédure sur les données dans la zone $x \rightarrow 1$ (malheureusement pas très peuplée)^[27]

- **zone $x \rightarrow 0$**

Dans ce domaine cinématique, on peut également développer γ_N , mais cette fois en série de $\alpha_s^{m+k}/(N-1)^m$. Le terme $k=0, m=1$ donne l'approximation des logarithmes

dominants aussi bien en $\ell n Q^2$ qu'en $\ell n (1/x)$. C'est le degré d'approximation auquel se limitent les programmes de simulation actuels. Les termes avec $k \geq 1$ sont les termes suivants les termes dominants en $\ell n Q^2$. On ne sait malheureusement pas encore comment les introduire de manière cohérente dans un processus de cascade. Par contre, on a trouvé récemment^[28] le type de branchement permettant de rendre compte de tous les termes en $[\alpha_s/(N-1)]^m$, ce qui permet de reproduire non seulement les émissions de partons dans la région des petits x , mais aussi l'équation d'évolution de Fadin, Kuraev, Lipatov^[29] (i.e. équation d'évolution obtenue dans le domaine $\alpha_s \log \frac{1}{x} \approx 1$, $\alpha_s \ell n Q^2 \ll 1$ et $\alpha_s \ll 1$ ou encore $x \ll z_n \ll z_{n-1} \dots \ll z_1$ mais pas d'ordonnement précis en q_t).

Ce branchement peut s'écrire sous la forme :

$$d\mathcal{P}_i = \frac{C_A}{\pi} \left[\frac{\alpha_s(q_{t_i}^2)}{1-z_i} + \frac{\alpha_s(Q_{t_i}^2)}{z_i} \Delta_{ns}(q_{t_i}, z_i, Q_{t_i}) \right] \times \Delta_s(q_{t_i}, z_i, q_{t_{i-1}}) \times \Theta(q_{t_i} - z_{i-1} q_{t_{i-1}}) \times \Theta(1 - z_i - Q_0/q_{t_i}) \quad (45)$$

avec $\bullet q_{t_i} = \frac{q_{t_i}}{(1-z_i)}$

$\bullet Q_{t_i} = |\vec{q}_{t_1} + \dots + \vec{q}_{t_i}|$, est l'impulsion transverse totale du système formé par le parton q_i et les partons émis avec des angles inférieurs à θ_i

$$\bullet \Delta_s(q_{t_i}, q_{t_{i-1}}) = \exp \left[- \int_{(z_{i-1} q_{t_{i-1}})^2}^{(q_{t_i})^2} \frac{dq_t^2}{q_t^2} \int_0^{1-Q_0/q_t} dz \frac{C_A}{\pi} \frac{[\alpha_s (1-z)^2 q_t^2]}{1-z} \right] \quad (46)$$

est le terme de Sudakov désormais habituel

$$\bullet \Delta_{ns}(q_{t_i}, z_i, Q_{t_i}) = \exp \left[- \frac{C_A}{\pi} \alpha_s(Q_{t_i}) \ell n \frac{1}{z_i} \ell n \left(\frac{Q_{t_i}^2}{z_i q_{t_i}^2} \right) \right] \quad (47)$$

La première fonction $\Theta(q_{t_i} - z_{i-1} q_{t_{i-1}})$, ainsi que les bornes de l'intégrale en q_t dans le terme de Sudakov, expriment simplement la contrainte d'ordonnement angulaire provenant de la cohérence des émissions répétées de gluons faiblement énergétiques, ainsi qu'on l'a vu précédemment. En effet, d'après les notations illustrées sur la figure 7, on a :

$$q_{t_i}' = q_{t_i}/(1 - z_i) = E_{i-1} \sin \theta_i \quad (48)$$

Or, $E_{i-1} = z_{i-1} E_{i-2}$ donc :

$$(\theta_i > \theta_{i-1}) \Rightarrow (q_n' > z_{i-1} q_{t_{i-1}}') \underset{z_i \rightarrow 0}{\sim} (q_{ti} > z_{i-1} q_{ti-1}) \quad (49)$$

Le terme Δ_{ns} dans la probabilité de branchement est un terme de corrections virtuelles qui n'est toutefois pas de Sudakov. Ce terme compense les singularités en $\ln \frac{1}{z_i}$ qui apparaissent en plus des singularités habituelles en $\ln (q_{t_i}')^2$ dans le terme de Sudakov lorsque la borne inférieure de l'intégrale sur $(q_{t_i}')^2$ tend vers 0. En effet, dans la zone $z_i \rightarrow 0$, l'ordonnement angulaire a changé cette borne inférieure en $z_{i-1} q_{t_{i-1}}'$. Celle-ci peut donc tendre vers 0 non-seulement quand $q_{t_{i-1}}'$ tend vers 0 mais aussi lorsque z_{i-1} tend vers 0, ce qui donne naissance à des singularités supplémentaires en $\ln z_{i-1}$, qui donnent à leur tour naissance à des singularités en puissance de $\alpha_s \ln x$. Ce sont ces nouvelles singularités que le terme non-Sudakov compense. Heureusement, ces nouvelles corrections peuvent elles aussi s'exponentier. Par contre, l'introduction de la variable Q_{t_i} montre qu'elles ne sont plus locales mais dépendent de tous les branchements qui se sont produits avant le branchement considéré. Ceci forcera donc à effectuer la simulation des branchements non pas du vertex de l'interaction principale vers le proton comme cela se fait actuellement, mais du proton vers le vertex.

Ceci pose de graves problèmes d'utilisation des conditions aux limites, imposées par l'interaction principale, pour la simulation complète d'événements DIS. Il faut en effet démarrer la simulation^[27] en se donnant une échelle d'impulsion transverse Q_s à ajuster sur des données expérimentales mais supposées proches de Q_0 . Cela permet alors de générer une valeur de x pour le premier branchement selon la fonction de structure phénoménologique $F(x, Q_s)$. On notera cette première valeur de x , x_s . On obtient donc $E_s = x_s E_{\text{faisceau}}$ puis θ_s par $Q_s = E_s \sin \theta_s$. L'impulsion transverse du premier branchement est alors générée suivant $\Delta_s(q_{t_1}', Q_s) dq_{t_1}'^2/q_{t_1}'^2$ puis z_1 par la probabilité de branchement (47). On dispose alors de tous les éléments permettant d'entamer la récurrence : q_{t_i}' sera généré par $\Delta_s(q_{t_i}', z_{i-1} q_{t_{i-1}}') dq_{t_i}'^2/q_{t_i}'^2$ dans la zone $q_{t_i}' > z_{i-1} q_{t_{i-1}}'$ (ordonnement angulaire) et $q_{t_i}' > Q_0$ (coupure infra-rouge). La variable z_i sera, quant à elle, générée selon (47). La cascade s'arrête alors à l'ordre n tel que $Q_{t_n} = \left| \sum_{i=1}^n \vec{q}_{t_i}' \right| < Q$ mais $Q_{t_{n+1}} > Q$. Les n partons émis par le parton principal subissent alors à leur tour une cascade de genre temps, comme les partons de l'état final, dans un cône dont l'angle au sommet est fixé par l'angle que fait leur direction avec celle du parton principal.

Ce nouveau branchement fondé sur l'ordonnement angulaire, se distingue donc des branchements actuels, fondés sur un ordonnement en q_{t_i} , par son espace de phase nettement

agrandi : $q_{t_i} \sim \dot{q}_{t_i} > z_{i-1} \dot{q}_{t_{i-1}} \sim z_{i-1} q_{t_{i-1}}$ au lieu de $q_{t_i} > q_{t_{i-1}}$ et par la prise en compte des corrections virtuelles dans cette nouvelle zone, par l'intermédiaire d'un terme Δ_{ns} qui écrante la singularité en $1/z$ de la fonction de branchement habituelle P_{gg} d'Altarelli-Parisi ($\Delta_{ns}/z \rightarrow 0$ quand $z \rightarrow 0$). Ces deux propriétés devraient donc provoquer une baisse du nombre de jets simulés avec une grande différence d'énergie ou d'impulsion transverse entre les branchements successifs. De plus la présence du terme $\alpha_s(q_{t_i})/(1 - z_i)$ dans la probabilité de branchement (47) permet à cette formule d'être utilisée non seulement dans la limite $z \rightarrow 0$ mais aussi dans la limite $z \rightarrow 1$. En effet, dans cette dernière zone $\Delta_{ns} \rightarrow 1$ et $q_{t_i} = z_i \dot{q}_i \sim \dot{q}_i$ où \dot{q}_i est la variable d'évolution utilisée dans la zone $z \rightarrow 1$ (Cf. début de ce paragraphe). Il est alors possible de déduire de cette nouvelle probabilité de branchement une équation d'évolution^[30] qui généralise à la fois l'équation de Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi (zone $\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \gg 1$, $\alpha_s(Q^2) \ln(1/x) \ll 1$, $\alpha_s(Q^2) \ll 1$), et l'équation de Fadin, Kuraev, Lipatov (zone $\alpha_s(Q^2) \ln(1/x) \gg 1$)

Rappelons, toutefois, que toutes les propriétés précédemment décrites ont été obtenues en faisant des approximations sur la dynamique (approximations colinéaire et infrarouge). Elles ne peuvent donc pas encore s'appliquer à l'étude de la production de jets énergétiques et bien séparés, mais seulement à la répartition des particules à l'intérieur de ces jets.

IV.3 HADRONISATION

Au paragraphe IV.1, nous avons vu que l'on pouvait séparer la phase d'hadronisation des autres phases, lors de la simulation d'événements, et ne la faire intervenir que lorsque toutes les particules ont une virtualité inférieure à un seuil Q_0 de l'ordre du GeV. La méthode la plus simple pour réaliser cette hadronisation consiste à laisser tous les partons, produits dans les diverses cascades, s'hadroniser séparément et indépendamment les uns des autres. On utilise alors la paramétrisation de Field-Feynman pour chaque hadronisation^[31]. Ce modèle est très dépendant de Q_0 : plus Q_0 est bas, plus on aura de gluons faiblement énergétiques donc plus on aura de hadrons faiblement énergétiques. Pour essayer de reproduire l'amplitude du spectre expérimental des hadrons produits, on est donc obligé d'utiliser une valeur de Q_0 assez élevée qui fait malheureusement disparaître tout effet de cohérence entre gluons faiblement énergétiques et rend problématique la description de la forme de ce spectre. Cette méthode est néanmoins employée afin d'obtenir une estimation supérieure de l'incertitude théorique provenant de l'hadronisation.

Un autre modèle employé par exemple dans HERWIG, est le modèle d'hadronisation par groupes de partons ("cluster hadronisation model")^[32]. Dans ce modèle, les gluons obtenus comme produit des cascades sont séparés de façon locale et non perturbative en une paire quark-antiquark, ou en une paire diquark-antidiquark, dont la saveur fait l'objet d'un

tirage au sort. On projette alors l'événement dans un plan, par exemple celui par rapport auquel l'impulsion transverse totale est minimale. Dans ce plan, on rassemble les partons par groupe de deux pour former des états singulets de couleur. La dualité locale entre hadrons et partons permet alors d'utiliser le critère de proximité spatiale pour faire le choix entre les différentes paires de partons possédant des couleurs complémentaires. Les groupements ainsi formés sont censés représenter des états hadroniques très excités. Ils ont un contenu de saveur bien déterminé et une distribution de masse piquée à faible énergie mais possédant malheureusement une longue queue à des énergies non négligeables. Les groupements les plus énergétiques subissent alors des désintégrations à deux corps isotropiques, jusqu'à ce que l'on arrive à des hadrons dont les modes de désintégration soient connus. On choisit alors selon les rapports de branchement le mode exact de désintégration de chaque hadron et on arrive à un état final uniquement constitué de particules considérées comme stables i.e. dont la désintégration ultérieure éventuelle se produirait dans le volume du détecteur ou au-delà. Malheureusement, ce modèle de désintégration isotropique ne peut convenir pour les groupements de masse très élevée. Ceux-ci subissent donc tout d'abord une suite de fissions par production de nouvelles paires quark-antiquark, avec une cinématique telle qu'à chaque nouvelle production, chaque hadron ainsi formé se déplace dans la direction d'un des deux membres de la paire initiale. On retrouve donc après quelques itérations, des groupements de masse "normale". Il semblerait toutefois que ce genre de traitement ne soit pas encore suffisant.

Le modèle des cordes (ou de Lund)^[33] n'a pas ce genre de problème puisque l'on peut même l'appliquer, sans recourir à la fragmentation par cascade, directement après une simulation de l'interaction principale par éléments de matrice. Dans ce modèle, on considère qu'entre deux charges de couleurs complémentaires existe un champ dont les dimensions transversales peuvent être négligées devant sa longueur. On assimile alors ce champ à une corde relativiste sans masse. L'énergie cinétique des charges de couleur qui s'éloignent les unes des autres est transformée en énergie potentielle par la tension de la corde i.e. $V(r) = -\kappa r$ ou r est la distance séparant les deux charges et $\kappa \sim 1 \text{ GeV fm}^{-1}$ est la tension de la corde. Cette valeur de tension peut s'interpréter comme la densité d'énergie potentielle d'un hadron de masse $\sim 1 \text{ GeV}$ et de rayon $\sim 1 \text{ fm}$ (la relation linéaire entre le moment cinétique total des résonances et le carré de leur masse donne $\kappa \sim 0,85 \text{ GeV fm}^{-1}$ ^[34]). L'énergie potentielle ainsi créée peut être diminuée par la création de paires $q\bar{q}$ ou diquark-antidiquark le long de la corde. Celles-ci diminuent la force du champ de couleur en cassant la corde en deux morceaux évoluant ensuite séparément. La probabilité de création d'une paire $q\bar{q}$ a été calculée par analogie avec un effet tunnel :

$$P = e^{-\frac{\pi}{\kappa} m^2} e^{-\frac{\pi}{\kappa} p_{\perp}^2} \quad (50)$$

Ceci donne un spectre gaussien d'impulsion transverse en accord avec l'expérience. La répartition de l'énergie disponible entre les deux morceaux de corde ainsi créés (et non pas entre le q et le \bar{q} qui ne constituent qu'une des extrémités de leur corde respective) est imposée par des considérations de symétrie :

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-\frac{b m_{\perp}^2}{z}\right) \quad (51)$$

où a et b sont reliés respectivement à la multiplicité moyenne et à l'intensité des corrélations entre particules proches. Dans ce modèle, les gluons sont traités comme des excitations sur la corde ou encore comme une extrémité commune à deux cordes différentes, ce qui impose une anisotropie dans la création des hadrons. En effet, ceux-ci ne sont pas créés par les partons constituant les extrémités de la corde (comme ce serait le cas pour une fragmentation indépendante) mais entre ces extrémités. Ainsi, dans un événement $e^+e^- \rightarrow qqg$, on a tendance à avoir plus de hadrons entre un jet provenant d'un gluon et un jet provenant d'un quark ou d'un antiquark qu'entre les deux jets provenant du quark et de l'antiquark (effet de corde ou "string effect"). Cet effet, peut être observé expérimentalement dans un événement dont l'interaction principale est $p + e^- \rightarrow e^- + q + \text{diquark}$. Pour ce type d'événement une corde est tendue entre le quark et le diquark. Les hadrons auront donc plus tendance à se former entre le quark et le diquark, qu'entre le quark et l'électron ou le diquark et l'électron.

Si l'on définit alors l'axe du jet provenant du quark par la moyenne des directions des hadrons (ou des cellules de calorimètre) pondérées par leur énergie, cet axe est biaisé vers le diquark. Un espoir de rattraper ce biais physique pour pouvoir utiliser les formules cinématiques du modèle des partons, réside dans le fait que les hadrons les plus énergétiques, produits par la fragmentation d'un système de cordes, sont le plus souvent ceux qui contiennent une des extrémités de ces cordes. Leur direction est donc proche de celles des partons initiaux. On pourrait donc imaginer obtenir pour le jet une direction plus proche du parton original en ne se servant que du coeur énergétique du jet pour définir son axe, et non pas de toutes les particules qui le composent. Ceci suppose toutefois également que la composition de ce 'coeur' n'est pas trop altérée par le changement de référentiel entre le référentiel du centre de masse des partons initiaux dans lequel la fragmentation des cordes s'effectue et le référentiel du laboratoire. L'impact de ces hypothèses sur la précision de reconstruction de l'angle du jet sera évalué au chapitre IV.

CONCLUSION

Nous avons vu comment des calculs perturbatifs fondés sur le modèle des partons amélioré par QCD permettent de décrire la formation d'un jet en terme de cascade de processus élémentaires $q \rightarrow q + g$, $g \rightarrow q + \bar{q}$ ou $g \rightarrow g + g$. Les améliorations récentes consistant à utiliser la décroissance de l'angle caractéristique des branchements successifs, pour tenir compte des phénomènes de cohérence, ont été exposées. Ces phénomènes de cohérence sont obtenus par interférences destructrices entre gluons faiblement énergétiques qui, lorsqu'ils sont émis à grand angles, ne résolvent pas les détails de la distribution de couleur. Ils pourraient avoir des conséquences, visibles à HERA, sur la multiplicité à l'intérieur d'un jet ou sur la répartition de l'énergie entre les particules de ce jet.

Nous avons également vu que ces interférences entre gluons faiblement énergétiques possèdent une structure fine due au spin qui implique une probabilité d'émission non uniforme en azimut. Cet effet de cohérence inter-jets apparaît aussi dans les modèles de fragmentation par rayonnement dipolaire ou dans le modèle des cordes de Lund et peut provoquer des modifications importantes de la direction des jets, par rapport à leur direction dans le modèle des partons. Nous devons donc en tenir compte dans nos essais de reconstruction des variables cinématiques de la diffusion profondément inélastique à l'aide de grandeurs mesurées en utilisant la notion de jet.

REFERENCES

- [1] L.D. Faddeev et V.N. Popov, Phys. Lett **25B** (1967) 47
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214
- [3] S.L. Adler, Phys. Rev. **177** (1969) 2426 ;
J.S. Bell et R. Jackiw, Nuovo Cimento **A60** (1967) 47
- [4] J. Steinberger, Phys. Rev. **76**, 1180 (1969)
- [5] J.C. Taylor, Nucl. Phys. **B33**, 436 (1971) ;
A.A. Slavnov, Theoretical and Math. Phys. **10** (1972) 99
- [6] E.C.G. Stückelberg et A. Petermen, Helv. Phys. Acta **26** (1953) 499 ;
M. Gell-Mann, Phys. Rev. **95** (1954) 1300 ;
N.N. Bogoliubov et D.V. Shirkov, Dokl. Akad. Nauk., USSR **103** : 206 (1955) 391 ;
L.V. Orsiannikov, Dokl. Akad. Nauk., USSR **109** (1956) 1121
- [7] M. Le Bellac, "Des phénomènes critiques aux champs de jauge", Editions du CNRS (1988)
- [8] O.V. Tarasov, A.A. Vladimirov et A.Yu. Zharkov, Phys. Lett. **93B** (1980) 429
- [9] G. Altarelli, Phys. Rep. **81** (1982) 1
- [10] R.P. Feynman, Photon Hadron Interactions, Benjamin, New York 1972

-
- [11] S.R. Mishra et F. Sciulli, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39** (1989) 259-310
- [12] G. Altarelli et G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298 V. N. Gribov, L. N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438 - L. N. Lipatov : *Yad. Fiz.* **20** (1974) 181
- [13] Ya.I. Azimov, Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze et S.I. Troyan, *Z. Phys.* **C27**, 65 (1985)
- [14] D. Amati et G. Veneziano, *Phys. Lett.* **83B** 87 (1979)
- [15] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze and S.I. Troyan, *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys.* **17** (1991) 1481
- [16] A.H. Mueller, *Phys. Lett.* **B104** (1981) 161 ;
B.I. Ermolaev, V.S. Fadin, *JETP Lett.* **33** (1981) 269
- [17] G. Ingelman : manuel de LEPTO 5.2 (distribué avec le programme) et prépublication DESY 87-145
- [18] M. Bengtsson et T. Sjöstrand, *Nucl. Phys.* **B289** (1987) 810
- [19] G. Marchesini, B.R. Webber, G. Aliendi, I.G. Knowles, M.M. Seymour et L. Stanco, prépublication DESY 91-048
- [20] S. Catani, G. Marchesini et B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B349** (1991) 635
- [21] A.H. Muller, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 85, **B241** (1984) 141 ;
Yu.L. Dokshitzer, S.I. Troyan, Leningrad Preprint LNPI-922 (1984) ;
A. Basseto, M. Ciafaloni, G. Marchesini, *Phys. Rep.* **100** (1983) 201
- [22] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Khoze, S.I. Troyan dans "Perturbative QCD" A.H. Muller Editor, World Scientific, Singapour (1989) ; disponible aussi en prépublication DESY 88-093
- [23] L. Lönnblad, ARIADNE 3.0, prépublication LUND LU.TP 89-10
- [24] H. Plotow-Besch in "MC 91 Workshop on Detector and event simulation in high energy physics" eds. K. Bos et B. Van Eijk (NIKHEF-H, Amsterdam, 1991)
- [25] S. Catani et M. Ciafaloni, *Nucl. Phys.* **B249** (1985) 301
S. Catani, M. Ciafaloni et G. Marchesini, *Nucl. Phys.* **B264** (1986) 558
- [26] G. Curci, W. Furmanski et R. Petronzio, *Nucl. Phys.* **B175** (1980) 27
J. Kalinowski, K. Konishi, P.N. Scharbach et T.R. Taylor, *Nucl. Phys.* **B181** (1981) 253
E.G. Floratos, C. Kounas et R. Lacaze, *Phys. Lett.* **B98** (1981) 89
L. Antoniadis et E.G. Floratos, *Nucl. Phys.* **B191** (1981) 217
W. Furmanski et R. Petronzio, *Z. Phys.* **C11** (1982) 293
- [27] B.R. Webber, *J. Phys. G. Nucl. Part. Phys* **17** (1991) 1493
- [28] S. Catani, F. Fiorani et G. Marchesini, *Phys. Lett.* **B234** (1990) 339
G. Marchesini et B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B349** (1991) 617
- [29] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin, *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 199)
- [30] M. Ciafaloni, *Nucl. Phys.* **B296** (1987)
S. Catani, F. Fiorani, G. Marchesini, *Nucl. Phys.* **B336** (1990) 18
- [31] R.D. Field, R.P. Feynman, *Nucl. Phys.* **B136** (1978) 1
- [32] S. Wolfram dans Proc. 15th Rencontre de Moriond (1980), ed. J. Tran Thanh Van
B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 492
- [33] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman et T. Sjöstrand, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31
- [34] D.H. Perkins, *Introduction to high energy physics* (1987) p 208-209

Chapitre 2

H1, un détecteur pour la physique à HERA

Dans ce chapitre, nous verrons quels sont les principaux sujets de physique qui peuvent être étudiés à HERA, compte-tenu des caractéristiques de ce collisionneur. Nous verrons ensuite comment ils ont influencé la conception et la réalisation du détecteur H1.

I. LE COLLISIONNEUR HERA

HERA (Hadron Electron Ring Accelerator ou encore Hoch Energie Ring Anlage) est le premier collisionneur électrons-protons. Il est constitué de deux anneaux de stockage, longs de 6 336 m, possédant trois zones d'intersection dont deux sont utilisées par les expériences H1 et Zeus (Fig. 1). Sa réalisation a pris six années et a coûté environ un milliard de deutsch-mark. Les caractéristiques nominales des faisceaux sont rassemblées dans la table suivante.

Caractéristiques	Electrons	Protons
Energie	30 GeV	820 GeV
Nombre de paquets circulant en même temps	210	210
Nombre de particules par paquet	$3,5 \cdot 10^{10}$	10^{11}
Longueur des paquets	25 mm	440 mm
Largeur des paquets	0,264 mm	0,300 mm
Hauteur des paquets	0,017 mm	0,095 mm
Pertes d'énergie par tour et par particule (compensées)	70,38 MeV	$1,4 \cdot 10^{-10}$ MeV

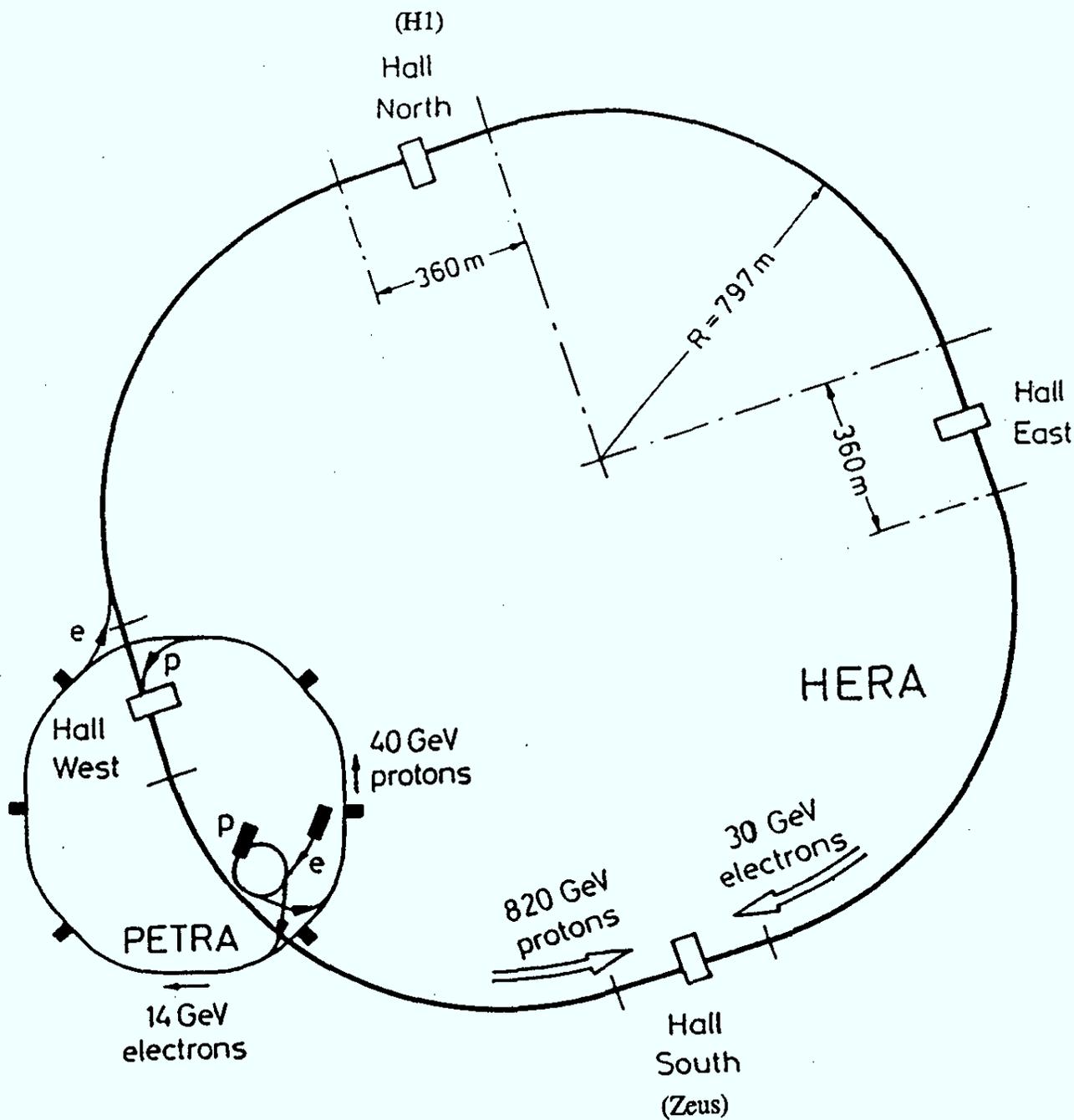


Figure 1 : HERA et son système d'injection.

On peut notamment déduire de ces caractéristiques que l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse est $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ et que les zones d'interactions devraient avoir une longueur de l'ordre de 50 cm, leurs dimensions transverses pouvant être négligées en première approximation. Pour disposer d'une telle énergie dans le référentiel du centre de masse avec une cible fixe d'hydrogène, il aurait fallu disposer d'un faisceau d'électrons d'environ 50 TeV.

La luminosité nominale envisagée ($\sim 1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) devrait permettre de détecter des événements rares jusqu'à une section efficace de l'ordre de 10^{-2} pb .

Signalons enfin que la machine pourrait également réaliser des collisions entre des protons et des positrons et que des études préliminaires ont permis de polariser un faisceau d'électrons avec un taux de polarisation mesuré de l'ordre de 8 % (l'objectif est 80 %).

II. PRINCIPAUX SUJETS DE PHYSIQUE A HERA

II. 1. FONCTIONS DE STRUCTURES DU PROTON

Au paragraphe III du chapitre précédent, nous avons vu comment la section efficace de la réaction de diffusion profondément inélastique $e p \rightarrow e X$ peut prendre une forme très simple lorsque l'on se restreint au domaine cinématique dans lequel l'interaction est purement électromagnétique. Si maintenant, on considère également la contribution provenant de l'échange d'un Z^0 ou de l'interférence γ / Z^0 , on obtient :

$$\frac{d^2 \sigma_{NC}(e p \rightarrow e X)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (1)$$

avec, dans le modèle des partons amélioré par QCD :

$$F_2(x, Q^2) = 2 x F_1(x, Q^2) = \sum_{f=1}^{n_f} A_f(Q^2) \left[x q_f(x, Q^2) + x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] \quad (2)$$

$$F_3(x, Q^2) = \sum_{f=1}^{n_f} B_f(Q^2) \left[x q_f(x, Q^2) - x \bar{q}_f(x, Q^2) \right] \quad (3)$$

où la somme sur f porte sur toutes les saveurs que l'on pourra produire à HERA et où q_f (resp. \bar{q}_f) représente la probabilité qu'un quark (resp. un antiquark) de saveur f emporte une fraction x de l'impulsion du proton, pour participer à l'interaction principale mettant en jeu un transfert d'énergie-impulsion Q . Les coefficients $A_f(Q^2)$ et $B_f(Q^2)$ dépendent du couplage

couplage entre le quark ou l'antiquark et le courant neutre ; pour des faisceaux incidents non polarisés, on a :

$$A_f(Q^2) = e_f^2 - 2 e_f v_e v_f P_Z + (v_e^2 + a_f^2) (v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \quad (4)$$

$$B_f(Q^2) = 2e_f a_e a_f P_Z + 4v_e v_f a_e a_f P_Z^2 \quad (5)$$

où e_f est la charge du quark de saveur f , a_e (resp v_e) est le couplage axial (resp. vectoriel) de l'électron ou du positron avec le Z^0 et a_f , v_f leurs analogues pour le quark ou l'antiquark. $P_Z = Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ correspond au rapport des propagateurs du photon et du Z^0 .

Dans le cas d'un faisceau d'électrons polarisés il faut remplacer A_f et B_f par :

$$A_f^{L,R}(Q^2) = e_f^2 - 2 e_f (v_e \pm a_e) v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \quad (6)$$

$$B_f^{L,R}(Q^2) = \mp 2e_f (v_e \pm a_e) a_f P_Z \pm 2(v_e \pm a_e)^2 v_f a_f P_Z^2 \quad (7)$$

Dans le cas d'un faisceau de positrons polarisés, il suffit de remplacer les signes \pm par des signes \mp et réciproquement. De gros efforts sont actuellement en cours afin de réaliser une polarisation élevée de faisceaux d'électrons ou de positrons et pouvoir ainsi profiter des simplifications apportées par certaines combinaisons linéaires des sections efficaces différentielles. Même sans polarisation, des simplifications très intéressantes peuvent apparaître. On a par exemple :

$$F_2(x, Q^2) = \frac{x Q^4}{4\pi\alpha^2[1 + (1-y)^2]} \left(\frac{d^2 \sigma_{NC}(e^-)}{dx dQ^2} + \frac{d^2 \sigma_{NC}(e^+)}{dx dQ^2} \right) \quad (8)$$

ce qui permet de mesurer F_2 sans devoir se limiter au domaine où l'interaction est purement électromagnétique.

II. 2. MESURE DE Λ_{QCD}

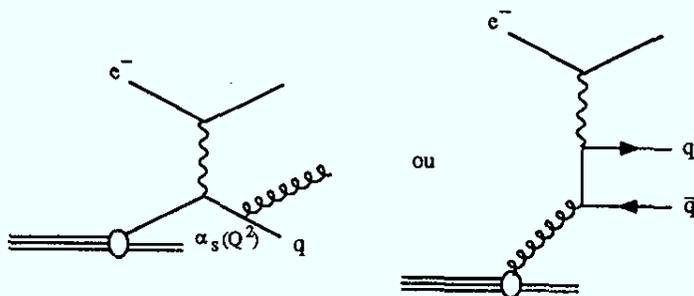
II. 2. a. Violation d'échelle

Nous avons vu au chapitre précédent que, dans le modèle initial des partons, les distributions $q_f(x, Q^2)$ et $\bar{q}_f(x, Q^2)$ ne dépendent pas de Q^2 et sont donc invariantes d'échelle. Les corrections introduites par QCD brisent cette invariance d'échelle d'une façon qui est décrite par les équations d'Altarelli-Parisi dans le domaine $\alpha_s(Q^2) \ln Q^2 \sim 1$, $\alpha_s(Q^2) \ln 1/x \ll 1$ et $\alpha_s(Q^2) \ll 1$. Comme la violation d'échelle est, au premier ordre,

proportionnelle à $\alpha_s(Q^2)$ un ajustement de $\partial F_2 / \partial \ln Q^2$ en fonction de Q^2 permettrait d'obtenir Λ_{QCD} . Malheureusement la distribution de gluons qui intervient dans cette évolution (cf. équation 26 du chapitre 1) est encore mal connue. Il faut donc soit se placer dans un domaine où elle est négligeable ($x \geq 0,25$), soit l'ajuster conjointement à Λ_{QCD} . L'analyse dans le domaine $x \geq 0,25$ est très sensible à l'angle minimal auquel on peut détecter un jet. Pour avoir des résultats intéressants il serait donc nécessaire d'utiliser des énergies de faisceaux plus faibles (ce qui est prévu dans un deuxième temps à HERA). Pour une luminosité de 100 pb^{-1} , un faisceau de protons (resp. d'électrons) d'énergie 300 GeV (resp. 10 GeV) et un angle minimal de détection de jet $\theta_{\text{jet,min}} = 5^\circ$, on obtient alors^[1], une précision statistique $\delta\Lambda_{\text{QCD}} = 110 \text{ MeV}$. De plus, cette erreur statistique est augmentée de 80 MeV pour chaque degré supplémentaire dans la valeur de $\theta_{\text{jet,min}}$. Si l'on s'intéresse maintenant à l'ajustement combiné de $G(x, Q^2)$ et de Λ_{QCD} , une étude^[1] sur la limite de validité de l'équation d'Altarelli-Parisi montre que l'on pourra utiliser la zone $x \geq 0,002$, $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$. Un ajustement utilisant à la fois les données obtenues à $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ et à $\sqrt{s} = 110 \text{ GeV}$, avec 100 pb^{-1} pour chaque valeur, donne alors une erreur statistique $\delta\Lambda_{\text{QCD}} = 50 \text{ MeV}$. (100 MeV pour $x \geq 0,01$).

II. 2. b. Utilisation du rapport N_2/N_1

Au premier ordre en α_s les corrections réelles à la section efficace de diffusion profondément inélastique introduisent des diagrammes du type :



Si l'on reconstruit à part le jet provenant des débris du proton, le rapport du nombre d'événements comportant 2 jets dans l'état final au nombre d'événements n'en comportant qu'un seul est proportionnel à $\alpha_s(Q^2)$ et peut donc servir à déterminer Λ_{QCD} . Nous reviendrons sur ce sujet au chapitre IV.

II. 3. AUTRES SUJETS DE PHYSIQUE "STANDARD"

II. 3. a. Physique à petits x

Si l'on part d'une paramétrisation expérimentale $F_2(x, Q_0^2)$ et que l'on utilise l'équation d'évolution d'Altarelli-Parisi pour plusieurs valeurs de x on observe une croissance de

$F_2(x, Q^2)$ en fonction de $\log(1/x)$. Cette croissance ne peut être infinie puisque la section efficace totale est limitée par la taille du proton. On s'attend donc à ce que des phénomènes de saturation interviennent (Fig. 2). Des calculs récents semblent montrer que la zone de transition entre régime perturbatif et régime non-perturbatif pourrait être observable à HERA^[2].

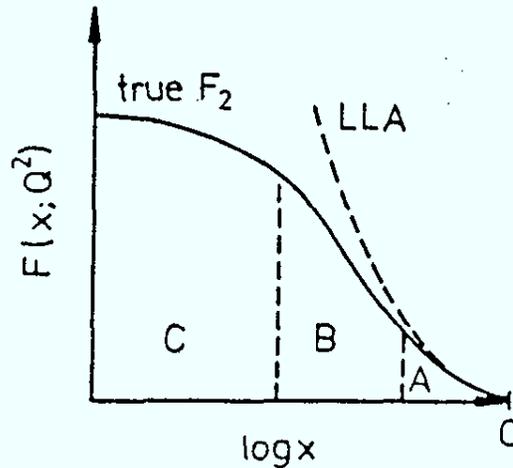


Figure 2: Comportement possible de $F_2(x, Q^2)$ pour de petites valeurs de x .^{3]}
 Zone A : approximation des logarithmes dominants valables (LLA) → calculs perturbatifs avec équation d'Altarelli-Parisi.
 Zone B : zone de transition où des calculs perturbatifs sont encore licites.
 Zone C : zone non-perturbative

II. 3. b. Détermination de la distribution de gluons $G(x, Q^2)$

Plusieurs méthodes devraient pouvoir être utilisées à HERA. Nous avons déjà vu que l'on pouvait utiliser un ajustement simultané de $G(x, Q^2)$ et de Λ_{QCD} lors du lissage de l'évolution de $F_2(x, Q^2)$. On pourra également utiliser la fonction de structure longitudinale :

$$F_L(x, Q^2) \equiv F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2). \quad (9)$$

Cette fonction peut être approximée par :^[4]

$$F_L(x, Q^2) \sim \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} \cdot \left(\frac{8}{3} F_2(2x; Q^2) + \frac{8}{5,9} x G(2,5 x; Q^2) \sum_{f=1}^{n_f} e_f^2 \right) \quad (10)$$

F_L pourra être mesuré à HERA soit en utilisant plusieurs valeurs d'énergie pour le faisceau de proton^[5] soit peut-être en utilisant des événements radiatifs^[5] D'autres méthodes utilisent la production de paires de quarks lourds par photoproduction ou par fusion boson-gluon. Ainsi la production de J/ψ par ce dernier mécanisme devrait permettre^[6] de mesurer

$G(x, Q^2)$ avec une précision statistique de 10 %, pour une luminosité intégrée de 20 pb⁻¹, dans la zone $3 \cdot 10^{-4} \leq x_g \leq 0,1$ et $Q^2 = M_{J/\psi}^2$

II. 3. c. Photoproduction

Ce type de réaction devrait permettre d'observer un nombre très important de jets. Les prédictions théoriques illustrées sur la figure 3 prévoient de l'ordre de 10^4 jets avec $P_T > 10$ GeV/c, pour une luminosité intégrée de 1 pb⁻¹. Pour 100 pb⁻¹, on pourrait également voir 5000 événements avec 2 jets ayant chacun $P_T > 30$ GeV/c et environ 60 événements avec 3 jets et le même seuil en P_T ^[7]. De plus, des prédictions théoriques au deuxième ordre^[8] pourraient permettre de mesurer $\Lambda_{\overline{MS}}$ à partir de ce type de réactions, en observant la production inclusive de pions.

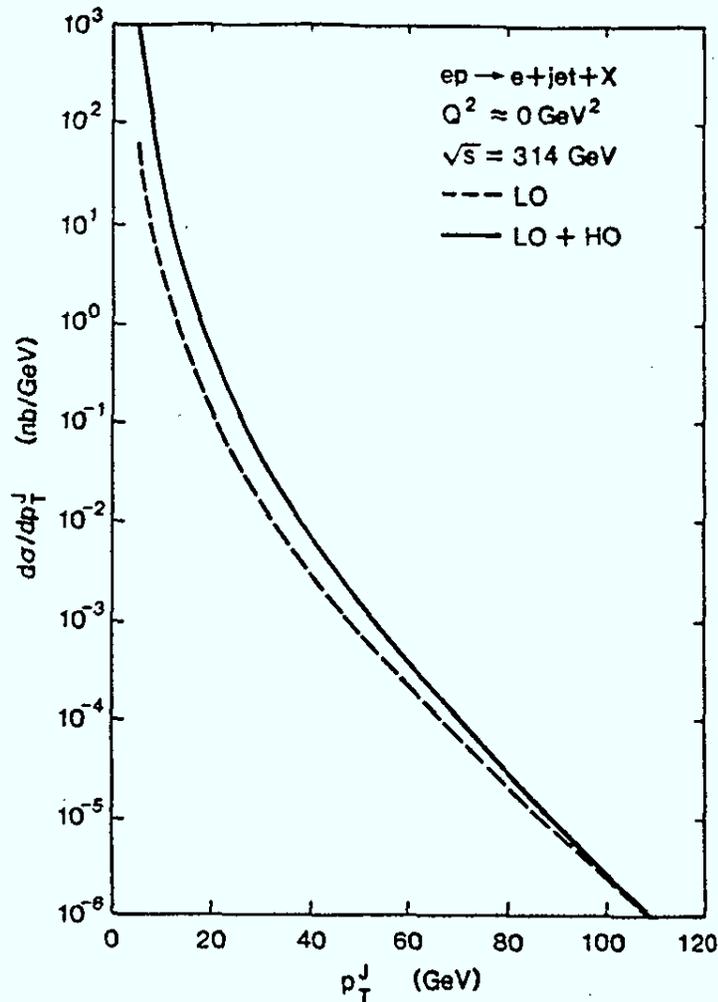


Figure 3^[9]: Distribution inclusive du moment transverse des jets produits par photoproduction ($ep \rightarrow e + \text{jet} + X$ à $Q^2 \sim 0 \text{ GeV}^2$). La courbe en pointillé est l'ordre dominant ($\gamma_q \rightarrow gq$ et $\gamma_g \rightarrow q\bar{q}$)

II. 3. d. Secteur électrofaible

Les sections efficaces pour les courants chargés peuvent s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2}(e^-p \rightarrow \nu_e X) = \frac{\pi\alpha^2}{4 \sin^4\theta_w (Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{ij} \left[|V_{u_i d_j}|^2 u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right] \quad (11)$$

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2}(e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e X) = \frac{\pi\alpha^2}{4 \sin^4\theta_w (Q^2 + M_W^2)^2} \sum_{ij} \left[|V_{u_i d_j}|^2 \bar{u}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 |V_{u_j d_i}|^2 d_i(x, Q^2) \right] \quad (12)$$

où les $V_{u_i d_j}$ sont les éléments de la matrice de Kobayaski Maskawa avec u_i et d_j les distributions de quarks de types respectifs u et d (i.e. u, s et d, c, b), i et j étant des indices de familles. Les événements courants chargés devraient donc apporter des informations supplémentaires sur les distributions de quarks.

De plus le rapport des sections efficaces totales σ_{cc}/σ_{nc} devrait permettre d'obtenir une mesure de M_W avec des erreurs systématiques très différentes de celles affectant les mesures actuelles. Cette mesure permettrait donc de mettre des bornes plus étroites sur la masse de Higgs et la masse du top^[10]

II. 4. NOUVELLES PARTICULES

Un bon nombre de fenêtres de découverte ont déjà été fermées par le LEP. Il reste néanmoins quelques espoirs concernant des électrons excités de masse comprise entre 100 GeV/c² et 250 GeV/c² (à condition que l'échelle d'énergie soit inférieure à quelques TeV)^[11] ou concernant des particules portant à la fois les nombres quantiques d'un électron et d'un quark (leptoquarks) ou d'un électron et d'un gluon (leptogluons). Les leptoquarks seraient par exemple observés à HERA s'il possédait une masse inférieure à 275 GeV/c² même pour des couplages très inférieurs à α ^[12]. De plus, l'utilisation d'asymétries de charge ou de polarisation pourrait apporter des renseignements sur l'échelle de création de ces particules jusqu'à quelques TeV. Ces mêmes asymétries pourraient d'ailleurs apporter aussi des informations concernant l'existence de nouveaux bosons de jauge Z' ou W' qui sont par exemple introduits dans des théories restaurant la symétrie gauche-droite de l'interaction électro-faible. Ils pourraient même être observés si leur masse ne dépassait pas quelques centaines de GeV^[13]

Le programme de physique de HERA que nous n'avons que partiellement esquissé est donc très large et réclame des détecteurs polyvalents.

III. CONCEPTION DE H1^[14]

III. 1. GENERALITES

Un détecteur pour HERA doit permettre une très bonne identification des leptons tant pour la séparation NC/CC ou photoproduction/DIS que pour l'étude des désintégrations des saveurs lourdes. Il doit de plus être capable de mesurer le flot total d'énergie avec une grande précision afin d'estimer l'énergie transverse emportée par des neutrinos ou par de nouvelles particules non détectables. Une mesure précise de la direction des particules produites est également très importante pour reconstruire la cinématique des interactions principales et secondaires et donc pouvoir mesurer des sections efficaces différentielles. Cette cinématique est d'ailleurs assez particulière car l'énergie des deux faisceaux est très différente. Ceci provoque un déplacement du référentiel du centre de masse dans le sens du mouvement du proton incident. Les débris de la collision sont donc globalement entraînés vers ce que l'on appellera avant du détecteur. Comme une partie de ces débris ne quitte pas le tube à vide, la partie détectée pourra être parfois principalement détectée à l'arrière surtout lorsqu'elle est peu énergétique (courants neutres à petits x et petits Q^2 par exemple). Toutefois, la majorité du domaine cinématique de la diffusion profondément inélastique correspond à des événements avec un grand nombre de particules énergiques détectées vers l'avant. La granularité du détecteur devra donc être meilleure dans cette direction.

III. 2. CHOIX POUR LA CALORIMETRIE

Toutes les demandes précédentes sont satisfaites par les détecteurs proposés par les collaborations H1 et Zeus avec toutefois des dominantes différentes dues à des choix différents de calorimétrie.

La collaboration Zeus a choisi de privilégier une bonne mesure de l'énergie des hadrons sur un angle solide proche de 4π , en utilisant un calorimètre compensé à base d'uranium et de scintillateurs. Ce type de calorimètre permet d'avoir la même réponse pour des particules électromagnétiques que pour des particules hadroniques (rapport $e/\pi = 1$). Des couches de détecteurs au silicium sont de plus insérées dans la partie électromagnétique afin d'améliorer l'identification des électrons par rapport aux hadrons. Ceci permet à la collaboration Zeus d'obtenir une résolution de $35\%/\sqrt{E}$ (resp. $17\%/\sqrt{E}$) sur la mesure de l'énergie des hadrons (resp. des électrons) avec des erreurs systématiques qui devraient pouvoir être réduites au niveau de 2% (resp. 1%). Ceci n'est toutefois obtenu qu'au prix d'une segmentation assez grossière aussi bien du calorimètre hadronique que du calorimètre

électromagnétique. De plus, la place prise par les guides de lumière provoque quelques problèmes relatifs à l'uniformité de la réponse.

La collaboration H1 a, quant à elle, choisi d'utiliser un calorimètre à argon liquide afin de privilégier l'identification de l'électron par une meilleure résolution sur la mesure de son énergie, par une calibration plus stable en temps et par une meilleure granularité. Ce dernier point permet également de compenser partiellement la non-linéarité de la réponse aux hadrons par des algorithmes de pondération. On devrait ainsi obtenir une résolution sur la mesure de l'énergie de l'ordre de $12\%/\sqrt{E}$ pour les particules de nature électromagnétique et de l'ordre de $50\%/\sqrt{E}$ pour les hadrons. Afin d'obtenir ces chiffres il a été nécessaire de réduire au maximum la quantité de matière morte devant les calorimètres. On a pour cela décidé de n'utiliser qu'un seul cryostat pour tout le calorimètre à argon liquide et de placer la bobine supraconductrice derrière le calorimètre. Le champ magnétique obtenu dans le volume du détecteur est donc plus homogène mais moins intense (1,2 T) que celui obtenu dans le détecteur Zeus (bobine avant le calorimètre \rightarrow 1,8 T).

La résolution sur l'impulsion des traces est donc moins bonne pour H1 que pour Zeus ($\sigma(p)/p^2 = 0,003$ au lieu de 0,002) puisque les traces sont moins courbées. De même l'utilisation d'un seul cryostat pour l'argon liquide impose quelques problèmes : on ne peut pas couvrir toutes les directions polaires puisqu'il faut ménager un accès pour le détecteur de traces. Il a donc été rajouté un calorimètre bouchon à l'arrière. Ce calorimètre, ainsi que la partie la plus arrière du calorimètre à argon liquide, ne sont pas suffisants pour mesurer l'énergie des hadrons. Cette mesure est donc effectuée par les couches de détecteur disposées à l'intérieur de la structure en fer qui assure le retour des lignes de champs. On n'obtient alors qu'une résolution de l'ordre de $100\%/\sqrt{E}$, sur des particules peu énergétiques. La collaboration étudie donc la possibilité de construire un nouveau calorimètre à la fois électromagnétique et hadronique, pour la partie arrière. Celui-ci devrait apporter une résolution sur la mesure de l'énergie des hadrons suffisante pour agrandir le domaine cinématique accessible dans la région des petits x petits Q^2 (électrons et hadrons vers l'arrière) et pour améliorer la signature des événements de photoproduction.

III. 3. IDENTIFICATION DES LEPTONS

L'identification des leptons chargés est très importante car elle permettra de mettre en évidence la désintégration de particules lourdes (nouvelles ou non). Le détecteur de trace permet de déterminer la charge d'un lepton jusqu'à des impulsions de l'ordre de 150 GeV/c et pour des angles polaires compris entre 9° et 172° (électrons) ou 3° et 172° (muons). La bonne granularité des calorimètres permet de distinguer électrons et hadrons grâce à la forme de leurs dépôts d'énergie respectifs.

Un électron devrait donc être identifié par le lien entre une trace négative et un dépôt d'énergie de forme caractéristique. Cette identification est encore améliorée par la mesure de dE/dx réalisée dans les chambres à dérive et dans les détecteurs à radiations de transition situés vers l'avant. Ces derniers devraient en effet, permettre d'identifier un électron même si celui-ci se trouve au milieu d'un jet hadronique.

Les muons devraient, quant à eux, être identifiés grâce à leur pouvoir de pénétration qui les fait traverser, sans être arrêtés, tout le volume du détecteur. Leur impulsion sera mesurée à la fois par le fer instrumenté et par le détecteur de traces. Cette redondance devrait permettre de réduire efficacement le bruit de fond composé par la désintégration $K \rightarrow \mu$ à l'intérieur du détecteur de traces.

La présence éventuelle de neutrino(s) sera, quant à elle, déduite de l'observation de l'énergie transverse totale, permettant de mesurer l'énergie transverse manquante.

III. 4. CONTRAINTES DUES AU TEMPS ENTRE LES COLLISIONS

A HERA, l'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux n'est que de 96 ns (contre 22 μ s au LEP). Comme la mise en forme des signaux de la plupart des détecteurs ne peut se faire aussi vite, on conservera l'histoire des événements à l'intérieur de circuits spéciaux qui devront être synchrones pour tous les détecteurs. La décision de stockage d'un événement devra donc se faire en plusieurs étapes correspondant aux temps d'arrivée des signaux des principaux détecteurs. Afin de faciliter cette opération la totalité du système d'acquisition sera cadencé par la fréquence de croisements de deux paquets. Chaque événement devra être associé à un croisement bien déterminé afin de synchroniser tous les détecteurs. Il faudra de plus, à chaque étape de l'acquisition, faire usage de mémoire multi-événements afin de stocker l'information disponible pour chaque événement, le temps nécessaire à l'arrivée de la décision de transmission au niveau suivant. Chaque niveau de décision devra de plus être très efficace pour rejeter les bruits de fond principaux dûs aux interactions entre le faisceau de protons et les molécules de gaz résiduelles ($9 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}\text{m}^{-1}$) ou entre des protons de la périphérie du faisceau et les parois du tube à vide ($3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}\text{m}^{-1}$). Comme la fréquence totale des événements intéressants est de quelques hertz, le système de déclenchements devra réaliser une réduction du bruit par un facteur de l'ordre de 10^4 . L'importance de ce facteur préfigure les difficultés qui seront rencontrées sur les futurs collisionneurs protons-protons.

Un autre problème, dû à l'importance du bruit de fond, est constitué par le phénomène dit d'empilement : pendant le temps nécessaire à la mesure des signaux d'un événement

intéressant, d'autres événements peuvent se produire et mêler leur signaux aux précédents. Des études^[15] poussées ont néanmoins prouvé que cet effet pouvait être contrôlé.

IV. DESCRIPTION DU DETECTEUR H1 [14],[16]

Si l'on excepte son asymétrie imposée par la différence d'énergie des faisceaux, le détecteur H1 possède une structure maintenant classique pour les détecteurs situés sur collisionneurs (Fig. 4).

En partant du point d'interaction, on trouve tout d'abord un ensemble servant à détecter les traces des particules chargées, à mesurer leur impulsion grâce à la courbure des trajectoires dans le champ magnétique de 1,2 T et à fournir des informations pour le déclenchement et pour l'identification des particules. On trouve ensuite un ensemble de calorimètres chargés de mesurer l'énergie des particules, puis un système de détection de muons.

Le détecteur dans son ensemble fait 12 m de long, 10 m de large et 15 m de haut. Il pèse environ 2 800 tonnes et son coût approximatif est de cent millions de Deutsch-Marks. Sa construction. s'est étalée sur six années.

Nous allons maintenant rentrer un peu plus dans le détail de sa structure. Pour cela nous utiliserons un système d'axe (O,x,y,z) où O est le point d'interaction, (Oz) l'axe des faisceaux orienté dans le sens du mouvement des protons, (Oy) la verticale orientée vers le haut et (Ox) l'horizontale perpendiculaire aux faisceaux. De plus, θ , φ et r désigneront respectivement l'angle polaire, l'angle azimutal et la distance par rapport à la direction du faisceau de protons

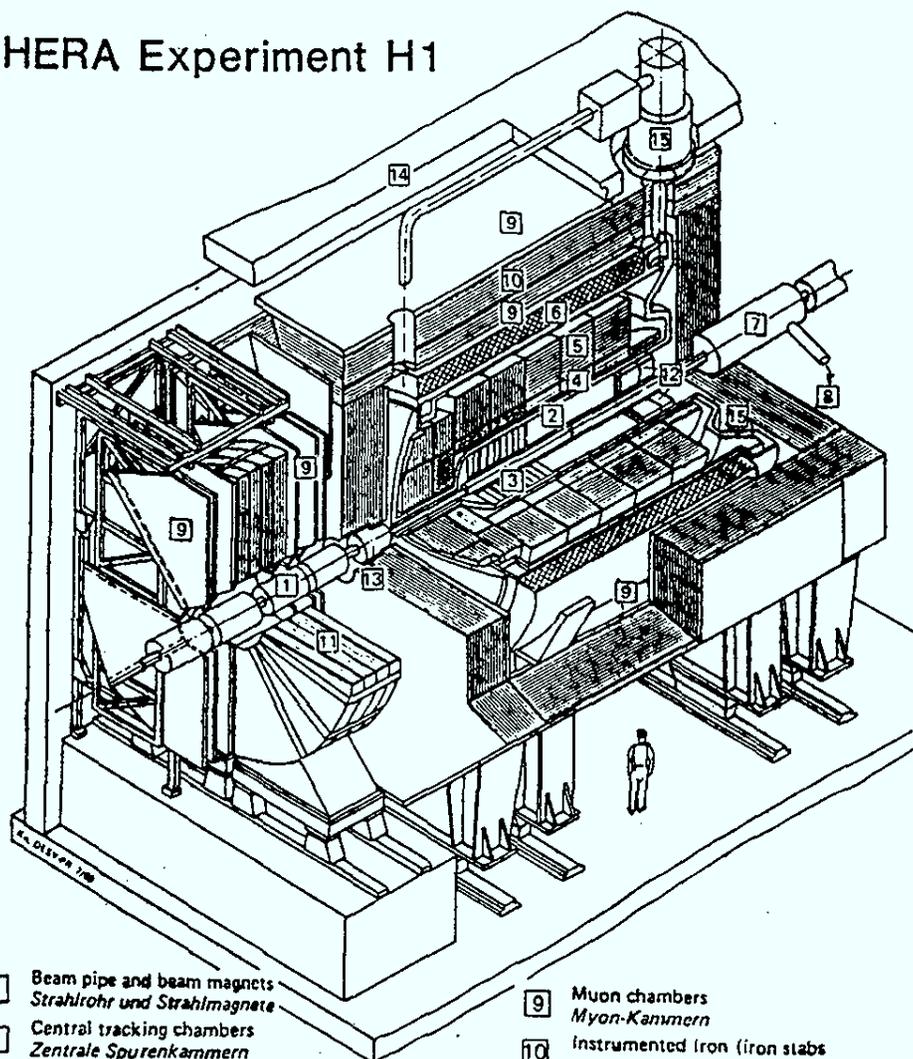
IV. 1. LE SYSTEME DE DETECTION DE TRACES (FIG. 5)

Il se décompose en une partie centrale, avec des cylindres de détection ayant les faisceaux pour axe, et une partie avant avec des plans de détection perpendiculaires aux faisceaux. Il est complété à l'arrière par une chambre proportionnelle (BPC) et deux paires de scintillateurs. La première paire permet de mesurer des temps de vol (TOF) et la deuxième de rejeter des événements ne provenant pas de la collision des deux faisceaux (VETO).

IV. 1. a. Le détecteur de traces central (Fig. 6)

Il est constitué de plusieurs cylindres concentriques : les chambres à jets intérieure (CJC1), et extérieure (CJC2) qui mesurent les coordonnées x et y des traces avec une précision de l'ordre de 150 μm , les chambres à dérive internes (CIZ) et externes (COZ) mesurant la coordonnée z avec une précision de l'ordre de 350 μm et les chambres

HERA Experiment H1



- | | | | |
|---|---|----|--|
| 1 | Beam pipe and beam magnets
<i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i> | 9 | Muon chambers
<i>Myon-Kammern</i> |
| 2 | Central tracking chambers
<i>Zentrale Spurenkammern</i> | 10 | Instrumented iron (iron slabs
+ streamer tube detectors)
<i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +
Streameröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators
<i>Vorwärtsspurenkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet
<i>Myon-Toroid-Magnet</i> |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)
<i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i> | 12 | Warm electromagnetic calorimeter
<i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i> |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)
<i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i> | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)
<i>Vorwärts-Kalorimeter</i> |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)
<i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i> | 14 | Concrete shielding
<i>Betonabschirmung</i> |
| 7 | Compensating magnet
<i>Kompensationsmagnet</i> | 15 | Liquid Argon cryostat
<i>Flüssig Argon Kryostat</i> |
| 8 | Helium cryogenics
<i>Helium Kälteanlage</i> | | |
- Liquid Argon
Flüssig Argon

Figure 4 : vue en perspective du détecteur H1.

proportionnelles (MWPC) interne (CIP) et externe (COP) qui participent au premier niveau de déclenchement et à la détermination du croisement de faisceau auquel s'est produit l'interaction (t_0) grâce à leur temps de réponse très faible (~ 50 ns).

La première chambre à jets occupe l'espace situé entre les plans de cote $z = -132$ cm et $z = 127$ cm mais n'est sensible qu'entre $z = -112,5$ cm et $z = 107,5$ cm. Elle est d'autre part située entre les cylindres de rayon $r = 20$ cm et $r = 45,2$ cm. Elle couvre donc les angles polaires de 10° à 170° tandis que la deuxième chambre, située entre $r = 52,7$ cm et $85,5$ cm, ne couvre que les angles polaires compris entre 25° et 155° . Ces deux chambres sont constituées de fils parallèles à l'axe de faisceau. Ces fils sont disposés selon des segments de droite inclinés de 30° par rapport à la direction radiale, afin de tenir compte de la déviation des particules chargées par le champ magnétique. L'information combinée des deux chambres devrait assurer une mesure de l'impulsion avec une résolution $\sigma(p)/p = 3.10^{-3} \times p$ et une mesure du dE/dx à 6% près. De plus, elle devrait permettre de résoudre des traces distantes de plus de 2,5 mm.

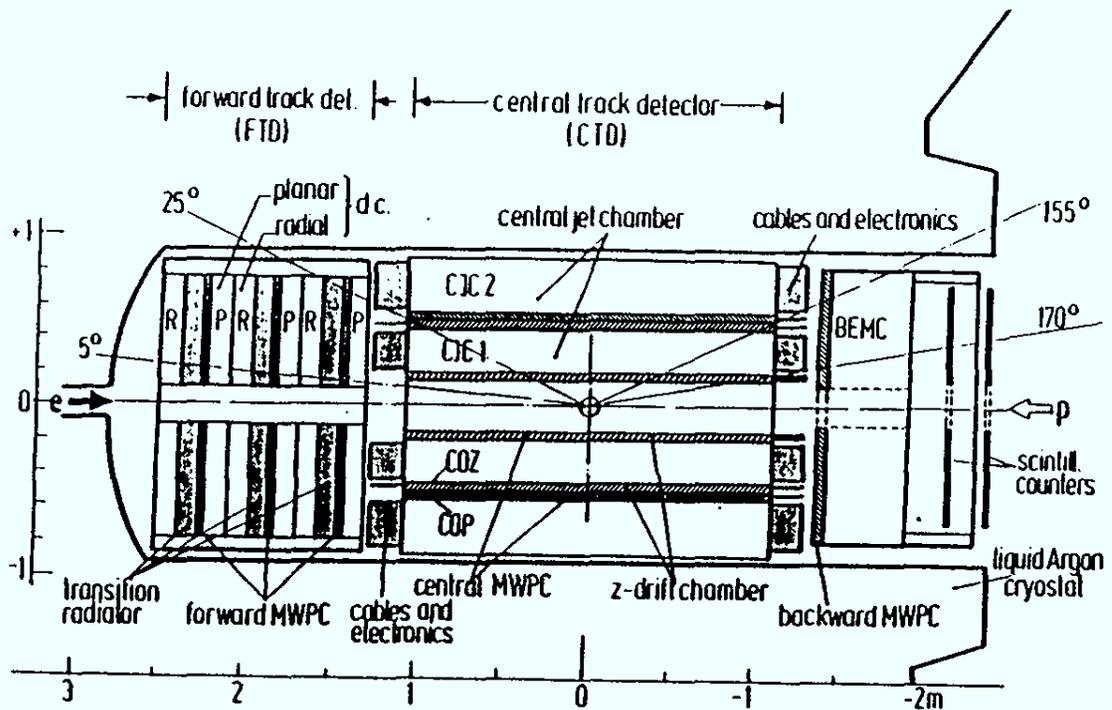


Figure 5 : système de détection de traces.

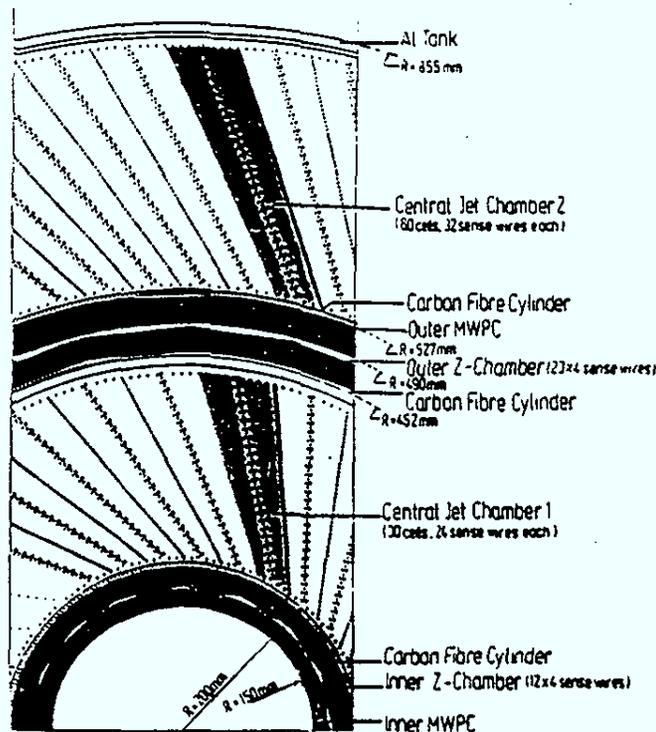


Figure 6 : Vue de face d'une partie du détecteur central de traces.

Dans les chambres à dérive CIZ (Fig. 7) et COZ, chaque fil sensible est tendu de manière à former approximativement un cercle ayant pour axe le faisceau. Outre la précision de $350 \mu\text{m}$ sur la coordonnée z des traces, ces chambres devraient permettre de résoudre des traces distantes de plus de 3 mm. De plus, elles apportent une information sur ϕ avec une précision de l'ordre de 8° . Ceci permet de faire le lien avec les traces enregistrées dans les CJC et donc de déterminer précisément toutes les caractéristiques des traces centrales.

IV. 1. b. Le détecteur de traces avant

Ce détecteur couvre les angles polaires compris entre 5° et 25° . Il est constitué de trois modules identiques, eux mêmes constitués de quatre éléments différents. Le premier de ces éléments est une chambre à dérive planaire (Fig. 8) constituée de 3 plans de cellules de détection rectangulaires, inclinées de 0° , 60° et -60° par rapport à la verticale. Cet élément permet une bonne reconstruction des variables x et y et donc une mesure de l'angle polaire des particules à environ 1 mrad près. On trouve ensuite une chambre proportionnelle lue par secteurs angulaires en ϕ (Fig. 9a et 9b). Elle servira au déclenchement de premier niveau en fournissant des éléments de traces; elle aidera également à déterminer t_0 . L'élément suivant est un détecteur à transition de radiation chargé de reconnaître les électrons provenant de

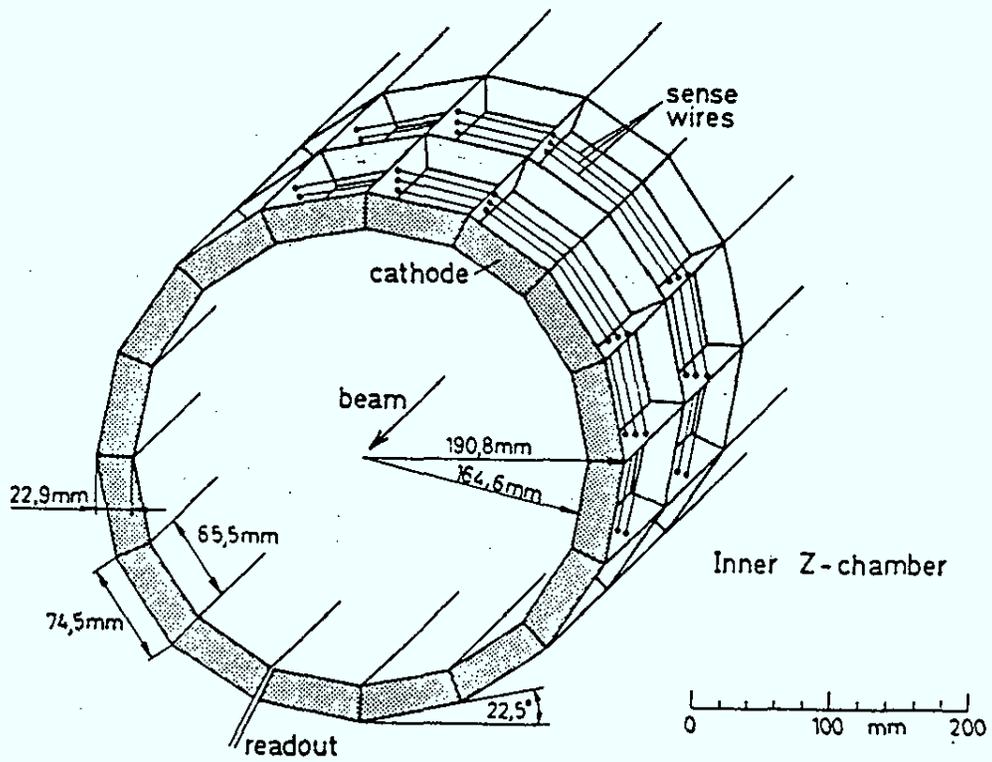


Figure 7 : Vue en perspective de la chambre CIZ

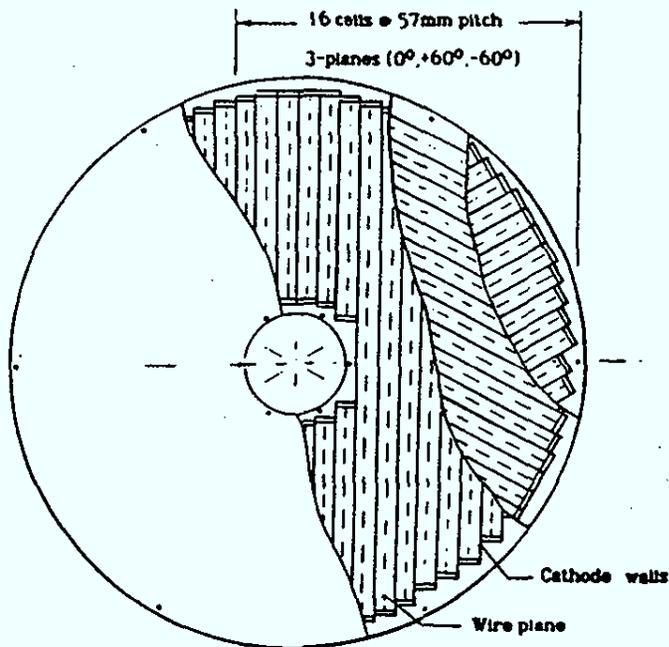


Figure 8 : Chambre à dérive planaire.

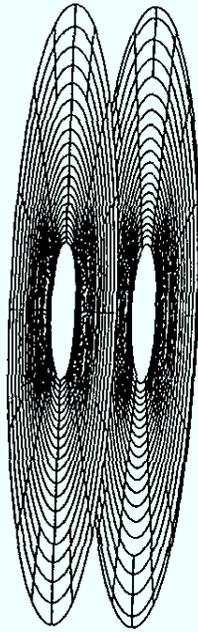


Figure 9a : Vue en perspective des deux plans de détection qui sont accolés pour former une chambre planaire

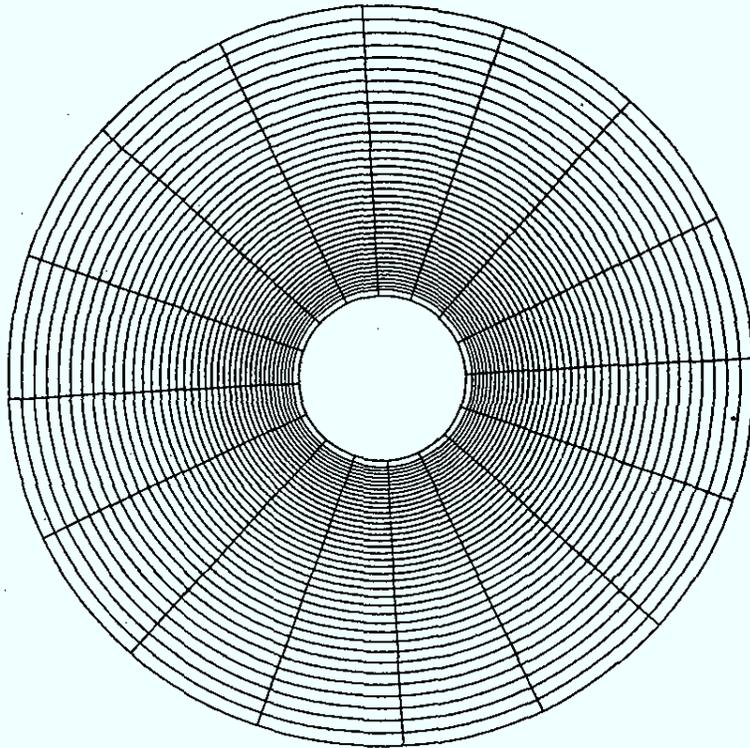


figure 9b : Segmentation logique résultante

désintégrations de hadrons lourds, à l'intérieur des jets. En effet, lorsqu'un électron traverse cet élément, il y a émission de photons X caractéristiques qui sont détectés dans la chambre à dérive radiale complétant le module. Ce dernier élément (Fig. 10) permet en plus de mesurer les angles des traces, et la distance à l'axe des faisceaux grâce à des procédés de division de charges. La présence de trois modules permet d'intercaler chambres planaires et chambres radiales ce qui permet une très bonne reconnaissance des traces dans une zone où elles devraient être nombreuses. On obtient également un plus grand bras de levier sur la mesure de l'impulsion. De plus, les cellules de détection des chambres radiales sont décalées d'une demie unité en ϕ par rapport à leur homologues des autres modules afin d'assurer une meilleure séparation des traces. La précision totale est analogue à celle qui est obtenue pour la partie centrale.

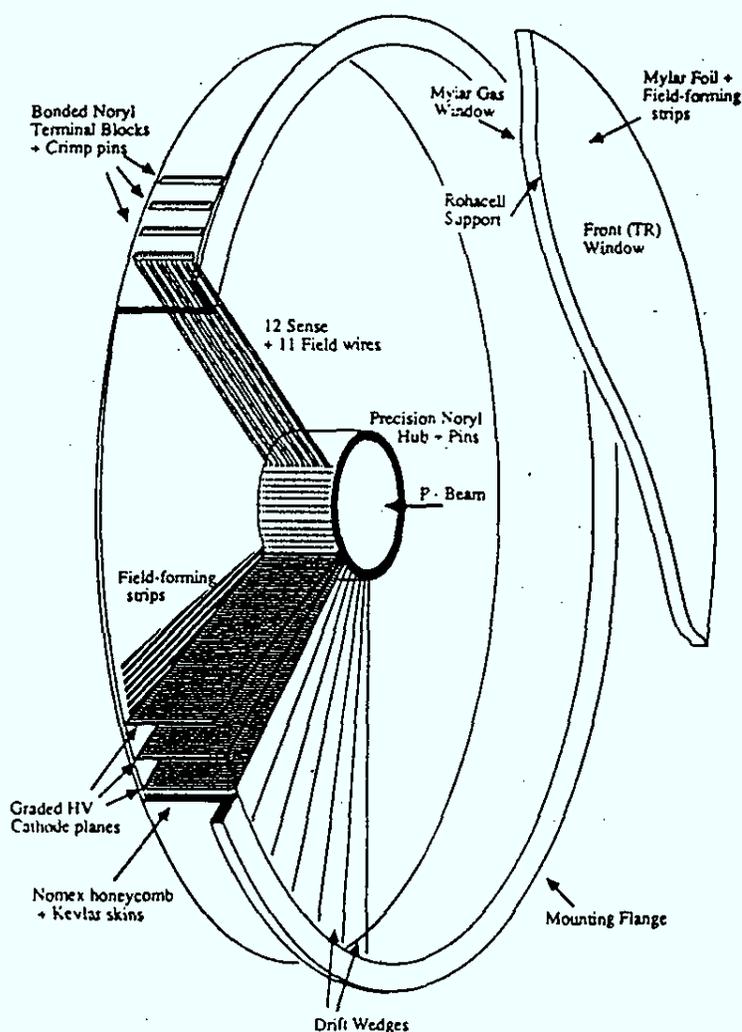


Figure 10 : Chambre à dérive radiale

IV. 1. c. La détection de traces à l'arrière

La chambre proportionnelle arrière (BPC) est chargée de détecter le passage de particule(s) chargée(s) (la plupart du temps l'électron diffusé) avec une précision de l'ordre de 2 mm. Elle est constituée de quatre plans inclinés, par pas de 45° , les uns par rapport aux autres. Chaque plan est constitué de 312 fils espacés de 2,5 mm et de cathodes en mylar recouvertes de cuivre et de graphite. L'ensemble est placé entre $z = -140$ cm et $z = 142,4$ cm et couvre un élément de cylindre compris entre $R_1 = 13,3$ cm et $R_2 = 65,3$ cm.

Deux plans de scintillateurs ont été disposés derrière le calorimètre arrière (BEMC) afin d'aider au déclenchement. En mesurant le temps de vol des particules qui les traversent, ils peuvent discriminer les particules provenant du vertex ou d'une interaction secondaire dans le BEMC de celles provenant d'interactions entre le faisceau et les parois du tube à vide ou entre le faisceau et les molécules de gaz résiduelles dans ce tube à vide. Ce détecteur de temps de vol sera donc largement utilisé pour éviter les problèmes de bruit de fond.

Il en sera de même pour les scintillateurs placés à $-6,5$ m et $-8,0$ m qui constituent ce que l'on appelle le VETO. Ils servent eux aussi à rejeter des événements comprenant des particules produites en amont du détecteur, dans le tube à vide des protons.

IV. 2. LES CALORIMETRES DE H1

Afin de couvrir un angle solide le plus proche possible de 4π , tout en tenant compte des contraintes d'encombrement dues à l'utilisation de l'argon liquide, la mesure de l'énergie des particules est séparée entre plusieurs détecteurs.

IV. 2. a. Le calorimètre avant (PLUG) (Fig. 11)

Le PLUG est situé entre les plans de cote $z = 476$ cm et $z = 545$ cm. Il s'agit d'un détecteur cylindrique de rayon interne $R = 5,8$ cm et de rayon externe $R = 27,5$ cm. Il couvre donc les angles polaires compris entre $12,5$ mrad et 58 mrad ($0,7^\circ \leq \theta \leq 3,3^\circ$). Il est constitué de huit plaques en cuivre de 6,5 cm d'épaisseur, entre lesquelles sont insérés des plans de détection dont l'élément principal est un damier comportant 84 cellules de lecture en silicium (Fig. 12). L'ensemble représente 4,3 longueurs d'interaction.

La segmentation des damiers de lecture permet d'obtenir une bonne résolution sur l'angle polaire (de l'ordre de 4 mrad). Par contre, la résolution sur l'énergie est de l'ordre de $150\%/\sqrt{E}$, ce qui est médiocre mais devrait être tolérable compte tenu de l'énergie élevée des particules qui devraient être détectées dans cette région.

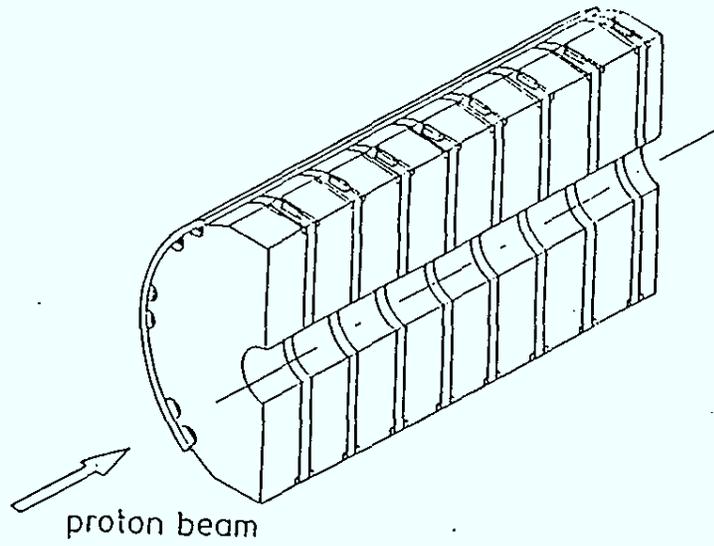


Figure 11 : vue d'une moitié du calorimètre avant (PLUG)

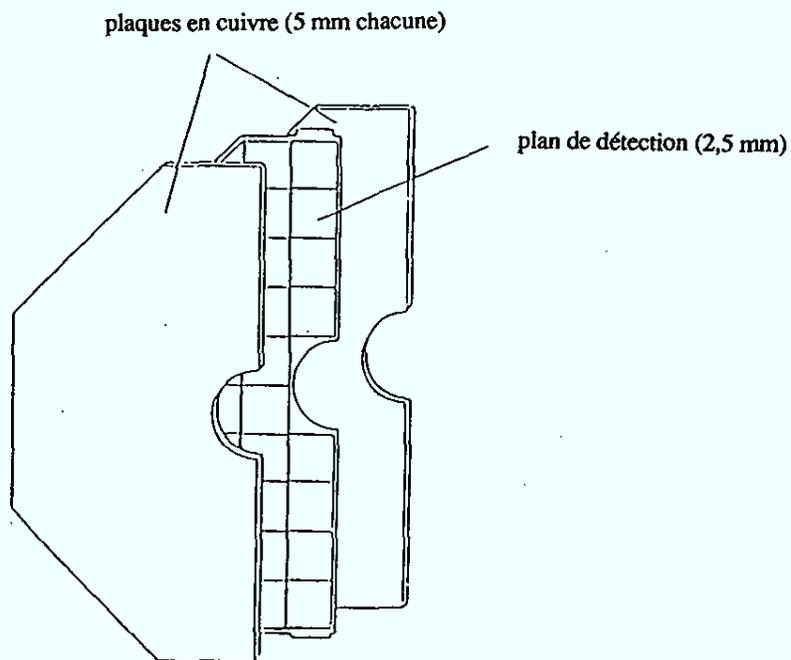


Figure 12 : Constitution d'un module de lecture du calorimètre avant.

IV. 2. b. Le calorimètre à argon liquide

Il s'étend de $\theta = 4^\circ$ à $\theta = 155^\circ$ et couvre tous les azimuts. Il est composé d'une partie optimisée pour mesurer l'énergie déposée par les leptons et les photons (partie électromagnétique) et d'une partie optimisée pour les hadrons (partie hadronique). Il est de plus divisé en 8 "roues" par des plans perpendiculaires à l'axe des faisceaux (Fig. 13). Ceci permet de laisser passer les câbles de signaux et de mieux répartir les contraintes mécaniques. Ces roues sont elles-mêmes subdivisées, dans le plan (x, y), en octants (Fig. 14), sauf dans la partie avant (IFE, IFH et OF2 sur la figure 13) qui, étant plus petite, n'est séparée qu'en deux parties formant un octogone.

Dans tous ces modules, (i. e. octants ou moitié d'octogone) l'énergie d'une particule incidente est à la fois dégradée et échantillonnée par une succession de plaques absorbantes et de plans de détection. Leur direction, perpendiculaire ou parallèle aux faisceaux, est choisie de façon à ce qu'une particule provenant du point d'interaction ait toujours un angle d'incidence inférieur à 45° . Les plans de détection sont eux-mêmes subdivisés en cellules élémentaires ayant des dimensions caractéristiques de l'ordre de quelques centimètres. Ceci induit une très bonne granularité qui devrait notamment contribuer à obtenir un facteur global de réjection des pions par rapport aux électrons de l'ordre de 10^4 à 10^5 grâce à l'étude de la distribution spatiale des dépôts d'énergie. Reprenons maintenant un peu plus en détails, les différentes étapes de la segmentation du calorimètre.

• les cellules élémentaires de lecture; principe de la détection

Qu'elles soient électromagnétiques ou hadroniques, les cellules de lecture mesurent l'énergie déposée par une particule incidente dans l'espace séparant les deux électrodes. En effet, lorsqu'une particule traverse une région où règne un fort champ électrique, les paires électrons-ions qu'elle crée sur son passage se mettent à dériver vers les électrodes avec une vitesse sensiblement constante. Comme cette vitesse est inversement proportionnelle à la masse de l'objet qui dérive, elle est nettement plus élevée pour les électrons que pour les ions. Ceux-ci peuvent donc être considérés comme immobiles à l'échelle du temps de détection. Par leur mouvement, les électrons induisent un déséquilibre dans la répartition de charges dans le diélectrique, ce qui par influence crée également un déséquilibre de charges sur les électrodes. Ce déséquilibre est compensé par un courant dans le circuit extérieur (qui "régule" la quantité de charges sur les électrodes) et décroît linéairement à mesure que les électrons arrivent sur l'électrode positive. Par intégration de ce courant (puis amplification), on mesure alors une charge proportionnelle à l'énergie perdue par la particule entre la plaque à haute tension et la cellule de lecture.

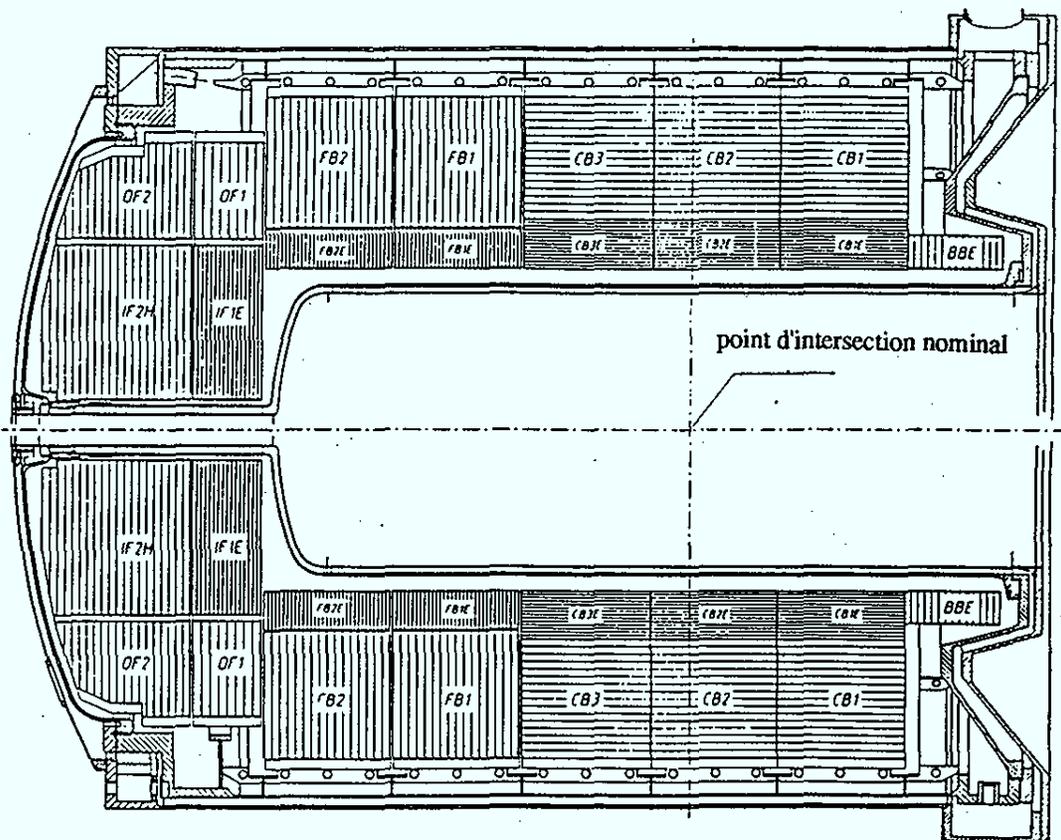


Figure 13 : Coupe transversale du calorimètre à argon liquide montrant la dénomination des parties du calorimètre.

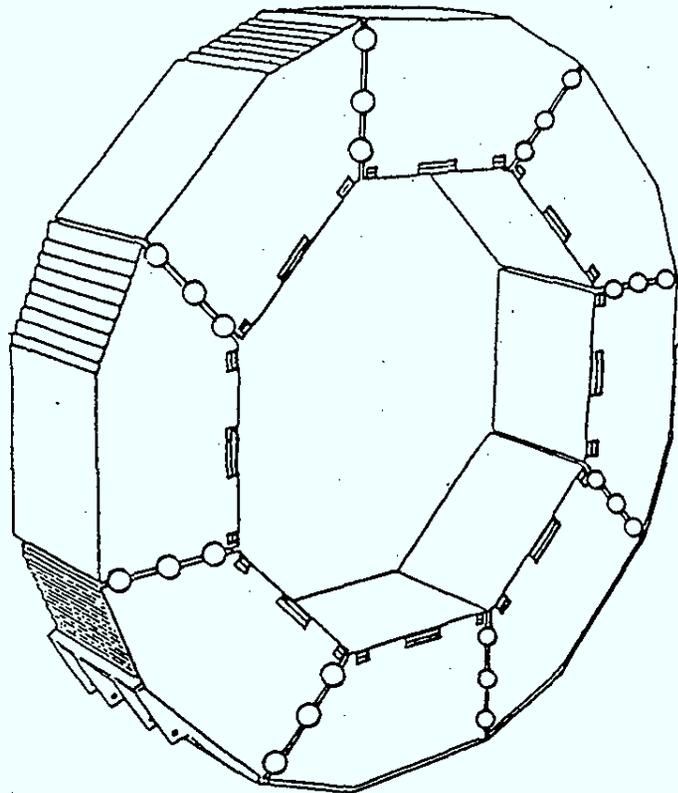


Figure 14 : Vue en perspective d'une "roue" de la partie centrale du calorimètre à argon liquide.

Comme l'argon n'est pas un milieu assez dense pour arrêter des particules très énergétiques en une longueur raisonnable, on intercale des plaques métalliques entre les plans de détection (plomb dans le calorimètre électromagnétique et acier inoxydable dans le calorimètre hadronique). L'énergie perdue par la particule incidente dans ces plaques, se retrouve partiellement sous forme de particules secondaires créées par exemple lors de collisions. Il se développe ainsi une cascade (ou gerbe) de particules secondaires jusqu'à épuisement de l'énergie de la particule incidente. La détection de ces particules secondaires permet donc de ne mesurer qu'une fraction de l'énergie de la particule incidente puisqu'une partie de l'énergie est perdue dans le matériau absorbeur. Pour un calorimètre à compensation, cette fraction est la même quelque soit le type et l'énergie de la particule incidente. Ce n'est pas le cas pour le calorimètre à argon liquide : dans ce type de calorimètre, le rapport entre la réponse à un électron et la réponse à un hadron ("rapport e/π ") est donc différent de un et dépend de l'énergie. Cette dépendance peut toutefois être compensée partiellement par des algorithmes de pondération utilisant les informations sur la répartition spatiale de l'énergie. En effet, les dimensions caractéristiques de la distribution spatiale de charge dépendent de la nature (électromagnétique ou hadronique) et de l'énergie de la particule incidente. Ainsi pour des électrons, la longueur caractéristique du développement longitudinal de la gerbe est appelée longueur de radiation (notée X_0). Elle correspond à une perte relative d'énergie égale à $(1 - \frac{1}{e}) \sim 63 \%$ par rayonnement de freinage. La longueur caractéristique pour le développement transversale est quant à elle appelée rayon de Molière. Pour les hadrons, la longueur caractéristique aussi bien longitudinale que transversale est la longueur d'interaction, notée λ , qui correspond au libre-parcours moyen entre deux collisions avec des noyaux.

Le plomb présente la très intéressante propriété d'avoir une longueur de radiation très inférieure à sa longueur d'interaction ($X_0 = 0,56$ cm contre $\lambda = 17$ cm). On l'a choisi comme milieu absorbeur dans le calorimètre électromagnétique puisqu'il permet d'absorber presque entièrement l'énergie des électrons et des photons dans un volume suffisamment faible pour ne déclencher que le début de la gerbe des hadrons (l'empilement de plomb et de plans de détection dans la partie électromagnétique représente de 20 à 30 X_0 pour moins d'une longueur d'interaction). Par contre dans le calorimètre hadronique on a choisi de l'acier inoxydable comme absorbeur, car d'une part il est plus rigide que le plomb, (tolérances à respecter sur l'épaisseur et la planéité), d'autre part il possède une résistivité bien meilleure que celle du cuivre (courants de Foucault réduits), enfin il présente moins de risques d'oxydation donc moins de risques de pollution de l'argon liquide. La structure détaillée des ensembles élémentaires de détection est illustrée sur les figures 15 et 16.

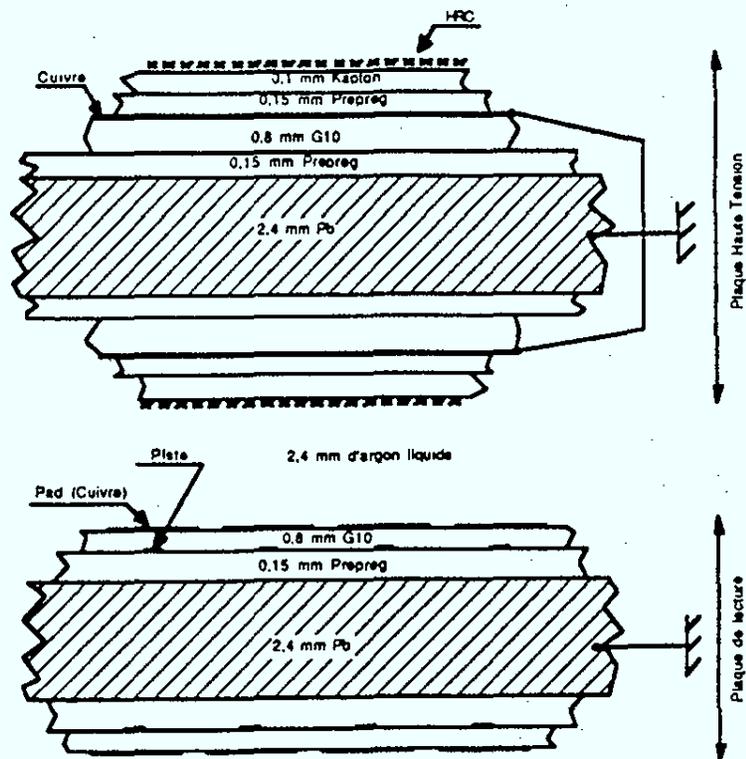


Figure 15 : Cellule de lecture de la partie électromagnétique.

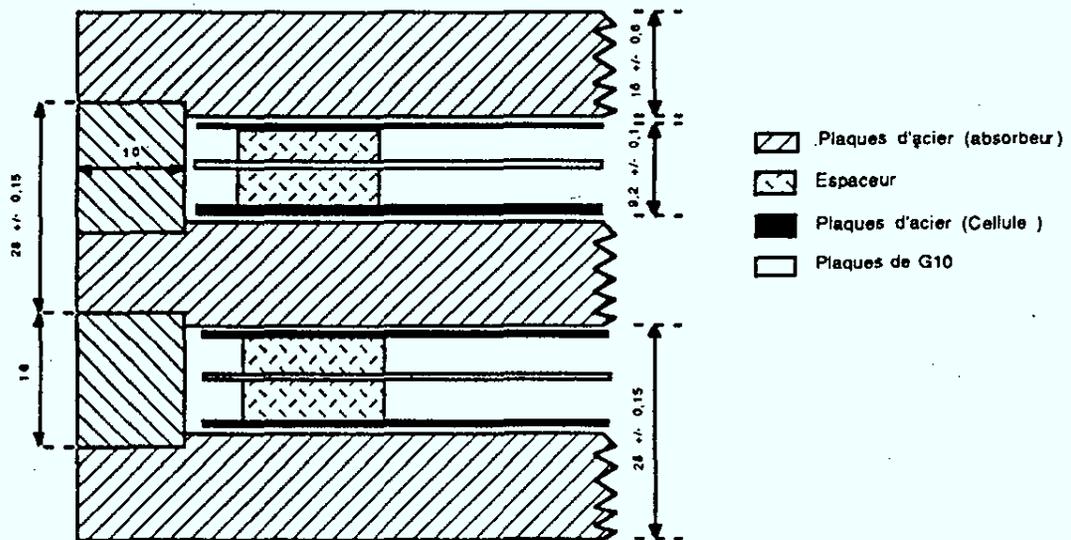


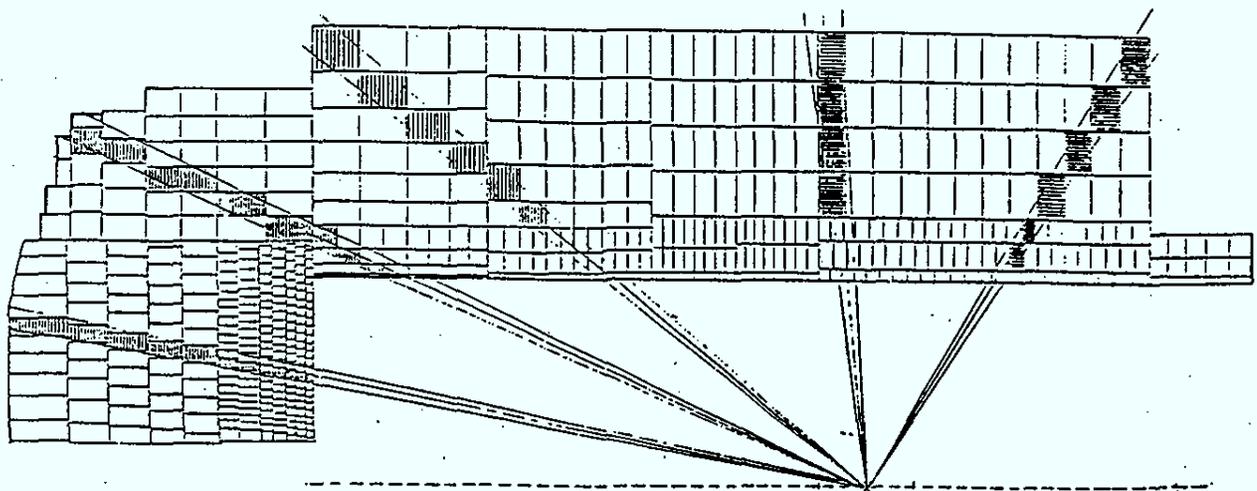
Figure 16: Cellule de lecture de la partie hadronique

• **segmentation en canaux électroniques**

Comme il ne peut être question de lire individuellement toutes les cellules élémentaires de lecture, celles-ci sont groupées longitudinalement ("ganging") en mini-tours lues chacune par un canal électronique. On forme ainsi entre 3 et 4 niveaux dans la partie électromagnétique et entre 4 et 6 dans la partie hadronique. La répartition des 44 352 canaux électroniques est détaillée dans la table suivante (les demies-roues IFE et IFH comportent deux granularités en φ).

Roue	PARTIE ELECTROMAGNETIQUE			PARTIE HADRONIQUE		
	Segmentation en φ	Segmentation en R \times z	Nombre total de canaux	Segmentation en φ	Segmentation en R \times z	Nombre total de canaux
BBE	64	3 \times 5	960			
CB1	64	3 \times 12	2 304	64	4 \times 6	1 536
CB2	64	3 \times 12	2 304	64	4 \times 6	1 536
CB3	128	3 \times 16	6 144	64	4 \times 8	2 048
FB1	128	3 \times 12	4 608	64	5 \times 6	1 920
FB2	128	4 \times 8	4 096	64	6 \times 4	1 536
IFE/OF1	128	16+16+15+14	7 808	64	6 \times 2	768
	64	10 \times 4	2 560			
OF2				64	6+6+5+5	1 664
IFH				64	6+6+5+4 +4	1 600
				32	6 \times 5	960
TOTAL			30 784			13 568

La segmentation transversale^[17] a été dessinée de façon à être projective en φ pour le calorimètre électromagnétique. Elle est de plus semi-projective en θ comme l'on peut s'en rendre compte sur la figure 17.



V. Brisson 87

Figure 17 : Segmentation transversale du calorimètre à argon liquide en cellules électroniques.

• cryostat

L'ensemble du calorimètre (420 tonnes plus 80 tonnes d'argon liquide) est enfermé à l'intérieur d'un cryostat. Comme un réchauffement de 2°C de l'argon liquide provoque un accroissement de volume de l'ordre de $0,6\text{ m}^3$, un vase d'expansion de $1,5\text{ m}^3$ a été monté à l'arrière du cryostat. Ce dernier procure toutefois une isolation thermique telle qu'il faut un mois pour que le calorimètre, une fois vidé de son argon liquide, regagne la température ordinaire. Comme il faut également un mois pour la descente en température et un temps au moins équivalent pour ouvrir le cryostat, on conçoit aisément que des réparations éventuelles sur le calorimètre ne pourront se faire que pendant de longues périodes d'interruption du faisceau. C'est pourquoi, toute l'électronique de mise en forme des signaux calorimètre est placée à l'extérieur de celui-ci.

• zones mortes

La segmentation du calorimètre en roues et octants ou demies-roues implique l'existence de zones non-instrumentées ou "cracks" situées entre les roues (7 suivant l'axe en z) ou entre les octants ("cracks" en ϕ). On peut toutefois voir sur les figures 13 et 14 que seules les zones mortes en ϕ du calorimètre électromagnétiques pointent vers le vertex. Ainsi, un électron ou un photon qui passerait par l'une de ces zones serait détecté dans la partie hadronique située derrière le crack. La résolution sur son énergie serait néanmoins dégradée tout comme le serait celle obtenue pour des particules traversant les autres types de zones mortes. Des tests auront lieu au CERN à partir de l'été 1992 afin de mieux comprendre l'effet des zones mortes en ϕ et le corriger.

• Tests réalisés au CERN

D'autres tests ont déjà eu lieu au CERN entre 1986 et 1990. Ils avaient pour but de finaliser les études sur la conception du calorimètre puis de calibrer de façon absolue les différents types de modules définitifs et enfin d'étudier l'influence des cracks en z . Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 18. Deux compteurs Cerenkov (CEDAR1 et CEDAR2) permettent de sélectionner un type de particules (électron ou pion) ainsi que leur énergie. Des chambres à fils (MWPC 1 et MWPC2) et des plans de scintillateurs (VM, M1, M2, B1, B2) permettent de déclencher l'acquisition des données, de sélectionner la partie centrale du faisceau, de rejeter les événements avec des particules d'origine cosmique, et d'éviter au maximum la superposition de deux événements physiques dans le calorimètre. Un aimant (B9) permet de dévier verticalement le faisceau, tandis qu'une plate-forme mobile permet de déplacer horizontalement le cryostat. Comme ce dernier peut contenir jusqu'à deux octants (Fig. 19), On a pu non seulement intercalibrer différentes roues en prenant des octants de roues différentes, mais aussi étudier l'influence des zones mortes en z situées entre roues (l'orientation des octants à l'intérieur du cryostat était choisie de façon à ce que l'angle d'incidence du faisceau corresponde à l'angle d'incidence de particules provenant du point d'interaction nominal dans la configuration H1). Durant la période de tests CB2/CB3, dont nous nous sommes plus particulièrement occupés, on a ainsi pu prendre des lots de données (appelés "runs") avec des électrons d'énergie à 10, 30, 50 ou 80 GeV et avec des pions d'énergie 10, 30 ou 50 GeV. D'autre part, des balayages horizontaux ont été effectués afin de passer de la situation où le dépôt d'énergie était entièrement contenu dans un octant à la situation où il était entièrement contenu dans l'autre, en passant par plusieurs états intermédiaires où l'énergie de la particule incidente se répartit entre les deux octants et la zone morte. On a également réalisé un balayage vertical dont les données nous ont permis, en particulier, d'étudier les problèmes de diaphonie dus à des pistes de signal verticales.

L'étude des tests déjà effectués est maintenant pratiquement achevée. Elle a permis de calculer une constante de proportionnalité par roue, entre la charge mesurée et l'énergie des particules incidentes, aussi bien pour le calorimètre électromagnétique que pour le calorimètre hadronique. De plus, on a mesuré des résolutions de l'ordre de $12\%/\sqrt{E}$ pour la partie électromagnétique et $50\%/\sqrt{E}$, après pondération, pour la partie hadronique. Ces valeurs sont en accord avec celles qui avaient été prévues lors de la conception. Par contre, les erreurs systématiques sur la mesure globale d'énergie dans H1, n'ont pas encore pu être réduites aux valeurs désirées notamment à cause des zones mortes en ϕ . C'est pourquoi d'autres tests auront lieu au CERN à partir de cet été.

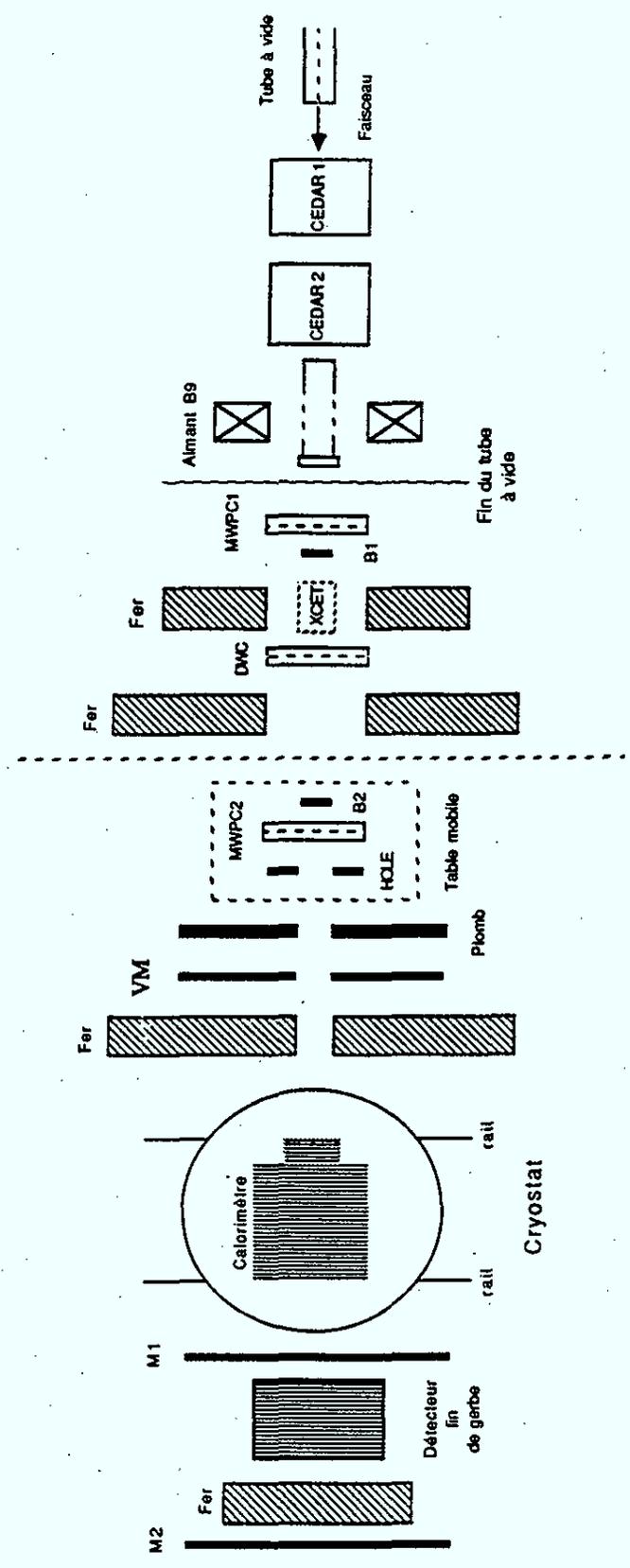


Figure 18 : Dispositif expérimental utilisé lors des tests au CERN

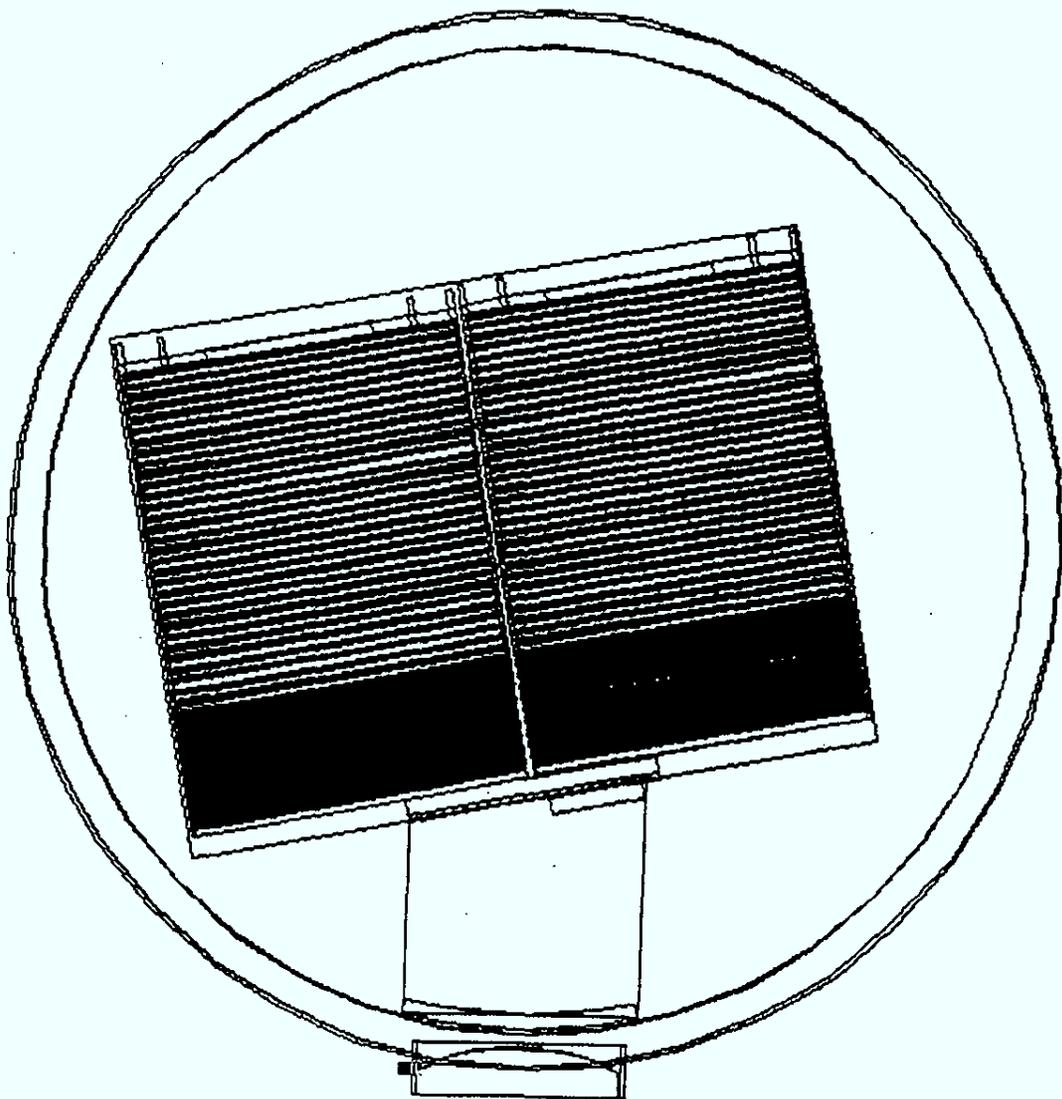


Figure 19 : Position des octants CB2 et CB3 dans le calorimètre du CERN.

IV. 2. c. Le calorimètre arrière (BEMC)

Les nécessités de montage du détecteur de traces entre le calorimètre et le tube à vide ne permettent pas d'utiliser un cryostat couvrant presque tout l'angle solide. On a donc rajouté un calorimètre électromagnétique à l'arrière afin de pallier à l'absence de calorimètre à argon liquide dans la direction des électrons faiblement diffusés. Ce calorimètre appelé BEMC (Backward ElectroMagnetic Calorimeter) couvre les angles polaires compris entre $\theta_1 = 176^\circ$ et $\theta_2 = 150^\circ$. Il est constitué de 88 empilements de plaques de plomb et de scintillateurs. La lumière produite dans les scintillateurs est captée par des guides de lumière qui la transmettent, en modifiant sa longueur d'onde, à des photodiodes. Chaque empilement correspond à environ vingt quatre longueurs de radiation ou une longueur d'interaction ($24 X_0, 1\lambda$). Pour les empilements de plus grande surface, les six dernières longueurs de radiation sont lues de façon indépendantes, afin d'améliorer le pouvoir de séparation électron-pion.

Les tests effectués jusqu'à présent donnent une résolution $\sigma(E)/E \approx 10 \%/ \sqrt{E}$ pour la mesure de l'énergie des électrons. Comme les électrons détectés dans le BEMC, n'ont été que faiblement diffusés, on devrait observer un pic cinématique à 30 GeV dans la distribution d'énergie. Ce pic sera utilisé pour parfaire la calibration absolue.

IV. 3. LE SYSTEME DE DETECTION DE MUONS

La structure en fer qui assure le retour des lignes de champs de la bobine supraconductrice a été instrumentée afin de mesurer la fin des gerbes hadroniques et surtout d'identifier la présence de muons dans l'interaction principale. Pour cette dernière tâche, elle est complétée par un spectromètre à muons dans la direction du proton incident ($3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$)

IV. 3. a. Le fer instrumenté

Il s'agit d'un empilement de plaques de fer de 7,5 cm d'épaisseur, entre lesquelles sont situés des plans de chambres à dérive, munies d'un seul fil chacune et utilisées en mode "streamer" (Fig. 20). Sur ces chambres sont disposés soit des damiers de lecture ("pads"), analogues à ceux employés dans le calorimètre à argon liquide, soit des bandes d'aluminium de 2 cm de largeur ("strips") disposées perpendiculairement aux fils des chambres. Les signaux analogiques des damiers et des chambres sont sommés en profondeur afin de constituer des "tours". Ces "tours" représentent plusieurs longueurs d'interaction et constituent le calorimètre de fin de gerbes ("Tail-Catcher" ou TC) dont la résolution en énergie est de l'ordre de $100\% / \sqrt{E}$. Les signaux digitaux des fils et des bandelettes d'aluminium permettent quant à eux de repérer le passage de muons avec une précision de l'ordre de 1,5 mm. Ceci devrait permettre de faire le lien avec des traces mesurées par le

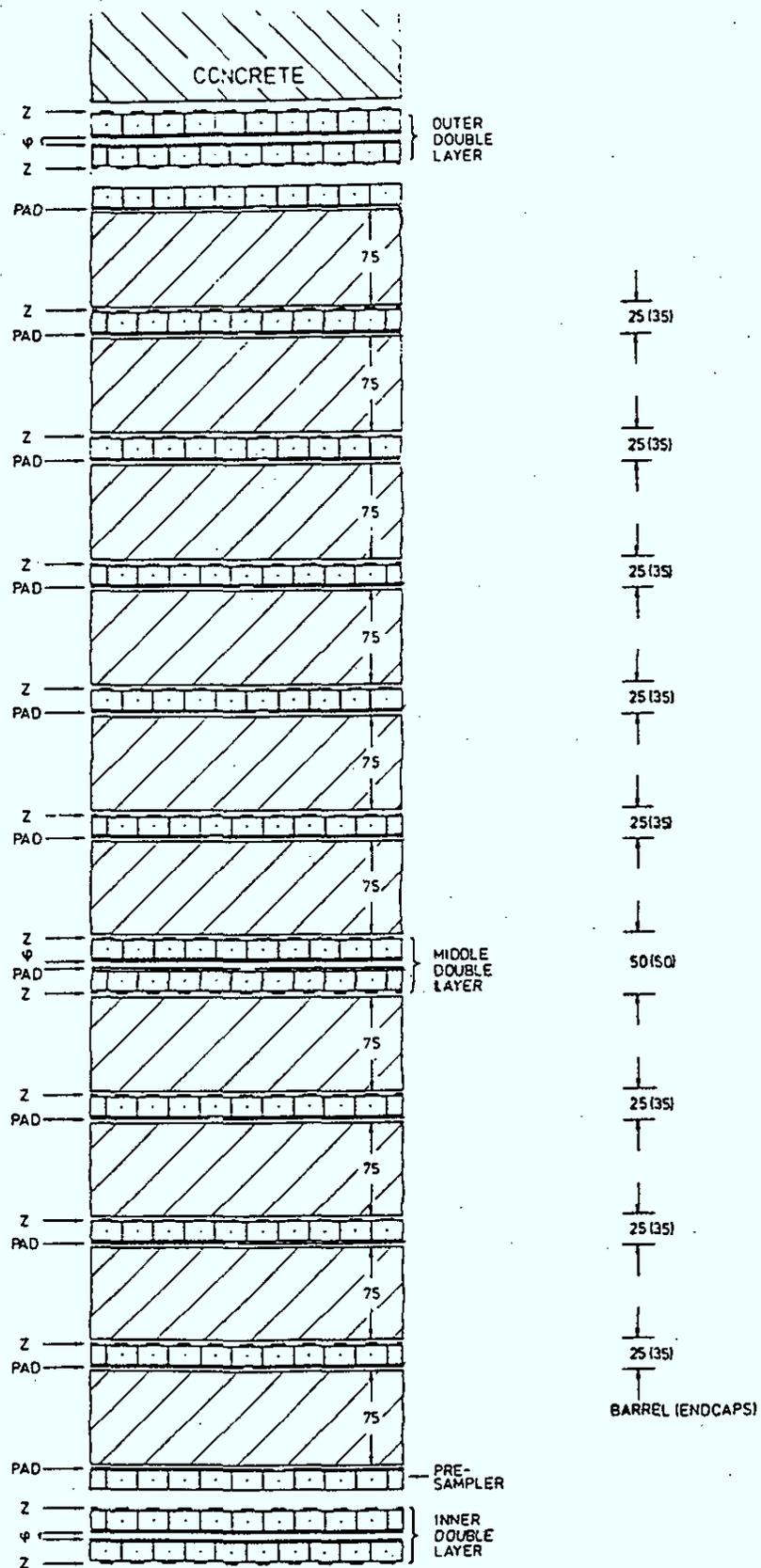


Figure 20 : Disposition des couches de détection dans la partie centrale et arrière du fer instrumenté

détecteur de traces et donc de mesurer l'impulsion des muons avec une bonne précision en profitant du bras du levier fourni par la distance entre les deux détecteurs.

IV. 3. b. Le spectromètre à muons

Le système de détection de muons est complété à l'avant ($3^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$) par un spectromètre constitué de 6 chambres à dérive de haute précision et d'un tore magnétique produisant un champ magnétique de l'ordre de 1,5 T (Fig. 21). On devrait ainsi pouvoir mesurer les coordonnées θ et ϕ des trajectoires des muons avec une précision de l'ordre de 0,5 mrad. Ceci permet une mesure de l'impulsion, avec une précision supérieure à 30 %, pour des énergies comprises entre 1,5 GeV et 150 GeV.

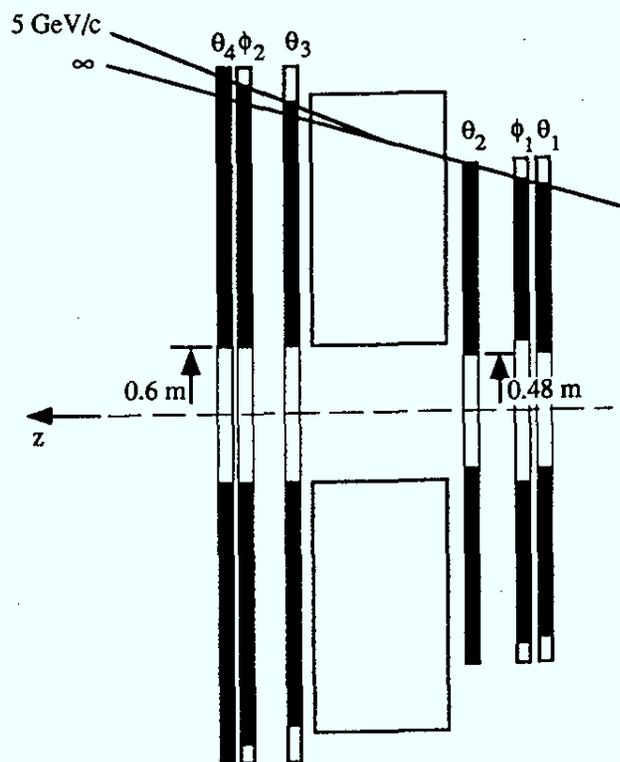


Figure 21 : spectromètre à muons situé à l'avant de H1.

IV. 4. LE SYSTEME DE MESURE DE LUMINOSITE (LUMI)^[18]

Deux détecteurs Cerenkov seront utilisés pour surveiller les variations de luminosité dans HERA, mesurer la section efficace totale de photoproduction et identifier des événements radiatifs.

La Figure 22 montre le dispositif expérimental situé à environ 40 mètres du point d'interaction. Il est constitué d'un bras de détection de photons avec une matrice de 5×5 cristaux de KRS-15 (78 % TlCl, 22 % TlBr) lus par des photomultiplicateurs et d'un bras de détection de l'électron très faiblement diffusé, constitué par une matrice de 7×7 cristaux analogues aux précédents (chaque cristal est un parallélépipède de $20 \times 20 \times 200 \text{ mm}^3$)

La résolution en énergie de ces détecteurs est d'environ $(3 + 7/\sqrt{E}) \%$ avec des non-linéarités inférieures à 1 % dans l'intervalle d'énergie $5 \text{ GeV} \leq E \leq 30 \text{ GeV}$. Le point d'impact de l'électron devrait être reconstruit avec une précision de l'ordre du millimètre.

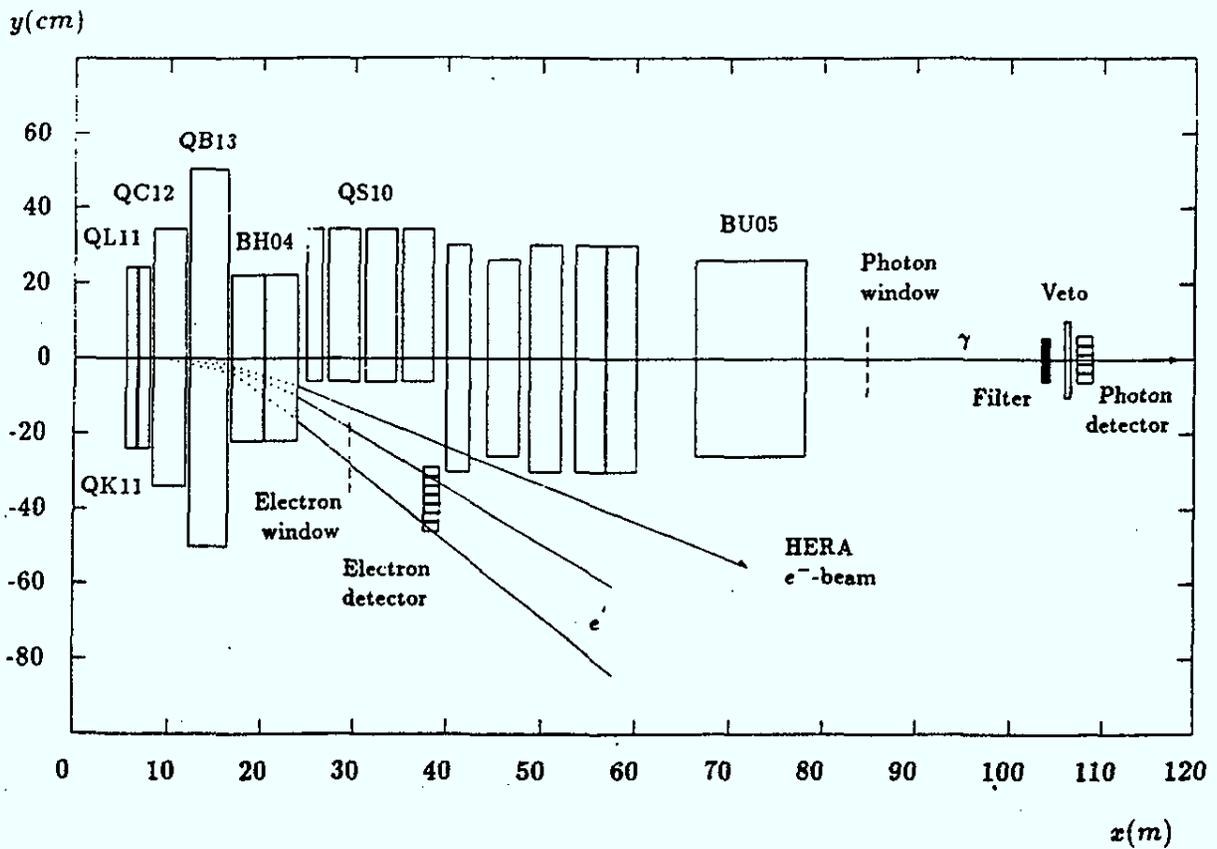


Figure 22 : Schéma général du système de mesure de la luminosité.

REFERENCES

- [1] J. Blümlein, M. Klein, prépublication DESY 92-038 à paraître dans les compte-rendus du HERA workshop 1991
- [2] J. Kwiecinski, A. D. Martin et J. P. Sutton prépublication DTP/91/10, Université de Durham (Angleterre)
- [3] G. Ingelman prépublication DESY 87-144 (1987)
- [4] A. M. Cooper-Sarkar, G. Ingelman, K.R. Long, R. G. Roberts, D.H. Saxon, Proceedings of the Hera Workshop 1987 ed. R. Peccei
- [5] M.W. Krasny, W. Placzek et H.Spiesberger, Saclely preprint DPHPE 91-11
- [6] H. Jung, G. A. Schuler, J. Terron, prépublication DESY 92-028 à paraître dans les compte-rendus du HERA workshop 1991
- [7] W. J. Stirling et Z. Kunszt - Proceedings of the HERA - workshop 1987 ed. R. Peccei
- [8] P. Aurenche, R. Baier, A. Douiri, M. Fontannaz, D. Schiff, Nucl. Phys. **B286** (1987) 553
- [9] W. J. Stirling et Z. Kunszt Proceedings of the Hera Workshop 1987 ed. R. Peccei
- [10] V. Brisson, F.W. Büsler, E. Elsen, D Haidt, M. Hapke, M. Kuhlen and F. Niebergall, à paraître dans les compte-rendus du HERA workshop 1991
- [11] A. Courau, P. Kesler Phys. Rev. **D33** (1986) 2028.
T. Carli, P. Dingus, Y. Sirois prépublication X - LPNHE à paraître dans les compte-rendus du HERA workshop 1991
- [12] B. Andrieu, V. Boudry, S. Orenstein, Y. Sirois, J. Zacek prépublication X-LPNHE/92-1 à paraître dans les compte-rendus du HERA workshop 1991.
- [13] F. Cornet, R. Rückl, Proceedings of the HERA - workshop 1987 ed. R. Peccei
- [14] Collaboration H1, Technical proposal for the H1 detector (1986)
- [15] Thèse de N. Huot, Paris VI (1992)
- [16] collaboration H1, technical progress report 1987, 1988, 1989 et 1990.
- [17] V. Brisson, Tower and pad segmentation in the H1 liquid argon calorimeter, note H1-TR-114 (1987)
- [18] S. Levonian et al. note H1 - TR 113 (10/1987)

Chapitre 3

Mesure des flux d'énergie dans le calorimètre à Argon liquide

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons tout d'abord à la chaîne d'acquisition du calorimètre à argon liquide ainsi qu'aux principes qui régissent sa calibration. La description des incertitudes sur cette calibration nous amènera ensuite à étudier plus particulièrement l'incertitude due à la partie non diagonale de la correction de diaphonie ainsi que les problèmes pouvant provenir de corrélations dans le bruit électronique. Ces deux effets influent sur la distribution spatiale de charges et risqueraient, s'ils étaient mal traités, de poser des problèmes pour la séparation spatiale des jets.

I. CHAÎNE D'ACQUISITION DES DONNEES.

L'électronique du calorimètre à argon liquide a été conçue de façon à respecter les contraintes dues au faible intervalle de temps entre événements possibles (96 ns), au temps de collection des électrons (~ 420 ns), et aux conditions de bruit très difficiles, impliquées par la forte capacité équivalente à une cellule de lecture (1 à 15 nF). La précision souhaitée sur la reconstruction des variables cinématiques impose des limites très strictes sur les incertitudes de calibration (1 % pour la partie électromagnétique, 2 % pour la partie hadronique) qui se traduisent par un objectif de 0,5 % pour les incertitudes dues à la calibration électronique.

Enfin la gamme de charges à mesurer est différente selon que la cellule de détection est située à l'avant ou à l'arrière du calorimètre puisque les particules détectées dans la direction du proton incident peuvent être d'une part nettement plus énergétiques que celles détectées vers l'arrière, et d'autre part avoir des énergies étalées sur quatre ordres de grandeur. Ceci a imposé l'utilisation de plusieurs gains dans la partie analogique de la chaîne d'acquisition, que nous allons maintenant décrire.

I. 1. PARTIE ANALOGIQUE

Ainsi que nous pouvons le constater sur la figure 1, la conversion de la charge déposée dans une cellule en un certain nombre de coups d' ADC, se décompose en plusieurs étapes.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le passage d'une particule énergétique dans une cellule de lecture, crée une impulsion de charge.

Cette impulsion est ensuite amplifiée puis mise en forme de façon à ce que le maximum du signal se produise à peu après au moment où l'autorisation de lecture donnée par le déclenchement arrive au niveau de la cellule. Si cette autorisation est donnée, le niveau atteint par le signal à un temps fixe par rapport à l'interaction ($\sim 2,7 \mu\text{s}$), correspondant en moyenne au temps précédent est conservé dans un circuit échantillonneur-bloqueur qui donne en sortie une tension constante proportionnelle à la charge induite par la particule.

Lors de la lecture, autorisée par le déclenchement de niveau 2, les signaux sont multiplexés par 16 puis par 8 avant d'être éventuellement amplifiés.

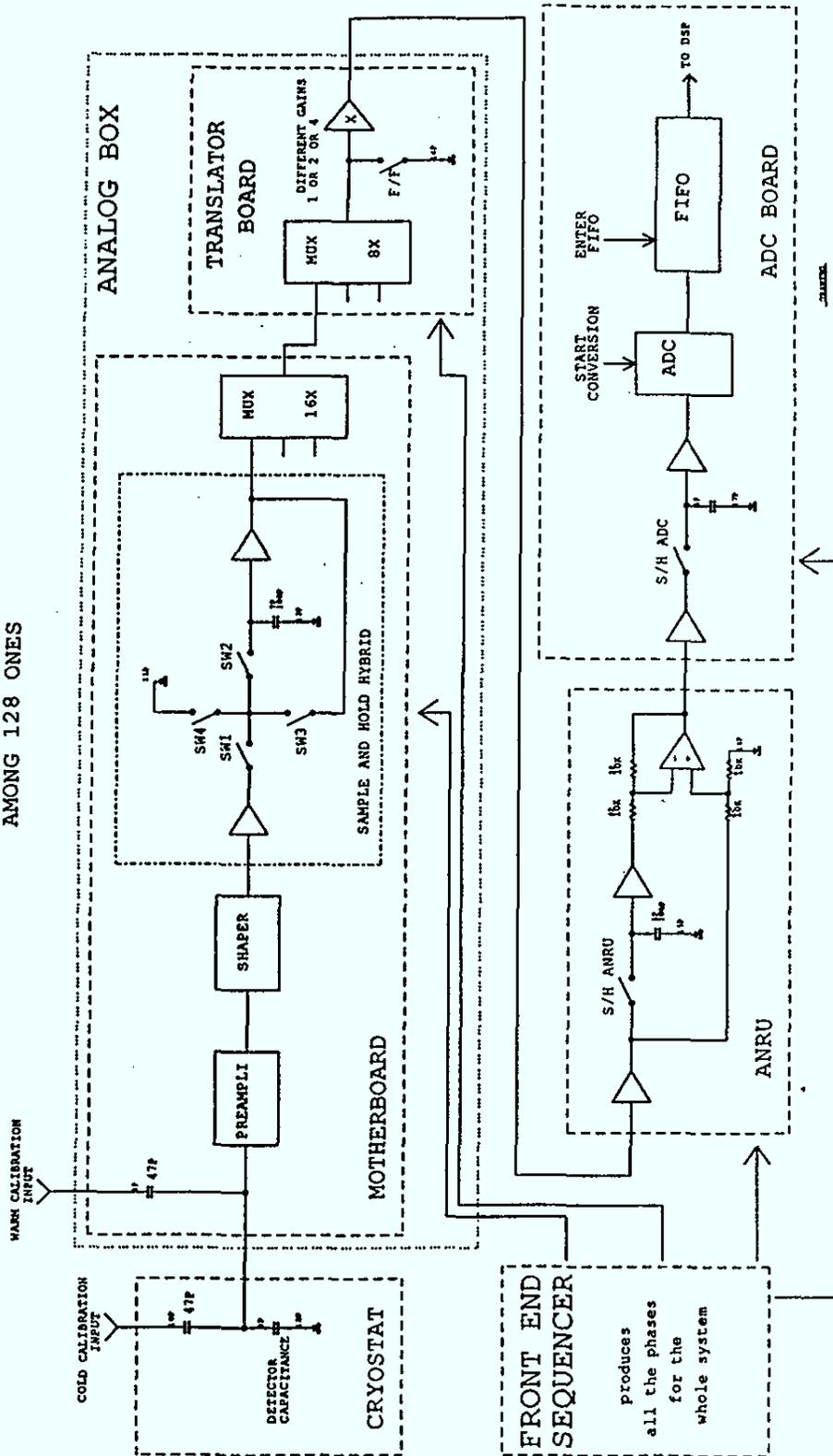
Dans la partie avant du calorimètre, les capacités équivalentes au détecteur sont suffisamment faibles pour que le bruit qui dépend linéairement de la capacité en question, n'empêche pas de voir le passage d'une particule au minimum d'ionisation. Comme de plus, c'est également dans cette partie que les limites cinématiques sur l'énergie des particules incidentes sont les plus élevées, on a besoin d'une dynamique plus grande que dans les autres parties du calorimètre^[1]. Les signaux des voies concernées sont donc transmis deux fois, une première fois amplifiés par un gain 4 et une deuxième fois par un gain 1. Les autres canaux sont quant à eux amplifiés avec un gain 4 (ou 2) avant d'être transmis (ceci explique qu'il y ait environ 63 000 canaux électroniques pour 44 352 cellules). La transmission en question s'accomplit entre les boîtes analogiques (ANBX) disposées sur la partie extérieure du cryostat et les ANRU (Analog Receiving Unit) situées dans la pièce où se trouve le reste de l'électronique. Ces ANRU sont aussi utilisées pour supprimer le décalage du signal qu'introduit le circuit échantillonneur-bloqueur et supprimer le bruit à basse fréquence éventuellement capté par la ligne de transmission. Toutes ces opérations sont gérées par le circuit séquenceur qui fournit les phases à tous les circuits concernés.

I. 2. PARTIE NUMERIQUE (DAQ)

Les signaux provenant des ANRU sont ensuite numérisés par des convertisseurs analogique-digital (ADC) de 12 bits. Ils sont ensuite stockés dans des mémoires (FIFO) utilisées par un premier type de processeur appelé DSP (Digital Signal Processor). Les DSP

H1 : FRONT END ELECTRONICS FOR THE CALORIMETERS

SCHEMATIC PRINCIPLE OF A CHANNEL
AMONG 128 ONES



R. BERNIER - D. BRETON - R. L. CHASE
LAL ORSAY

Figure 1 : Chaîne d'acquisition du calorimètre à argon liquide

réalisent la soustraction du piédestal, une coupure en bruit servant à éliminer les canaux sans signal physique, la conversion unités d'ADC \rightarrow charge déposée à l'aide de tables de paramètres fournis par la calibration (cf. paragraphe suivant), la sélection suivant la hauteur du signal entre le gain 1 et le gain 4 pour les canaux à 2 gains et enfin une mise en ordre, d'après la numérotation géométrique, des canaux ayant survécu à la coupure sur le bruit. A cause de la sélection sur les gains et la coupure sur le bruit, on obtient une taille d'événements de l'ordre de 10 à 20 kb, ce qui constitue un facteur de réduction de l'ordre de 20 par rapport à la situation avant le DSP. En outre, la coupure en valeur absolue sur ce bruit permettra aussi de détecter des problèmes d'empilement d'événements ("pile up"), par observation de signaux négatifs.

Si l'événement est validé au niveau 3 de déclenchement un processeur constructeur d'événements ("event builder") entre alors en jeu. Il est basé sur le circuit AMD29000RISK plus communément désigné sous le nom de "29 K". Il prend les données dans les DSP, leur donne un format compatible avec le programme de reconstruction, puis les envoie dans le système central d'acquisition à travers une mémoire multi-événements. Un autre processeur de ce type gère les signaux de déclenchement du troisième niveau. Leur puissance de calcul leur permet également d'effectuer quelques tâches de contrôle, comme par exemple des cartes de canaux touchés. Celles-ci, comme on le verra au paragraphe III, pourraient très utiles pour surveiller les problèmes de bruit de fond électronique et les dérives éventuelles de la calibration.

II. LA PROCEDURE DE CALIBRATION DE LA MESURE D'ENERGIE ET SES INCERTITUDES

Cette procédure peut se décomposer en 2 étapes, l'une purement électronique (conversion ADC \rightarrow charge), l'autre nécessitant des tests avec des particules (conversion charge \rightarrow énergie). Le but global est d'atteindre un niveau d'erreurs systématiques inférieur à 1% sur la mesure de l'énergie des électrons et de l'ordre de 2 % pour les hadrons.

II. 1. CALIBRATION ELECTRONIQUE

La procédure de calibration de la chaîne électronique consiste à envoyer une rampe d'impulsions de tension, de valeurs très bien connues (erreur $< 0,1$ %) sur une capacité de calibration connue à mieux que 0,5 % et placée soit à proximité immédiate de la cellule de détection et lue au travers de la même chaîne que les signaux, dans l'argon liquide (calibration froide), soit à l'extérieur du détecteur à l'entrée des préamplificateurs de lecture (calibration chaude) (cf. Fig. 1). A partir de la valeur fournie par les ADC, on établit alors des

fonctions

$Q = f(\text{ADC})$ que l'on interpole par un polynôme du troisième degré pour chaque voie :

$$Q = (p_0 + p_1 \cdot \text{ADC}) + p_2 \cdot (p_0 + p_1 \cdot \text{ADC})^2 + p_3 \cdot (p_0 + p_1 \cdot \text{ADC})^3 \quad (1)$$

Les résidus de cette interpolation sont en moyenne de l'ordre de 0,2 %.

La calibration froide reproduit le mieux le passage d'une particule à travers la cellule, mais lorsqu'une ligne présente des défauts, il n'est pas possible de la réparer. La calibration chaude quant à elle, est sujette à une réflexion différente du signal sur la capacité équivalente au détecteur. Elle peut néanmoins servir à calibrer les voies pour lesquelles la calibration froide présente des problèmes (environ 1,5 % de toutes les voies). Ceci est effectué par extrapolation de la relation calibration froide-calibration chaude constatée pour les autres voies. Cette relation ne dépend que de la capacité des différentes cellules, ce qui permet une précision de l'ordre de 1% sur la correction. Compte tenu du faible nombre de voies affectées, ceci représente une incertitude inférieure à 0,05 % sur la calibration de l'ensemble du calorimètre^[2].

En fait, les paramètres p_0 , p_1 , p_2 , p_3 obtenus par l'une ou l'autre de ces procédures, doivent subir d'autres corrections pour tenir compte des différences résiduelles entre l'effet des charges provenant d'impulsions de calibration et l'effet des charges provenant de particules réelles. Ainsi, si l'on applique les paramétrisations précédentes à des événements provenant de déclenchements aléatoires, on peut trouver que la valeur moyenne du bruit n'est pas nulle. On traduit cela en disant que le piédestal $\text{Ped} = -p_0/p_1$ a varié, produisant ainsi un décalage de la charge mesurée. De nouveaux paramètres p_i à partir du nouveau piédestal Ped , sont alors calculés en demandant que :

$$Q^*(\text{Ped}^*) = 0 \text{ i. e. } p_0^* + p_1^* \text{Ped}^* = 0 \text{ et } Q^* = Q + Q^*(\text{Ped}) \quad (2)$$

Cette correction présente une stabilité en temps de l'ordre de 0,1 à 0,2 %.

Il faut ensuite corriger la charge calculée avec les nouveaux paramètres, pour les effets de diaphonie. Ce traitement n'étant pas identique pour la calibration et pour les données réelles, on a décidé d'utiliser comme intermédiaire une charge idéale débarrassée de tout effet de diaphonie. Ceci sera réalisé sur H1 en pulsant séparément toutes les voies susceptibles de s'envoyer mutuellement du signal par diaphonie, ce qui se fera automatiquement à chaque mise à jour des paramètres de calibration. Il n'en était pas de même dans les tests réalisés au CERN puisque cette procédure appelée "1/16" n'était pas encore automatisée et n'était effectuée qu'une ou deux fois par période. Les autres fois, tous les canaux étaient pulsés en même temps ("16/16") et une correction (1/16) / (16/16) était appliquée^[3]. Cette correction

était de l'ordre de 2 % à 4 % selon les octants avec une incertitude inférieure à 0,5 %. Avec la nouvelle procédure adoptée pour H1, les corrections pour des événements réels seraient au maximum de 0,3 % avec une incertitude du même ordre (cf. paragraphe III). Elles seront donc probablement négligées.

Une correction supplémentaire, qui sera aussi effectuée sur H1, est la correction de capacités de calibration. En effet, celles-ci ne sont pas exactement à leur valeur nominale de 47 pF. Elles ont néanmoins été mesurées individuellement avec une précision de l'ordre de 0,5%. On doit donc, pour chaque voie, appliquer un facteur $C_{\text{mesurée}}/47\text{pF}$ à la charge reconstruite.

Une incertitude supplémentaire est due à l'incertitude systématique avec laquelle est connu le temps d'échantillonnage. Celle-ci était de l'ordre de 10 ns au CERN, ce qui se traduit par une incertitude inférieure à 0,3 % sur la charge lue. Sur H1, l'incertitude sur le temps d'échantillonnage devrait être de l'ordre de 1 ns ce qui impliquerait une incertitude sur la charge lue totalement négligeable.

Lorsque l'on combine toutes ces corrections, elles induisent une incertitude globale sur la relation $Q_{\text{injectée}} = f(\text{valeur lue sur l'ADC})$ qui a été estimée par canal, à 0,5 % en moyenne^[4].

II. 2. OBTENTION DE LA CONSTANTE DE CONVERSION CHARGE → ENERGIE

Afin d'obtenir les constantes de conversion charge → énergie (une par octant électromagnétique et une autre par octant hadronique), des modules de test ont été exposés au CERN à des faisceaux d'électrons et de pions dont on pouvait régler l'énergie et le point d'impact sur le module. Un lot de données prises consécutivement correspondant à une énergie et une position déterminées, sera appelé "run" dans la suite. Pour chaque "run", on peut faire le rapport entre la charge mesurée et l'énergie du faisceau. Après avoir appliqué des corrections que nous détaillerons, ce rapport devrait être indépendant de l'énergie du faisceau. La moyenne des rapports observés à des énergies différentes dans des conditions équivalentes est alors utilisée comme facteur de conversion charge → énergie. Elle permet d'estimer les non-linéarités.

Une cause d'incertitudes relativement grave est constituée par la présence d'impuretés dans l'argon liquide. En effet, ces impuretés se combinent avec certains des électrons provenant de l'ionisation de l'argon par la particule incidente. Elles réduisent ainsi l'efficacité de collection des charges déposées par les particules. Les constantes de conversion entre charge et énergie prennent en compte cet effet, mais la pollution de l'argon liquide n'a aucune raison d'être la même sur l'expérience et dans les tests. Il faut donc connaître le niveau absolu

de pollution pour effectuer une correction absolue pour pouvoir utiliser les constantes calculées au CERN, sur H1. De plus, il faut également corriger la dépendance en temps de cette pollution sur chaque lieu.

La correction absolue est réalisée grâce aux courbes donnant la charge mesurée en fonction de la haute-tension appliquée sur les cellules. Cette courbe est décrite par la formule^[5]:

$$Q = Q_0 \cdot \frac{2\lambda}{d} \cdot \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-d/\lambda}) \right] \quad (3)$$

* Q_0 est la charge qui serait collectée si la tension appliquée était infinie.

* Q est la charge collectée lorsque l'on applique une tension U .

* d est l'épaisseur d'argon liquide entre la haute-tension et la cellule de lecture.

* $\lambda = \alpha U/pd$ avec p la contamination de l'argon liquide mesurée en p.p.m. d'équivalent oxygène et $\alpha = 0,12$ p.p.m. $\text{cm}^2 \cdot \text{kV}^{-1}$.

Q_0 et p sont alors obtenus par ajustement des points expérimentaux sur cette formule. L'erreur sur le rapport Q/Q_0 est d'environ 0,2 %.

Pour les tests du CERN, la dépendance en temps de la pollution est calculée grâce aux lots de données pris à intervalles plus ou moins réguliers, avec les mêmes conditions de faisceau ("runs" de stabilité). On observe, une décroissance relative de la charge moyenne déposée qui a beaucoup varié^[6] mais qui pouvait en moyenne être corrigée avec une précision de l'ordre de 0,4 %.

Toutefois, cette correction dépend beaucoup des coupures effectuées sur le bruit (coupure fiducielle et coupure en charge) et ne pourrait être reproduite sur H1 que dans certains modules, avec le pic cinématique.

Une autre méthode pour corriger aussi bien la pollution absolue que sa dépendance en temps, consiste à utiliser des sources radioactives disposées autour du module du test au CERN et autour du calorimètre complet dans H1. Cette méthode n'était malheureusement pas assez précise au CERN, mais elle a été améliorée et devrait probablement permettre de surveiller la stabilité du taux de pollution dans H1.

Pour obtenir une échelle de conversion entre charge et énergie, il faut encore appliquer une correction pour les matériaux morts situés avant le module du calorimètre. Ceci nécessite l'emploi du Monte-Carlo ARCET^[7], qui simule tout le dispositif expérimental utilisé au CERN y compris la ligne de faisceau (ce programme est fondé sur les mêmes principes que le

programme général de simulation de H1). On peut ainsi calculer l'énergie moyenne perdue par la particule avant d'arriver dans le module de test.

On est donc maintenant en mesure de calculer le facteur de conversion charge \rightarrow énergie, en inversant la relation $Q_{\text{mesurée}} = f(E_{\text{faisceau}})$ préalablement corrigée pour les effets précédents. Malheureusement, les facteurs ainsi trouvés dépendent beaucoup de la coupure sur le bruit utilisée pour mesurer la charge déposée. De plus, les non-linéarités en énergie sont encore importantes. C'est pourquoi, il a été décidé de faire encore plus appel à la simulation afin de définir un facteur de conversion idéal qui soit directement transposable sur H1. On définit en effet, pour le calorimètre électromagnétique (tests avec des électrons).

$$C_{\text{em, exp}} = \frac{k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}}{k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}} \times C_{\text{em, exp}}^{\text{SC}} \quad (4)$$

avec $E_{\text{faisceau}} = C_{\text{em, exp}}^{\text{SC}} \times Q_{\text{mesurée}} = k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}} \times E_{\text{vis}}$ où E_{vis} est l'énergie déposée dans les couches lors de la simulation.

$C_{\text{em, exp}}^{\text{SC}}$ et $k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}$ sont donc les constantes obtenues sans correction (SC) pour les données expérimentales d'une part et en plaçant l'électron incident directement devant le module de test dans la simulation d'autre part. De plus, dans les deux cas, aucune coupure sur le bruit n'est appliquée. Par contre, $k_{\text{em, MC}}$ est obtenue en appliquant toutes les corrections expérimentales à une simulation aussi réaliste que possible des conditions de test. La coupure sur le bruit est effectuée après avoir superposé des événements provenant de déclenchements aléatoires sur chaque événement simulé.

On a vérifié que le rapport $k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}/k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}$ est nettement moins dépendant de l'énergie du faisceau incident, de la coupure sur le bruit et de la version du programme de simulation utilisée que chacun des termes pris séparément.

On obtient donc une échelle d'énergie idéale $C_{\text{em, exp}}$ qui sera utilisée sur H1 pour retrouver l'énergie de la particule incidente en inversant la relation précédente :

$$E_{\text{particule}} = \frac{k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}}{k_{\text{em, MC}}} \times C_{\text{em, exp}} \times Q_{\text{mesurée}} \quad (5)$$

Dans cette formule, $Q_{\text{mesurée}}$ est la charge brute mesurée dans le calorimètre, $C_{\text{em, exp}}$ est la constante calculée à partir des tests du CERN et $k_{\text{em, MC}}^{\text{SC}}/k_{\text{em, MC}}$ est maintenant déterminé grâce à une simulation du détecteur H1 et non plus avec ARCET. Ce dernier point assure la possibilité de transférer les résultats obtenus avec les tests du CERN, en prenant en compte tout ce qui est propre à chaque situation. Une procédure semblable est utilisée pour définir une échelle d'énergie électromagnétique idéale pour le calorimètre hadronique. Il faut

ensuite utiliser des méthodes de pondération pour compenser la non-linéarité de la réponse à une particule hadronique.

En fait, tout ce qui précède n'est pas encore suffisant pour calculer les énergies déposées par les particules dans H1. En effet, les mesures et les calculs précédents ont été réalisés avec un point d'impact fixe pour le faisceau. Il faut donc tenir compte des différences géométriques entre cellules, ce qui change le rapport d'échantillonnage. Il faut ensuite corriger pour l'énergie perdue dans les parties non-sensibles présentes entre octants ("cracks en ϕ ") et entre roues ("crack en z "). Enfin il faut également corriger pour les pertes d'efficacité dues à des canaux morts ou à des lignes à haute-tension déficientes.

Tout ceci provoque des différences d'intercalibration entre parties du calorimètre qui induisent actuellement une incertitude globale moyenne de l'ordre de 3 % sur la mesure de l'énergie de l'électron et de l'ordre de 6 à 7 % sur la mesure des jets. Les premières données devraient néanmoins permettre d'optimiser le programme de simulation et ainsi de réduire ces nombres pour atteindre les objectifs fixés.

III. ETUDE DE LA DIAPHONIE NON-DIAGONALE

III. 1. MODELISATION DES DIFFERENTES SOURCES DE DIAPHONIE

Comme on a pu le voir au paragraphe I, le début de la chaîne d'acquisition pour une voie peut se modéliser par :

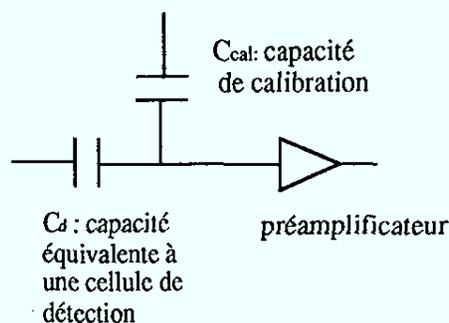


figure 2 : modélisation du début des chaînes d'acquisition et de calibration

Malheureusement, toutes les voies ne sont pas indépendantes. Il existe des couplages, modélisables par des effets capacitifs, non seulement entre lignes de signal (C_{ij}), mais aussi

entre la ligne de calibration d'une voie et les lignes de signal d'autres voies (C'_{ij} et C'_{ji}) (Fig. 3).

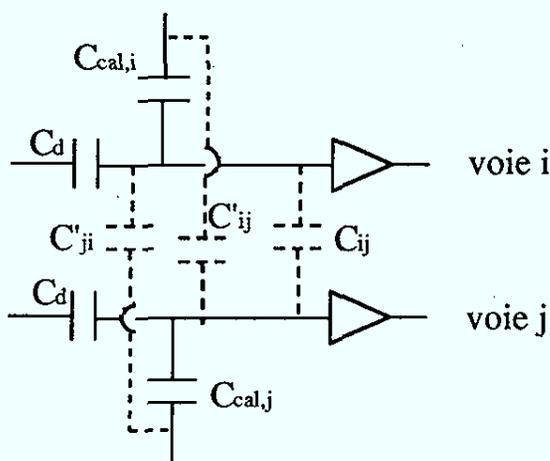


figure 3 : modélisation de la diaphonie directe entre deux voies

Le premier effet (C_{ij}) est dû à une indépendance qui n'est jamais parfaite entre une cellule de lecture, et ses plus proches voisines. Comme nous le verrons plus loin, il peut également être dû à un couplage par défaut de blindage des pistes de signal passant sous la cellule considérée. Ce type de capacité parasite, couplée à la résistance d'entrée du préamplificateur, forme un circuit dérivateur. Ainsi, lorsque la voie i reçoit un signal, soit de la cellule du détecteur, soit du système de calibration, la voie j recevra par l'intermédiaire de C_{ij} un signal $X_{ij} C_{cal,i} U_0$ qui s'annule lorsque le signal de la voie i passe par son maximum.

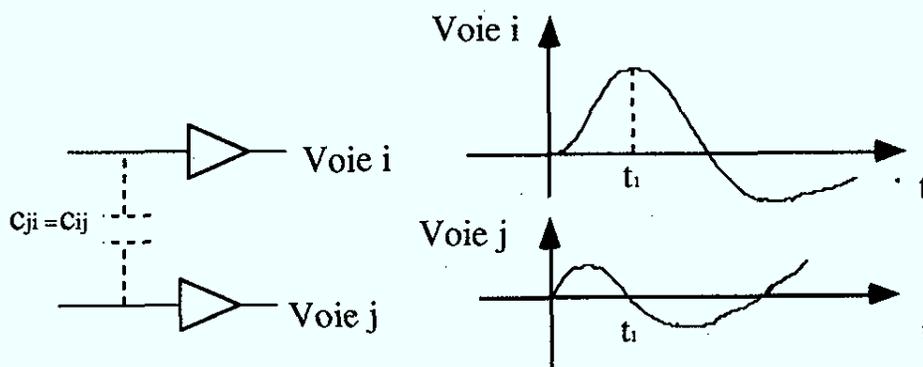


figure 4 : modélisation de la diaphonie dérivative entre deux voies

Comme le temps en fonction duquel les voies sont échantillonnées, est ajusté de façon à être proche de t_1 aussi bien pour des données réelles, que pour des signaux provenant de générateurs de calibration, le signal lu sur la voie j , provenant de la voie i , sera quasiment nul lorsqu'il sera lu. Les mesures effectuées montrent que cet effet est de l'ordre de 0,1 à 0,2 % par couple de voies recevant un signal.

le deuxième effet, dû à un couplage entre lignes de calibration et lignes de signal des voies reliées à un même générateur de calibration, est, contrairement au précédent, propre à la calibration. Il n'intervient pas lors de la prise de données physiques. Il a l'effet indésirable suivant : lorsque l'on injecte une charge $C_{cal,i} U_0$ sur la voie i en appliquant un échantillon de tension sur $C_{cal,i}$, on envoie également une charge $C'_{ij} U_0$ sur les voies j couplées à la voie i . On obtient donc sur la voie j le même signal que sur la voie i simplement réduit par le facteur $C'_{ij}/C_{cal,i}$. Ce facteur est heureusement petit ($< 0,2\%$).

Lorsque seule la voie i reçoit une impulsion de calibration, la charge vue par le préamplificateur est égale à $C_{cal,i} U_0$ avec une précision suffisante. Par contre, si plusieurs voies reçoivent une impulsion de calibration, la charge vue par le préamplificateur de la voie i ne sera plus $C_{cal,i} U_0 = Q_i$, mais $Q_t = Q_i + \sum_j C'_{ji} Q_j / C_{cal,i} + \sum_k X_{k,i} Q_k$ (la somme sur j porte sur les voies j couplées par diaphonie directe à la voie i et la somme sur k porte sur les voies k couplées par diaphonie dérivative à la voie i). De même, dans le cas d'une particule laissant des charges Q_n dans les cellules qu'elles traversent, on ne mesurera pas Q_i mais $Q_i + \sum_n X_{n,i} Q_n$. Mis à part le cas de la partie électromagnétique des roues CB sur lequel nous reviendrons au paragraphe suivant, la somme sur n ne porte en général que sur les voies également touchées parmi les plus proches voisines de la voie i . Cette somme est donc en général négligeable devant Q_i , pour les voies survivant à la coupure sur le bruit.

C'est pourquoi la procédure de calibration adoptée pour H1 consiste à prendre au moins tous les jours un fichier de calibration reproduisant au mieux la situation dans laquelle, à l'intérieur d'un groupe de cellules reliées par diaphonie, une seule est pulsée à la fois.

III. 2. ETUDE DE LA DIAPHONIE NON-DIAGONALE DANS LES ROUES CBE

Contrairement aux autres parties du calorimètre la partie électromagnétique des roues centrales (CBE) comporte des pistes de signal passant sous les surfaces de lecture. Ces pistes relient par diaphonie dérivative toutes les cellules par dessous lesquelles elles passent. Il fallait donc vérifier que les corrections dues au terme $\sum_n X_{n,i} Q_n$ restent négligeables malgré le nombre accru de cellules intervenant dans la somme. Ce terme implique une correction matricielle puisque pour corriger la voie i , il faut utiliser des charges déposées dans les cellules qui lui sont couplées. La partie diagonale de cette correction est prise en compte dans la calibration. Il restait donc à étudier la partie non-diagonale. Ce travail a fait l'objet de la note H1-02/208 reproduite en annexe A. Dans cette note il est montré, avec des données réelles et par simulation, que ces problèmes de diaphonie non-diagonales ont un effet sur la mesure de l'énergie de l'ordre de $0,2\%$ dans le cas le plus défavorable et devraient donc être négligeables.

Pour réaliser cette étude, il a été nécessaire d'ajuster la position des modules de tests utilisée dans le Monte-Carlo, par rapport à leur position réelle lors des tests du CERN. Pour cela, plusieurs lots de données ont dû être exploitées. Ceci nous a permis de découvrir des anomalies systématiques dans le comportement du bruit que nous allons maintenant décrire.

IV. ETUDE DU CARACTERE NON GAUSSIEN DU BRUIT DE FOND ELECTRONIQUE, DANS LE CALORIMETRE A ARGON LIQUIDE

IV. 1. ETUDE DU BRUIT LORS DES TESTS AU CERN

Lors de l'étude sur la diaphonie non-diagonale, les événements comportant plus d'une cinquantaine de cellules avec une charge supérieure à trois fois le bruit en valeur absolue étaient sélectionnés, afin de vérifier que des structures correspondant aux pistes de signal n'apparaissent pas (le nombre total de voies pour les deux octants était de 1392, la gerbe de l'électron représentait une vingtaine de cellules). De telles structures n'ont effectivement pas été vues, événement par événement, par contre d'autres types de structures sont apparues (Fig. 5 et 6). On peut les séparer en deux grands types d'événements : d'une part les événements dans lesquels un groupe de cellules géométriquement proches semble 'exploser' en donnant toutes un signal de l'ordre de quatre fois le bruit moyen, d'autre part les événements dans lesquels les cellules bruyantes sont disconnectées mais semblent néanmoins régulièrement réparties. Comme ces problèmes apparaissent aussi bien pour les événements physiques que pour les événements provenant de déclenchements aléatoires, des problèmes liés à l'électronique ont été soupçonnés. Nous avons donc représenté les mêmes événements, non plus en utilisant la numérotation géométrique liée à la position des cellules, mais en utilisant la numérotation électronique liée au groupement des voies d'acquisition par boîte analogique (cf § I).

Il est alors apparu que les groupements de cellules du premier type appartenaient à une même carte-mère ou à une même boîte analogique (ANBX). On peut probablement interpréter ce bruit comme une fluctuation passagère des piédestaux des voies de la carte-mère ou de la boîte analogique. En effet, il ne se produit que pour des événements isolés, sans périodicité temporelle apparente. De plus sa valeur moyenne après soustraction des piédestaux peut aussi bien être positive que négative. Ces fluctuations, si elles se reproduisaient sur H1, devraient néanmoins être repérables grâce aux cartes de canaux réalisées dans les processeurs 29K. Elles pourraient ensuite être traitées au niveau de la coupure topologique sur le bruit réalisée dans le programme de reconstruction de H1 (H1REC). Toutefois, ce type de bruit apparaît comme un groupement de cellules assez large, pouvant même appartenir à deux couches successives si les nécessités du câblage l'ont

imposé. Il a donc peu de chance d'être systématiquement enlevé par la coupure topologique actuelle qui n'utilise que la numérotation géométrique et ne pourrait être éliminé qu'après utilisation conjointe des informations du détecteur de traces. Il faudrait donc utiliser la numérotation électronique, ce qui implique de garder au niveau d'H1REC une possibilité d'utilisation rapide des tables de conversion entre les deux numérotations.

L'origine du deuxième type de bruit est elle aussi apparue plus clairement grâce à la numérotation électronique. En effet, la plupart des canaux bruyants portent le même numéro dans leur boîte analogique respective. Les signaux de ces canaux sont donc transférés en même temps des boîtes analogiques vers les ANRU. On peut donc supposer qu'à un instant donné, un parasite a affecté les câbles de liaison et perturbé les signaux des canaux qui étaient alors transmis. Nous avons pu remarquer sur les tests du CERN que cet effet était nettement plus fréquent que le précédent. C'est heureusement le type même de bruit qui devrait être enlevé par la coupure des cellules isolées, s'il se reproduisait sur H1. Il serait toutefois intéressant de le traiter avant la mise en forme de l'événement car, au CERN, cet effet représente un facteur 2 sur la taille de l'événement après coupure standard, pour environ 10% des événements.

Ces deux types de bruit ne devraient pas affecter la calibration en énergie effectuée au CERN à condition que l'isolation de la gerbe de l'électron ait été correctement effectuée. Ils ne suffisent toutefois pas à expliquer le caractère non-gaussien du bruit qui proviendrait plutôt d'un type encore inconnu de corrélation entre les voies d'une boîte analogique. Par contre, ils pourraient, s'il se reproduisaient, affecter plus significativement la mesure inclusive de l'énergie hadronique utilisée dans la détermination des variables cinématiques.

Un autre problème a été détecté en remarquant que, lorsque la gerbe de l'électron était entièrement contenue dans CB3, on mesurait environ 400 MeV dans CB2 après une coupure symétrique sur le bruit à ± 3 fois le bruit moyen. Il s'est d'ailleurs révélé grâce à la coupure symétrique car, dans ce cas, la valeur moyenne du bruit devrait être nulle alors qu'avec la coupure en valeur positive qui était auparavant utilisée, il était normal de trouver une énergie résiduelle dans une partie non touchée par le faisceau. Nous avons pu établir que le problème provenait de la boîte analogique portant le numéro 9 lors de la période CB2/CB3 car elle présente un fort taux de corrélation et une courbe de bruit très dissymétrique. On peut toutefois voir sur la figure 7 qu'aucune voie de cette boîte analogique ne présente un comportement particulier. Elle a également été utilisée lors de la période FB1/CB3 pour 64 canaux de la couche EM0 de FB1 et lors de la période IF. Elle n'a pas été utilisée lors des périodes CB1-BBE et FB1-FB2. Ce problème n'était pas très important pour l'étude des tests du CERN, grâce à la coupure fiducielle sur l'électron, mais il le deviendrait s'il devait survenir sur H1, du fait de la plus grande étendue de la gerbe provenant d'un jet.

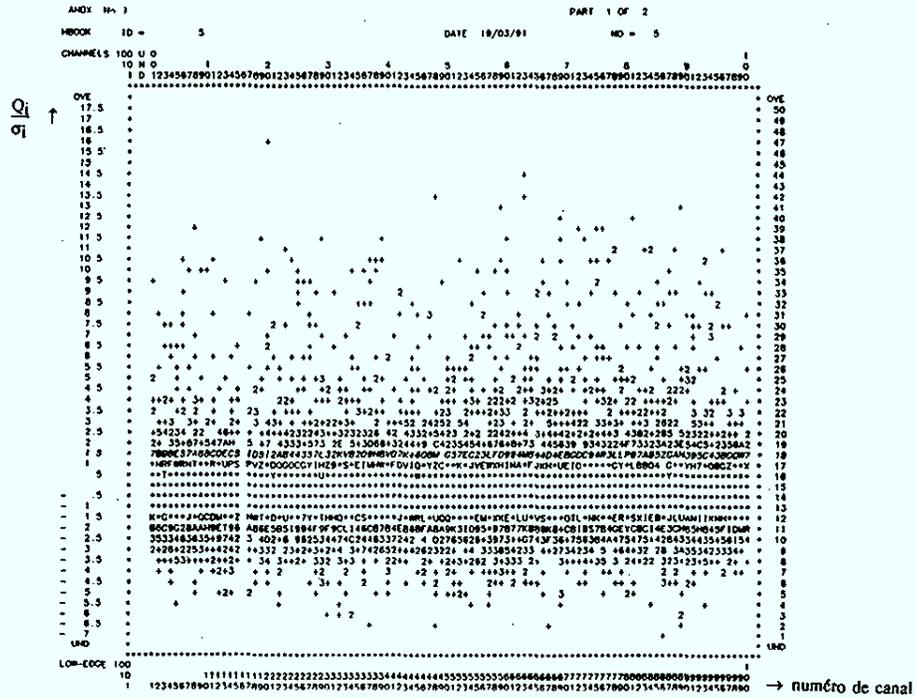


Figure 7 : bruit dans les 100 premiers canaux de la boîte analogique n°9 pour 615 événements provenant de déclenchements aléatoires

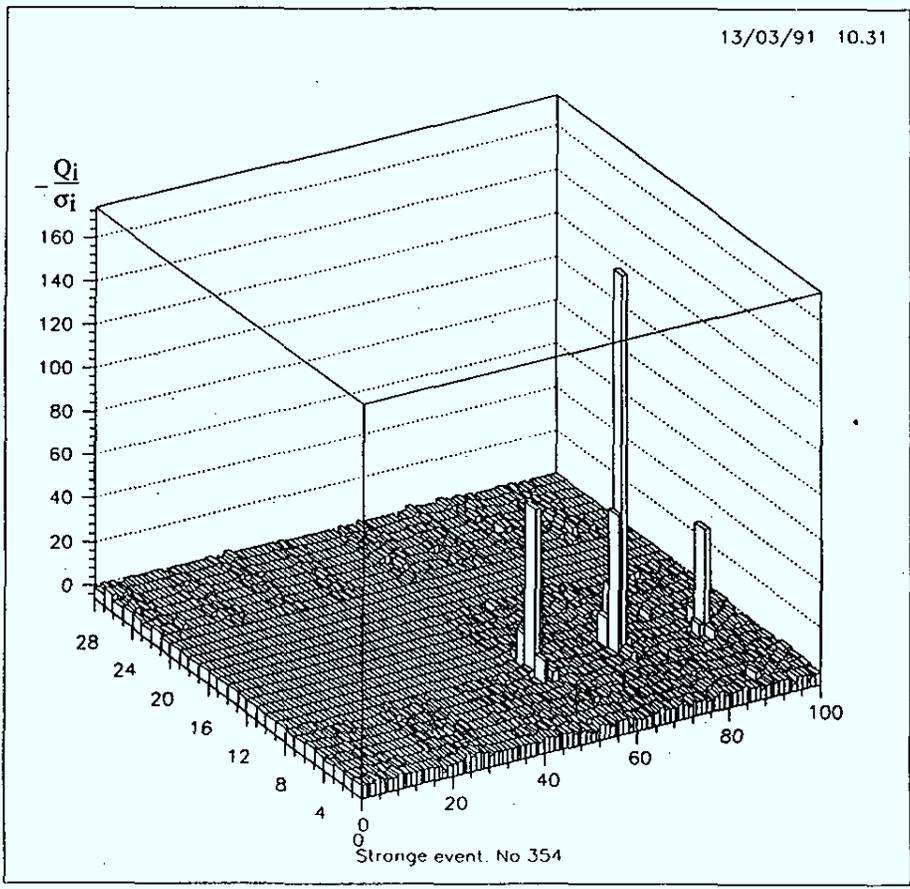


Figure 8 : Représentation géométrique des charges déposées par un électron tardif dans un événement provenant d'un déclenchement aléatoire (l'axe z mesure l'opposé de la charge déposée en unité de bruit moyen)

C'est une des raisons pour lesquelles il a été décidé d'utiliser une coupure sur le bruit en valeur absolue sur H1 malgré les problèmes liés au traitement d'énergies négatives. Cela implique toutefois un traitement des particules tardives qui peuvent être échantillonnées dans la partie négative du signal après sa mise en forme. Ceci est illustré sur la figure 8 par la distribution spatiale de l'opposé de la charge déposée pour un événement aléatoire pris lors d'un 'run' du CERN. A DESY, les informations en provenance du déclenchement devraient permettre de réduire a posteriori la fréquence de tels événements^[8].

Afin de prendre en compte ces problèmes de bruit de fond électronique dans l'étude événements simulés, nous avons, lors de la reconstruction, superposé des événements de bruit provenant d'un déclenchement aléatoire de l'acquisition, sur les événements bruts provenant du Monte-Carlo.

IV. 2. ETUDE DU BRUIT LORS DES TESTS DE H1 AVEC DES RAYONS COSMIQUES

Ces études seront reprises sur H1. Une étude préliminaire, sur un fichier d'événements consécutifs à un déclenchement aléatoire, montre que les queues de distribution non gaussiennes sont toujours présentes (Fig. 9). Par contre, la queue à plus de dix fois le bruit moyen n'est plus présente, ce qui laisse espérer l'absence de problème du type de celui se produisant dans la boîte analogique n°9 du CERN. De plus, en regardant non la distribution relative de charge (i.e. en unité de bruit moyen) mais la distribution absolue de charge (en pC), On voit clairement un deuxième pic (Fig. 10). Les canaux composant ce pic ont pu être identifiés. Ils appartiennent quasiment tous au DSP n°3 de la partition 3. Le problème provenait d'un mauvais calcul des piédestaux dans ce DSP ; il est maintenant réglé. On peut voir sur cet exemple l'utilité de ce type d'histogramme pour la surveillance en ligne ou hors-ligne du détecteur. Des fichiers d'événements aléatoires seront donc pris régulièrement pendant les périodes d'activité de H1 pour vérifier la stabilité de la chaîne d'acquisition du calorimètre.

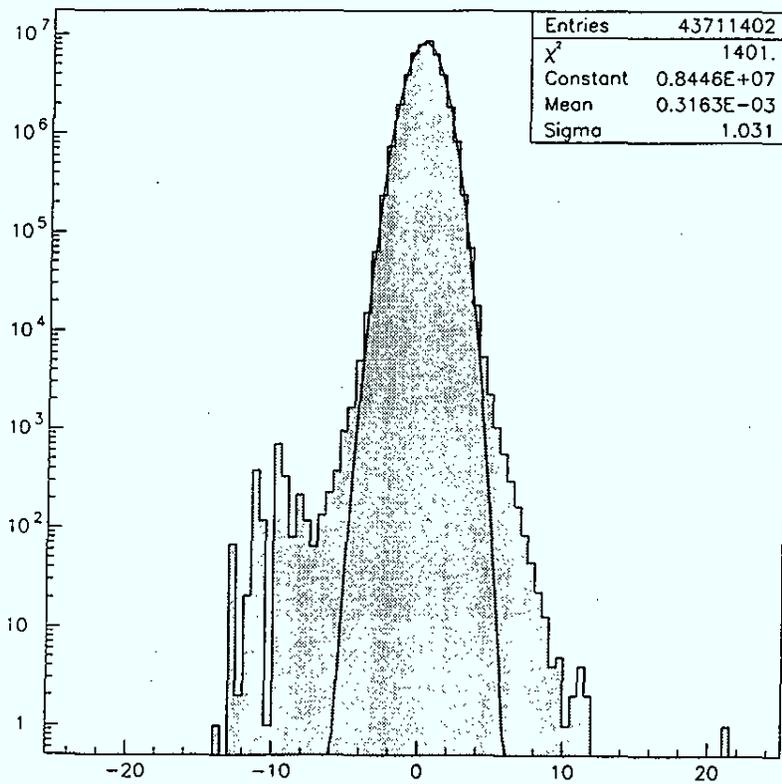


Figure 9 : $Q/Q(1\sigma)$ pour 998 événements aléatoires pris pendant une période de tests de HI

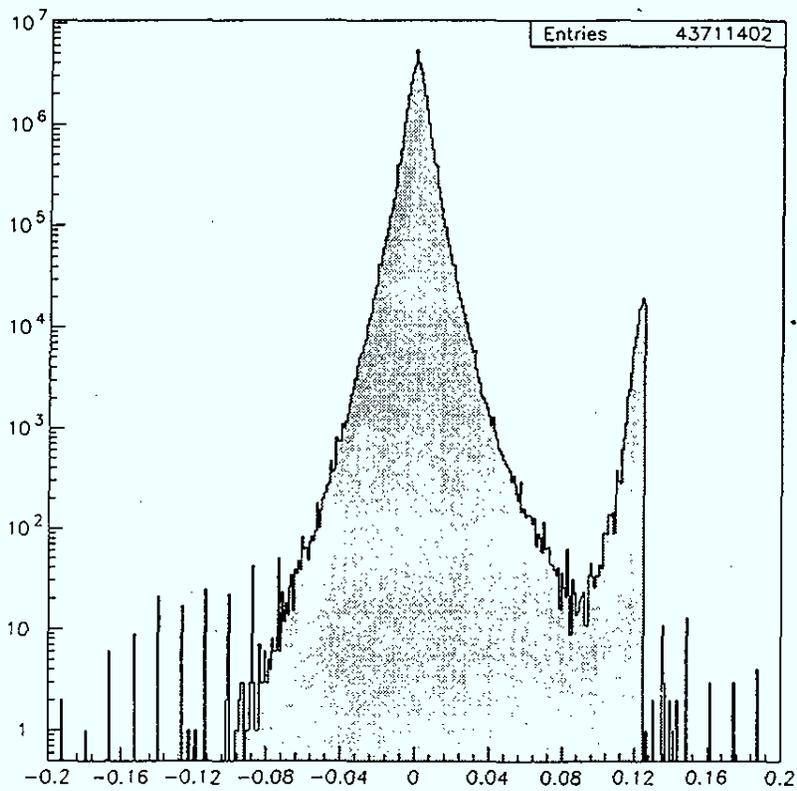


Figure 10 : Distribution de charges absolues pour la même période de test que la figure 9 (le deuxième pic est dû au DSP n° 3 de la partition 3)

REFERENCES

- [1] V. Brisson, H. Oberlack et P. Ribarics, note H1-02/89-104
- [2] C. Arnault, A. Jacholkowska, F. Zomer H1 note H1 - 12/91-203
- [3] J. Gayler, H. Küster, P. Loch note H1 - 04/91-171
- [4] communication privée de A. Jacholkowska
- [5] W. Hoffman et al. NIM 135 (1976) 151
- [6] Thèse de J. F. Laporte (1992)
- [7] Programme écrit par P. Verrechia
- [8] Thèse de N. Huot (1992)

CHAPITRE 4

Caractérisation et utilisation de la structure en jet(s) d'un événement

INTRODUCTION

Il existe actuellement des mesures très précises de α_s à différentes échelles d'énergie fixées (par exemple $\alpha_s(M^2) = 0,120 \pm 0,06$)^[1]. Toutefois, aucune expérience n'a pu observer l'évolution de α_s dans un domaine aussi étendu que ce qui sera a priori possible à HERA. Il est donc très important d'estimer le domaine où l'on pourra faire des mesures significatives. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser le rapport du nombre d'événements comportant deux jets sur le nombre d'événements n'en comportant qu'un seul (le jet spectateur provenant des restes du proton n'est pas compté). Nous verrons que cette méthode permet d'obtenir une meilleure précision statistique que la méthode consistant à ajuster $\partial F_2/\partial \ln Q^2$ en fonction de Q^2 (cf. chapitre 2). La caractérisation du nombre de jets présents dans un événement exige l'emploi d'un algorithme de reconnaissance de jets. Nous décrirons donc tout d'abord les divers classes d'algorithmes de ce type. Ceci nous amènera à décrire plus en détail l'algorithme élaboré dans ce travail pour le programme de reconstruction de H1. Puis, nous comparerons ses performances avec celles de deux autres algorithmes couramment employés en ce qui concerne l'efficacité et la fidélité de reconstruction du nombre de jets présents dans un événement. Nous nous intéresserons ensuite à la précision que l'on peut attendre sur la reconstruction des variables cinématiques afin de définir une zone cinématique dans laquelle cette source d'erreurs systématiques sera faible. Nous concluerons alors sur la possibilité de mesurer $\delta\alpha_s$ et Λ_{QCD} à plusieurs valeurs de luminosité intégrée.

I. PRESENTATION DE L'ALGORITHME UTILISE

I. 1. PRINCIPAUX TYPES D'ALGORITHMES DE JET^[2].

Comme nous avons pu nous rendre compte au chapitre 1, la définition d'un jet est plus phénoménologique que théorique. On peut même dire que la définition d'un jet est liée à l'algorithme utilisé pour le reconstruire et doit en fait se comprendre en fonction des paramètres de cet algorithme.

Pour l'étude des collisions $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, la classe d'algorithmes la plus utilisée porte le nom de la collaboration JADE qui a été la première à utiliser un algorithme de ce type^[3]. Il s'agit de procédures itératives regroupant petit à petit les particules pour former des jets. Dans l'algorithme de Jade, on commence par calculer la masse invariante de toutes les paires de particules, en les supposant dépourvues de masse :

$$m_{ij}^2 = 2 E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}) \quad (1)$$

puis on compare la plus petite de ces masses à une échelle d'énergie caractéristique de l'événement, par exemple \sqrt{s} l'énergie totale dans le centre de masse, ou E_{vis} l'énergie totale visible. Supposons que \sqrt{s} soit l'échelle choisie, on forme alors :

$$y_{ij} = m_{ij}^2 / s$$

Si $\min(y_{ij}) < y_c$ (où y_c est un paramètre de résolution imposé par l'utilisateur), alors les deux particules formant la paire de masse la plus faible sont combinées en une pseudo-particule de quadrivecteur $p = p_i + p_j$. La procédure est alors itérée en considérant les pseudo-particules formées comme des particules initiales, jusqu'à ce que la condition $\min(y_{ij}) < y_c$ ne soit plus vérifiée. Les pseudo-particules restantes sont alors assimilées à des jets.

Les différentes méthodes dérivées de la méthode de Jade diffèrent par l'expression de y_{ij} ainsi que par la méthode de recombinaison cf. table 1 (pour une étude poussée de leurs différences cf.^[4]).

Le problème général de ce type d'algorithme est que l'on obtient un peu ce que l'on veut: on peut privilégier une multiplicité ou une autre en choisissant judicieusement y_c . On a donc l'habitude de représenter les courbes des fractions d'événements à n jets en fonction de y_c ou $\log(y_c)$. Si on appelle $R_2(y_c)$ une telle courbe pour $n = 2$ on détermine alors Λ_{MS} comme paramètre d'ajustement avec la théorie, de la quantité :

$$D_2(y_c) = \frac{R_2(y_c) - R_2(y_c - \Delta y_c)}{\Delta y_c} \quad (2)$$

Cette distribution montre la valeur de y_c pour laquelle le nombre de jets reconstruits passe de 2 à 3. Elle a l'avantage d'être indépendante de la multiplicité 4 moins bien connue théoriquement et de présenter moins de corrélations que, par exemple, l'ajustement de $R_3(y_c)$ en fonction de Λ_{MS} (un événement n'intervient, par exemple, qu'une seule fois pour D_2 mais plusieurs fois pour R_3). Elle pourrait également être utilisée dans les collisions profondément inélastiques.

Algorithme	y_{ij}	Recombinaison	Remarques
JADE	$\frac{2 E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$	$P_k = P_i + P_j$	conserve $\Sigma E, \Sigma \vec{p}$
E_0	$\left(\frac{p_i + p_j}{s} \right)^2$	$E_k = E_i + E_j$	conserve ΣE
		$\vec{p}_k = \frac{E_k (\vec{p}_i + \vec{p}_j)}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j }$	<ul style="list-style-type: none"> il ne conserve pas $\Sigma \vec{p}$ applicable seulement dans le référentiel du laboratoire bon accord partons - hadrons invariant par transformation de Lorentz.
E	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$P_k = P_i + P_j$	Jets de partons avec masse non nulle.
P	$\frac{(p_i + p_j)^2}{s}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$	conserve $\Sigma \vec{p}$
		$E_k = \vec{p}_k $	ΣE diminue $\Rightarrow y_c$ effective augmente
P_0	$\frac{(p_i + p_j)^2}{(\Sigma E_i)^2}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$	conserve $\Sigma \vec{p}$
		$E_k = \vec{p}_k $	ne conserve pas ΣE . L'influence de y_c reste la même.
D	$\frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{s}$	$P_k = P_i + P_j$	conserve $\Sigma E, \Sigma \vec{p}$ évite les problèmes à faible y_c .
G	$\frac{E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{9(E_i + E_j)^2}$	$P_k = P_i + P_j$	conserve ΣE et $\Sigma \vec{p}$ évite les problèmes à faible y_c .
LUCLUS	$\frac{2 \vec{p}_i \vec{p}_j \sin(\theta_{ij}/2)}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j }$	$P_k = P_i + P_j$	<ul style="list-style-type: none"> conserve $\Sigma E, \Sigma \vec{p}$ Ne peut pas se prêter à des calculs perturbatifs reconstruit très bien les caractéristiques cinématiques du jet

Table 1 : caractéristiques des différents algorithmes inspirés de Jade. s est l'énergie dans le centre de masse ou le carré de l'énergie visible totale^[5].

Pour l'étude des collisions $p\bar{p} \rightarrow$ hadrons, les algorithmes sont surtout fondés sur l'utilisation du calorimètre du fait du très grand nombre de traces observées et de l'incapacité à les résoudre toutes. On parle donc indifféremment de particules ou de tours de calorimètre (empilement de cellules pointant vers le vertex). On utilise également souvent l'énergie transverse de préférence à l'énergie car elle est invariante par transformation de Lorentz longitudinale. Elle est donc indépendante de la différence d'énergie des 2 partons entrant dans l'interaction principale, si l'on néglige leur impulsion transverse intrinsèque devant leur impulsion longitudinale. Plusieurs types d'algorithmes, ont été utilisés par UA1[6] et UA2[7] puis repris, améliorés et comparés par CDF[8].

Les algorithmes de "plus proches voisins" consistent à ordonner les tours par ordre d'énergie (éventuellement transverse) décroissante puis à sélectionner la tour restante la plus énergétique et à sommer les énergies (éventuellement transverses) des tours voisines (i.e. dont au moins un des côtés est commun à celui d'une tour déjà employée) à la condition qu'elles aient une énergie (éventuellement transverse) inférieure à un facteur donné multiplié par l'énergie (éventuellement transverse) de la cellule voisine à laquelle on veut les joindre. Les jets ainsi formés peuvent a priori avoir des extensions spatiales différentes.

Les algorithmes de cône sont ainsi nommés car l'énergie est collectée à l'intérieur d'un cône ayant son sommet au vertex et une section de dimension fixe. La section de ce cône n'est circulaire que dans l'espace (η, φ) où $\eta = \ell n(\cotg(\theta/2))$ est la pseudorapacité, et θ et φ sont respectivement l'angle polaire et l'angle azimutal par rapport au faisceau η est la limite pour les masses nulles de la rapidité :

$$y = \frac{1}{2} \ell n \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ell n \left(\frac{\cos^2 \theta/2 + m^2/4p^2 + \dots}{\sin^2 \theta/2 + m^2/4p^2 + \dots} \right) \xrightarrow{m \rightarrow 0} \eta \quad (3)$$

L'avantage de la variable η est qu'elle est facilement mesurable et peut être utilisée aussi bien pour des particules générées que pour des cellules de calorimètre. C'est néanmoins y et non η qui possède la propriété physique intéressante d'avoir des variations invariantes par transformation de Lorentz longitudinale. Toutefois, tant que $\theta \gg m/p$ sera vérifiée, $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}$ sera invariant par transformation de Lorentz longitudinale. Comme l'étude des fonctions de fragmentation a montré que l'ouverture angulaire d'un jet varie lentement avec son énergie dans le centre de masse, on peut supposer qu'en utilisant la métrique $\eta - \varphi$, les jets auront approximativement la même taille, quelle que soit la localisation dans le détecteur. Ceci a effectivement été vérifié expérimentalement par les expériences $p\bar{p}$ et apparaît bien aussi sur des événements ep simulés, comme nous le verrons au paragraphe I 4.

Dans le cas des collisions lepton-proton, toutes les expériences antérieures à HERA étaient des expériences sur cible fixe. L'énergie du système hadronique était trop faible pour que le besoin d'un algorithme de jet se fasse sentir.

Les physiciens de HERA ont donc essayé d'adapter les types d'algorithmes précédemment décrits à la cinématique particulière des collisions ep. Un nouveau type d'algorithme a ainsi été proposé par G. Knies^[9]. Cet algorithme, qui pourrait également être utilisé pour des collisions e⁺e⁻, présente une philosophie inverse de celle de JADE. Au lieu de partir des particules présentes dans un événement et de les regrouper jusqu'à former des jets, DECO part de l'événement complet et le décompose pour former des jets. Partant également de la constatation que le nombre de jets présents dans un événement n'est pas très bien défini et dépend en fait du type d'analyse envisagée, DECO s'impose comme contrainte un nombre de jets présents dans l'événement, par exemple 2, et assigne les particules à ces 2 jets de façon à minimiser une fonction topologique (la somme des carrés des masses des jets par exemple). La procédure est répétée pour les multiplicités 3 à 5. L'utilisateur dispose alors de la meilleure décomposition cinématique possible, au sens de la fonction choisie, pour chaque multiplicité, ceci sans avoir introduit le moindre paramètre. Il peut toutefois choisir une multiplicité, par exemple en introduisant un paramètre de coupure sur la masse carrée, comme dans le cas de JADE.

Le choix fait dans ce travail, a été d'explorer le secteur des algorithmes de cône afin que H1 puisse éventuellement profiter de l'accord de Snowmass^[10]. Cet accord, intervenu entre des théoriciens et des expérimentateurs, définit un algorithme de jet de type "cône" qui puisse être utilisé afin de comparer à la théorie des données sur des jets provenant aussi bien d'événements e⁺e⁻, p \bar{p} que ep. Il donne donc une place prépondérante à l'énergie transverse puisqu'il définit :

$$E_{T,j\alpha} = \sum_{i \in \text{cône}} E_{T,i}$$

$$\eta_{j\alpha} = \frac{1}{E_{T,j\alpha}} \sum_{i \in \text{cône}} E_{T,i} \eta_i$$

$$\phi_{j\alpha} = \frac{1}{E_{T,j\alpha}} \sum_{i \in \text{cône}} E_{T,i} \phi_i$$

L'algorithme qui a été développé pour H1 utilise en fait des sommes sur les quadrivecteurs, mais il permet aussi de calculer les grandeurs précédentes.

I. 2. DESCRIPTION DE L'ALGORITHME RJCALO

Un module d'analyse de la structure d'un événement en jets à partir d'un algorithme de cône a donc été réalisé au cours de ce travail, en vue d'une implantation dans le programme de reconstruction de H1: RJCALO.

Ce module devait être utilisable aussi bien avec des événements reconstruits, réels ou simulés, qu'avec des événements générés où l'on se serait arrêté aux partons ou aux particules stables issues de l'hadronisation (i.e. ne se désintégrant pas avant de pouvoir être détectées), ceci afin de permettre des comparaisons entre ces différents types de données. Il devait aussi être suffisamment rapide pour être implanté dans la reconstruction. De plus, afin d'avoir la meilleure précision possible, on a décidé de travailler au niveau des cellules des calorimètres et non pas au niveau des groupements de cellules ("clusters") censés représenter des particules. Ceci impose des contraintes supplémentaires en temps du fait du nombre élevée de cellules à traiter, et de la nécessité de combiner les informations des quatre calorimètres. Enfin, mais ce n'était pas la moindre contrainte, l'algorithme devait pouvoir s'accommoder des grandes excursions du vertex, le long de la ligne de faisceau.

Pour satisfaire ces exigences le module est subdivisé en plusieurs routines. Dans un premier temps les cellules des calorimètres (ou les particules) sont projetées sur le plan (pseudorapacité η , angle azimutal ϕ) en utilisant les coordonnées du vertex de l'événement et les positions géométriques des cellules (ou les directions des particules). Ce plan est, en fait, subdivisé selon η et ϕ , en boîtes correspondant à des "pseudo-tours" de calorimètres. Chaque tour correspond alors à un quadrivecteur dont l'énergie est la somme des énergies contenues dans les cellules qui lui sont assignées et dont la direction est donnée par la demi-somme des η et ϕ définissant les bords de cette tour.

Les tours touchées sont ensuite classées par ordre d'énergie décroissante et une coupure est appliquée pour enlever celles contenant peu d'énergie. La valeur par défaut adoptée (100 MeV) correspond à 3 ou 4 fois le bruit pour le calorimètre à Argon-liquide et simule donc une coupure sur le bruit lorsque l'on traite les particules générées.

L'énergie de la tour la plus énergétique est alors comparée à un deuxième seuil plus élevé. Si son énergie est supérieure à ce seuil, elle est utilisée comme ferment pour la recherche d'un jet. Si elle est inférieure, on arrête là la recherche.

La valeur par défaut de ce seuil (1,5 GeV) est choisie relativement basse pour essayer de reconstruire plus de jets dans la région des petits x et des petits Q^2 où l'on attend la majorité des événements. Si l'on note η_f et ϕ_f , la pseudo-rapacité et l'azimut du ferment, alors toute tour de pseudo-rapacité η_i et d'azimut ϕ_i est additionnée quadri-vectoriellement au ferment si $\sqrt{(\eta_f - \eta_i)^2 + (\phi_f - \phi_i)^2} < R_0$ où R_0 est le rayon du cercle correspondant au cône dans le plan $\eta - \phi$ perpendiculaire à l'axe du cône. Nous verrons plus loin qu'une valeur de R_0

proche de 1 rad semble être imposée par la physique des événements de diffusion profondément inélastique.

Une coupure en énergie transverse (valeur par défaut 5 GeV) est alors appliquée afin de se débarrasser d'un éventuel jet constitué avec une partie des restes du proton et de s'affranchir un peu plus du bruit et des particules isolées peu énergétiques. Si le candidat-jet passe cette coupure, on garde l'information le concernant et on marque les tours le composant, comme déjà utilisées. Dans le cas contraire, seul le ferment est considéré comme utilisé.

Dans les deux cas, on cherche ensuite un nouveau ferment dans la liste, classée par ordre d'énergie décroissante, des tours qui n'appartiennent pas encore à un jet validé et on recommence la procédure.

Dans le cas des événements reconstruits, on garde l'information sur les liaisons entre jets et cellules des calorimètres, puis on utilise cette information pour recalculer l'axe du jet avec plus de précision, en utilisant les coordonnées des cellules et non plus des tours. Ce calcul peut se faire de deux façons différentes selon le choix de l'utilisateur : soit on recalcule l'axe à partir des coordonnées de toutes les cellules appartenant au jet, soit on le recalcule en ne considérant que les cellules appartenant aux deux tours les plus énergétiques du jet. Cette dernière option a été implantée afin d'essayer de compenser l'effet de cohérence inter-jet, ainsi qu'il a été discuté au chapitre 1 paragraphe IV. 3.

On peut remarquer que dans cette méthode, on ne recommence pas la recherche des tours appartenant à un jet avec la distance au nouvel axe, jusqu'à ce que la liste des tours appartenant à ce jet reste stable. Il conviendra donc de prendre une granularité pour la grille en η - ϕ , suffisamment petite pour que l'effet soit négligeable sur la direction et l'énergie du jet.

Un utilisateur de RJCALO a toutefois vérifié qu'une modification consistant à recalculer l'axe du jet à chaque fois qu'une nouvelle tour est additionnée au jet en formation, ne changeait que marginalement les résultats (communication privée de T. Ahmed).

RJCALO a été implanté dans le programme de reconstruction de H1 pendant le mois de janvier 1992 et a fait l'objet d'une note expliquant son fonctionnement^[11]. Après corrections de quelques petites erreurs de jeunesse, il ne semble pas faire l'objet de plaintes. Il reste toutefois à tester son comportement sur des données réelles et non sur des événements simulés. Remarquons que la simulation utilisée, inclut une simulation des déplacements du vertex et une simulation du bruit. Celui-ci est obtenu par superposition d'événements correspondant à un déclenchement aléatoire de l'acquisition lors d'une période de test. On peut donc être raisonnablement optimiste quant à l'adaptation de RJCALO au traitement d'événements réels.

I. 3. DEFINITION DE LA GRILLE EN $\eta - \varphi$ UTILISEE POUR RJCALO

La granularité de la grille utilisée i.e. le nombre de tours en η et en φ doit résulter d'un compromis. Elle doit être la plus fine possible pour avoir une meilleure précision et profiter de la finesse de la granularité du détecteur mais elle ne doit pas être trop fine car sinon une particule reconstruite pourrait être séparée entre un grand nombre de tours, ce qui lui donnerait une masse artificielle non négligeable.

La répartition des cellules en φ (Fig. 1) est quasi régulière si l'on excepte les couches externes du calorimètre. Celles-ci correspondent à de grandes longueurs d'interaction (Fig. 2). L'effet de cette irrégularité est donc négligeable. Nous avons donc choisi d'adopter une granularité de 64 en φ correspondant à la segmentation en ϕ dans 98 % du calorimètre à argon liquide.

Comme on peut le voir sur la figure 3, la répartition en η des cellules des calorimètres n'est pas très régulière et pose donc des problèmes si on veut exploiter à fond leur segmentation. Comme on veut néanmoins une grille la plus régulière possible en η afin que l'algorithme puisse être employé pour comparer les résultats d'expériences différentes, comportant des calorimètres segmentés différemment, on a essayé d'utiliser une grille avec plusieurs pas en η . Nous avons d'abord essayé de traiter le calorimètre à argon liquide qui couvre toute la région centrale en η . Pour cela, nous avons défini un sous-ensemble de cellules du calorimètre hadronique correspondant grossièrement à la zone située entre 2 à 5 λ . Seules les particules hadroniques les plus énergétiques déposent une énergie non négligeable dans cette zone. Il est donc important de bien la traiter pour ne pas biaiser l'énergie des tours servant de ferments au développement d'un jet.

Nous avons donc imposé à chaque pseudo-tour de la grille d'être équivalente à une tour physique du calorimètre, comportant trois cellules dans la zone comprise entre 2 et 5 λ (Fig. 4). En utilisant les valeurs de η déduites des coordonnées des centroïdes de chaque cellule et d'un vertex situé en (0,0,0), nous avons alors pu définir des couronnes en η correspondant à 64 tours en φ et englobant cette valeur de η .

Chaque couronne doit par construction contenir 64×3 cellules du calorimètre. Elles ont été numérotées de 0 à 49 en allant de CB1 vers IF. Nous avons alors représenté la valeur moyenne des η assurant la séparation de deux couronnes voisines en fonction de l'ordre de la couronne (Fig. 5). Si la géométrie du calorimètre était régulière en η les points sur la figure 5 devraient être situés sur une droite dont la pente permettrait de calculer le pas de la grille. L'espoir était ici que les migrations de cellules entre couronnes dues à la variation du vertex n'altèrent pas significativement le nombre de cellules des couronnes. Nous avons alors essayé d'approximer la courbe par une fonction linéaire par segments, ce qui donne une grille avec plusieurs pas. Nous avons représenté sur les figures 6 a) et 6 c) les résultats d'une

approximation pour 3 et 5 segments de droites respectivement. Les figures 6 b) et 6 d) montrent le nombre de cellules par couronnes si l'on utilise la fonction d'interpolation pour définir les limites des couronnes. On devrait idéalement obtenir une droite horizontale correspondant à 192 cellules par couronnes. On peut voir que le résultat n'incite pas à utiliser une grille à plusieurs pas. Un polynôme du second degré a également été essayé sans plus de succès. Nous avons donc décidé d'utiliser dans RJCALO, une grille avec un pas régulier dont la valeur par défaut (0,07) correspond à l'approximation linéaire réalisée dans la région centrale, ceci afin de permettre une utilisation plus facile dans d'éventuels calculs théoriques. Le programme permet toutefois d'utiliser une grille avec un pas irrégulier en éta. Les valeurs par défaut dans ce cas correspondent à une répartition régulière des cellules dans les couronnes, lorsque le vertex est en (0,0,0).

I. 4. ETUDE DE QUELQUES AUTRES PARAMETRES DE RJCALO

I. 4. a Evénements utilisés

Nous avons principalement utilisé trois lots d'événements générés par LEPTO 5.2 en utilisant la paramétrisation DO 2 [12] avec simulations des cascades initiale et finale (cf. chapitre 1). Les deux premiers lots ont été générés dans la zone cinématique $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ et $x > 0,1$ afin d'obtenir des jets suffisamment énergétiques pour avoir une situation relativement claire au niveau de leur identification. Le premier lot contient 4829 événements courants chargés (lot 1), tandis que le deuxième contient 4938 événements courants neutres (lot 2). Ces deux lots d'événements ont été simulés avec la version 2.04/00 de H1SIM et reconstruits avec la version 3.02/02 de H1REC. La génération du dernier lot (3225 événements courants neutres) a été effectuée de façon à ce que le nombre d'événements soit une fonction à peu près constante de $\log Q^2$ et $\log x$ dans la zone $x > 5 \cdot 10^{-4}$ et $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ (lot 3). Ce lot a été simulé avec la version 2.06/00 de H1SIM et reconstruits avec la version 3.02/02 de H1REC.

I. 4. b Ouverture du cône

Afin d'avoir une idée de la valeur à laquelle fixer le paramètre R_0 représentant l'ouverture angulaire du cône (cf. I.2.). Nous avons représenté pour les lots 1 et 3, la distance de chaque particule à l'axe des jets présents dans l'événement (i. e. $\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$). Pour le lot 3 l'électron était considéré comme un jet.

On voit sur les figures 7 et 8 qu'une valeur proche de 1 rad semble convenir pour des particules reconstruites mais qu'elle aurait tendance à être un peu trop grande pour des partons. On peut également voir sur ces figures la présence d'un fond analogue à ce que l'on peut voir dans les collisions $p\bar{p}$. De plus, il a été vérifié sur quelques événements qu'une

valeur plus petite avait tendance à scinder des jets très énergétiques et qu'une valeur plus grande rassemblait parfois des jets qui, à l'oeil, semblaient clairement séparés.

1. 4. c Influence du nombre de pseudo-tours utilisés pour le calcul de l'axe d'un jet.

On a vu au chapitre II que la direction d'un jet pouvait être biaisée par rapport à celle du parton dont est issu le jet. Ceci pouvait s'expliquer soit par la configuration des cordes tendues entre partons dans le modèle de Lund, soit par des propriétés de cohérence et de spin des partons faiblement énergétiques dans les calculs perturbatifs. Bien que ces deux modèles fassent des prédictions différentes pour certaines distributions, leurs prédictions pour le biais de l'axe des jets sont essentiellement les mêmes. Ce biais est un biais physique, il ne nous gêne que si l'on veut utiliser la cinématique du modèle "naïf" des partons pour calculer les variables cinématiques.

Comme on l'a vu au paragraphe I.2., RJCALO permet de calculer l'axe du jet soit avec toutes les cellules qui le composent, soit avec les cellules provenant des 2 pseudo-tours les plus énergétiques. Pour étudier l'influence de cette option, nous nous sommes servis des deux lots d'événements générés dans la zone $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ et $x > 0,1$ et nous avons représenté la différence entre l'angle θ du jet reconstruit et celui prédit par le modèle "naïf" des partons :

$$\theta_{\text{th}} = 2 \text{ Arctg} \frac{Q}{2x E_p \sqrt{1-y}} \quad (4)$$

Dans le cas des courants chargés, on peut voir sur les figures 9 et 10 que le biais passe de $1,6^\circ$ dans la direction du jet spectateur lorsque l'on effectue le calcul de l'axe avec toutes les cellules, à $0,9^\circ$ lorsque l'on n'utilise que les cellules provenant des 2 tours les plus énergétiques. Malheureusement cette réduction du biais par un facteur ≈ 2 est accompagnée d'une augmentation de la dispersion qui passe de $2,81^\circ$ à $3,35^\circ$. Pour réaliser ces figures, nous n'avons gardé que les 3804 événements dans lesquels un seul jet était reconstruit après passage dans le détecteur (3533 de ces événements étaient également identifiés comme un jet lorsque l'algorithme était appliqué au niveau des partons et 3611 au niveau des particules stables avant passage dans le détecteur). Dans le cas des courants neutres (Fig. 10), on passe de $1,13^\circ \pm 1,68^\circ$ à $0,69 \pm 1,95$. L'effet est donc le même : ce que l'on gagne en biais est perdu en résolution. L'analyse de pic présentée sur les figures montrent cependant que la méthode utilisant deux tours serait plutôt meilleure.

II. ETUDE DES PERFORMANCES DE RJCALO

II.1. ALGORITHMES UTILISES

Les performances de RJCALO ont été évaluées à l'aide des trois lots d'événements décrits au paragraphe I.4. Pour chaque lot, trois algorithmes différents ont été utilisés : d'une part RJCALO et d'autre part les deux algorithmes de jet issus du programme JETSET^[13]

(i.e. JADE tel qu'implanté dans LUCCLUS et LUCCELL). Nous avons utilisé ces deux derniers algorithmes à travers les interfaces présentes dans le cadre standard de l'analyse H1 : le programme H1PHAN. Ceci a toutefois un inconvénient : pour les événements reconstruits H1PHAN n'utilise pas les cellules de calorimètre mais les groupements de cellules issus de la reconstruction censés représenter chacun une particule. Ce dernier point n'est pas sans influence sur l'efficacité comme on pourra le voir par la suite. Pour JADE, nous avons adopté la procédure consistant à reconstruire le jet spectateur à l'aide d'une pseudo-particule supplémentaire obtenue par conservation de l'énergie-impulsion. Cette pseudo-particule est en général très énergétique et située dans le tube à vide. A la fin du processus d'élaboration des jets, on recherche celui qui contient cette pseudo-particule et on l'enlève du lot de jets reconstruits en faisant l'hypothèse qu'il s'agit du jet de diquark. Comme échelle, nous avons utilisé W^2 tel que l'on peut le reconstruire avec la partie hadronique. Enfin, en prévision de l'étude sur la faisabilité d'une mesure de α_s , la valeur de 0,03 pour y_c conseillé dans^[14] a été adoptée. Cette valeur permet de rendre quasi-nulle le nombre d'événements avec plus de 2 jets, tout en gardant un rapport N_2/N_1 non négligeable (entre 0,1 et 0,2).

En ce qui concerne LUCCELL, la même granularité et le même paramètre R_0 ont été utilisés pour la grille en η - ϕ que pour RJCALO. Les seuils d'énergie ont été pris identiques, soit à l'aide des arguments de LUCCELL, soit par sélection des quadrivecteurs utilisés par LUCCELL. Les algorithmes de RJCALO et de LUCCELL étant relativement proches, leur comparaison nous permet d'évaluer l'influence du pré-groupement des cellules des calorimètres effectué dans la reconstruction, sur les performances d'un algorithme de type cône.

II.2. EFFICACITES ET PURETES DE RECONSTRUCTION

Dans toute la suite nous ne compterons pas le jet spectateur : un événement à 2 + 1 jets (2 jets de courant plus le jet spectateur) sera appelé événement à 2 jets.

Notons N_n le nombre d'événements dans lesquels n jet(s) ont été identifié(s) et $N_{\text{tot}} = \sum_n N_n$ le nombre total d'événements étudiés.

Chaque algorithme a été appliqué trois fois sur chaque lot d'événements : la première fois au niveau des partons, la deuxième au niveau des particules stables avant simulation du détecteur et la troisième fois après simulation du détecteur et passage dans le programme de reconstruction. En comparant les valeurs des N_i obtenus à deux niveaux différents par un même algorithme, on obtient des matrices dont un exemple est donné sur la figure 11. Si un algorithme était parfaitement efficace à tous les niveaux, une telle matrice ne devrait comporter l'élément non nul que sur sa diagonale. Ce n'est jamais le cas. On peut toutefois dire que plus les termes non diagonaux seront faibles plus un algorithme sera performant.

Nous étudierons d'abord les corrections d'hadronisation (rapport de (N_1 / N_{tot}) , resp. (N_2/N_1) défini au niveau des particules stables et de (N_1 / N_{tot}) , resp. (N_2/N_1) défini au niveau des partons), puis les corrections dues au détecteur (comparaison événements reconstruits, événements pris au niveau des particules stables).

II. 2. a Corrections d'hadronisation

Nous utiliserons comme figures de mérite, les corrections d'hadronisation aux rapports N_1/N_{tot} et N_2/N_1 ainsi que les efficacités et les puretés de reconstruction de 1, 2 et 3 jets. L'efficacité est définie comme la fraction d'événements à n jets au niveau des partons qui sont également classés comme événements à n jets au niveau des particules stables (i.e. $M_{nn} / \sum_k M_{nk}$) pour la matrice M dont l'indice de colonne représente le nombre de jets au niveau des partons et l'indice de ligne, celui au niveau des particules stables). La pureté est définie comme la fraction d'événements à n jet(s) au niveau des particules stables provenant d'événements à n jet(s) au niveau des partons (i.e. $M_{nn}/\sum_i M_{in}$).

Les résultats sont rassemblés dans les tables n° 2a, 2b et 2c. La précision statistique sur chaque nombre est inférieure à une unité du dernier chiffre significatif. Dans le cas de l'algorithme de Jade, la valeur du paramètre de coupure a été choisie de façon à avoir le moins possible d'événements à plus de deux jets. Les valeurs d'efficacité et de pureté à trois jets ne sont donc pas significatives car calculées avec trop peu d'événements. Elles ne figurent donc pas dans les tables.

	RJCALO	JADE	LUCCELL
$(N_1/N_{tot})_s/(N_1/N_{tot})_p$	1,3	1,01	1,03
$(N_2/N_1)_s$	0,11	0,16	0,11
$(N_2/N_1)_s/(N_2/N_1)_p$	0,83	0,78	0,77
eff 1	0,99	0,84	0,99
eff 2	0,73	0,70	0,70
eff 3	0,47	-	0,53
pur 1	0,96	0,98	0,97
pur 2	0,86	0,87	0,88
pur 3	0,82	-	0,75

Table 2a : Corrections d'hadronisation pour des événements "courant neutre"
 $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2; x > 0,1$.

	RJCALO	JADE	LUCCELL
$(N_1/N_{tot})_s/(N_1/N_{tot})_p$	1,02	1,00	1,04
$(N_2/N_1)_s$	0,25	0,34	0,26
$(N_2/N_1)_s/(N_2/N_1)_p$	0,93	1,01	0,88
eff 1	0,98	0,95	0,99
eff 2	0,80	0,83	0,71
eff 3	0,58	-	0,44
pur 1	0,93	0,95	0,94
pur 2	0,85	0,83	0,85
pur 3	0,73	-	0,71

Table 2b : corrections d'hadronisation pour des événements "courant chargé"
 $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2; x > 0,1.$

	RJCALO	JADE	LUCCELL
$(N_1/N_{tot})_s/(N_1/N_{tot})_p$	1,01	0,99	1,00
$(N_2/N_1)_s$	0,28	0,18	0,26
$(N_2/N_1)_s/(N_2/N_1)_p$	0,90	0,87	0,82
eff 1	0,92	0,91	0,89
eff 2	0,77	0,78	0,69
eff 3	0,64	-	0,57
pur 1	0,91	0,92	0,89
pur 2	0,85	0,91	0,84
pur 3	0,76	-	0,77

Table 2c : corrections d'hadronisation pour les événements générés plats en $\log x$ et $\log Q^2$.

Les résultats peuvent être comparés avec ceux de la table 3 extraite de la référence[3].

On peut remarquer que les résultats de RJCALO sont, pour les tables 2a et 2b, comparables aux meilleurs résultats obtenus dans la table 3 et en général légèrement meilleurs que ceux obtenus avec LUCCELL. On a à ce niveau, la seule différence entre RJCALO et LUCCELL consiste pour RJCALO à accumuler les énergies des particules et non pas les énergies transverses comme LUCCELL (tous les autres paramètres ayant été choisis

égaux). On peut donc en conclure que la procédure consistant à accumuler les énergies est légèrement meilleure. Dans le cas de l'algorithme de JADE, les résultats pour 1 et 2 jets sont comparables à ceux des autres algorithmes et même parfois meilleurs dans le cas des courants chargés. Ces résultats concernent la zone $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ et $x > 0,1$ aussi bien pour les courants chargés que pour les courants neutres.

La table 2c présente des valeurs un peu artificielles dans l'absolu puisque les rapports des nombres de jet dépendent de la zone Q^2 et x où l'on se place et donc de leur section efficace relative. Mais elles ont l'avantage de bien montrer l'aptitude des algorithmes à s'accommoder de toutes les situations cinématiques. On peut en conclure que l'algorithme de type JADE serait meilleur pour les très grandes valeurs de Q^2 et de x , mais que cet avantage se détériore très vite au fur et à mesure que Q^2 et x décroissent. Si les corrections d'hadronisation ne se révèlent pas plus faibles pour RJCALO que pour les autres algorithmes dans le domaine favorable des grands x et Q^2 élevés, il montre néanmoins une meilleure robustesse qu'eux lorsque l'on étend la zone cinématique étudiée vers des régions beaucoup plus peuplées (x et Q^2 moyens). Ce dernier fait s'étend d'ailleurs aux corrections d'acceptance comme nous allons le voir.

algorithme quantité	E_0	E	p	D	G	LUCLUS
$(N_3/N_2)_s$	0,408	0,412	0,422	0,394	0,282	0,409
$(N_3/N_2)_s/(N_3/N_2)_p$	0,94	1,30	0,92	0,96	0,85	0,95
eff 2	0,92	0,90	0,95	0,91	0,99	0,97
eff 3	0,80	0,87	0,81	0,78	0,67	0,83
eff 4	0,52	0,79	0,54	0,64	0,40	0,65
pur 2	0,86	0,95	0,84	0,86	0,83	0,86
pur 3	0,85	0,66	0,87	0,80	0,78	0,87
pur 4	0,67	0,31	0,83	0,68	0,67	0,92

Table 3: Correction d'hadronisation pour des événements $e^+ e^-$ (la définition des algorithmes est donnée dans la table 1). D'après^[3]

II. 2. b Corrections d'acceptance

On s'intéresse donc maintenant aux rapports entre le nombre de jets après simulation du détecteur et reconstruction et le nombre de jets obtenus à partir de la partie hadronique de l'événement généré. Les tables 4a, 4b et 4c sont les analogues des tables 2a, 2b et 2c.

	RJCALO	JADE	LUCCELL
$(N_1/N_{tot})_r/(N_1/N_{tot})_s$	1,01	0,97	1,02
$(N_2/N_1)_r$	0,13	0,16	0,08
$(N_2/N_1)_r/(N_2/N_1)_s$	1,14	0,95	0,75
eff 1	0,97	0,84	0,98
eff 2	0,73	0,22	0,63
eff 3	0,29	-	0,38
pur 1	0,96	0,87	0,95
pur 2	0,64	0,24	0,82
pur 3	0,24	-	0,82

Table 4a : corrections d'acceptance pour les événements "courant neutre"
 $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2, x > 0,1.$

	RJCALO	JADE	LUCCELL
$(N_1/N_{tot})_r/(N_1/N_{tot})_s$	1,02	0,91	1,05
$(N_2/N_1)_r$	0,24	0,45	0,21
$(N_2/N_1)_r/(N_2/N_1)_s$	0,96	1,34	0,82
eff 1	0,97	0,77	0,98
eff 2	0,80	0,54	0,72
eff 3	0,58	-	0,41
pur 1	0,94	0,84	0,93
pur 2	0,83	0,45	0,84
pur 3	0,75	-	0,74

Table 4b : corrections d'acceptance pour les événements "courant chargé"
 $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2, x > 0,1.$

	RJCALO	JADE	LUCCELL
$(N_1/N_{tot})_r/(N_1/N_{tot})_s$	0,98	0,95	0,94
$(N_2/N_1)_r$	0,27	0,18	0,22
$(N_2/N_1)_r/(N_2/N_1)_s$	0,97	0,71	1,84
eff 1	0,86	0,68	0,81
eff 2	0,70	0,37	0,60
eff 3	0,44	-	0,36
pur 1	0,87	0,71	0,86
pur 2	0,73	0,68	0,75
pur 3	0,74	-	0,82

Table 4c : corrections d'acceptance pour les événements "courant neutre" générés plat en $\log x$ et $\log Q^2$.

Cette fois-ci, RJCALO semble s'imposer nettement comme l'algorithme en moyenne le plus efficace tout en conservant une pureté des jets reconstruits meilleurs que JADE et analogue à celle de LUCCELL. En regardant la matrice de corrélation concernant JADE, on s'aperçoit que les problèmes de cet algorithme proviennent d'une tendance à reconstruire plus de jets à partir des "clusters" qu'à partir des particules stables issues de la génération, ce qui démontre une grande sensibilité au bruit.

En conclusion on peut dire que RJCALO est au moins comparable à ces autres algorithmes en ce qui concerne l'efficacité et la pureté de reconstruction des jets.

II. 3. PRECISION DE RECONSTRUCTION DES VARIABLES CINEMATIQUES

II. 3. a Formulaire des différentes méthodes utilisées

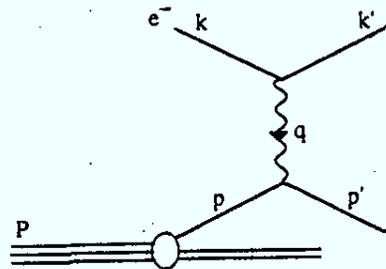
Si l'on veut pouvoir étudier la relation entre N_2/N_1 et $\alpha_s(Q^2)$, il est nécessaire de définir précisément non seulement Q^2 , mais aussi x afin de pouvoir extraire $\alpha_s(Q^2)$ de la relation $N_2/N_1 = \alpha_s(Q^2).f(x, Q^2)$. Il est donc nécessaire d'étudier le domaine dans lequel on pourra reconstruire ces variables avec suffisamment de précision. De plus, cela donne l'occasion de regarder si RJCALO reconstruit bien les caractéristiques cinématiques de l'événement.

dans le référentiel du laboratoire :

$$k = (E, \vec{0}, -E)$$

$$k' = (E', \vec{E}', E' \cos \theta)$$

$$P = (E_p, \vec{0}, E_p)$$



$$x = \frac{Q^2}{2 Pq}$$

$$y = \frac{Pq}{Pk}$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 = (p' - p)^2$$

Dans tout ce qui suit, on négligera les masses des leptons et du proton devant leurs énergie.

• Utilisation de l'électron diffusé

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \approx 2k \cdot k' \approx 2EE' (1 + \cos \theta)$$

$$y = \frac{P \cdot (k - k')}{P \cdot k} = 1 - \frac{E' E_p (1 - \cos \theta)}{2 E E_p} = 1 - \frac{E'}{E} \frac{(1 - \cos \theta)}{2}$$

$$x = \frac{2 k \cdot k'}{2 P \cdot k - 2 P \cdot k'} = \frac{2 E' E (1 + \cos \theta)}{4 E E_p - 2 E_p E' (1 - \cos \theta)}$$

$$\Rightarrow Q^2 = 4 E E' \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad y = 1 - \frac{E'}{E} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad x = \frac{E E' \cos^2 \theta/2}{E E_p - E_p E' \sin^2 \theta/2} \quad (5)$$

Si l'on élimine E entre les expressions y et Q^2 , il vient :

$$Q^2 = \frac{E'^2 \sin^2 \theta}{1 - y} = \frac{P_t^2}{1 - y} \quad (6)$$

Ceci peut s'inverser en : $E' = \frac{Q^2}{4E} + (1 - y) E$

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{4E^2}{Q^2} (1 - y)$$

Ainsi qu'il a été montré dans la référence^[15], la résolution en Q^2 est très bonne sauf aux petits angles de diffusion ($\theta \rightarrow \pi$). La résolution sur x est dominée par un facteur $1/y$ qui limite le domaine d'applicabilité de la méthode à $y > 0,1$. Il faut donc trouver une autre méthode non seulement pour l'étude des courants chargés, mais aussi pour l'étude du domaine $y < 0,1$ collision quasi-élastique ($\theta \rightarrow \pi$, $E' \rightarrow E$) dans lequel l'incertitude sur la mesure de l'énergie devient prépondérante.

• Utilisation des hadrons - Méthode de Jacquet-Blondel^[16]

Bien que x et y ne soient définis rigoureusement que par référence aux leptons, on peut toutefois se servir de la partie hadronique de l'événement sans faire aucune hypothèse relative au modèle des partons, en remarquant que $q = \sum_h p_h - P$ où la somme porte sur toutes les particules de l'état final excepté l'électron diffusé. On a alors :

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{P \cdot \sum_h p_h - M_p^2}{2 E_p E} = \frac{\sum_h (E_h - p_{z_h})}{2 E} \quad (7)$$

De plus la conservation de l'impulsion transverse impose que :

$$(E' \sin \theta)^2 = P_t^2 = (\sum_h p_{x_h})^2 + (\sum_h p_{y_h})^2$$

On peut voir que dans cette méthode tout repose sur une bonne mesure de $\sum (E_h - p_{zh})$ pour y , et de P_{th}^2 . Il ne faut pas oublier que certains hadrons ne sortent pas du tube à vide et n'interviennent pas dans la somme. La valeur de y reconstruite sera donc inférieure à la valeur de y réelle^[15] et ce d'autant plus que l'activité dans le détecteur sera faible. Les particules non vues auront alors la même importance que les autres et l'absence de leur contribution apportera un biais important. De plus, l'examen des formules donnant Q^2 et x montre que ce biais sera ressenti également à faible Q^2 et à grand x . Tout ceci est illustré sur les figures 12, 13 et 14 qui ont été obtenues pour le lot d'événements générés plats en $\log x$ et $\log Q^2$. L'idée est alors de combiner les informations de l'électron et des hadrons pour avoir une meilleure précision. Ceci ne sera donc valable que pour des courants neutres. Une première solution consiste à utiliser le meilleur des deux méthodes : Q^2 mesuré par l'électron et y mesuré par les hadrons. On obtient alors x par $x = Q^2(\text{élec})/(s \cdot y_{\text{had}})$. Une deuxième méthode consiste à utiliser des grandeurs minimisant les erreurs provenant de la mesure de l'énergie. Il s'agit de la méthode des deux angles que nous allons maintenant décrire.

• Méthode des 2 angles

Le but ici est de s'affranchir des problèmes d'échelle d'énergie en ne considérant que les quantités :

$$\alpha_H = \frac{\sum_h (E_h - p_{zh})}{\sqrt{(\sum p_{xh})^2 + (\sum p_{yh})^2}} \quad \text{et} \quad \alpha_e = \frac{E' - k'_z}{k'_t} \quad (8)$$

Pour l'électron, $E' = |\vec{k}'|$ car m_e est négligeable devant E' , on obtient donc :

$$\alpha_e = \frac{E' (1 - \cos\theta)}{E' \sin\theta} = \text{tg} \frac{\theta}{2} \quad (9)$$

Pour le système hadronique, les approximations $M_{\text{had}} \ll \sum E_h$ ou $M_{\text{jet}} \ll E_{\text{jet}}$ sont nettement moins bien justifiées. On définit néanmoins γ tel que :

$$\alpha_H = \text{tg} \frac{\gamma}{2} \quad (10)$$

γ est l'angle du quark diffusé dans le modèle "naïf" des partons (d'où le nom de méthode des 2 angles).

Nous avons vu que :

$$y = \sum_h \left(\frac{E_h - p_{zh}}{2E} \right) \quad (11)$$

Si l'on exploite maintenant $E' \sin\theta = k'_t = P_{th} = \sqrt{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}$, il vient :

$y = \alpha_H \times \frac{E' \sin\theta}{2E}$. Or, l'expression de y obtenue avec l'électron nous indique que :

$$\frac{E'}{E} = \frac{1-y}{\sin^2 \theta/2} \quad (12)$$

En reportant dans l'équation précédente, on obtient donc :

$$y = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_e}{\alpha_H}} \quad (13)$$

On obtiendrait de même :

$$Q^2 = \frac{4 E^2}{\alpha_e (\alpha_e + \alpha_H)} \quad (14)$$

et :

$$x = \frac{E}{E_p \alpha_e \alpha_H} \quad (15)$$

Les avantages de cette méthode sont que :

- α_e est une quantité purement angulaire qui peut être mesurée très précisément avec le détecteur de traces et, avec une précision tout à fait acceptable, par le calorimètre (Fig. 15)
- α_H est indépendant des erreurs systématiques sur les échelles d'énergie électromagnétique et hadronique (à condition que celles-ci soient les mêmes dans tout le calorimètre)

Les erreurs sont donc gouvernées par les erreurs sur α_H . Comme α_H est souvent plus petit que α_e , Q^2 sera mesuré de façon très précise. De plus, comme la contribution à P_t des particules non détectées n'est pas de signe bien défini, mais est néanmoins petite, la distribution de y devrait être moins biaisée avec cette méthode qu'avec la méthode de Jacquet-Blondel.

• Formules indépendantes des corrections radiatives

Dans les formules précédentes, intervient l'énergie du faisceau d'électrons E . Du fait des corrections radiatives, cette quantité sera en fait mal définie. On peut donc être tenté de remplacer les formules précédentes par des formules utilisant E' l'énergie de l'électron diffusé (dans le cas des courants chargés, on doit se contenter de Jacquet-Blondel).

Ceci permet de remplacer une quantité biaisée, E, par une quantité qui ne devrait pas être trop biaisée (erreur systématique sur la mesure de l'e⁻ < 1 à 2 %) mais qui est mesurée avec une certaine résolution.

Ainsi, les formules pour x et Q², dans le cas où l'on utilise l'électron, peuvent se réécrire :

$$x = \frac{E'}{2E_p} \frac{(1 + \cos\theta)}{y} \quad (16)$$

$$Q^2 = \frac{P_t^2}{1-y}$$

Ces formules sont indépendantes de E si l'on utilise la valeur de y provenant de la méthode des 2α. La combinaison de la variable la mieux mesurée dans chaque cas devrait donc donner une bonne mesure.

Dans le cas de la méthode des 2α, on peut également réécrire les formules pour x et Q² :

$$x = \frac{P_t}{2E_p} \left(\frac{1}{\alpha_e} + \frac{1}{\alpha_H} \right) \quad (17)$$

$$Q^2 = P_t^2 \left(1 + \frac{\alpha_H}{\alpha_e} \right)$$

où P_t peut être calculé soit par les hadrons, soit par l'électron. La mesure de P_t avec l'électron est toutefois nettement plus précise. On peut alors calculer E par exemple par

$$E_{rad} = \frac{P_t}{2} (\alpha_e + \alpha_H) \quad (18)$$

Ce qui permet des tests de cohérence avec les formules utilisant E. Malheureusement, le générateur capable de générer des événements radiatifs, dans un format permettant un passage ultérieur dans le programme de simulation du détecteur, n'est disponible que depuis fin février, début mars. ces types d'événements n'ont donc pas été étudiés.

II. 3. b Etude de la reconstruction des caractéristiques cinématiques.

On a vu que RJCALO possédait de bonnes qualités quant aux nombres de jets reconstruits. Voyons maintenant si ces jets ont également les bonnes caractéristiques cinématiques.

Les figures 9 et 10 montraient que l'angle reconstruit est proche de celui du modèle des partons avec des queues importantes. Toutefois cet angle n'est pas toujours celui des jets de particules stables (cas de nombreuses émissions de gluons faiblement énergétiques).

Pour estimer l'influence réelle du détecteur on a donc représenté sur la figure 16 la différence entre l'angle du jet possédant le plus grand P_t au niveau des particules stables et le même après simulation du détecteur. Quel que soit le lot d'événements traités, la grande majorité des événements présente une différence entre ces deux angles inférieure à 1° . Les queues de distribution représentent des événements où l'identification s'est mal passée.

Pour les événements "courant neutre" nous avons également étudié la différence d'azimut entre le système de jet(s) et l'électron. Pour représenter cette différence, on a retranché 180° afin d'avoir une distribution centrée sur 0° correspondant à l'électron opposé au système de jets dans le plan transverse. On peut constater sur la figure 17 que des coupures en acoplanarité inférieures à 10° enlèveraient un nombre non-négligeable d'événements et serait donc à manier avec la plus extrême précaution.

Contrairement à un algorithme de type JADE, RJCALO n'inclut pas obligatoirement toutes les particules dans les jets reconstruits. Ceci permet d'être moins sensible au bruit ou aux particules isolées, par contre cela présente le désavantage d'augmenter l'impulsion transverse totale de l'événement. On peut en voir l'illustration sur la figure 18. La figure 19 montre par contre que la correction d'acceptance sur la masse des jets est assez faible. En résumé, on peut dire que les caractéristiques cinématiques de l'événement sont dans l'ensemble bien reconstruites.

II. 3. c Précision sur la reconstruction de x et Q^2

On a vu au paragraphe II.3 a) que les méthodes a priori les meilleures pour la reconstruction de x et Q^2 nécessitent non seulement une bonne mesure de l'angle de l'électron et éventuellement de son énergie, mais aussi une bonne mesure de $\sum_h (E_h - p_{zh})$. Cette quantité dépend en fait assez peu de la mesure des angles des hadrons mais plutôt de la précision de la mesure des énergies hadroniques. Or pour des angles supérieurs à 140° (limite de la partie hadronique du calorimètre à argon liquide) cette mesure ne sera pas précise. Comme on semble plutôt bien reconstruire les caractéristiques cinématiques des jets, on peut alors se demander si une utilisation des jets ne permettrait pas de mieux contrôler les erreurs.

L'influence d'une restriction de la sommation $\sum_h (E_h - p_h)$ aux hadrons faisant partie des jets a été regardée en premier. On peut voir en comparant les figures 20 a, b, et c d'une part et 12, 13 et 14, d'autre part, que non seulement les erreurs systématiques mais aussi les résolutions sont dégradées par cette restriction. On trouve même dans le cas de y , quelques événements pour lesquels la valeur de y reconstruite à partir des particules stables est supérieure à la valeur générée. Ceci peut s'expliquer par le fait que $\sum_h (E_h - p_h)$ et P_t^2 ont été calculés avec les valeurs des angles correspondant aux centroïdes des pseudo-tours de calorimètre. Comme l'on peut décomposer $2E_y$ en $2E_y = \sum_{h \text{ vus}} (E_h - p_h) + \sum_{h \text{ non vus}} (E_h - p_h)$,

il peut se faire que l'erreur sur les hadrons vus compense et même dépasse la contribution due aux particules non-vues. Si l'on s'intéresse maintenant à la situation après simulation du détecteur, le calcul des grandeurs cinématiques des jets à partir des cellules et non plus des pseudo-tours permet de réduire cet effet. On voit cependant, en comparant les figures 20 et 21 que le passage dans le détecteur détériore nettement la résolution que l'on peut obtenir avec la méthode de Jacquet-Blondel. Dans le cas de la méthode de Jacquet-Blondel pure $\sum_h (E_h - p_h)$ a été calculé en faisant la somme sur tous les groupements de cellules non identifiés comme faisant partie de l'électron diffusé. Dans le cas des courants neutres on pourrait probablement améliorer la résolution en rajoutant dans la somme une pseudo-particule obtenue par conservation de l'énergie-impulsion. Ceci n'a pas été tenté car pour les courants chargés, c'est impossible et pour les courants neutres, il existe a priori des méthodes plus précises.

Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement à la méthode des deux angles en ne considérant que les particules faisant partie d'un jet dans la sommation sur les hadrons.

Nous avons d'abord vérifié sur les jets de particules stables, que la correction de masse au modèle des partons impliquée dans la formule $\text{tg}(\gamma/2) = \sum (E_h - p_h)/P_t$, permettait effectivement de réduire les queues de distribution par rapport à une situation où l'on prendrait pour γ l'angle réel du jet reconstruit (ou du système de jet reconstruit (cf. figures 22 à 27)). On n'utilisera dorénavant que la formule avec correction de masse. On peut également remarquer que les grandeurs obtenues par la méthode des 2α ne sont que très faiblement biaisées (Q^2 étant la moins biaisée du fait de la moindre importance de α_H). On en déduit qu'une compensation doit s'effectuer entre P_t et $\sum_h (E_h - p_{zh})$. Dans le cas des particules stables ce ne sont pas les quadrivecteurs de ces particules qui sont utilisés mais plutôt les quadrivecteurs des pseudo-tours, ce qui implique une altération de la précision sur les angles, donc sur P_t . On observe toutefois une détérioration pour les résultats obtenus après simulation du détecteur et reconstruction (figures 28 à 30).

Le calcul des angles à partir des coordonnées des cellules permet de conserver pour le pic une résolution équivalente à celle obtenue dans le cas des particules stables. On peut cependant observer dans les deux cas une résolution assez déplorable sur x due à de très longues queues de distribution. On note néanmoins qu'une fraction importante de ces événements se situe dans la zone $y > 0,1$ et qu'une comparaison avec la valeur de x obtenue par la méthode de l'électron devrait donc permettre de diminuer le nombre d'événements pour lesquels $x_{\text{rec}} \ll x_{\text{gen}}$ et ainsi de bénéficier de la bonne résolution du pic. Rappelons toutefois que les figures précédentes ont été obtenues pour le lot d'événements plats en $\log x$ et $\log Q^2$ et qu'il faudrait donc normalement convoluer avec les sections efficaces pour avoir les vraies résolutions. L'observation des histogrammes bi-dimensionnels incite néanmoins à penser que les résolutions ne varient pas énormément avec la zone cinématique sauf dans la région des

grands x où elles semblent meilleures. On peut le vérifier sur les figures 31 à 33 obtenues pour les événements courants neutres de la zone $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ et $x > 0,1$. Il s'agit pour ces figures d'événements après simulation du détecteur et reconstruction. On peut voir que dans cette zone, on obtient d'excellentes résolutions (de l'ordre de 3 % pour Q^2 , 12 % pour x et 16 % pour y , en ne coupant aucun événement des queues).

Ces variables cinématiques sont en fait utilisées dans le traitement des fonctions de structure par l'intermédiaire de boîtes dans le plan ($\log x, \log Q^2$). Dans ce plan, une résolution de 100 % ne représente qu'une variation de 0,3 décade qui n'est donc pas aussi alarmante que l'on pourrait le croire a priori.

On a donc vu que la méthode dite des 2α permettait une bonne reconstruction des variables cinématiques même après corrections d'acceptance. Ceci est en accord avec une étude, incluant également d'autres méthodes, menée avec une simulation très simplifiée du détecteur^[17]. Dans ce travail, cette méthode n'a toutefois pas été portée à sa précision ultime puisque seule l'information des jets et de l'électron reconstruits à partir des calorimètres a été utilisée. Elle visait en fait, ici, à prouver que l'algorithme utilisé permet de reconstruire correctement les caractéristiques cinématiques de l'événement.

III. ETUDE DE LA DEPENDANCE EN Λ_{QCD} DU RAPPORT N_2/N_1

III. 1. METHODE D'EXTRACTION DE $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$

N_i étant le nombre d'événements à i jet(s) autres que le jet de diquark, on peut montrer que :

$$\begin{aligned} N_1 &= c_{1,0} + c_{1,1} \alpha_s + c_{1,2} \alpha_s^2 + \dots \\ N_2 &= c_{2,1} \alpha_s + c_{2,2} \alpha_s^2 + \dots \\ N_3 &= c_{3,2} \alpha_s^2 + \dots \end{aligned} \quad (19)$$

Les coefficients c_{ij} dépendent, dans le cas général, de la nature de l'interaction principale, de l'échelle d'énergie adoptée pour les corrections virtuelles et du paramètre de coupure utilisé dans l'algorithme de jet.

Malheureusement, le calcul de ces coefficients à un ordre suffisant pour définir $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ n'a pas encore été fait. Il manque en particulier le coefficient $c_{2,2}$. Les autres coefficients nécessaires pourraient être calculés à partir des expressions disponibles pour les éléments de matrice complets à l'ordre α_s ^[18].

Pour cette étude, nous nous sommes donc contentés d'utiliser LEPTO 5.2 pour simuler des événements courants neutres, avec l'option élément de matrice à l'ordre α_s , pour obtenir une idée de la précision sur Λ_{QCD} que l'on pourrait obtenir en utilisant RJCALO pour calculer le rapport N_2/N_1 .

III. 2. ZONE CINEMATIQUE UTILISEE

Afin d'isoler la dépendance en Λ_{QCD} de N_2/N_1 , nous avons commencé par utiliser des intervalles restreints en x et Q^2 avec les paramètres de RJCALO fixés (E_T minimum = 5 GeV et $R_0 = 1$ rad). Pour définir ces intervalles nous nous sommes inspiré des études sur les migrations entre intervalles de $\log x$ et $\log(Q^2)$ ^[19]. Nous nous sommes restreint aux domaines où les migrations sont inférieures à 10 % (Fig. 34). De plus, ce domaine a été réduit en demandant $5^\circ < \theta_{\text{jet}} < 150^\circ$ et $E_{\text{jet}} > 5$ GeV (Fig. 35) afin que le ou les jets soi(ent) détecté(s) dans le calorimètre à argon liquide. Enfin, le rapport N_2/N_1 devrait être suffisamment grand dans la zone considérée, pour obtenir un nombre significatif d'événements à 2 jets, compte-tenu du faible nombre d'événements reconstruits dans chaque zone (400). Le facteur limitatif est ici le temps nécessaire à la simulation du détecteur (environ une minute sur un processeur IBM 3090). Nous avons donc décidé de fixer $x = 0,02 \pm 0,001$ et de considérer les quatre zones suivantes pour Q^2 (en GeV^2) : $1000 \leq Q^2 \leq 1100$; $500 \leq Q^2 \leq 550$; $250 \leq Q^2 \leq 275$; $100 \leq Q^2 \leq 110$. De plus pour ces quatre points deux valeurs du paramètre Λ_{QCD} ont été utilisés pour LEPTO : $\Lambda = 100$ MeV et $\Lambda = 400$ MeV.

III. 3. RESULTATS OBTENUS

Comme la luminosité dont pourront bénéficier les expériences n'est pas encore connue précisément , nous avons choisi de présenter des résultats pour plusieurs valeurs de luminosité intégrée. Toute les études entreprises à faible luminosité peuvent évidemment être poursuivies pour des valeurs plus élevées de la luminosité intégrée.

• Pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1}

Pour chacun des huit points précédemment définis, 10000 événements ont été générés avec LEPTO 5.2 parmi lesquels 400 furent simulés avec H1SIM 2.06/04 et reconstruits avec HIREC 3.01/06. Les résultats sont rassemblés dans la table 5 pour $\Lambda_{\text{QCD}} = 100$ MeV et dans la table 6 pour $\Lambda_{\text{QCD}} = 400$ MeV. Les erreurs sur les rapports N_2/N_1 correspondent à 10000 événements alors que celles pour la correction d'acceptance $f_a = (N_2/N_1)_{\text{reconstruits}} / (N_2/N_1)_{\text{stables}}$ correspondent à 400 événements.

Q^2 (GeV^2)	$100 \leq Q^2 \leq 110$	$250 \leq Q^2 \leq 275$	$500 \leq Q^2 \leq 550$	$1000 \leq Q^2 \leq 1100$
σ (pb)	13,5	5,33	2,45	1,03
α_s	0,163	0,148	0,138	0,131
$(N_2/N_1)_{\text{partons}}$	$0,074 \pm 0,003$	$0,206 \pm 0,005$	$0,296 \pm 0,006$	$0,412 \pm 0,007$
$(N_2/N_1)_{\text{stables}}$	$0,042 \pm 0,002$	$0,142 \pm 0,004$	$0,217 \pm 0,005$	$0,311 \pm 0,006$
f_a	$1,01 \pm 0,23$	$1,00 \pm 0,14$	$1,06 \pm 0,08$	$1,07 \pm 0,07$

table 5 : résultats pour $x = 0,02 \pm 0,001$ et $\Lambda = 100$ MeV

Q^2 (GeV ²)	$100 \leq Q^2 \leq 110$	$250 \leq Q^2 \leq 275$	$500 \leq Q^2 \leq 550$	$1000 \leq Q^2 \leq 1100$
α_s	0,232	0,203	0,186	0,172
$(N_2/N_1)_{\text{partons}}$	$0,127 \pm 0,004$	$0,296 \pm 0,006$	$0,483 \pm 0,008$	$0,595 \pm 0,009$
$(N_2/N_1)_{\text{stable}}$	$0,061 \pm 0,003$	$0,198 \pm 0,005$	$0,342 \pm 0,006$	$0,427 \pm 0,007$
f_a	$1,59 \pm 0,29$	$1,01 \pm 0,09$	$0,87 \pm 0,08$	$1,02 \pm 0,07$

table 6 : résultats pour $x = 0,02 \pm 0,001$ et $\Lambda = 400$ MeV

Ces résultats sont illustrés sur la figure 36. On voit que la correction d'acceptance est faible dans les zones choisies, sauf peut-être dans la zone $100 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 110 \text{ GeV}^2$. La correction d'hadronisation est également plus importante dans cette zone que dans les autres, où elle est de l'ordre de 30 %. On peut toutefois observer une nette dépendance en Λ_{QCD} et en $\log(Q^2)$ du rapport N_2/N_1 , qui semble survivre aux corrections d'acceptance et d'hadronisation. De plus, ces corrections ne semblent pas dépendre de Λ , dans la limite des erreurs.

On devrait donc pouvoir observer l'évolution de α_s et mesurer Λ_{QCD} , même si, compte-tenu des faibles sections efficaces correspondant aux zones considérées, et de la luminosité espérée pour une année ($L \sim 100 \text{ pb}^{-1}$) les erreurs statistiques sur Λ et α_s ne sont pas négligeables. Pour les calculer on peut supposer qu'en première approximation N_1 et N_2 vérifient une loi de distribution multinomiale et que N_1/N_2 est linéaire en α_s entre $\Lambda=100$ MeV et $\Lambda=400$ MeV. On trouve alors les résultats contenus dans la table 7.

Q^2 (GeV ²)	$100 \leq Q^2 \leq 110$	$250 \leq Q^2 \leq 275$	$500 \leq Q^2 \leq 550$	$1000 \leq Q^2 \leq 1100$
$\delta\alpha_s$	0,009	0,011	0,023	0,023
$\delta\Lambda$ (GeV)	$\leq 0,040$	$\leq 0,100$	$\leq 0,210$	$\leq 0,230$

Table 7 : Valeurs des erreurs statistiques sur Λ et α_s pour trois zones de Q^2

Les valeurs pour $Q^2 \approx 100 \text{ GeV}^2$ montrent l'importance du domaine des moyens Q^2 et donc d'un algorithme de reconnaissance de jets doté d'une bonne efficacité dans cette zone cinématique. Pour essayer de diminuer l'erreur sur N_2/N_1 , nous avons essayé d'augmenter N_2 en baissant la coupure en énergie transverse minimale à 3 GeV.

On trouve alors :

	$\Lambda = 100 \text{ MeV}$	$\Lambda = 400 \text{ MeV}$
$(N_2/N_1)_{\text{partons}}$	$0,238 \pm 0,005$	$0,474 \pm 0,008$
$(N_2/N_1)_{\text{stable}}$	$0,117 \pm 0,004$	$0,277 \pm 0,005$
f_a	$1,06 \pm 0,15$	$1,17 \pm 0,12$

Table 8 : Valeurs de $(N_2/N_1)_{\text{partons}}$ et de $(N_2/N_1)_{\text{stable}}$ pour la zone $100 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 110 \text{ GeV}^2$

Ce qui entraîne $\delta\alpha_s = 0,005$. Dans cette zone de Q^2 moyen, le jet spectateur ne 'sort' pas souvent du tube à vide. On peut donc se permettre d'utiliser une coupure plus faible en énergie transverse pour ne pas inclure le jet spectateur parmi les jets reconstruits. On augmente ainsi sensiblement la précision sur N_1/N_2 donc sur α_s . Toutefois, on devient plus sensible à une éventuelle erreur systématique sur la calibration qui renforcerait l'influence du bruit.

• Pour une luminosité intégrée de 10 pb^{-1}

On peut encore étudier l'évolution de α_s à condition d'utiliser une zone plus large pour x . La zone $0,01 \leq x \leq 0,1$ a été choisie car elle permet la plus grande variation de Q^2 compte-tenu des contraintes sur la reconstruction des variables cinématiques. Les résultats sont rassemblés dans les tables 9 et 10. Ils ont été obtenus pour 10000 événements générés par point.

$Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$	$250 \leq Q^2 \leq 275$	$500 \leq Q^2 \leq 550$	$1000 \leq Q^2 \leq 1100$
$\sigma \text{ (pb)}$	112	52	22
$(N_2/N_1)_{\text{partons}}$	$0,160 \pm 0,004$	$0,245 \pm 0,005$	$0,288 \pm 0,006$
$(N_2/N_1)_{\text{stable}}$	$0,111 \pm 0,003$	$0,180 \pm 0,004$	$0,211 \pm 0,005$

table 9 : résultats pour $0,01 \leq x \leq 0,1$ et $\Lambda = 100 \text{ MeV}$

$Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$	$250 \leq Q^2 \leq 275$	$500 \leq Q^2 \leq 550$	$1000 \leq Q^2 \leq 1100$
$(N_2/N_1)_{\text{partons}}$	$0,252 \pm 0,005$	$0,359 \pm 0,006$	$0,452 \pm 0,007$
$(N_2/N_1)_{\text{stable}}$	$0,166 \pm 0,004$	$0,249 \pm 0,005$	$0,319 \pm 0,006$

table 10 : résultats pour $0,01 \leq x \leq 0,1$ et $\Lambda = 400 \text{ MeV}$

En supposant une correction d'acceptance proche de 1, ces résultats permettent d'estimer des erreurs statistiques sur α_s de l'ordre de 0,012; 0,016 et 0,019 respectivement pour les zones $250 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 275 \text{ GeV}^2$; $500 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 550 \text{ GeV}^2$; $1000 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1100 \text{ GeV}^2$.

• Pour une luminosité intégrée de 1 pb^{-1}

Pour essayer d'avoir des résultats avec une luminosité intégrée de cet ordre on peut relâcher la contrainte sur Q^2 afin d'utiliser une zone cinématique plus grande. On perd alors la possibilité d'obtenir une valeur de α_s bien définie, mais on gagne sur la statistique et sur l'influence de la résolution sur la reconstruction des variables cinématiques. En utilisant la zone $0,01 \leq x \leq 0,1$; $200 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 9840 \text{ GeV}^2$, on obtient avec une coupure en E_t à 5 GeV et 900 événements pour chaque résultat :

	$\Lambda=100 \text{ MeV}$	$\Lambda=400 \text{ MeV}$.
$(N_2/N_1)_{\text{partons}}$	$0,201 \pm 0,018$	$0,327 \pm 0,024$
$(N_2/N_1)_{\text{stable}}$	$0,152 \pm 0,015$	$0,229 \pm 0,020$
f_a	$1,06 \pm 0,08$	$1,11 \pm 0,07$

Table 11 : Valeurs de $(N_2/N_1)_p$ et de $(N_2/N_1)_s$ pour la zone $200 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 9840 \text{ GeV}^2$ et $0,01 \leq x \leq 0,1$.

La section efficace dans cette zone est de 1322 pb, elle permettrait d'obtenir une erreur statistique relative de l'ordre de 30% sur la mesure de Λ_{QCD} pour une luminosité intégrée de 1 pb^{-1} (3% pour 100 pb^{-1}).

III. 4 CONCLUSION

Nous avons montré que les erreurs statistiques ne devraient pas empêcher une observation de l'évolution de α_s . Insistons toutefois sur le fait que seul l'élément de matrice à l'ordre α_s a été ici utilisé et que les corrections d'ordre α_s^2 peuvent être importantes pour une aussi large zone cinématique, mais que le résultat ($\delta\Lambda_{\text{QCD}}/\Lambda_{\text{QCD}}$ de l'ordre de 3% pour 100 pb^{-1}) est néanmoins très prometteur.

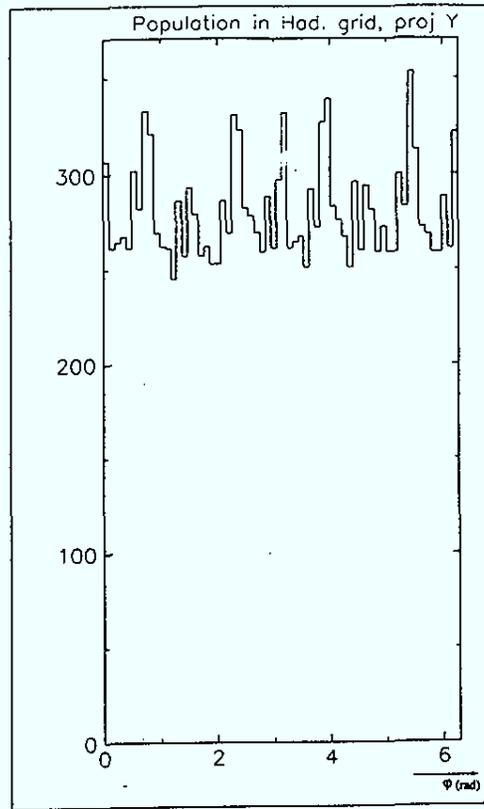


Figure 1 : Répartition azimutale des cellules de la partie hadronique du calorimètre à Argon liquide.

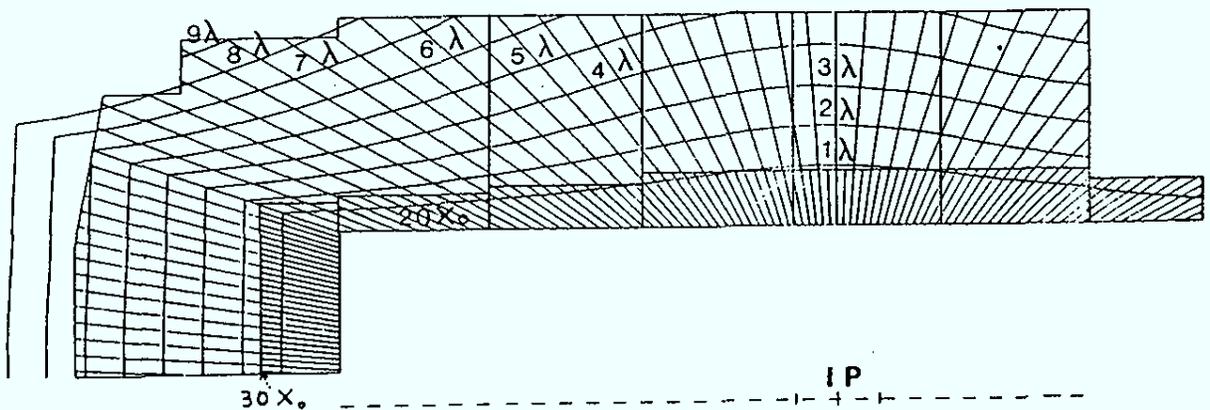


Figure 2 : Lignes iso- λ et iso- X_0 dans le calorimètre à Argon liquide.

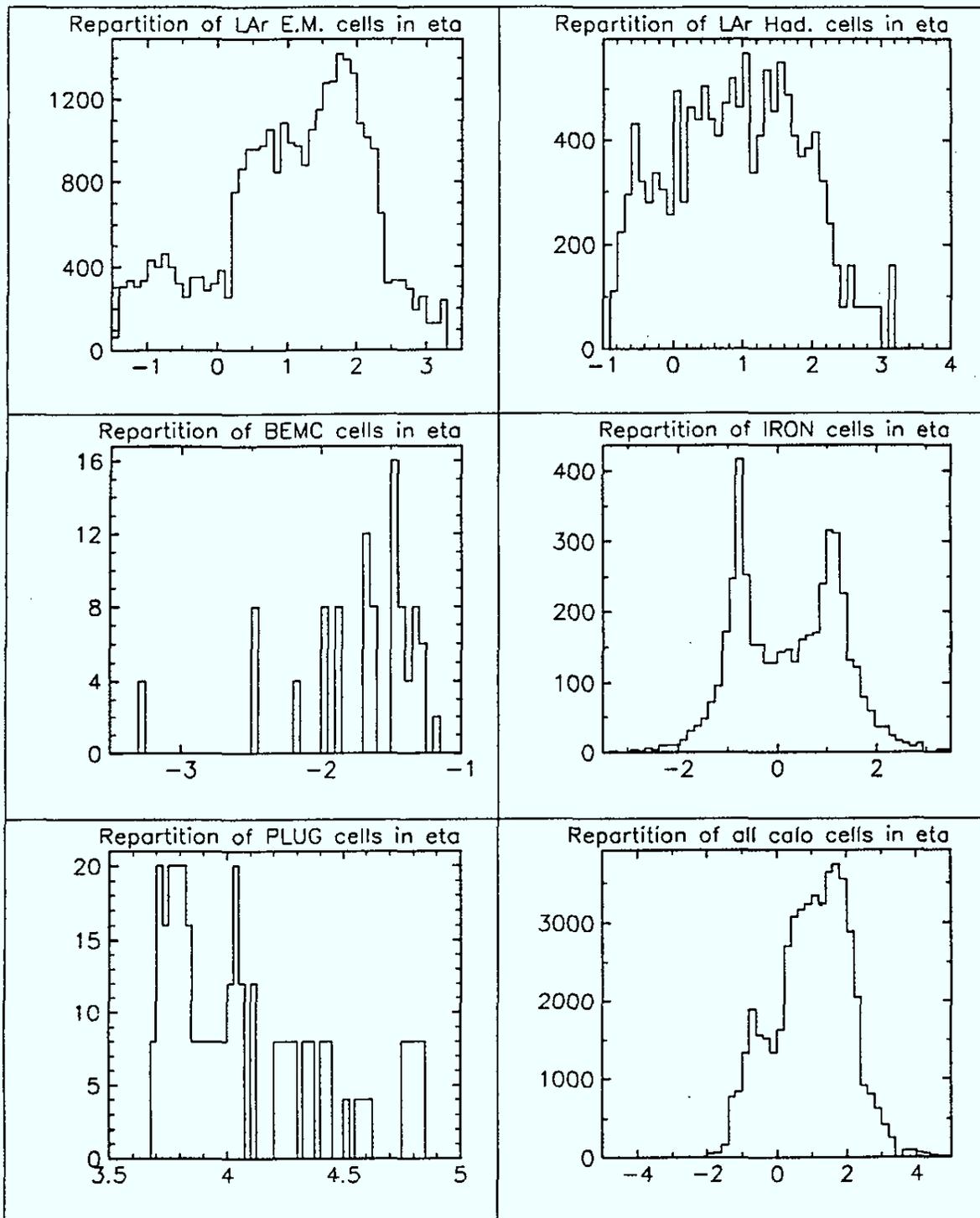


Figure 3 : Répartition en $\eta = \ln(\cot(\theta/2))$ des cellules des différents calorimètres de H1.

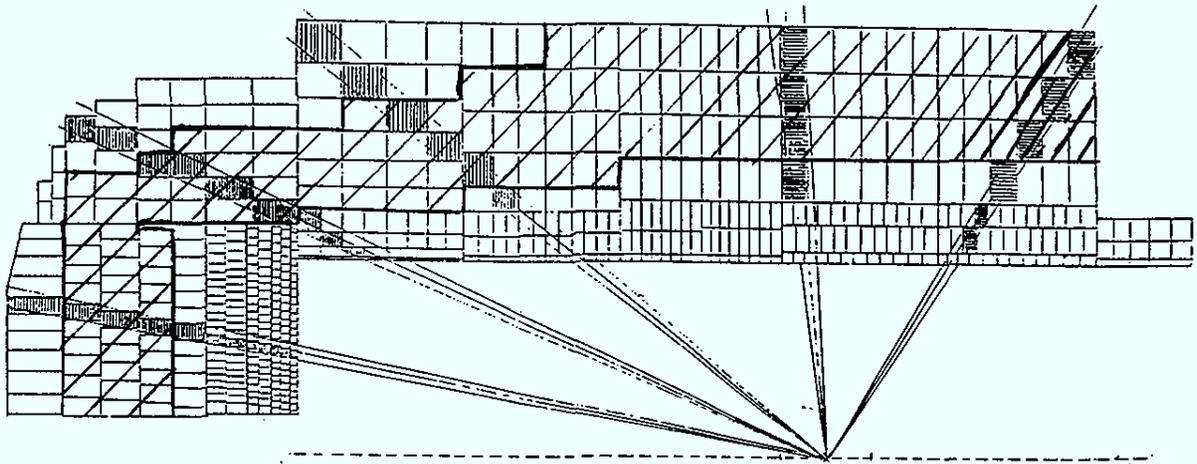


Figure 4 : Cellules du calorimètre à argon liquide correspondant à la zone située entre 2 et 5 longueurs d'interaction.

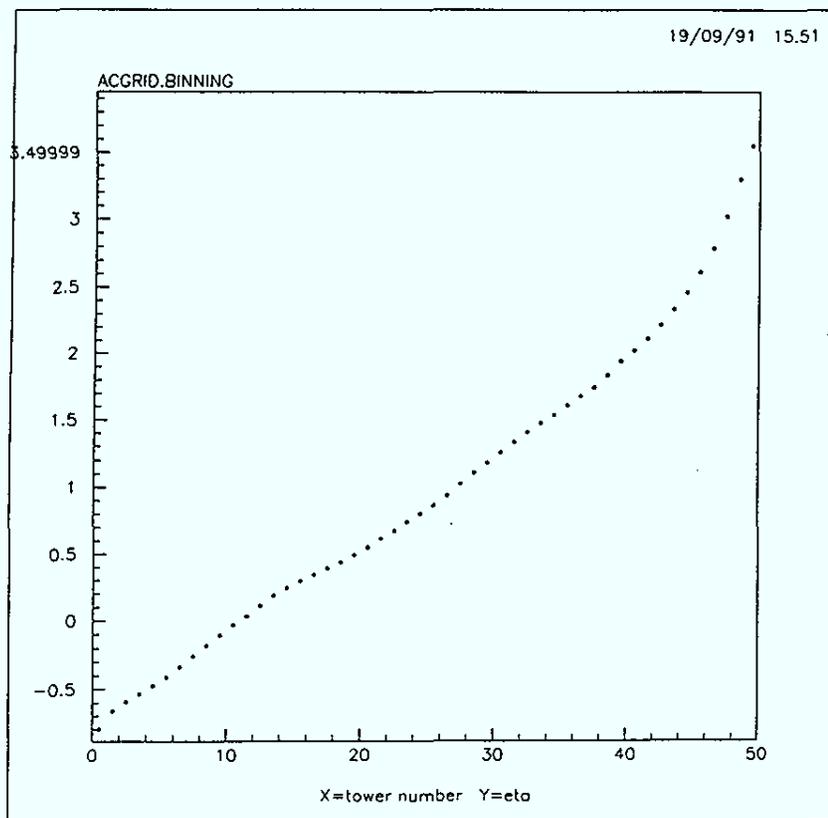


Figure 5 : valeur de η séparant deux couronnes en fonction du numéro de la couronne.

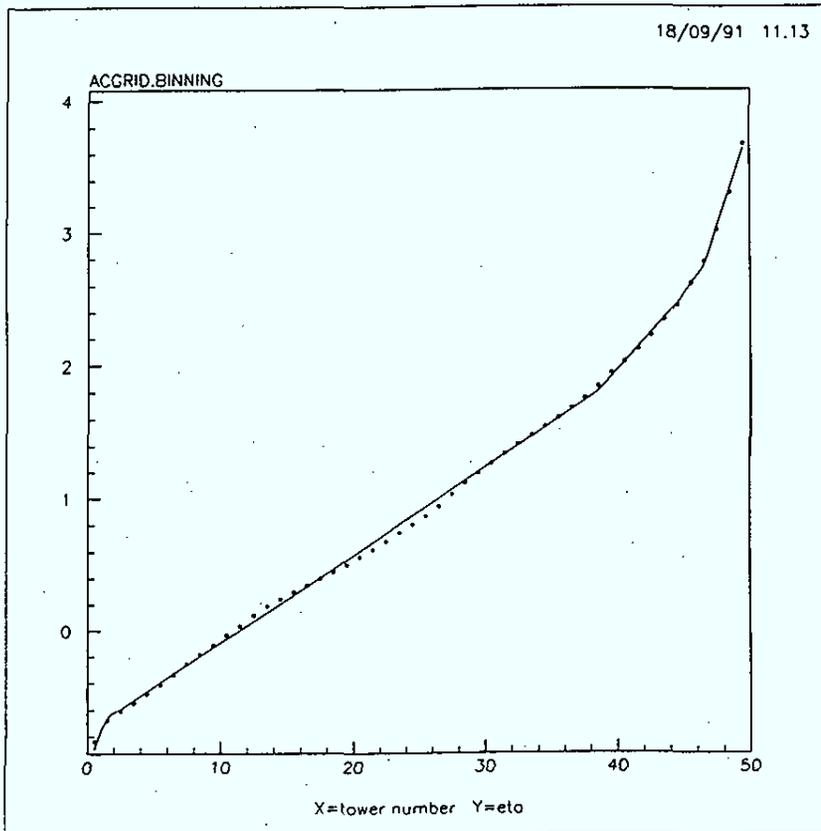


Figure 6 a : Grille à 3 pas.

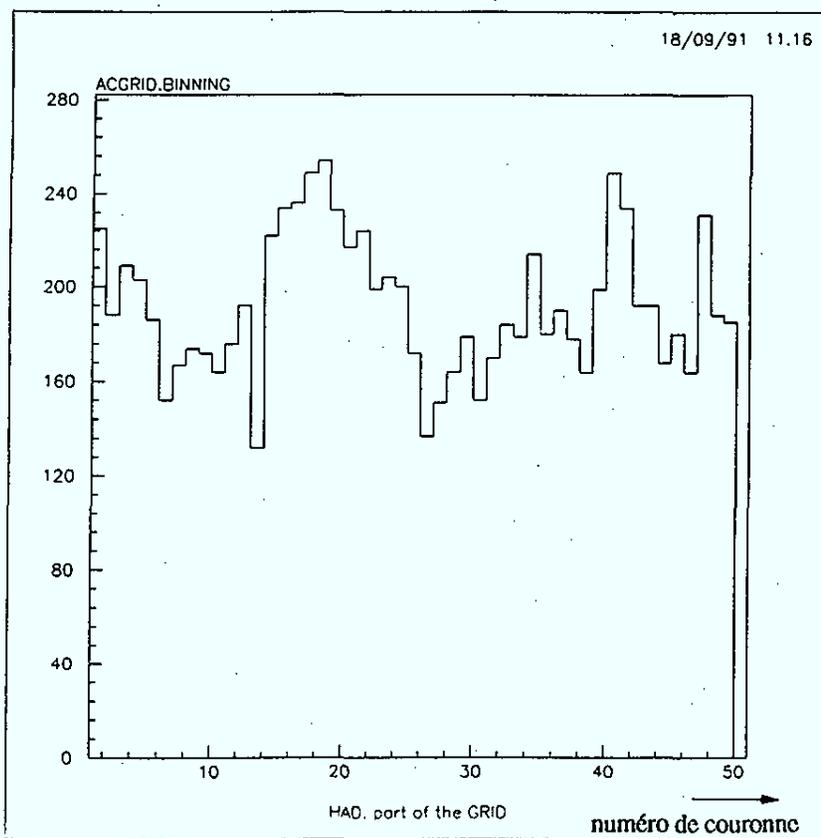


Figure 6 b : Répartition des cellules composant les couronnes pour une grille à 3 pas.

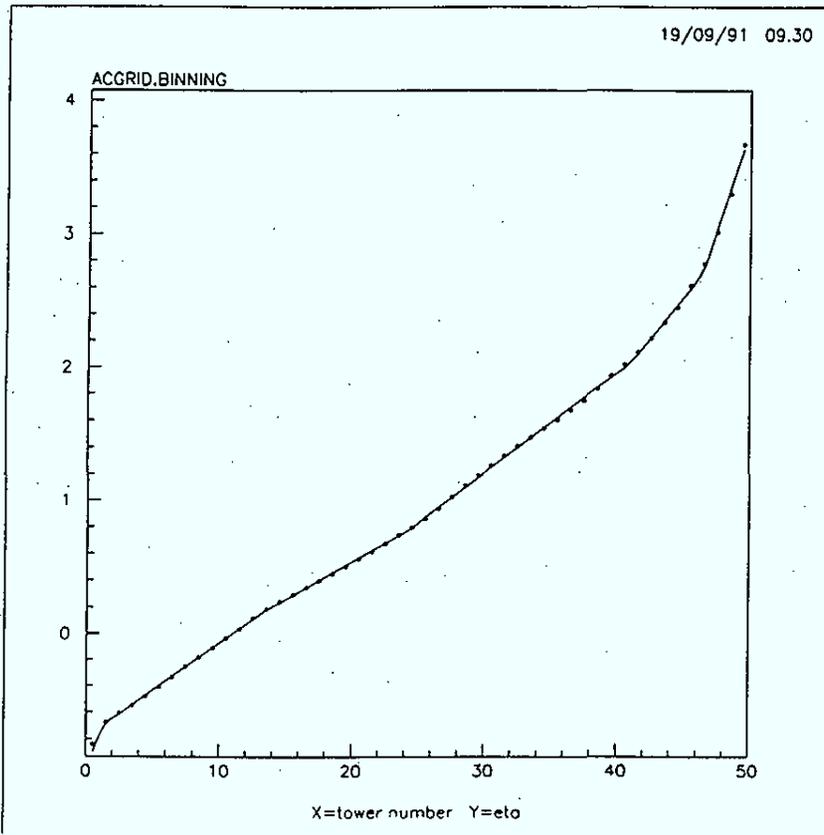


Figure 6 c : Grille à 5 pas.

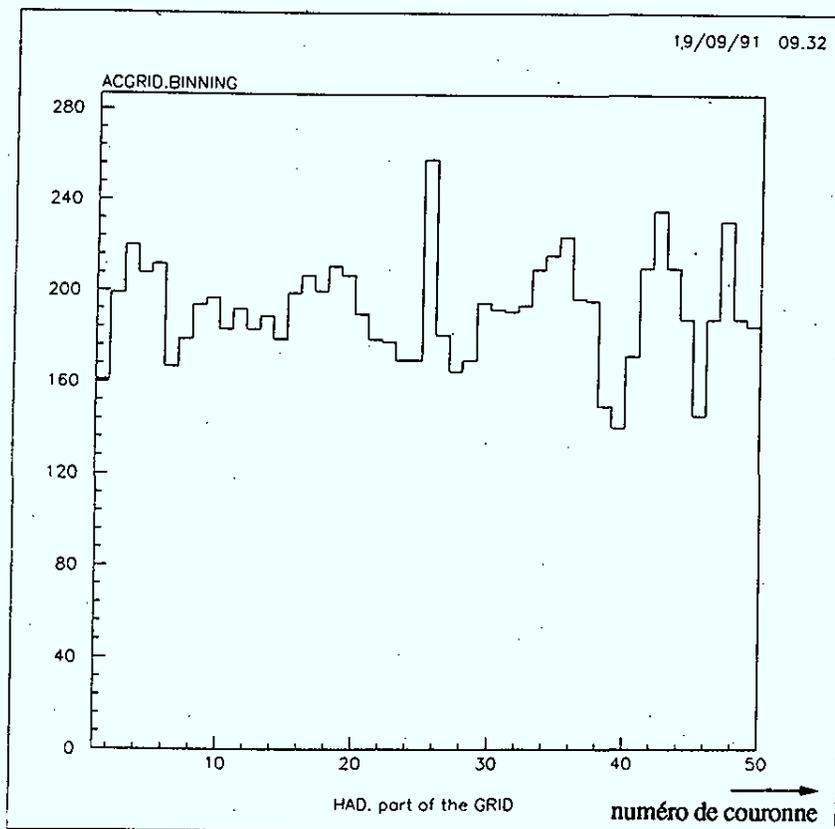


Figure 6 d : Répartition des cellules dans les couronnes pour une grille à 5 pas.

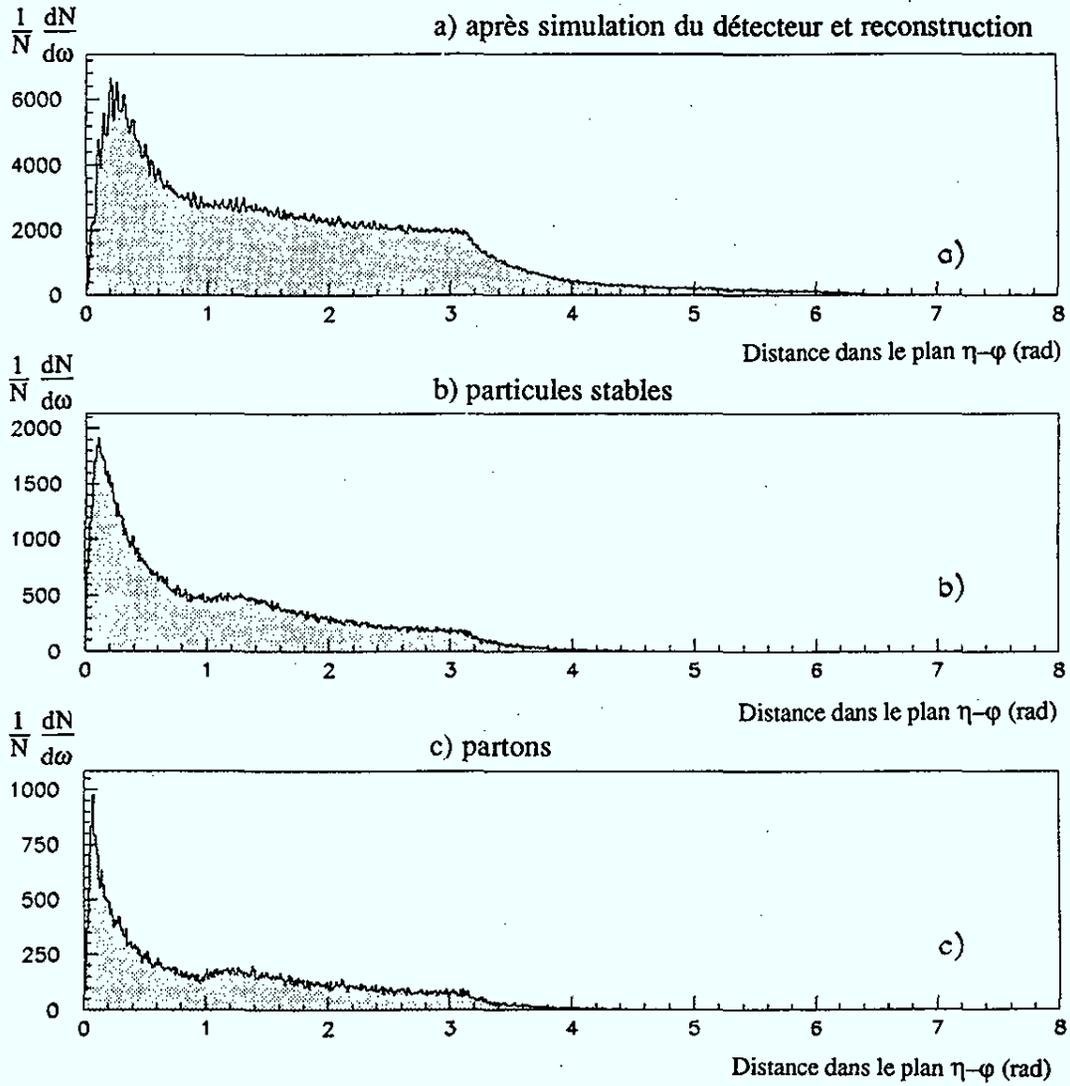


Figure 7 : Répartition des distances entre pseudo-tours et axe des jets pour des événements "courant chargé" avec $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ et $x > 0,1$ ($t \times n$ entrées dans un événement avec n jets et t pseudo-tours).

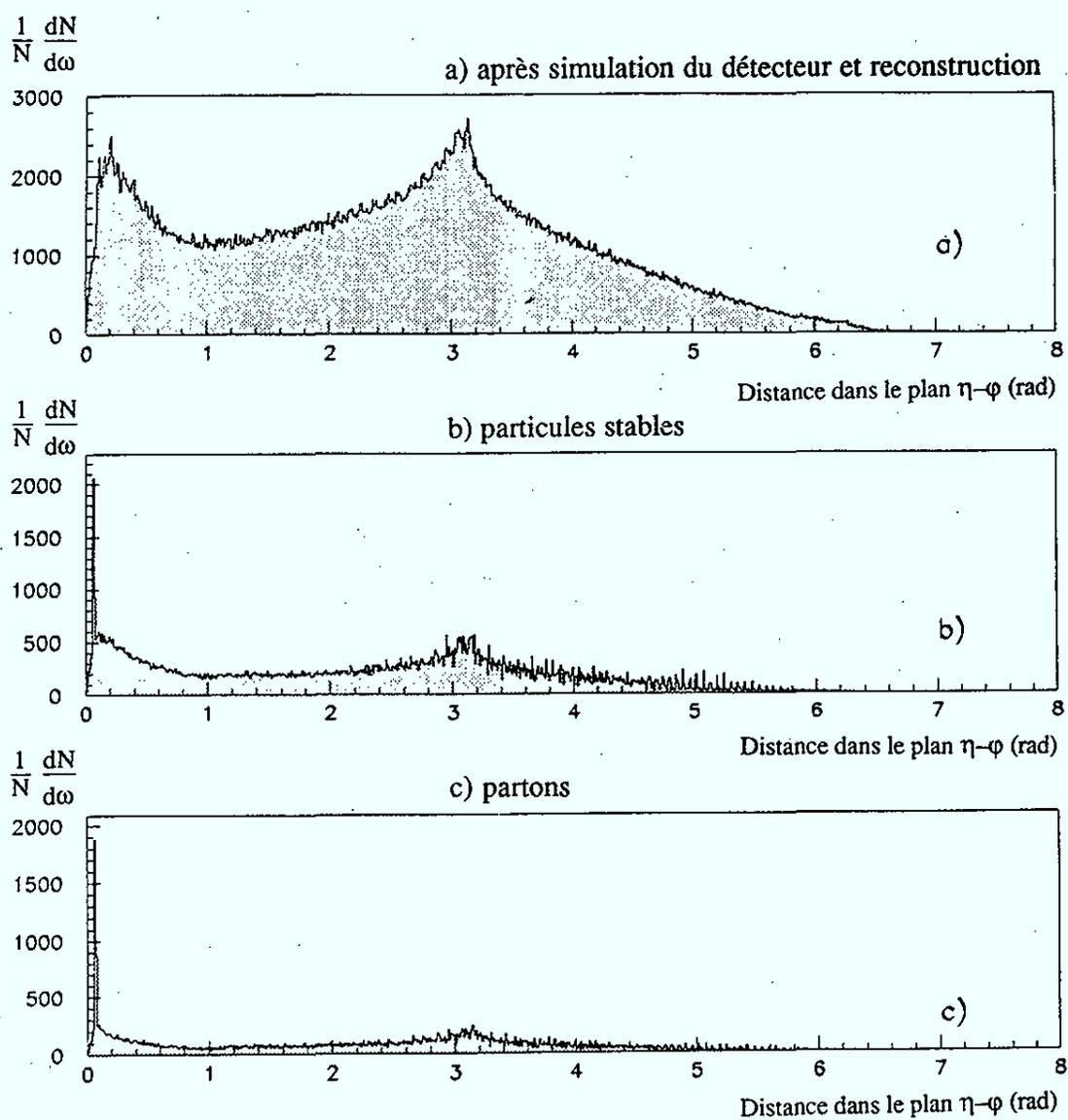


Figure 8 : distance aux axes des jets pour les événements "courant neutre" générés plat en $\log x$ et $\log Q^2$ avec $x > 5 \times 10^{-4}$; $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ (l'électron est considéré comme un jet).

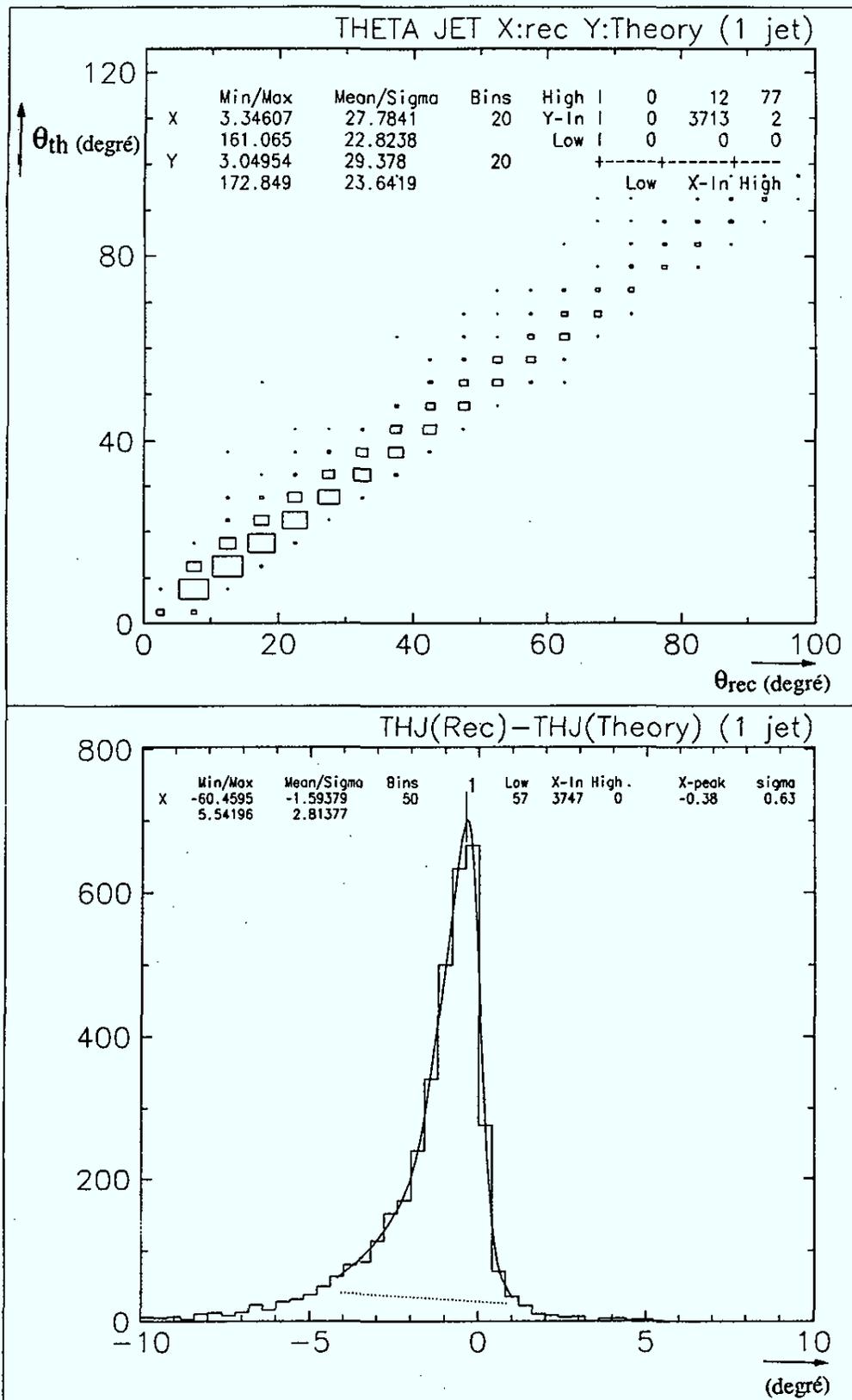


Figure 9 : Différence entre l'angle du jet reconstruit et l'angle du quark dans le modèle "naïf" des partons (toutes les cellules sont utilisées).

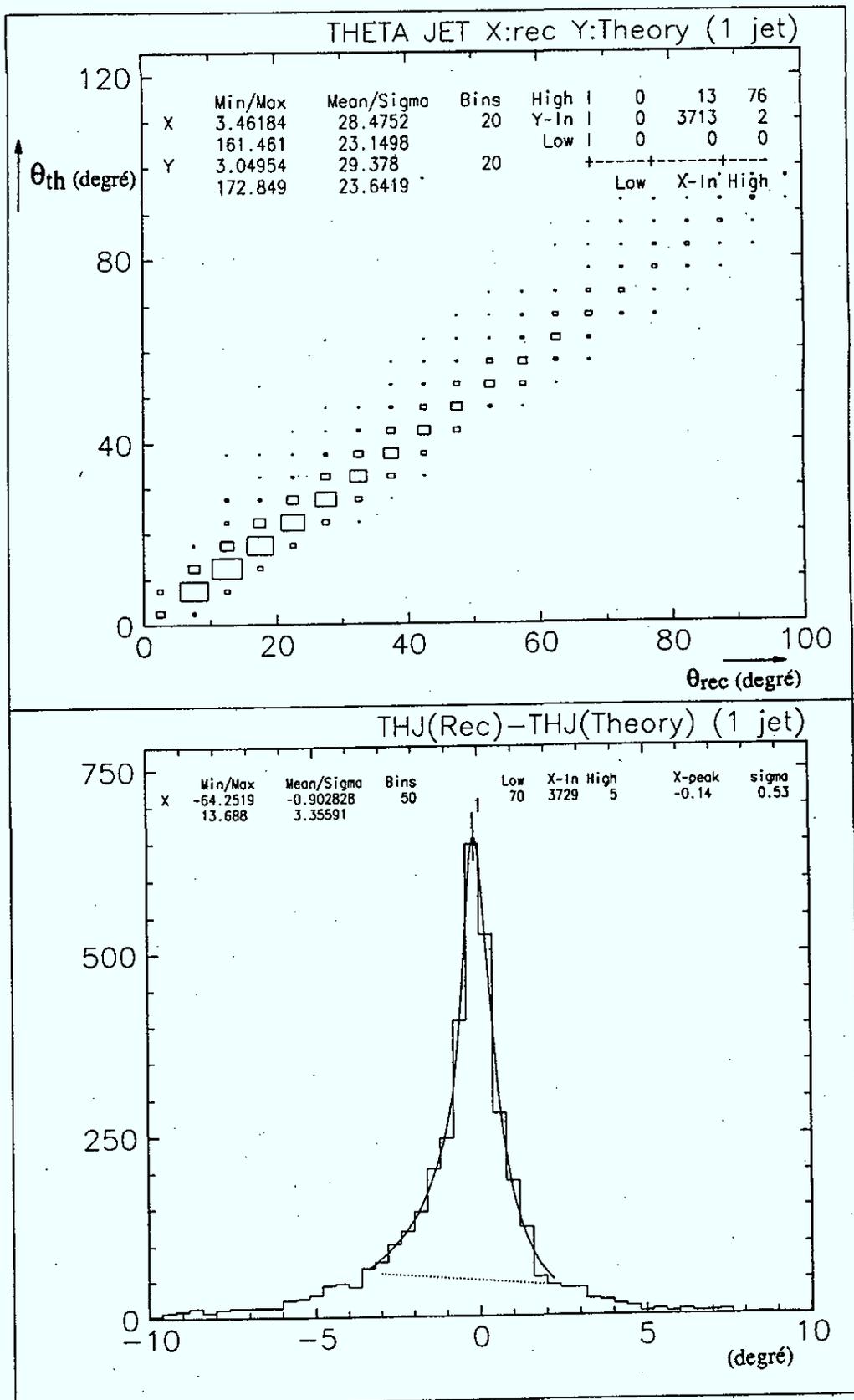


Figure 10 : différence entre l'angle du jet reconstruit et l'angle du quark dans le modèle des partons (seules les cellules appartenant aux 2 tours les plus énergétiques ont été utilisées).

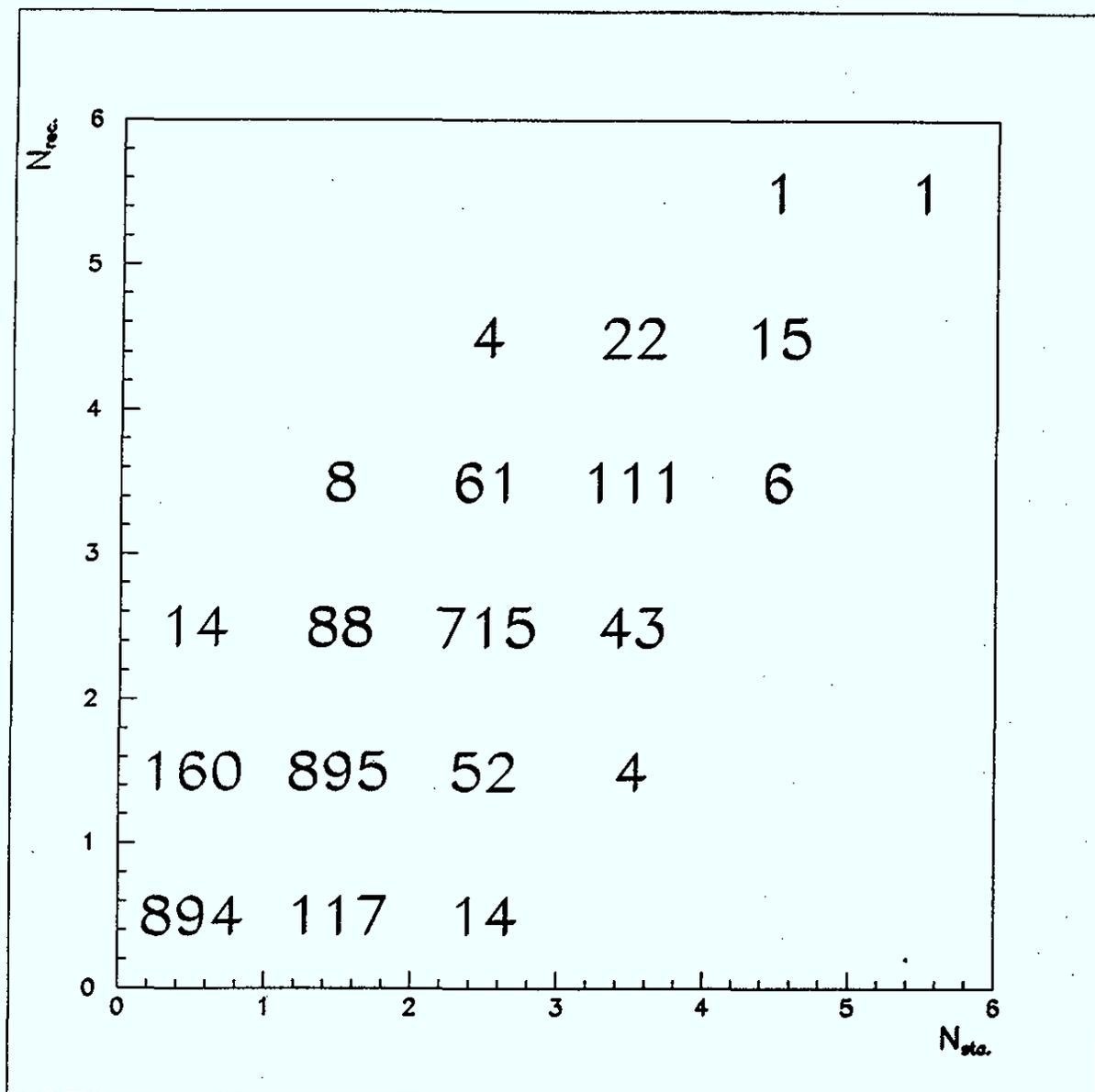


Figure 11 : matrice de corrélation entre le nombre de jets reconstruits avant et après simulation du détecteur (algorithme utilisé : RJCALO, événements : courants neutres générés plats en $\log x$ et $\log Q^2$.)

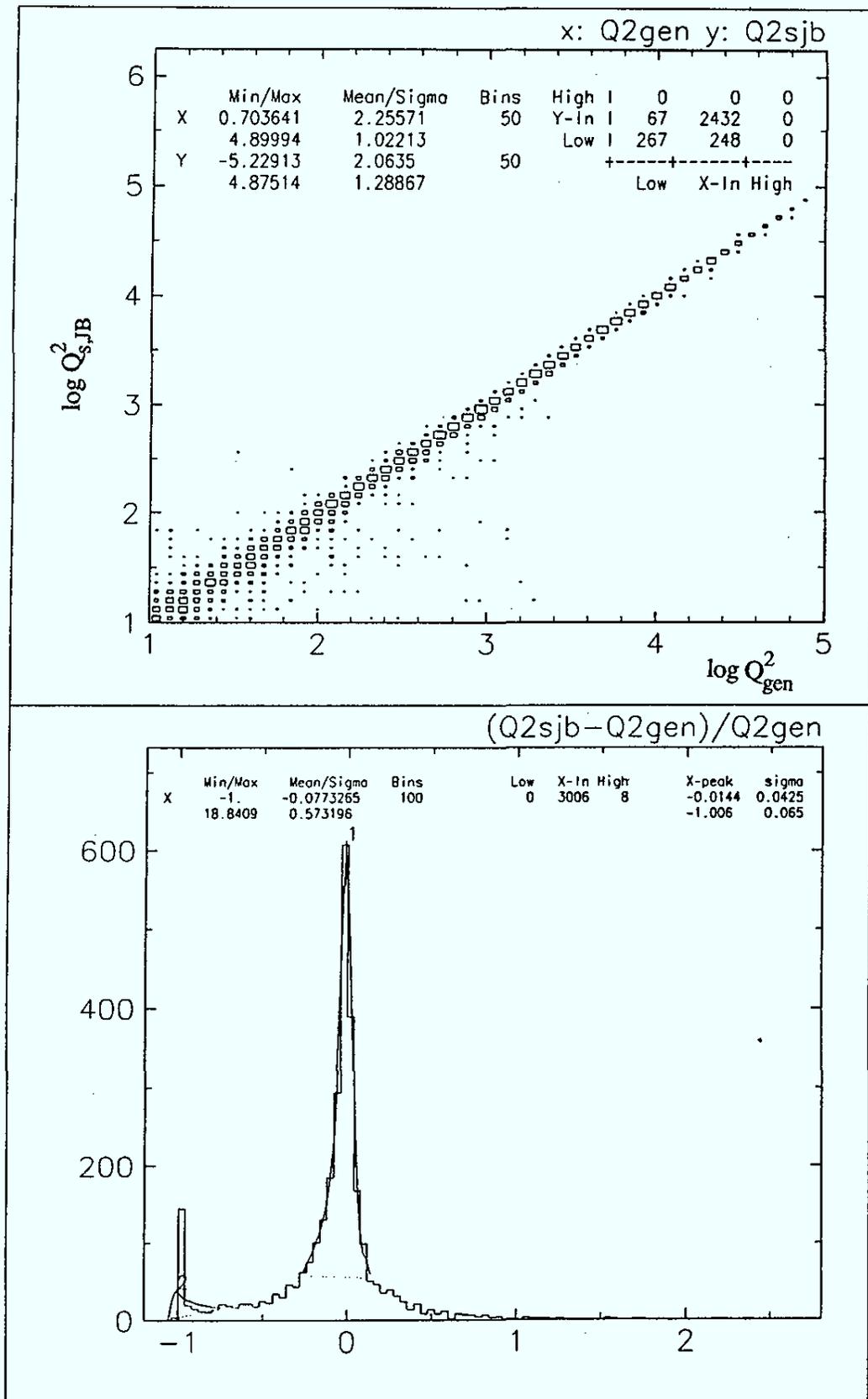


Figure 12 : résolution sur Q_2 , reconstruit par la méthode de Jacquet-Blondel en n'utilisant que les particules stables survivant la coupure sur le tube à vide (courants neutres générés plats en $\log x$ et $\log Q^2$).

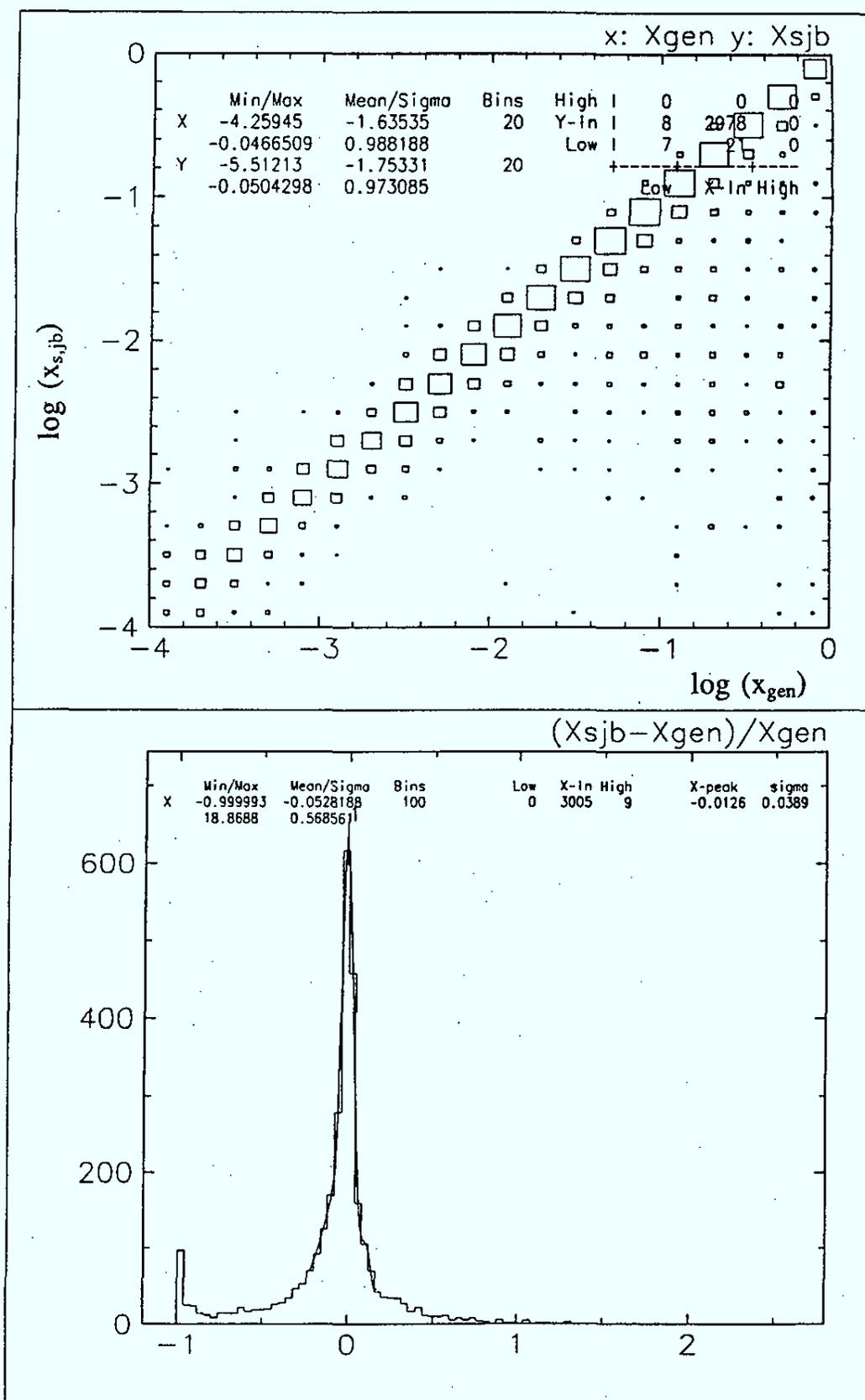


Figure 13 : résolution sur x , reconstruit par la méthode de Jacquet-Blondel en n'utilisant que les particules stables survivant à la coupure sur le tube à vide (courants neutres générés plats en $\log x$ et $\log Q^2$).

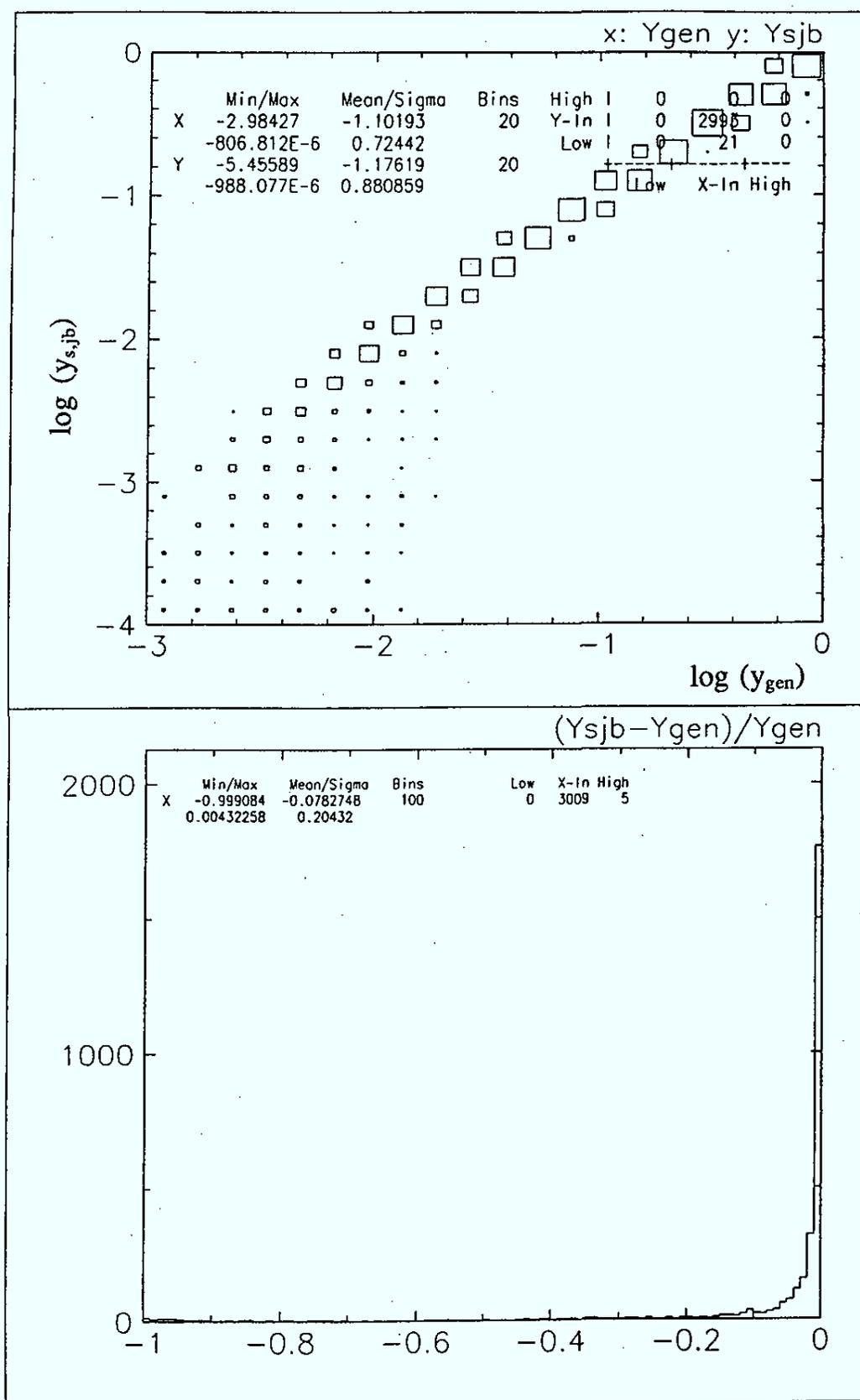


Figure 14 : résolution sur y, reconstruit par la méthode de Jacquet-Blondel en n'utilisant que les particules stables survivant à la coupure sur le tube à vide (courants neutres générés plats en $\log x$ et $\log Q^2$).

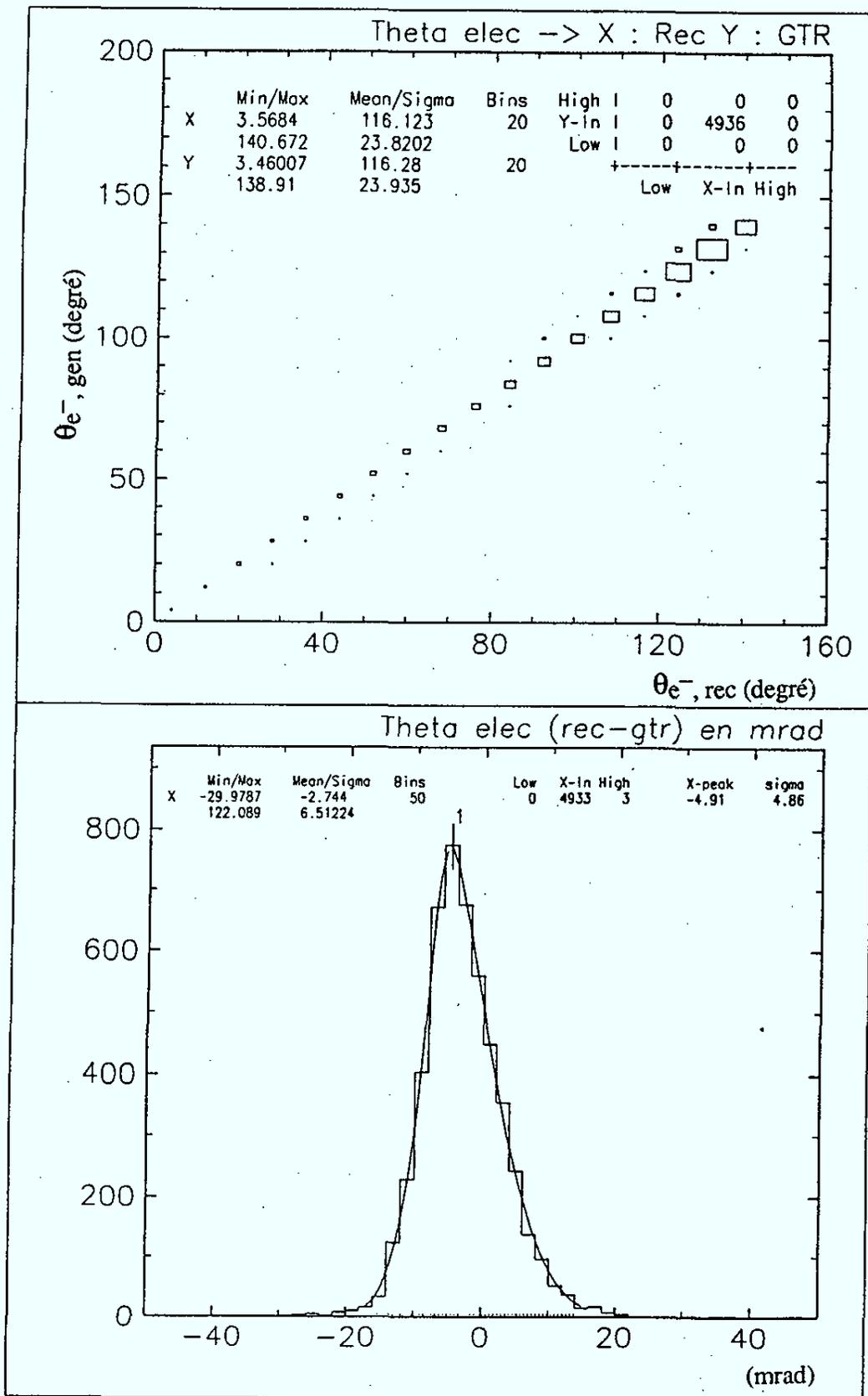


Figure 15 : précision sur l'angle de l'électron reconstruit avec le calorimètre.

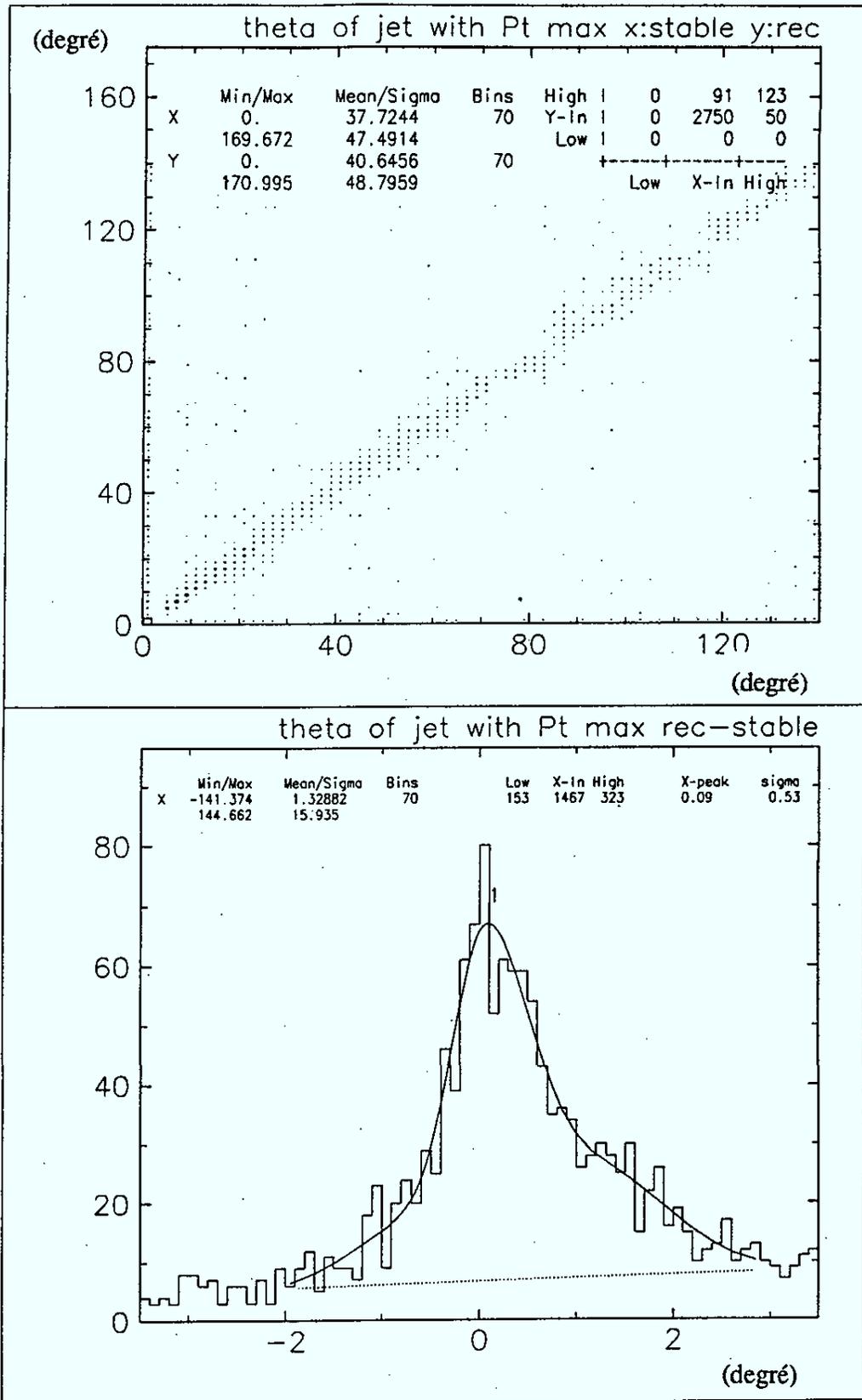
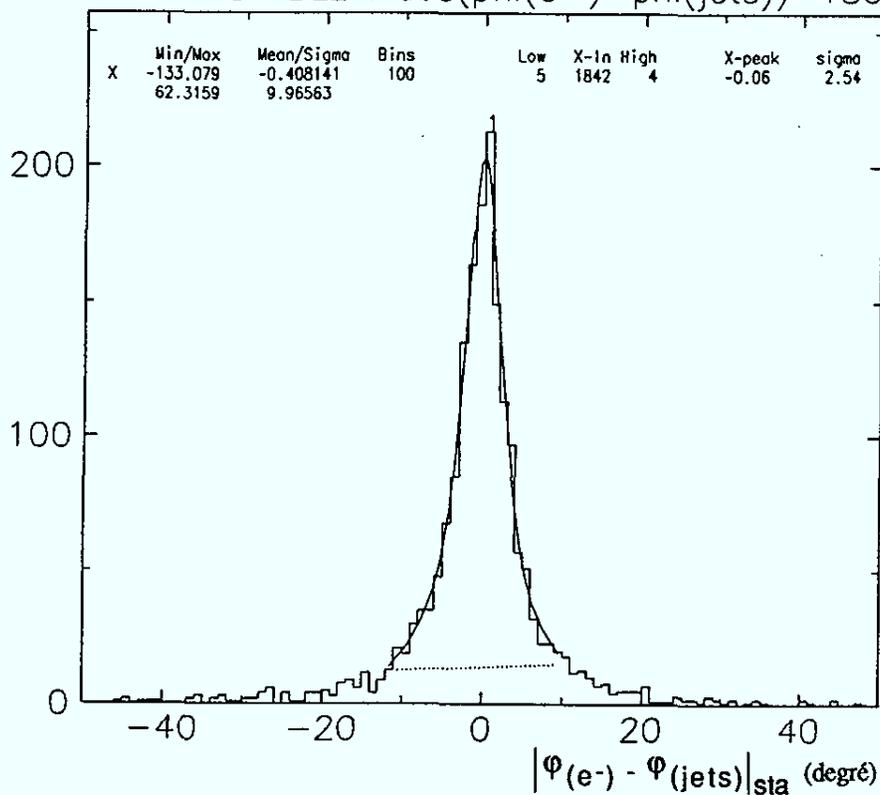


Figure 16 : Différence entre l'angle du jet possédant la plus grande impulsion transverse avant simulation du détecteur et après (les queues de distribution représentent les événements où l'identification des jets s'est mal produite).

a) avant simulation et reconstruction

STABLE : $\text{abs}(\text{phi}(e^-) - \text{phi}(\text{jets})) - 180$



b) après simulation

REC : $\text{abs}(\text{phi}(e^-) - \text{phi}(\text{jets})) - 180$

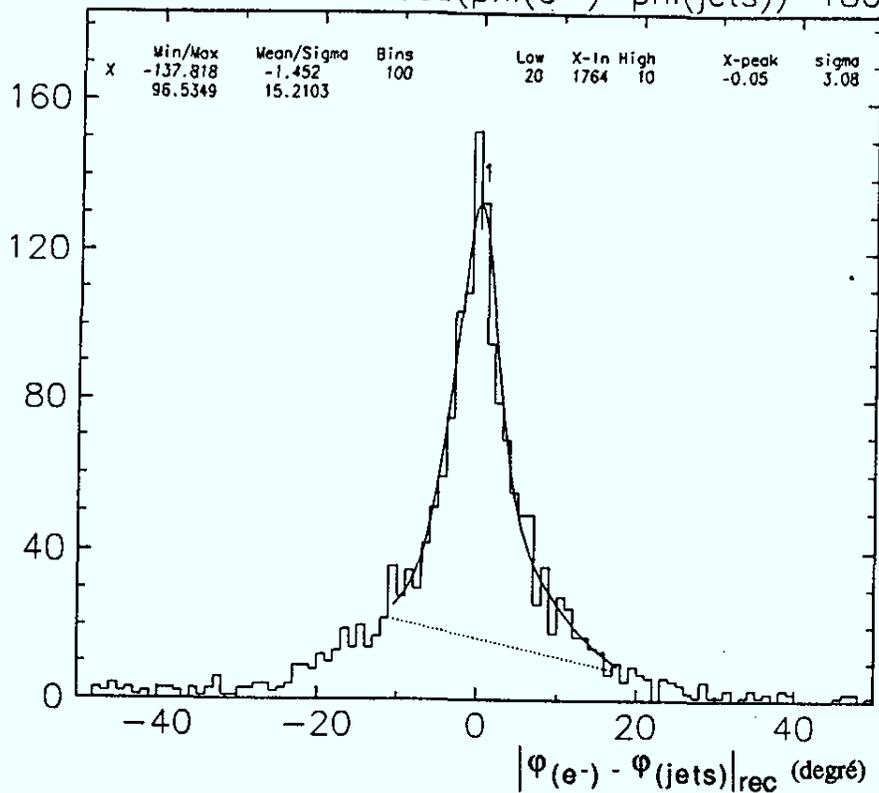


Figure 17 : Différence entre les azimuts de l'électron et du système de jet(s).

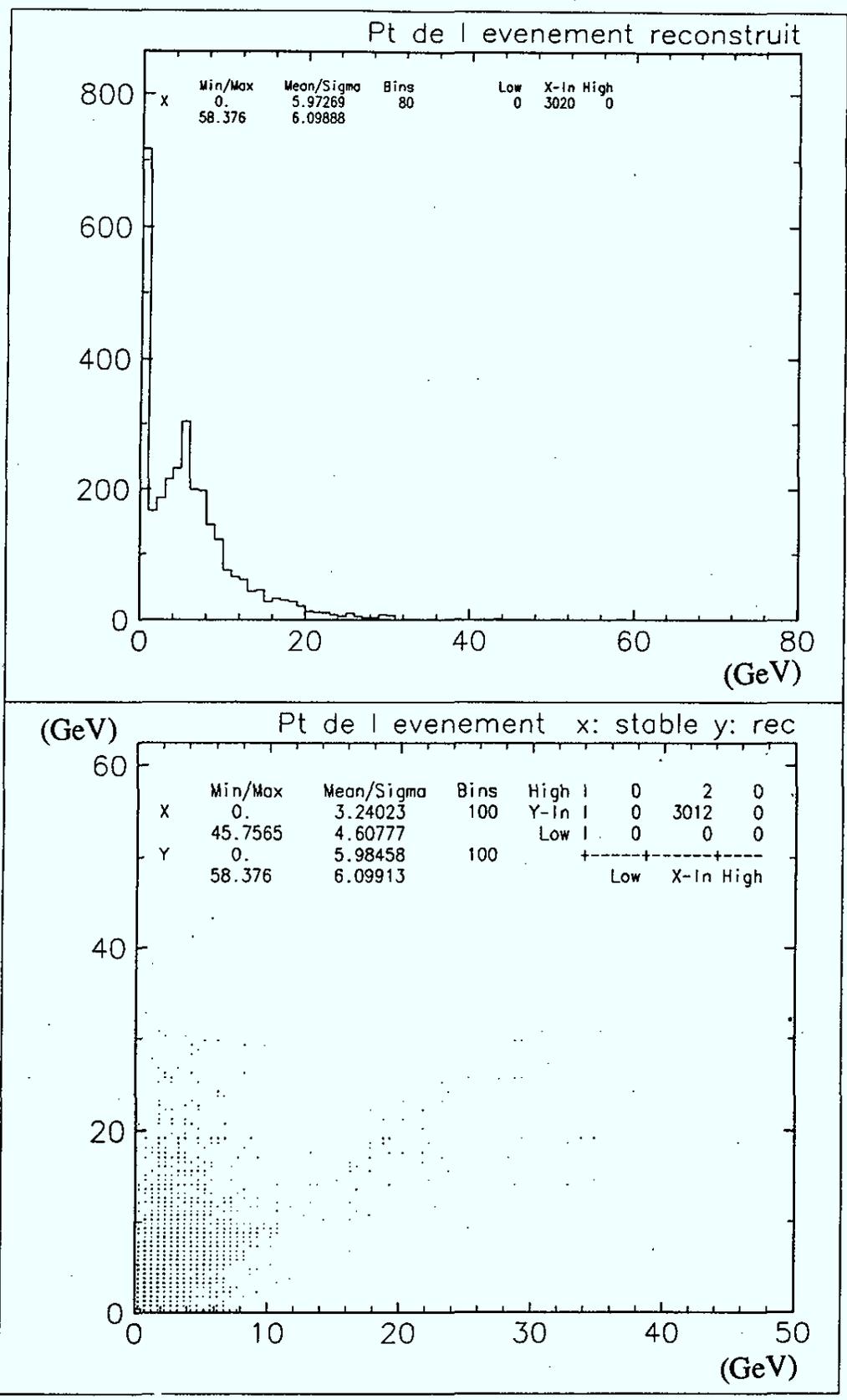


Figure 18 : Impulsion transverse de l'événement (génération plate en $\log x$, $\log Q^2$).

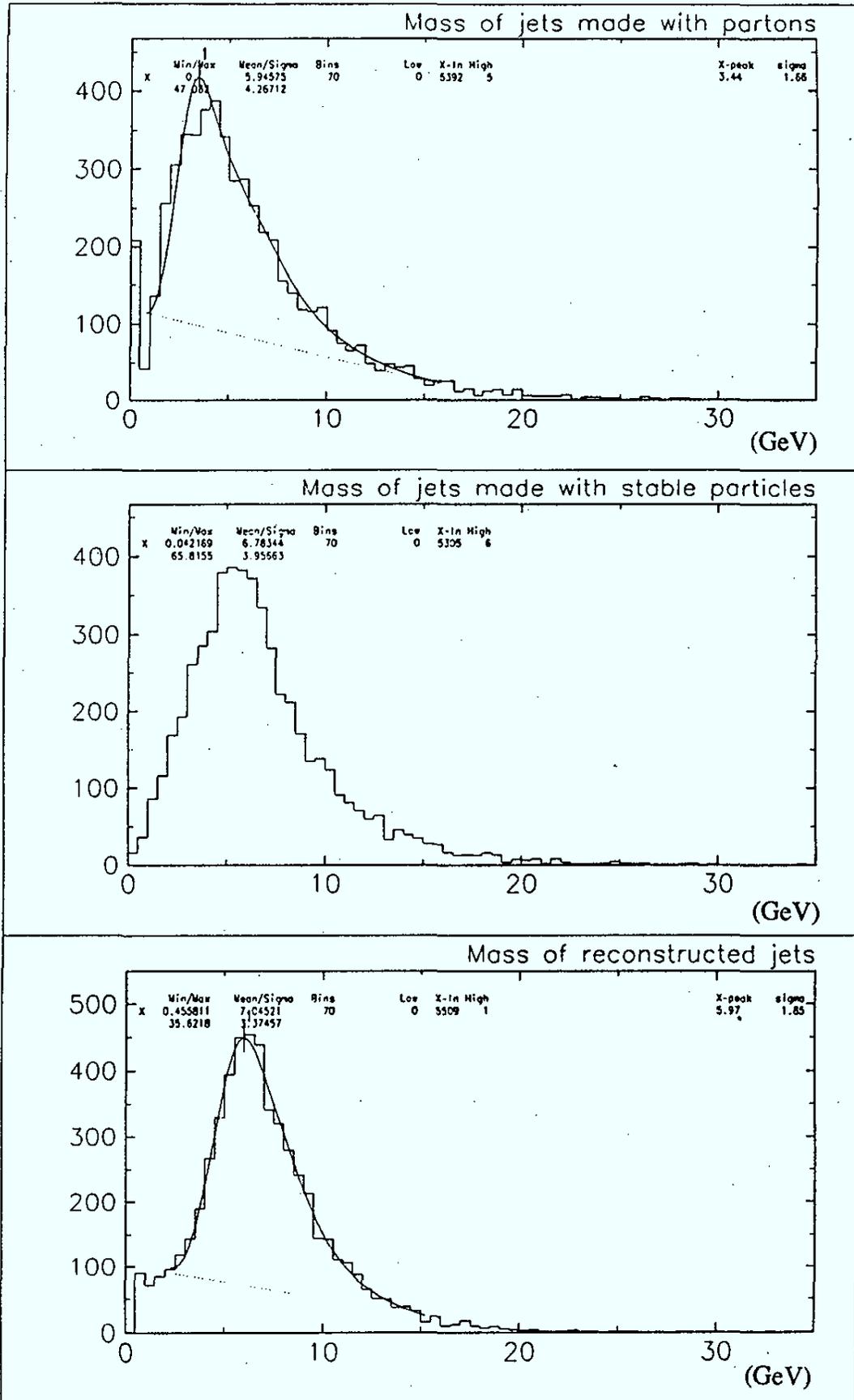


Figure 19 : Masses des jets reconstruits : a) partons, b) particules stables, c) après simulation du détecteur.

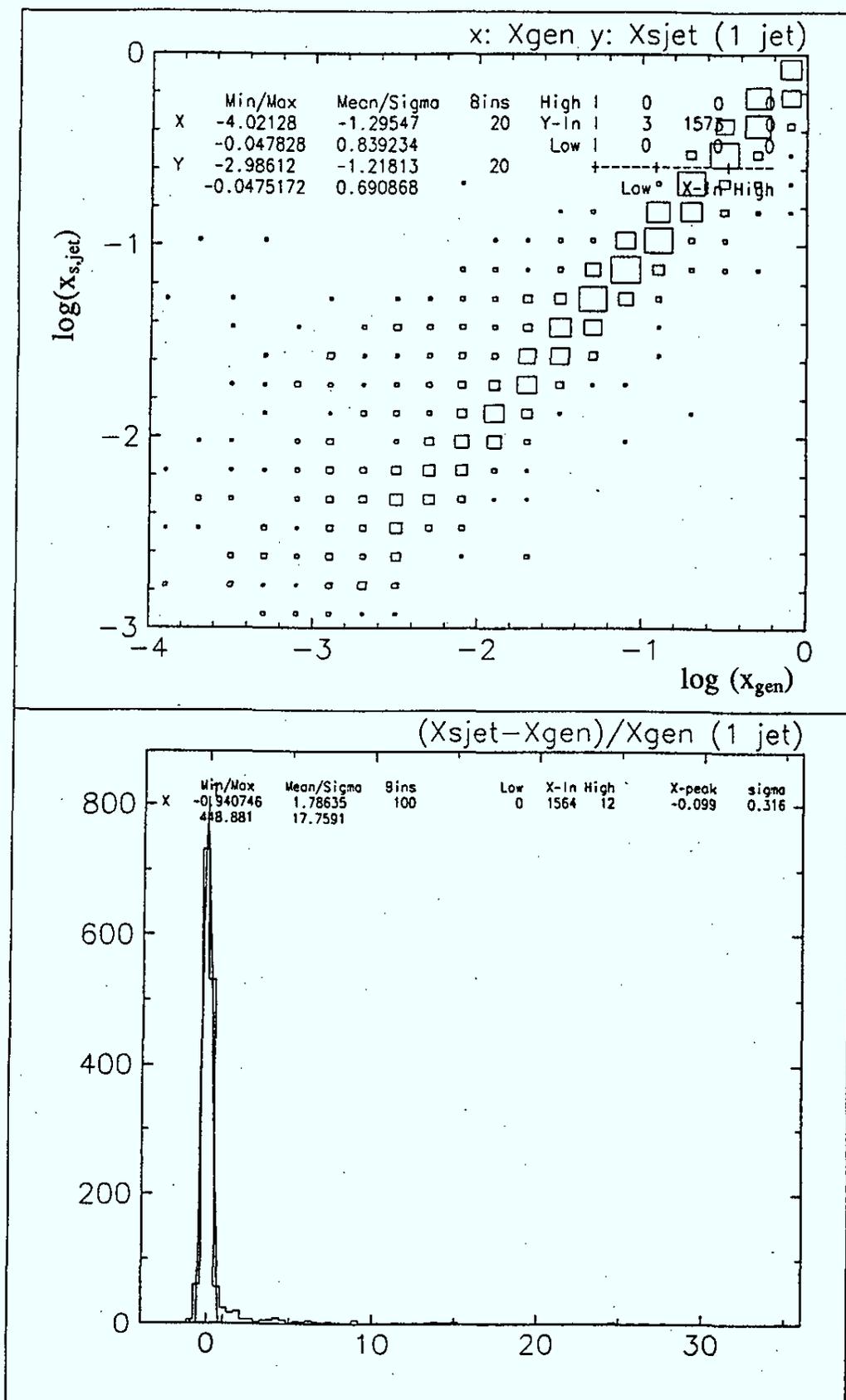


Figure 20 b : Résolution sur x , lorsque l'on se limite aux particules stables faisant partie du jet dans la méthode de Jacquet-Blondel.

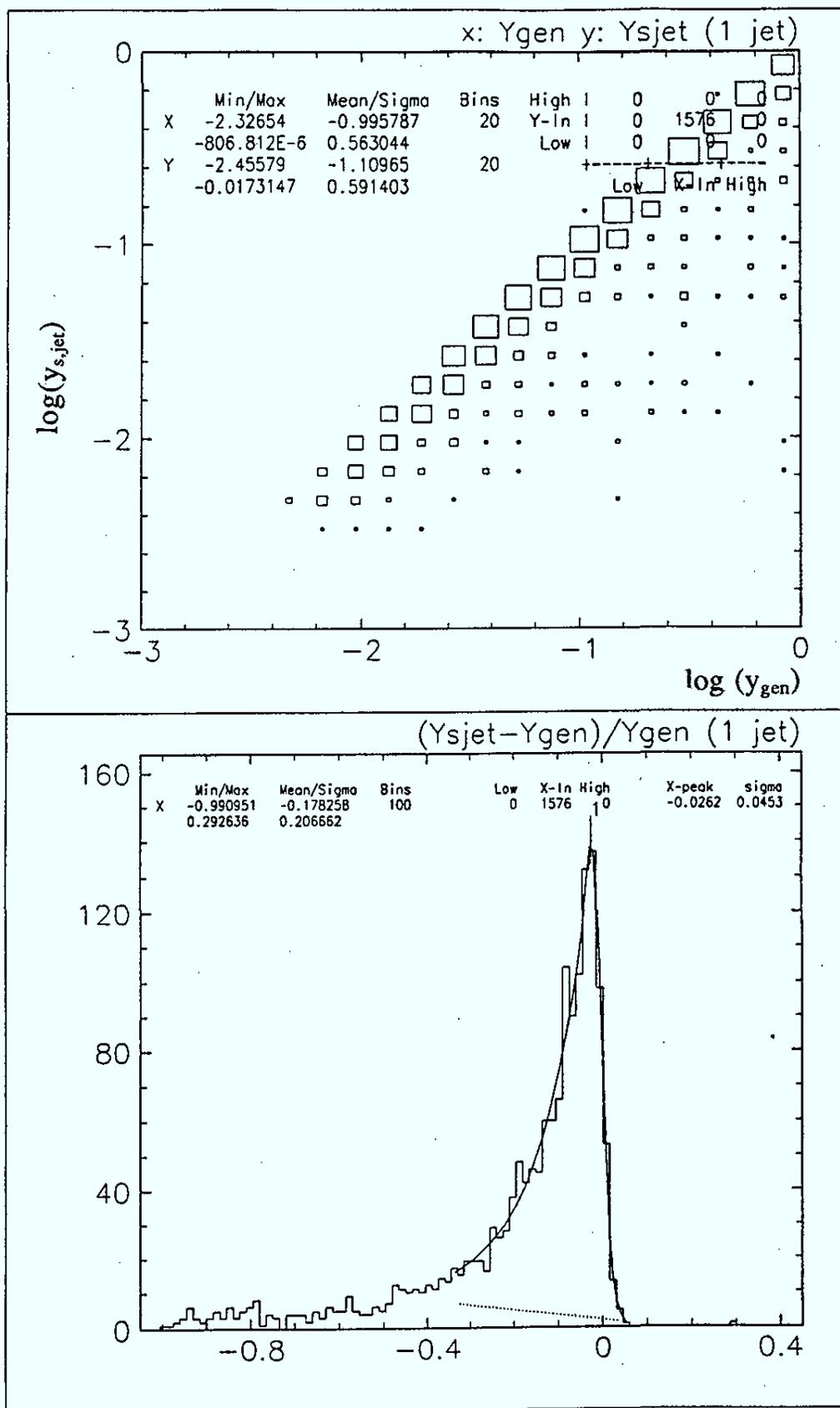


Figure 20 c : Résolution sur y, lorsque l'on se limite aux particules stables faisant partie du jet dans la méthode de Jacquet-Blondel.

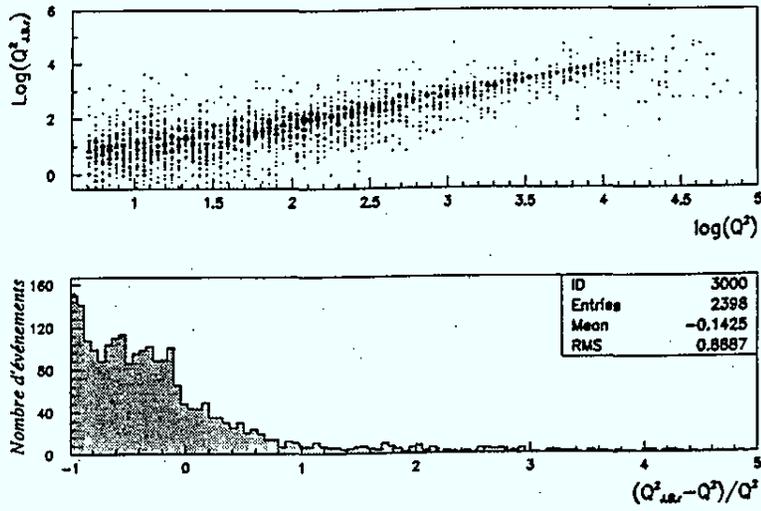


Figure 21 a : Résolution sur Q^2 par la méthode de Jacquet-Blondel après simulation du détecteur et reconstruction.

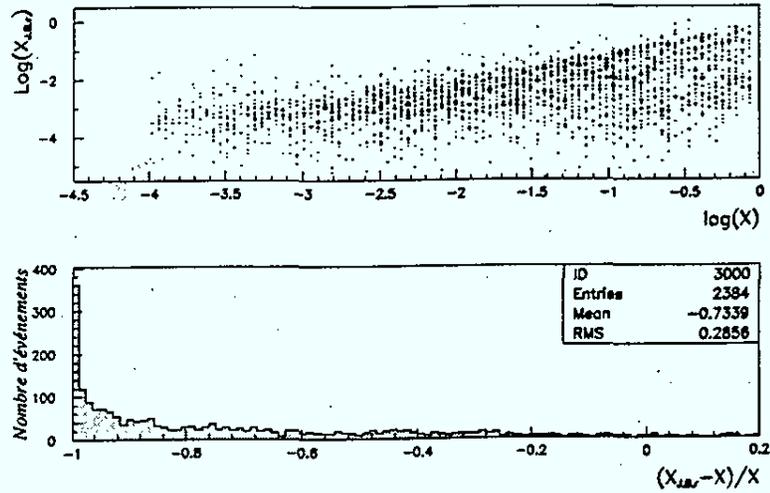


Figure 21 b : Résolution sur x par la méthode de Jacquet-Blondel après simulation du détecteur et reconstruction.

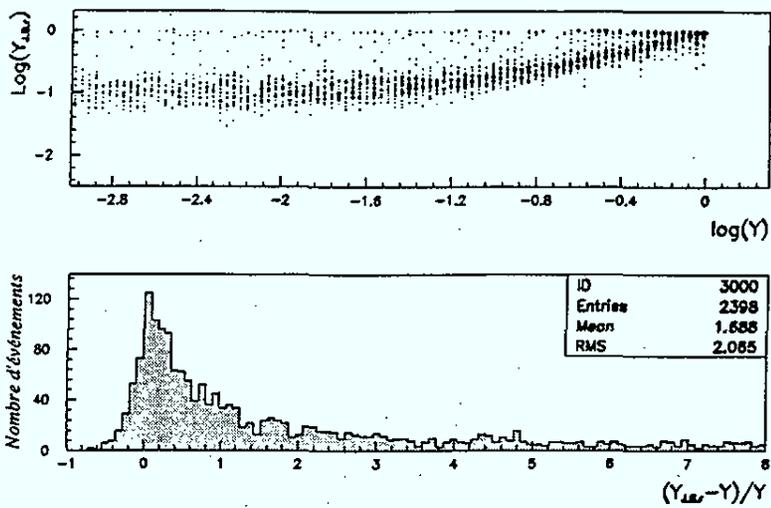


Figure 21 c : Résolution sur y par la méthode de Jacquet-Blondel après simulation du détecteur et reconstruction.

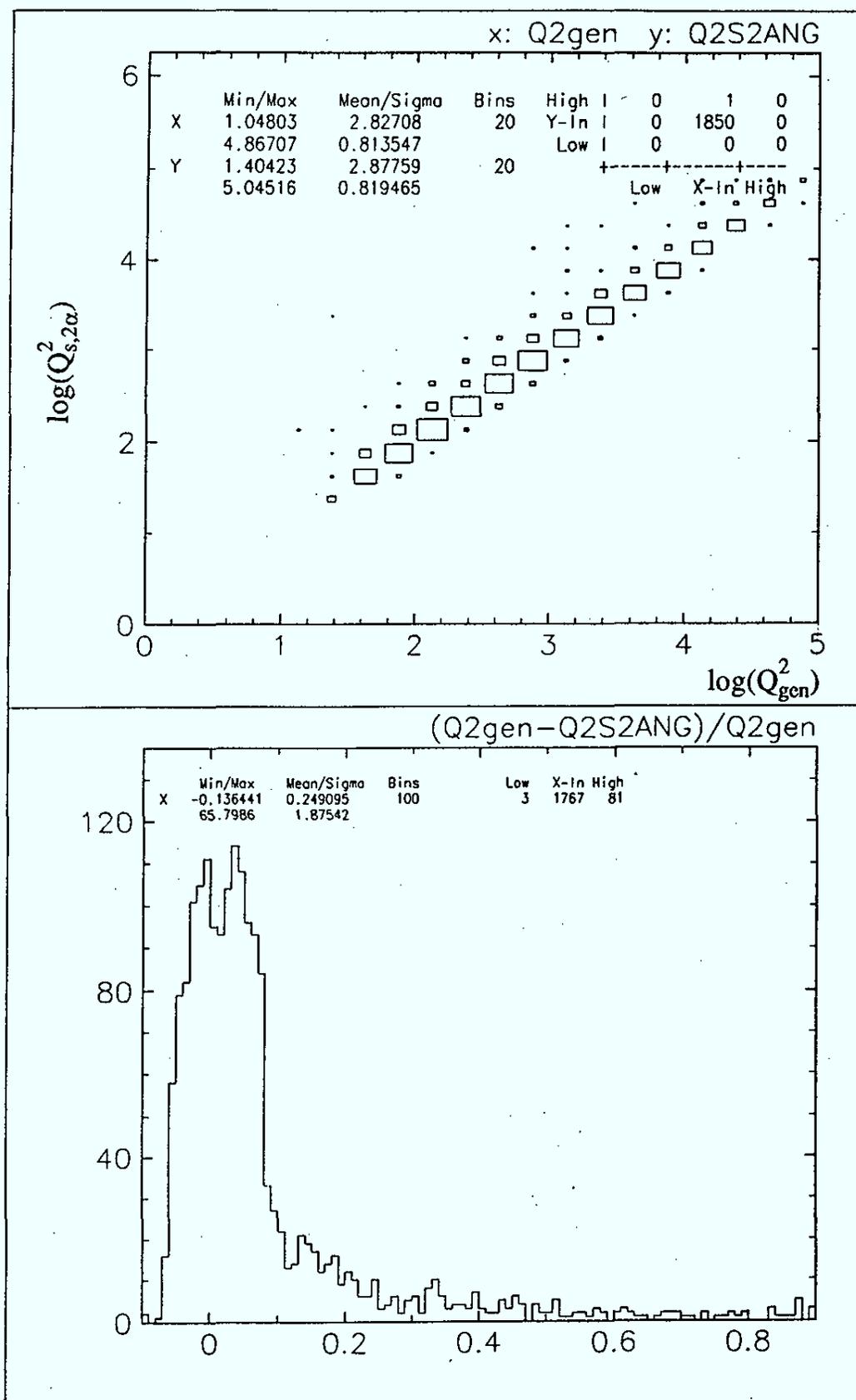


Figure 22 : Résolution sur Q^2 par la méthode des 2α en prenant $\gamma =$ angle du jet.

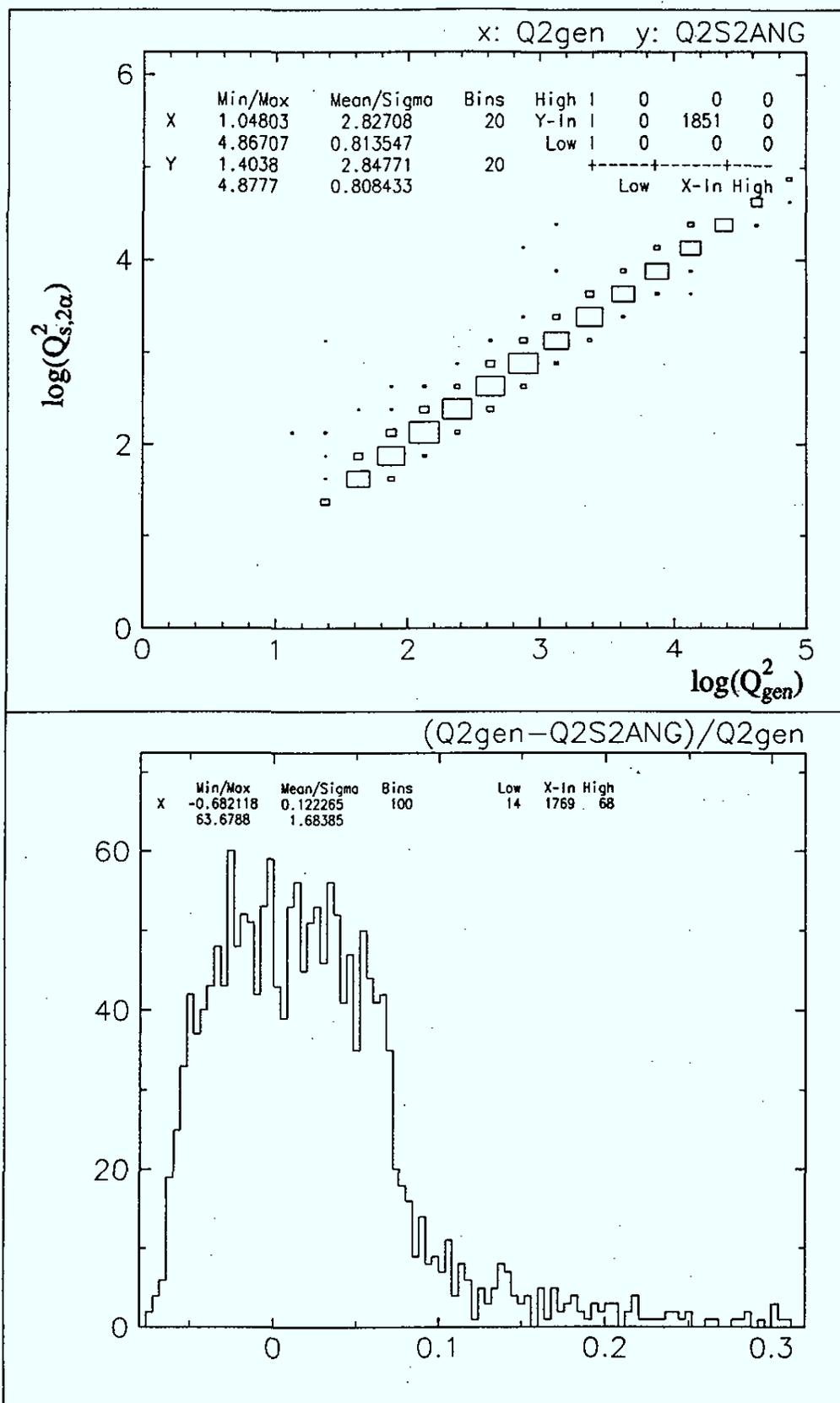


Figure 23 : Résolution sur Q^2 par la méthode des 2α en prenant $\text{tg } \frac{\gamma}{2} = \frac{E_{jet(s)} - P_{z,jet(s)}}{P_t}$.

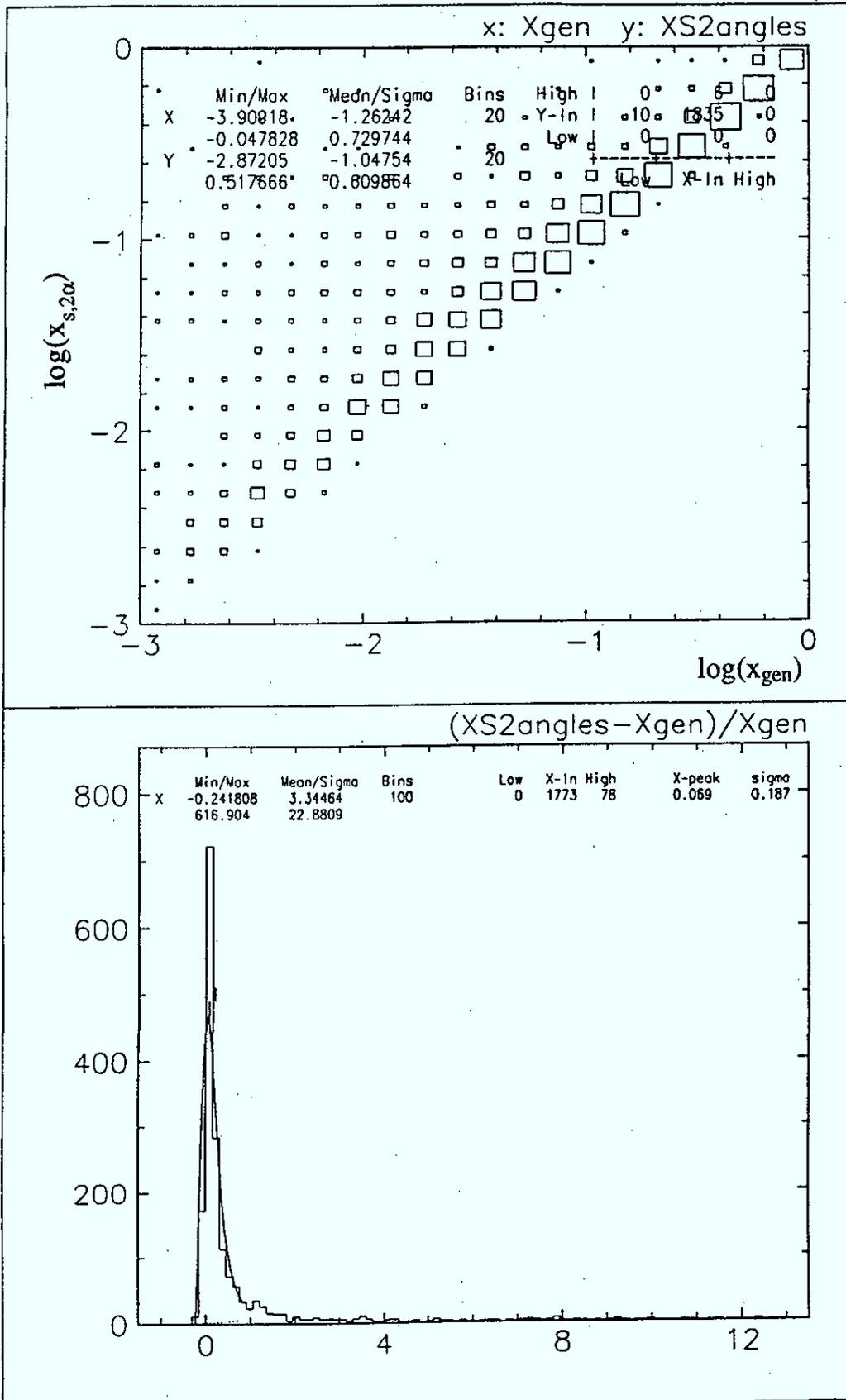


Figure 24 : Résolutions sur x par la méthode des 2α en prenant $\gamma =$ angle du jet.

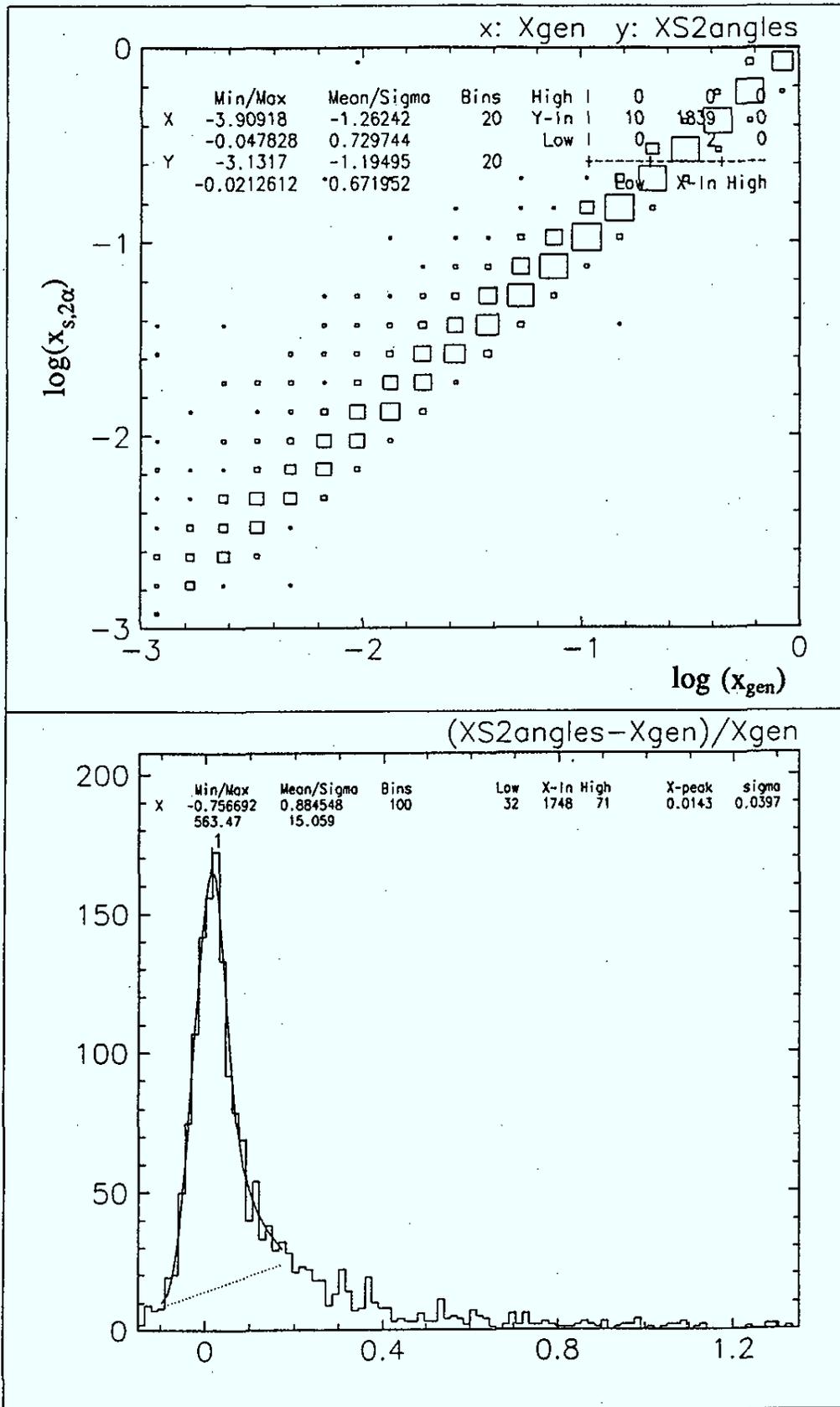


Figure 25 : Résolution sur x par la méthode des 2 α en prenant $\lg \frac{\gamma}{2} = \frac{E_{jet}(s) - P_{z,jet}(s)}{P_t}$.

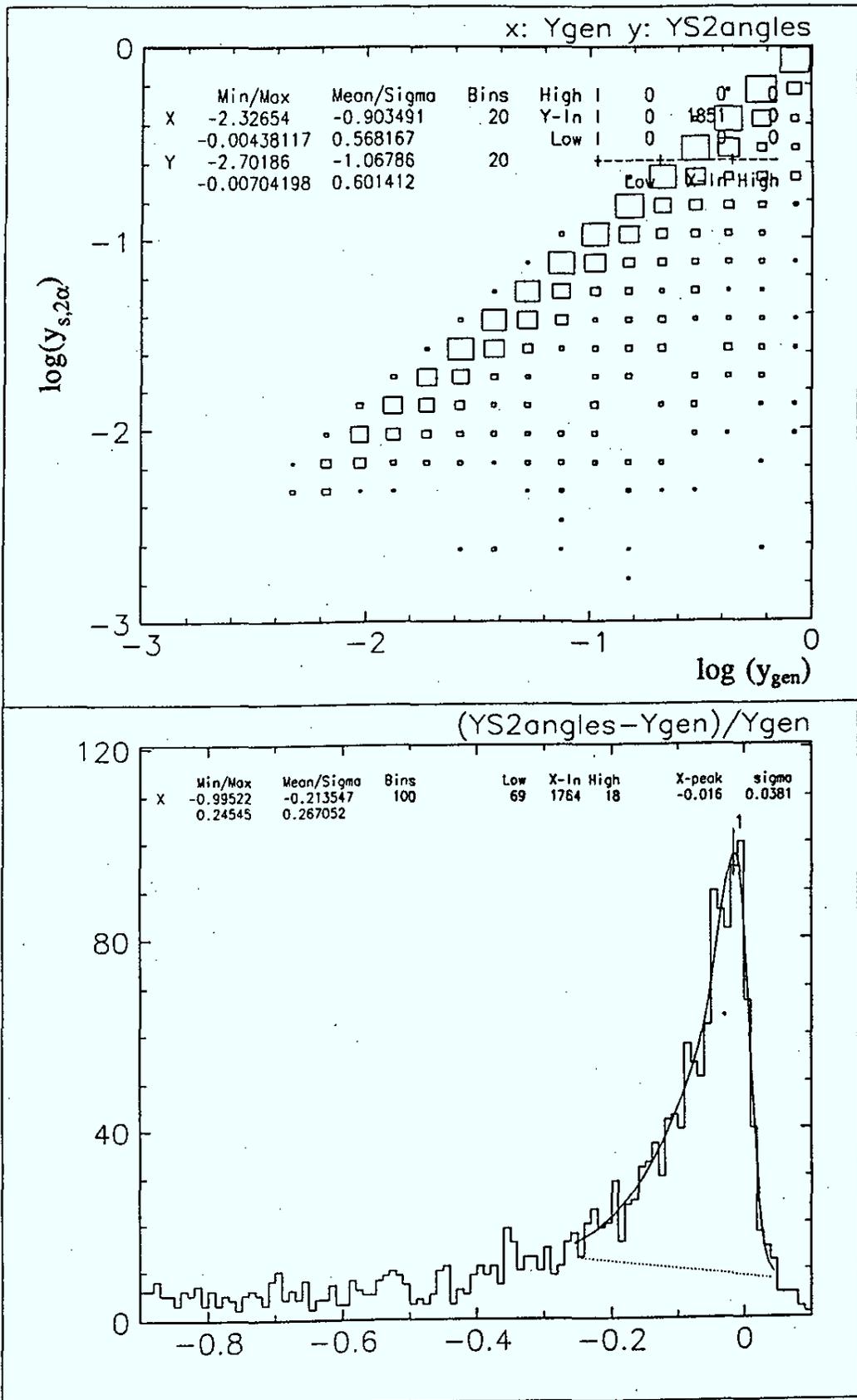


Figure 26 : Résolution sur y par la méthode des 2α en prenant $\gamma =$ angle du jet.

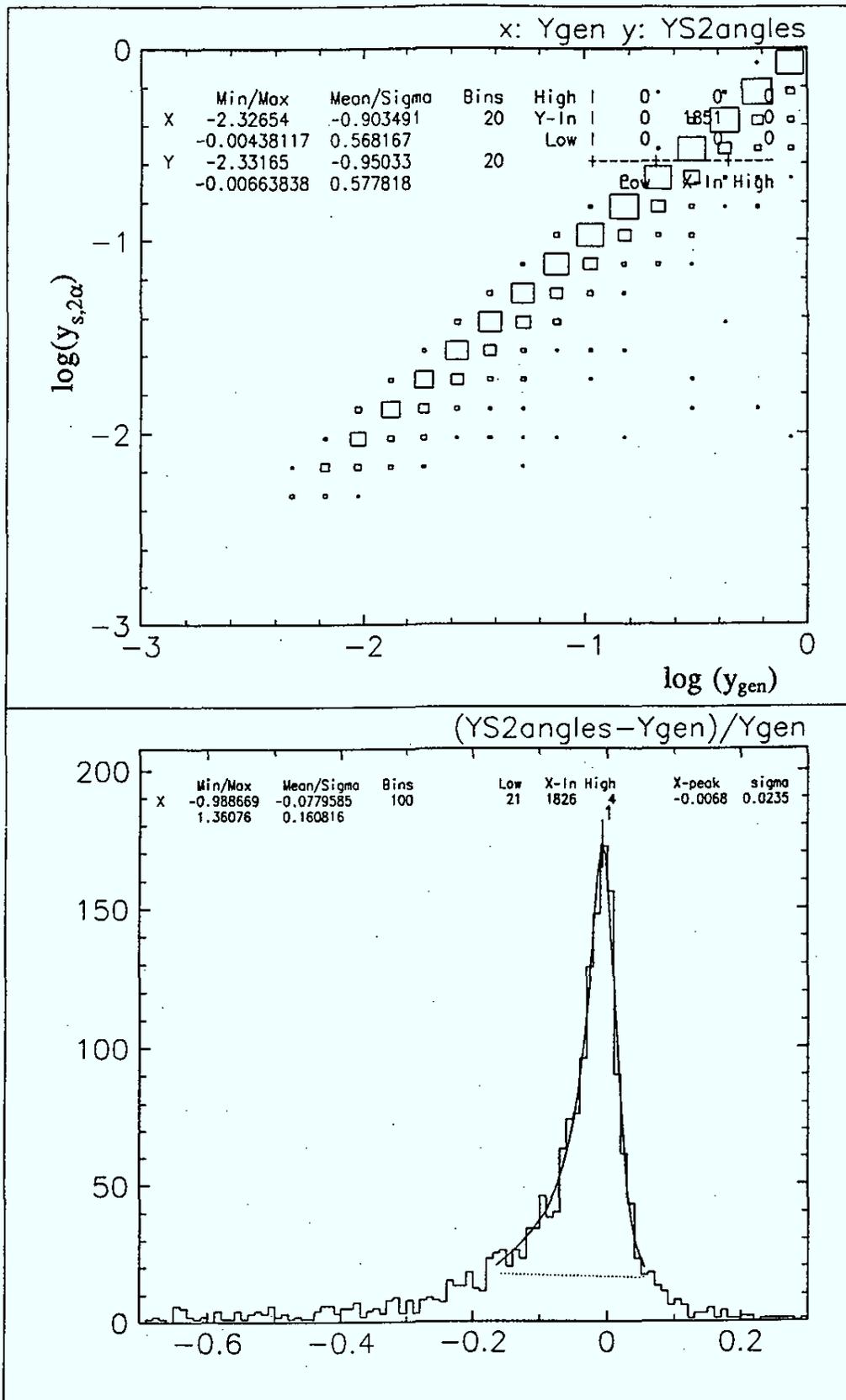


Figure 27 : Résolution y en prenant $\text{tg } \frac{\gamma}{2} = \frac{E_{jet(s)} - P_{z, jet(s)}}{P_t}$.

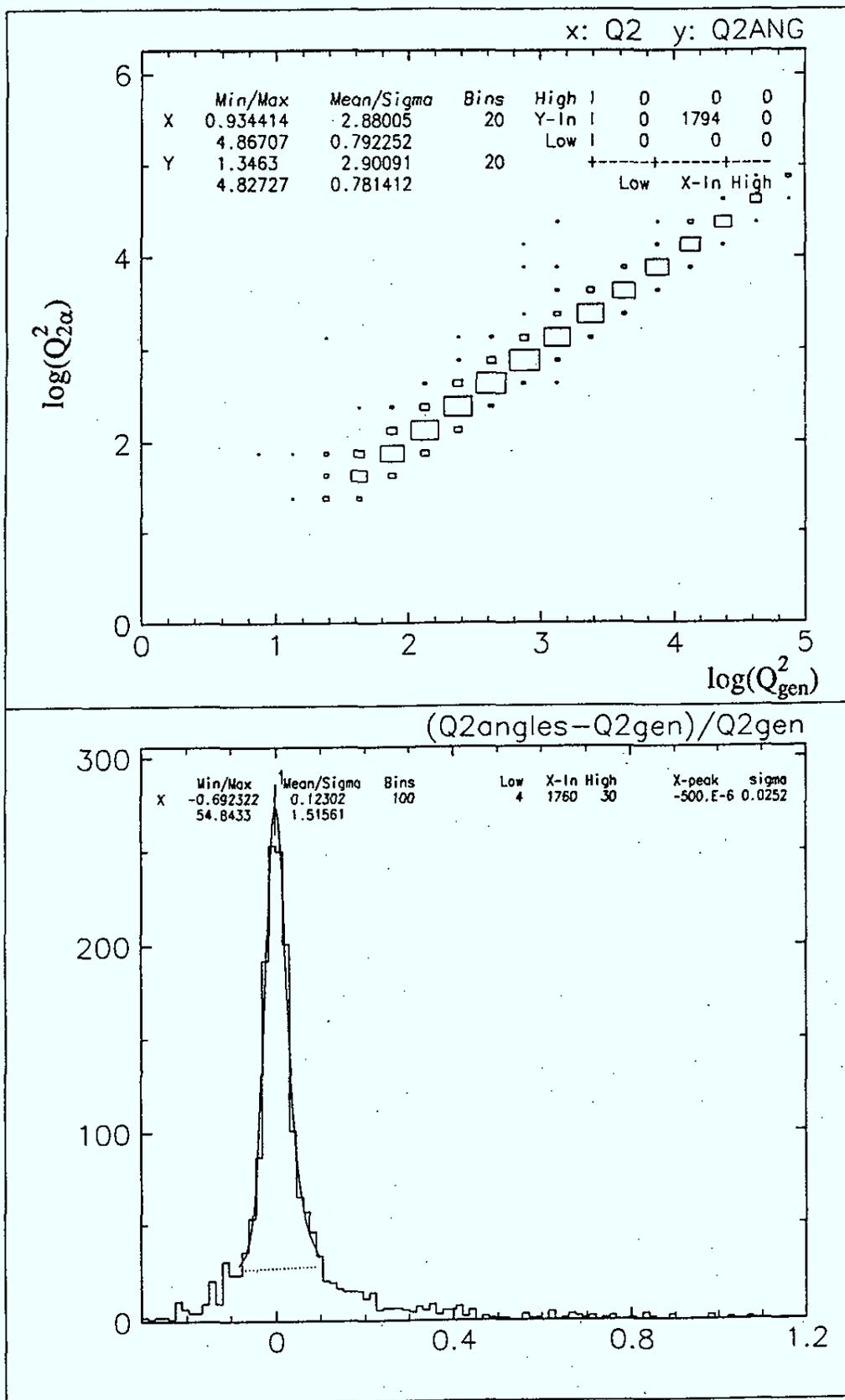


Figure 28 : Résolution sur Q^2 par la méthode des 2 α après simulation du détecteur (courants neutres générés plats en $\log x, \log Q^2$).

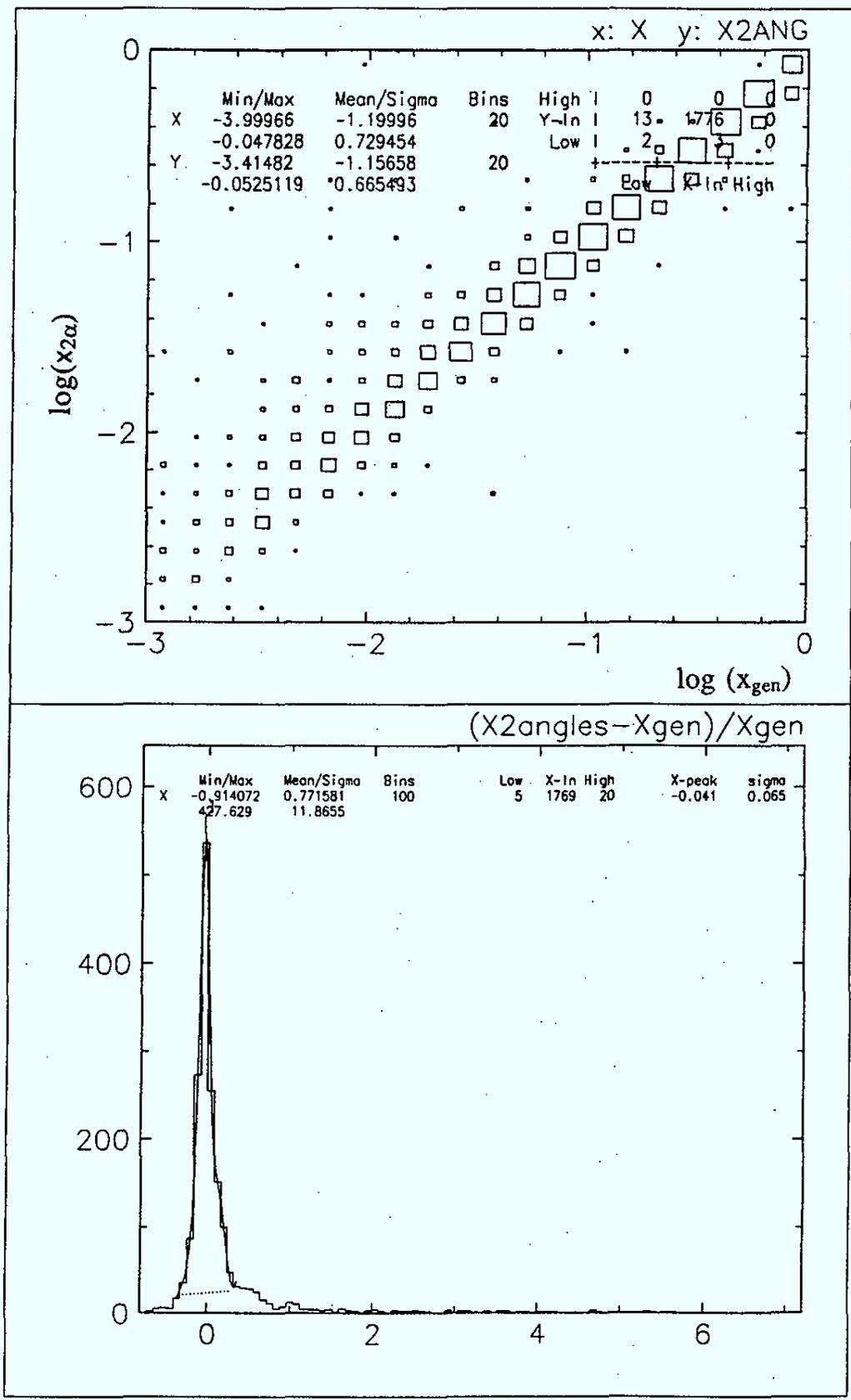


Figure 29 : Résolution sur x par la méthode des 2 α après simulation du détecteur (courants neutres générés plats en $\log x$, $\log Q^2$).

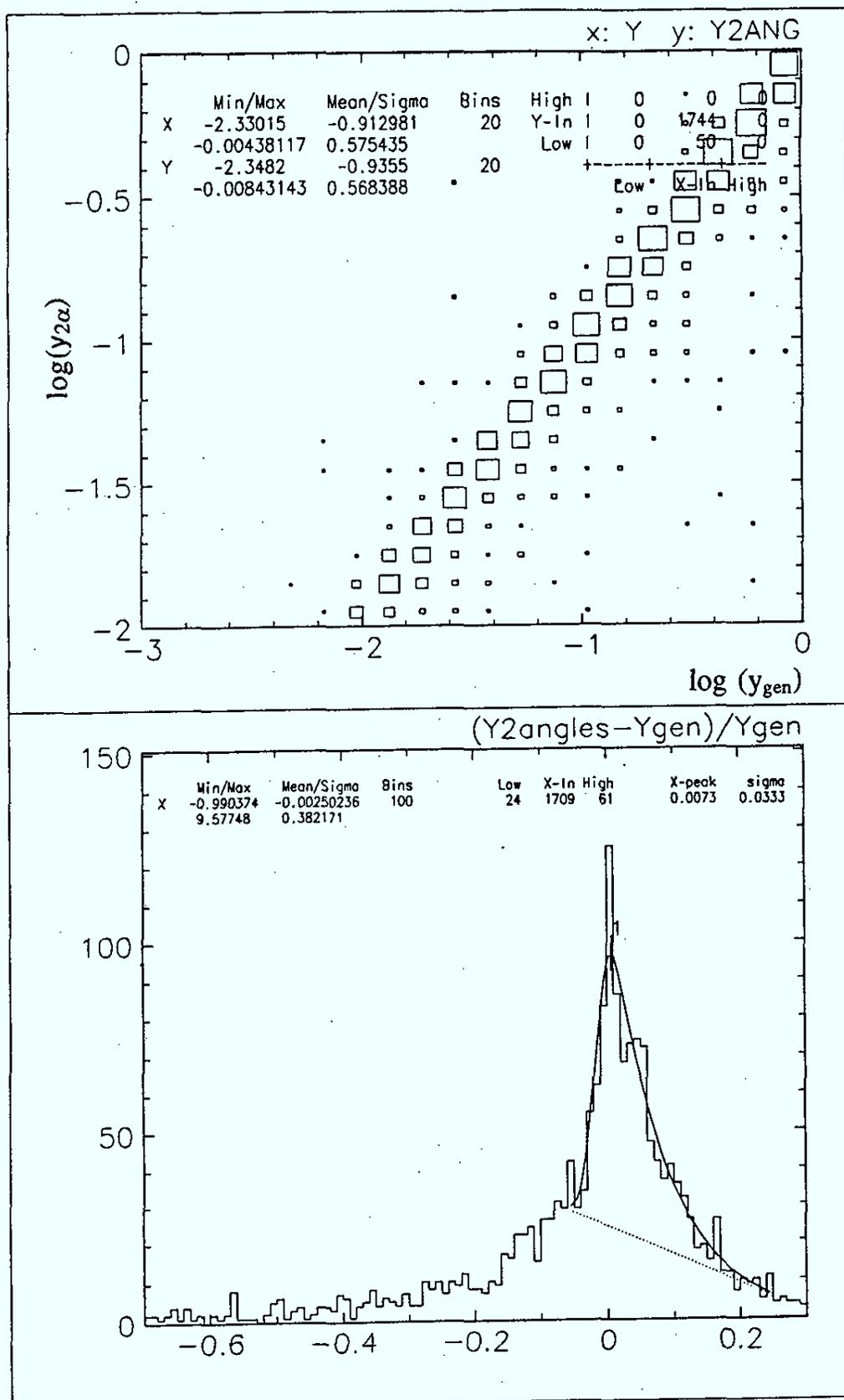


Figure 30 : Résolution sur y par la méthode des 2α après simulation du détecteur (courants neutres générés plats en $\log x, \log Q^2$).

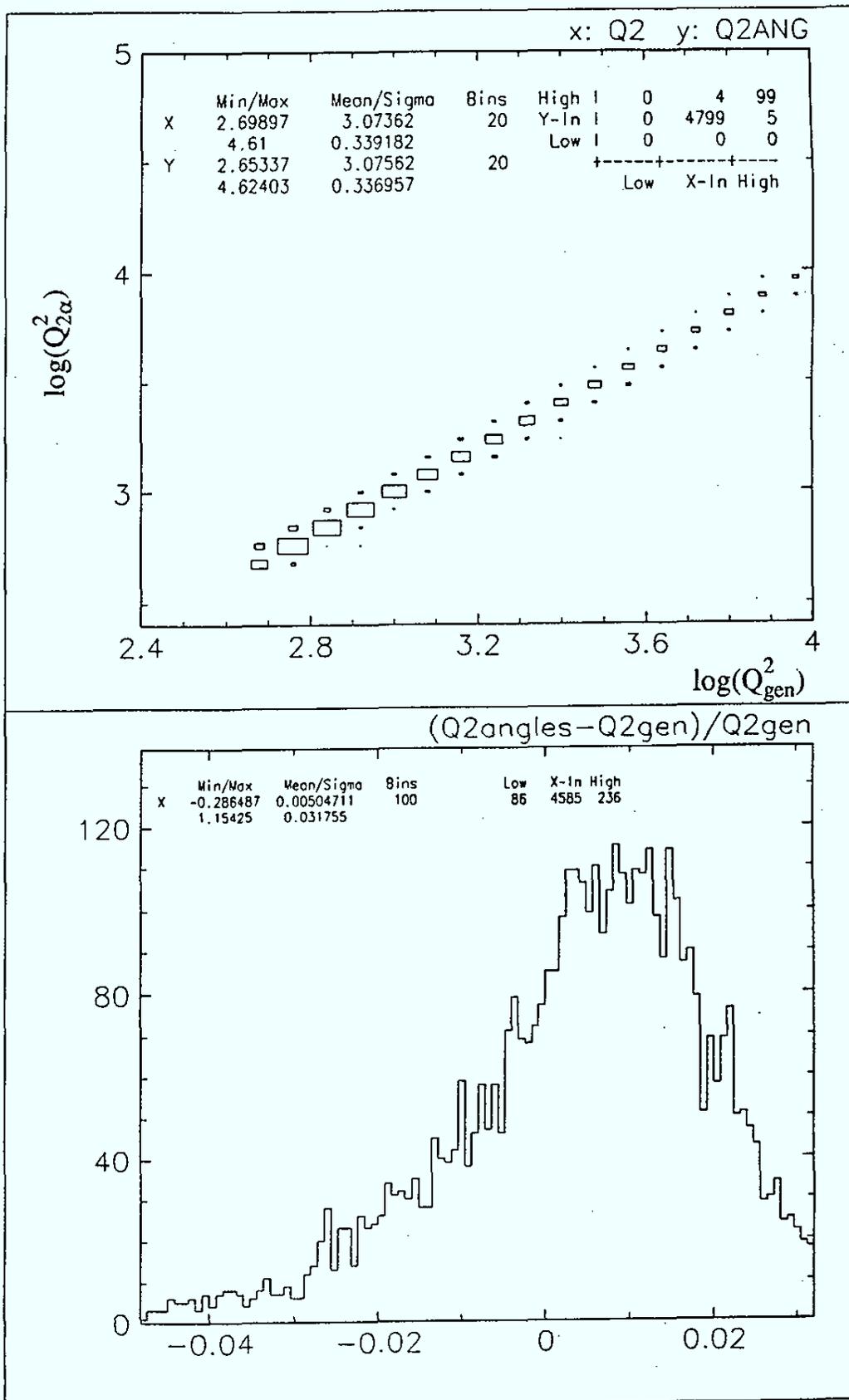


Figure 31 : Résolution en Q^2 par la méthode des 2 α après simulation du détecteur (événements courants neutre $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ $x > 0.1$).

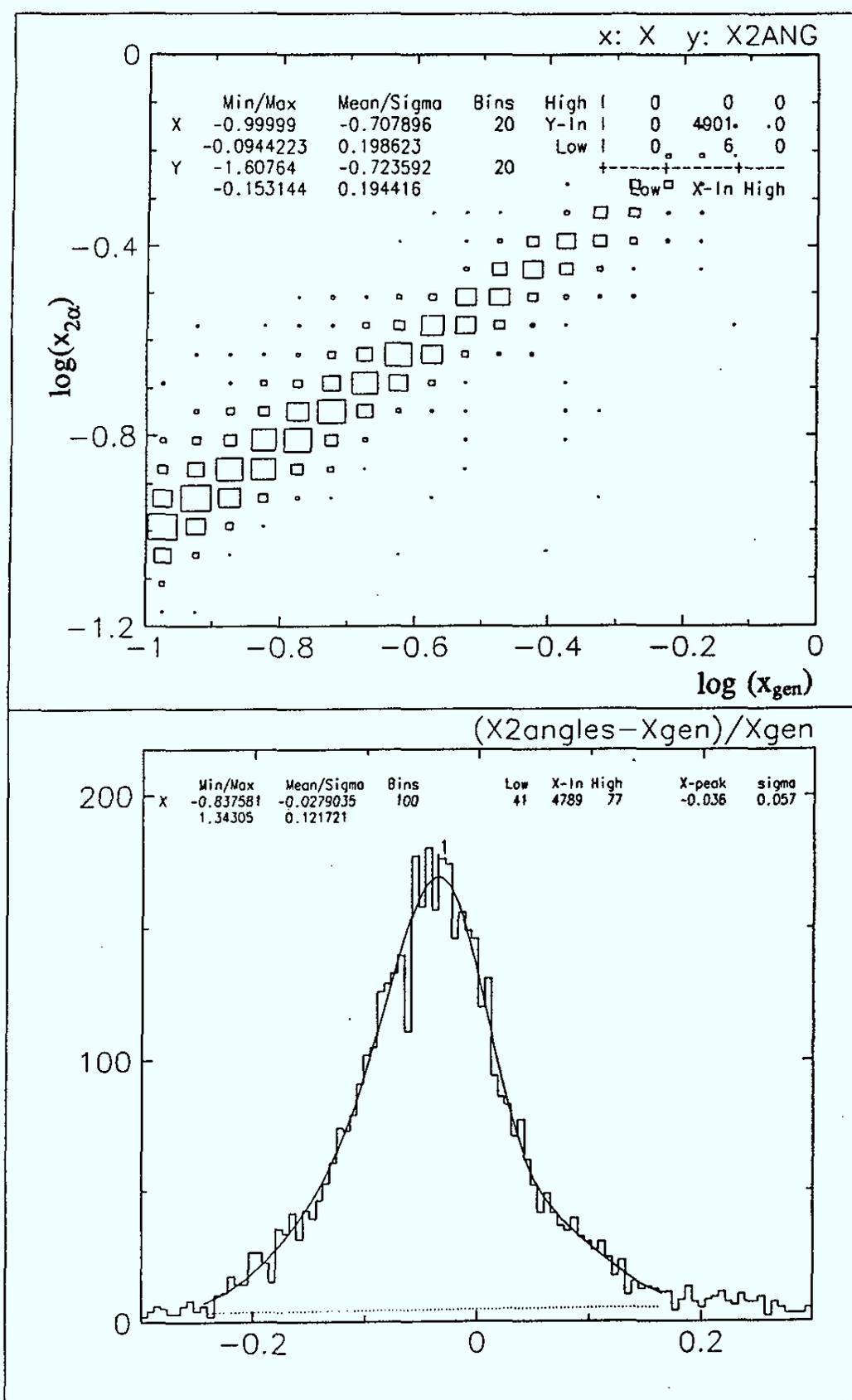


Figure 32 : Résolution en x par la méthode des 2 α après simulation du détecteur (événements courants neutre $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ $x > 0.1$).

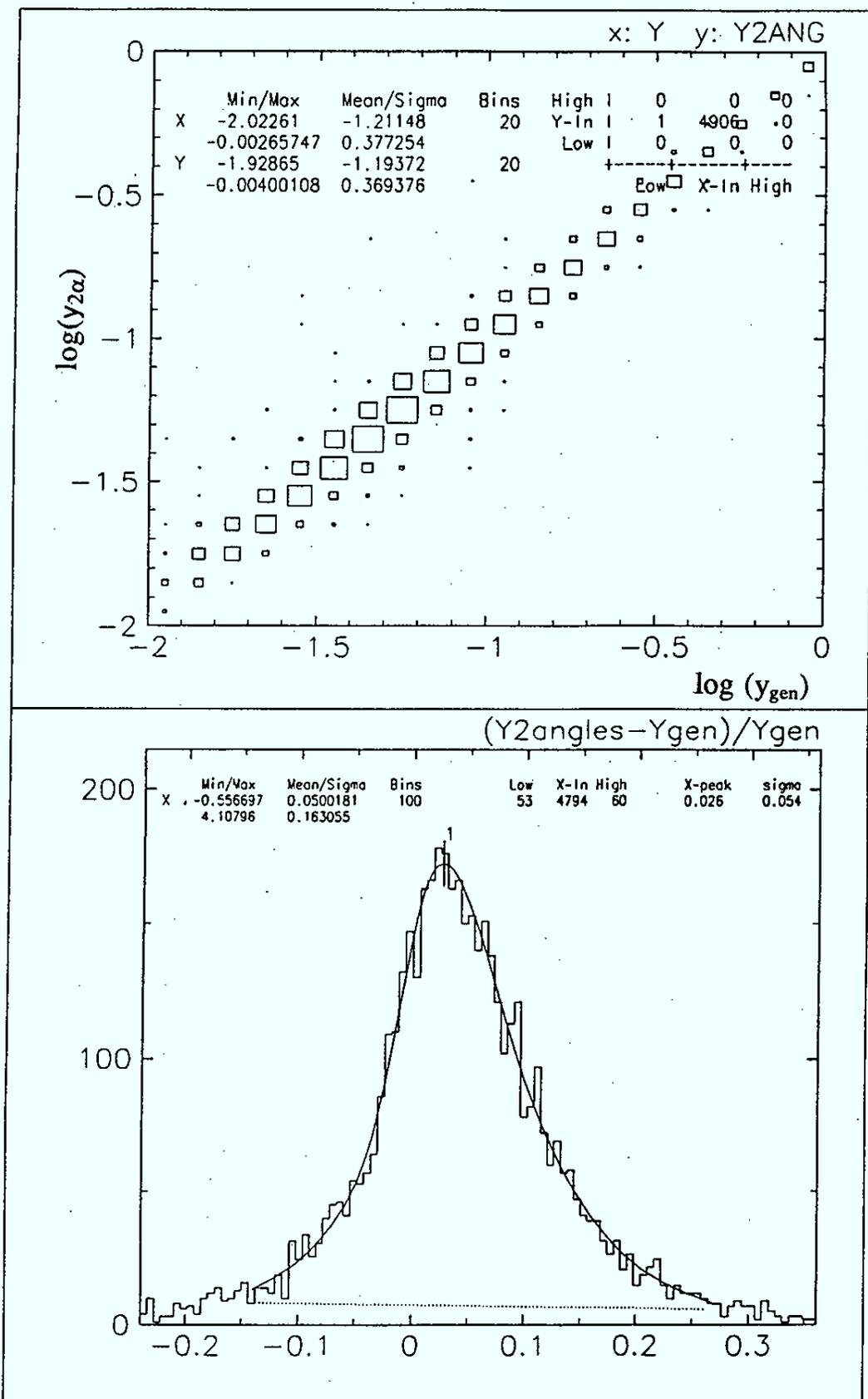


Figure 33 : Résolution en y par la méthode des 2 α après simulation du détecteur (événements courants neutre $Q^2 > 500 \text{ GeV}^2$ $x > 0,1$).

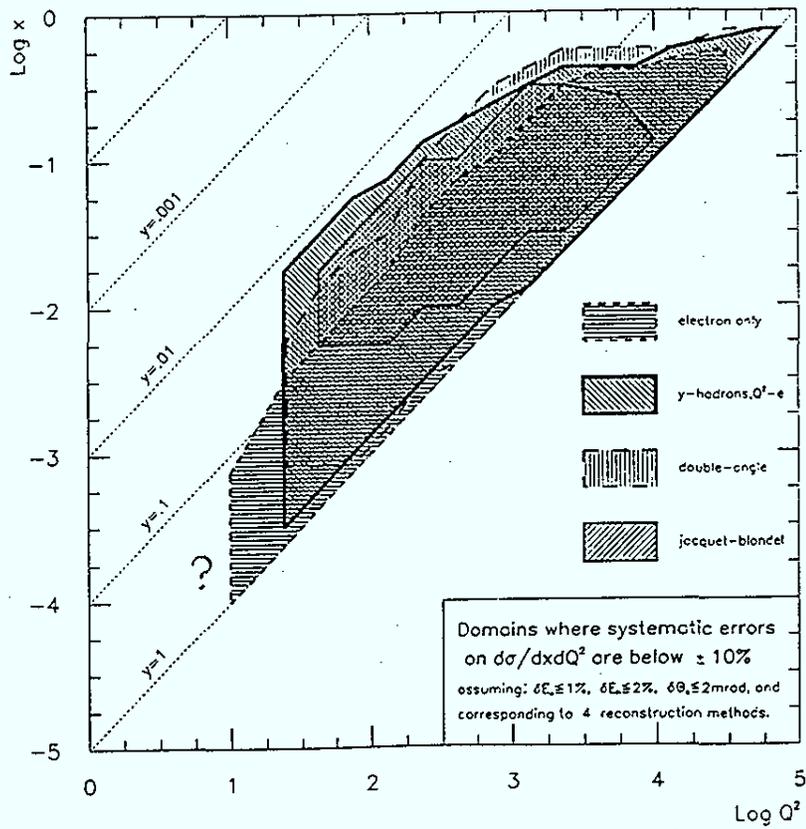


Figure 34 : domaines de mesurabilité des variables cinématiques.

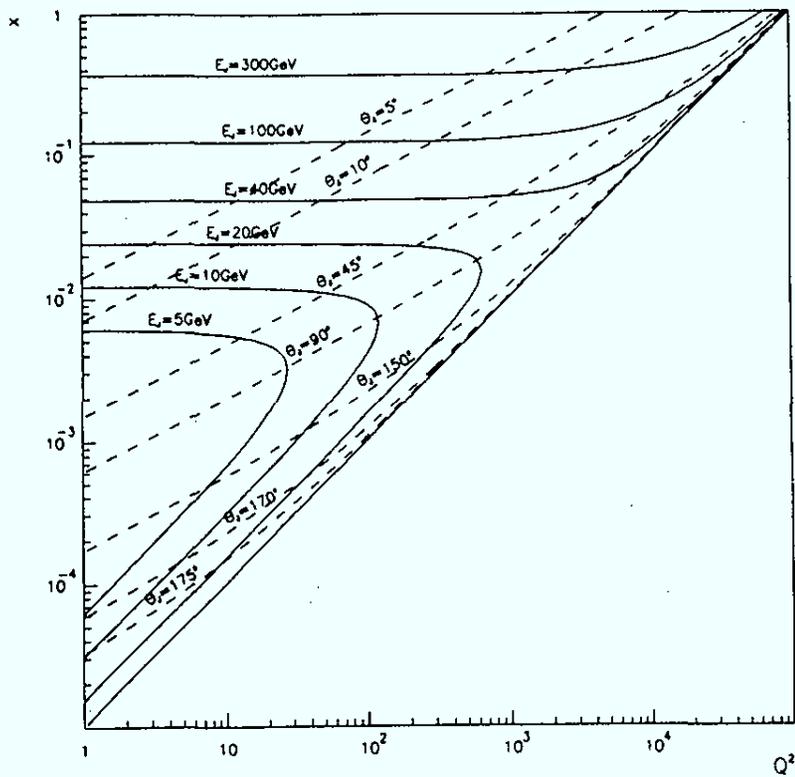


Figure 35 : Courbes iso θ_J et E_J [20].

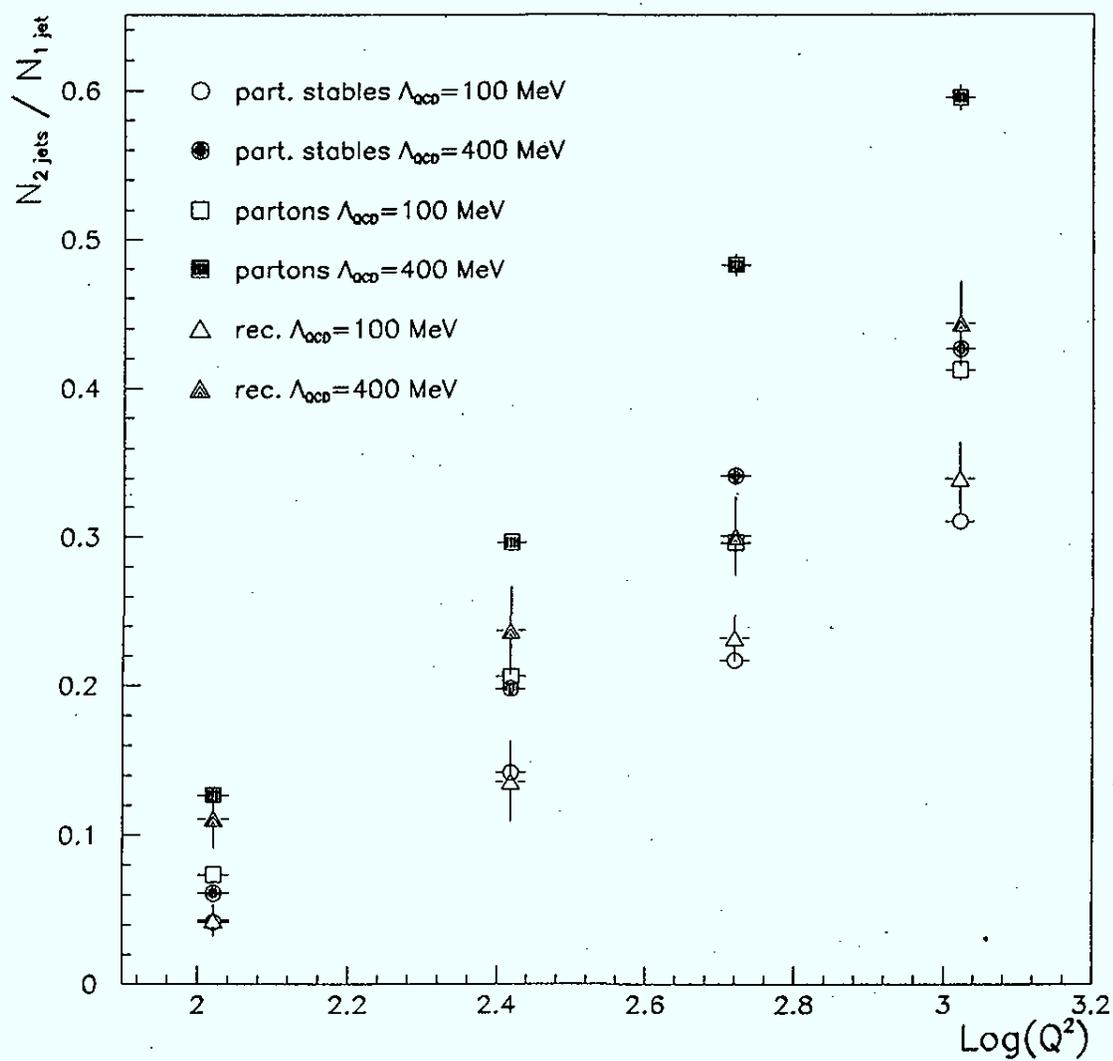


Figure 36 : évolution de N_2/N_1 en fonction de Λ_{QCD}

REFERENCES

- [1] S. Bethke, J.E. Pilcher, à paraître dans Annual Review of Nuclear and Particle Science, vol. 42 (1992)
- [2] B. Flaugher, K. Meier, prépublication FERMILAB - Conf. 90/248 - E
- [3] Jade Collab., W. Bartel et al., Z. Phys. C33(1986)23.
- [4] OPAL collaboration CERN - PPE/90 - 143
- [5] d'après S. Bethke, Z. Kunzt, D. E. Soper, W. J. Stirling Nucl. Phys. B370 (1992) 310
- [6] UA1 Collaboration, Arnison et al., Phys. Lett. 132B (1983)214.
- [7] UA2 Collaboration, J. A. Appel et al., Z. Phys. C30 (1986) 341
- [8] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1988) 613. et J. Huth prépublication FERMILAB - conf - 89/117 - E
- [9] G. Knies, "DECO - Jet making by event decomposition", en préparation; M. Fleisher, G. Ingelman, G. Knies, K. Meier, C. Pichler, A. Wegner, Proceedings of the HERA Workshop 1991.
- [10] J. E. Huth, N. Wainer, K. Meier, N. Hadley, F. Averse, M. Greco, P. Chiapetta, J. Ph. Guillet, S. D. Ellis, Z. Kunzt et D. E. Soper - Proceeding 1990 DPF Summer study on high energy physics. cf. aussi C. D. Ellis J. Phys. G, Nucl. and Part. Phys. 17 (1991) 1552.
- [11] M. Devel, H1 - Software Note n° 29 - janvier 1992
- [12] D. W. Duke, J. F. Owens, Phys. Rev. D30 (1984) 49
- [13] T. Sjöstrand, Computer Phys. Comm. 39 (1986) 347
T. Sjöstrand, M. Bengtsson, Computer Phys. Comm. 43 (1987) 367
- [14] M. Crombie, A. Wegner - proceedings of the HERA Workshop (1991)
- [15] J. Feltesse, Proceedings of the HERA Workshop (1987) ed. R.D. Peccei
- [16] Proceedings of the study of an ep facility for Europe, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) p. 391 - 394
- [17] K.C Hoeger, note H1-02/92-210
- [18] J.G. Körner, E. Mirkes, G. A. Schuler, prépublication DESY 88-095
- [19] G. Bernardi, W. Hildesheim, proceedings of the HERA workshop 1991
- [20] d'après J.F. Laporte, Thèse (1992)

CONCLUSION

Nous avons vu au chapitre 4 que l'analyse de la structure en jets des événements de diffusion profondément inélastique détectés à HERA, devrait permettre d'étudier de façon détaillée l'évolution de l'intensité α_s du couplage entre particules colorées, en fonction de l'échelle d'énergie imposée par l'interaction avec le photon virtuel. Nous avons pour cela développé un algorithme de reconnaissance de jets qui a été incorporé dans le programme officiel de reconstruction de H1. Nous avons montré qu'il possède des efficacités et des fidélités de reconstruction comparables à celles obtenues au LEP et qu'il se compare favorablement à un algorithme de type JADE ainsi qu'à LUCCELL.

Une étude sur la reconstruction des variables cinématiques nous a permis de définir une zone dans laquelle la précision sur la reconstruction de x et Q^2 et l'efficacité de RJCALO restent dans des limites acceptables. Cette zone est suffisamment large pour permettre d'étudier l'évolution de α_s . Pour cette étude, nous nous sommes servi du rapport N_2/N_1 du nombre d'événements dans lesquels deux jets ont été identifiés sur le nombre d'événements dans lequel un seul jet a été identifié (l'algorithme a été optimisé de façon à ne pas reconstruire le jet spectateur). Les résultats en sont les suivants :

* Pour une luminosité intégrée de 1 pb^{-1} (quelques jours à la luminosité nominale), il devrait être possible de mesurer Λ_{QCD} avec des erreurs statistiques relatives de l'ordre de 30%, dans la zone : $10^{-2} < x < 10^{-1}$ et $200 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 9840 \text{ GeV}^2$.

* Pour une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} , on devrait pouvoir observer l'évolution en Q^2 de α_s dans la zone $10^{-2} < x < 10^{-1}$ avec des erreurs statistiques de l'ordre de 0,015 sur α_s (les mesures réalisées au LEP donnent des erreurs statistiques de l'ordre de 0,001 sur α_s , mais ne concernent qu'une seule valeur de Q^2).

* Enfin, pour une luminosité intégrée de l'ordre de 100 pb^{-1} (environ une année à la luminosité nominale), il devrait être possible non seulement d'améliorer les résultats précédents ($(\delta\Lambda/\Lambda)_{\text{stat}}$ de l'ordre de 3% , dans la zone : $10^{-2} < x < 10^{-1}$ et $200 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 9840 \text{ GeV}^2$), mais aussi de définir des zones très fines en x et Q^2 . Celles-ci permettraient une comparaison plus aisée avec des calculs analytiques. On obtient par exemple dans la zone $0,019 \leq x \leq 0,021$; $500 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 550 \text{ GeV}^2$, $(\delta\alpha_s)_{\text{stat}} = 0,03$, après correction d'acceptance.

Ces résultats se comparent très favorablement à ceux décrits au chapitre 2, qui sont obtenus par ajustement de l'évolution de $F_2(x, Q^2)$ en fonction de Q^2 . De plus ils ne nécessitent pas de données prises avec des faisceaux d'énergies inférieures aux valeurs actuelles.

En ce qui concerne les erreurs expérimentales, les études réalisées ont notamment montré l'importance des erreurs systématiques affectant la mesure des énergies sur le domaine où les variables cinématiques pourront être reconstruites de manière fiable. Nous nous sommes donc intéressés à certaines de ces causes. Ainsi, il est montré au chapitre 3, avec des données réelles, et par simulation que les problèmes de diaphonie non-diagonale affectant certaines parties du calorimètre à argon liquide sont de l'ordre de 0,2 % dans le cas le plus défavorable et devraient donc être totalement négligeables. Dans le cadre de cette étude nous avons également été amenés à proposer des méthodes pour surveiller l'apparition éventuelle de certaines sources de bruit cohérent.

Il reste toutefois beaucoup de travail de compréhension du détecteur à accomplir pour tenir les objectifs de 1% (resp. 2%) comme limites supérieures sur la mesure des énergies électromagnétiques (resp. hadroniques). Ces objectifs sont impératifs pour pouvoir utiliser une zone cinématique suffisamment grande pour observer l'évolution de α_s . Ceci ne devrait néanmoins pas nous empêcher de progresser dans notre connaissance de la structure des jets en testant les nouvelles idées théoriques décrites au chapitre 1. On préparerait ainsi le terrain pour des recherches de nouveaux objets lourds se désintégrant en un ensemble de jets, éventuellement accompagnés de leptons.

ANNEXE

February 92

**NON-DIAGONAL CROSSTALK EFFECTS
IN THE CBE WHEELS**

M.Devel, C.Pascaud
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
CNRS - IN2P3 - Université PARIS - SUD
91405 - ORSAY FRANCE

Abstract :

First, we recall the definition of the non-diagonal crosstalk and its relation to the electronic calibration procedure. Then, we describe how we have used existing data to calculate the crosstalk amplitude between 2 cells in each layer of CB3E. From the results of this study, a model was built to simulate this effect and to correct for it. In the last part, we show how the data and the simulation demonstrate that, with noise and fiducial cuts, the correction becomes negligible with respect to the level of the expected systematic error.

Introduction :

In this note, we report on the study carried out to evaluate the non diagonal crosstalk contribution to the systematic errors of the energy measurement in the LAr calorimeter. We have also studied its influence on the lateral extension of the showers.

1) Non-diagonal crosstalk and calibration

During the calibration, one injects a known signal into the calibration capacity placed nearby a calorimeter cell. Then, one calculates the electronic calibration parameters from

the readout. The calibration procedure takes into account effects due to the capacitive coupling between detector towers or between calibration cables (crosstalk). Thus the cold calibration signal simulates the real data. Problems arise when several cells which can talk to each other by crosstalk (crosstalk connected cells) receive a calibration pulse at the same time. In this situation there is a kind of compensation between these cells : the signal lost by one of them is partly compensated by the pick-up from the others (*non-diagonal crosstalk*).

To clarify this further, let us consider only the effects of crosstalk and suppose we inject a signal of 100 in one cell i and only one. If this cell i loses 4% of its signal in 10 crosstalk connected other cells j (which will receive 0.4% each) we will apply a calibration factor of $100/96$ to this cell. But, in another situation in which, among these 10 crosstalk connected cells, 5 also got the same pulse (i.e. 100), the cell i would pick $5 * 0.4\% = 2\%$ from them : in the readout of this cell we would therefore get $100 - 4 + 2 = 98$ which would be corrected by $100/96$, thus giving something overcorrected. The situation gets even more complicated if all the cells do not get the same pulse. With this example, one can see that the correction procedure has to take into account the signal received by other cells which are crosstalk connected with it. This prompted us to use a matrix treatment.

The procedure in which one pulses only one cell at a time and reads it to calculate a correction factor is equivalent to a diagonal matrix because the correction will depend only on the signal received by this cell. The effect of several cells receiving some signal at the same time is therefore described by the non-diagonal terms of the matrix, hence the appellation *non-diagonal crosstalk*.

At CERN, the crosstalk calculation was done once or twice per beam period, as a stability of the correction was observed. The method consisted in taking, once or twice per beam period, a set of 16 calibration files for which only 1 from a group of 16 calibration generators were pulsing at the same time (1/16). This corresponded to the diagonal case. Once every day a calibration file, for which all the cells were pulsed (16/16), was taken. Then a correction factor $f = (\text{coefficient in } 1/16 \text{ case} / \text{coefficient in } 16/16 \text{ case})$, adjusted as a function of ADC counts for each channel, was applied to the charge. For H1 it is foreseen to perform this diagonal crosstalk correction at the level of the data acquisition. This correction is correct in a situation without non-diagonal crosstalk or when only one cell in a group of crosstalk connected cells is hit at a time.

Unfortunately, for physical events this is not entirely true : several crosstalk connected cells can be hit at the same time thus requiring, at least in principle, a non diagonal correction. This study has been carried out to check if this correction is negligible and in the opposite case to implement a correction procedure in the H1 reconstruction chain.

The effect should be the worst in the CBE wheels where quite a lot of cells are crosstalk connected by leads going under the pads (cf fig.1). A pad can pick up signal from another pad which has been hit either if the lead from the hit pad is going under it or if its lead is going under the hit pad. This effect is the biggest in CB3E as there are more cells than in CB2E or CB1E, hence more crosstalk connected cells. If we can demonstrate that this effect is negligible in CB3E in the least favorable condition, then we expect it to be negligible everywhere else.

2) Description and analysis of CB3 crosstalk data

Fig 2 shows the crosstalk amplitudes measured in a CB3 stack. The structure in the central region of the plot, corresponding to layer 1 and 2 of the electromagnetic part, clearly shows that the crosstalk effect should be bigger in these 2 layers than in the others.

As one can see from fig.1, the cells can be subdivided in groups of 32 cells (i.e. 2 theta rows) with relations between them but no relation with cells of other groups.

Fig. 3 shows for layer 2 the crosstalk signal averaged over these groups of 32 cells. A clear dependence on the number of leads going under a pad can be seen.

Fig 4 represents the crosstalk amplitude in one pad of layer 2 (let's call it i) divided by the number of crosstalk connected pads to this pad i (i.e. the number of pads with leads going under pad i plus the number of pads under which the lead carrying the signal of pad i is going). It shows a clear peak. We decided to model this distribution by a delta function centered at its mean : we replace the different amplitudes of the signal exchanged by crosstalk between any pair of crosstalk connected pads in layer 2 by ϵ_2 , the mean of their distribution. ϵ_2 is therefore independent of detector capacity. The same procedure was repeated for the other layers giving the coefficients ϵ_0 and ϵ_1 (Fig.5). As ϵ_0 is negligible with respect to ϵ_1 and ϵ_2 , we expect the biggest effects to take place in layer 1 and 2.

3) Description of the model proposed to correct for non-diagonal effects.

A $32 * 32$ matrix is then being built using the fact that, in our model, all the pairs of cells of layer k have the same crosstalk coefficient ϵ_k . Therefore, we have built an intermediate matrix M where coefficient M_{ij} is 1 if cells i and j are crosstalk connected and 0 if not (see fig.5). Thus the matrix M is a symmetric one. The correction matrix for layer k is then $C_k = 1 - \epsilon_k M$.

We applied C_k to electrons from CERN test data. Then we have compared the results with those obtained from ARCET. We simulated first the diagonal crosstalk and then the non-diagonal one using the inversed matrix $C_k^{-1} = 1 + \epsilon_k M$ in layer k ; then we applied the standard corrections, including corrections for diagonal crosstalk and the zero suppression (2.5σ noise cut). We applied the same matrix C_k as for real data to correct for non diagonal crosstalk. To simulate the fiducial cuts that have been applied in the calculation of the energy calibration constants, we used an histograming method: we summed the energy distribution in one layer over φ -rows in one histogram and over θ -rows in another histogram. Then we used the mean and the r.m.s. of these histograms to keep only the cells below a 2.5σ cut in absolute.

4) Results of the correction.

4.1) CERN test data.

To be in the worst conditions, we have used the data from run 1900 which was the only one with $x_{\text{cryo}} = 15$ cm and $y_{\text{table}} = 20$ cm. This position corresponds to a θ software index ≈ 2 and a φ software index ≈ 11 or 12 . There are many more leads going under the pads of this two cells than there are under the cells which corresponds to the standard position (roughly $\theta \approx 3$ and $\varphi \approx 8$ or 9) as one can see from figure 1.

Fig.6 shows the distribution of energy, accumulated over 5000 events, in the 3 layers of CB3E placed side by side on the same plot. In this plot one bin represents one cell. Fig.7 is the same plot except that the content of one bin is now the number of times the corresponding cell has been hit. Fig.8 shows the cells which do not pass the noise cut any more because the crosstalk correction has lowered their energy below the noise cut. This plot shows that almost all removed cells are along the leads going under the pads hit by the electrons. As θ can vary only by one unit along the leads while φ can vary by several units, the non diagonal effect should be bigger in the φ -direction than in the θ -direction if no fiducial cut is applied.

From such plots, we have calculated that only 3% of the cells are removed by the correction. With or without fiducial cuts, the mean of the (energy weighted) θ and φ distribution are changed by less than 0.1%. The r.m.s. of the θ distribution varies significantly only for layer 1: when fiducial cuts are applied, it decreases by 1%. Without fiducial cuts the r.m.s. of the φ distribution decreases by 3% while it decreases by 1.5% if fiducial cuts are applied.

The following table shows the resulting decrease of energy in several cases.

$\Delta E/E$ in	layer 0	layer 1	layer 2	all layers
without fiducial cuts	0.03 %	0.30 %	0.61 %	0.31 %
with fiducial cuts	≈ 0.0 %	0.19 %	0.49 %	0.22 %

Even in this run in which the non-diagonal crosstalk effect is at its maximum, we can see that the change in energy is small with respect to the 1% level of precision we want to reach for the electron calibration. Furthermore, let us recall that this effect occurs only in the CBE stacks.

4.2) ARCET simulation for electrons.

To check that this effect is indeed negligible, we have used the ARCET Monte-Carlo to simulate the run 1900. We have aligned the ARCET stacks for the period CB2/CB3, finding a x-shift of 1.7 ± 0.1 cm and a y-shift of 1.8 ± 0.1 cm. Then we have simulated 30 GeV electrons at the position of the run 1900 ($x_{\text{cryo}} = 15$ cm and $y_{\text{table}} = 20$ cm) and superimposed noise from CERN random events. We have then applied the procedure described in paragraph 3.

Fig.9 and 10 are the same plots as fig.7 and 8, but here the number of simulated events is only 159 compared to the 5000 events of run 1900. As a consequence, not all the cells linked by crosstalk with the cells hit by the electron are showing up, but the tendency is the same : *the energy is reduced by 0.49 % without fiducial cuts and by 0.26 % with fiducial cuts.* The number of hit cells drops by 4.2 %. The r.m.s. of the θ distribution decreases by 1.9% in layer 1 when no fiducial cut is applied and raises by less than 0.1% in the other cases. The mean is changed by 0.15 %. As for the φ distribution, the mean is moved by 0.09 %, while the width is increased by 6.3 % in the no fiducial cut case and 1.7% when fiducial cuts are applied.

The following table shows the energy per event in different cases. No fiducial cut was applied and the noise cut was applied only when histogramming for the first 4 rows. So the number in the third column of the fourth row simulates the input of the standard reconstruction module (ASCALE) for the run 1900. For the last row, only the cells that survived the 2.5σ noise cut (zero suppression) were used, as it would be the case for real data in H1.

Step	E from ARCE without cut	E + noise without cut	E from ARCE with noise cut	E + noise with noise cut
before any correction	29.90	29.87	29.33	29.44
after diagonal-crosstalk simulation	29.24	29.11	28.67	28.78
after full crosstalk simulation	29.90	29.87	28.76	28.93
after diagonal correction	30.56	30.53	29.41	29.60
after zero suppression and non diagonal correction	29.34	29.53	29.32	29.46

We can see that, in the most realistic case (last column), if we do not apply the non-diagonal correction, the error is of the order of 0.5 % on energy (we remind that with fiducial cuts it decreases further, down to 0.26% and that we simulated the worst conditions) Without noise cut, it would have been of the order of 2.2%. When no noise is superimposed over the simulated data, the 2.5σ cut removes almost all the additional channels due to the non diagonal crosstalk.

Conclusion:

In this note, we have demonstrated that the non-diagonal crosstalk is reduced by the noise and the fiducial cuts around the electron path in the calorimeter, so that it becomes negligible. *No correction needs therefore to be implemented* as long as we do not want to go below the 1% level on systematic errors affecting the determination of the electron energy.

Figure caption

Fig 1 : Drawing of the leads going under one board of CB3e.

Fig 2 : Crosstalk amplitude as measured in CB3e.

Fig 3 : Crosstalk amplitude in an average group of 32 cells.

Fig 4 : Average crosstalk amplitude received by one pad from another pad.

Fig 5 : Matrix M used for the non diagonal correction. Coefficients ϵ_k .

Fig 6 : Run 1900 , Energy flow in the 3 layers of CB3e :

x = θ index ; y = φ index.; linear scale in z

(x = 0 to 15 layer 0 ; x = 16 to 31 layer 1 ; x = 32 to 47 layer 2)

Fig 7 : Run 1900 : distribution of the hit cells in CB3e.

(same disposition than Fig 6, but log scale in z)

Fig 8 : Run 1900 : distribution of the cells removed by the non diagonal correction in CB3e (same disposition than Fig 6, linear scale in z).

Fig 9 : ARCET : distribution of the hit cells in CB3e.

(same disposition than Fig 6, log scale in z)

Fig 10 : ARCET : distribution of the cells removed by the non diagonal correction in CB3e (same disposition than Fig 6, linear scale in z).

ψ ↑

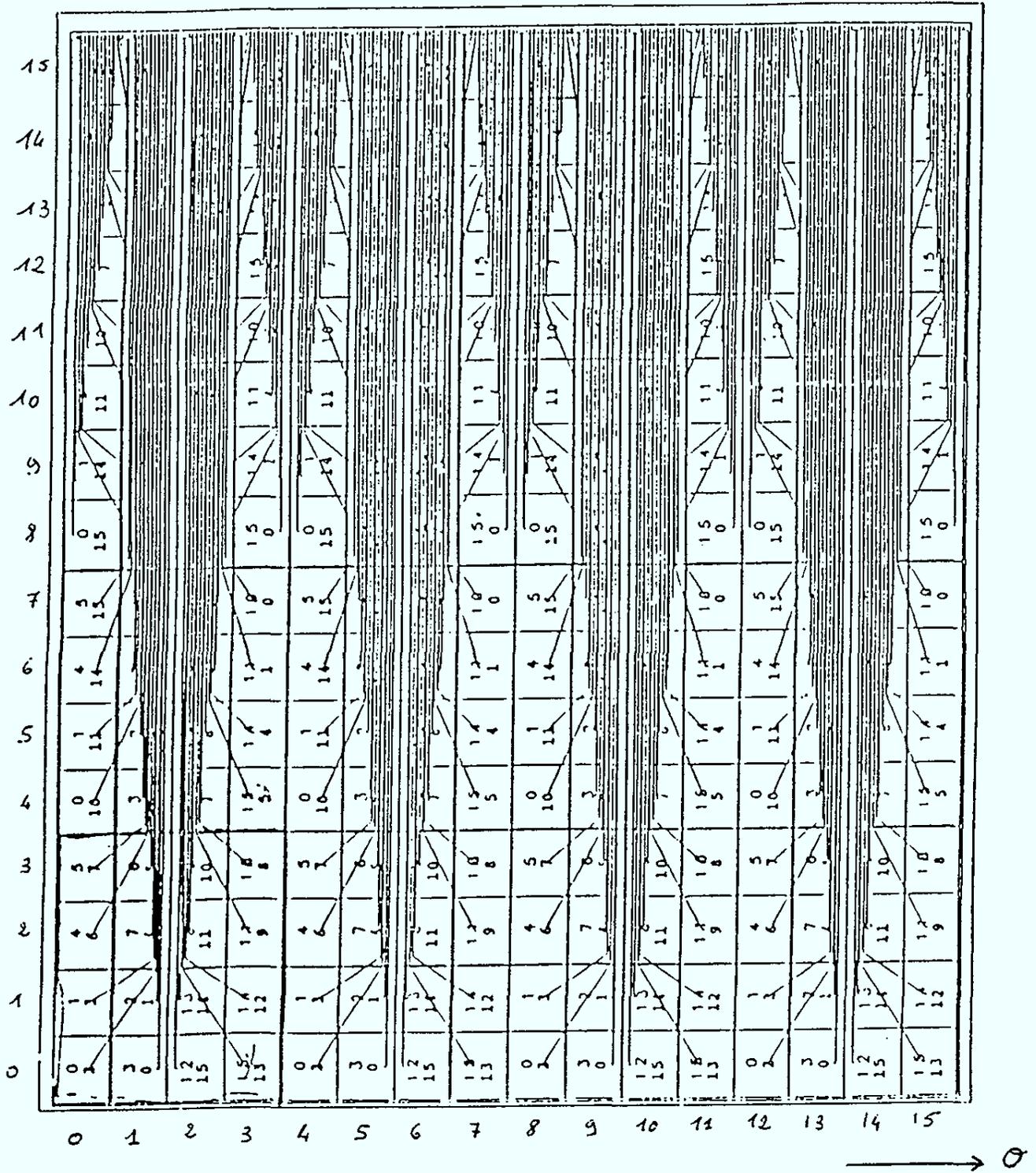


Fig 1 : Drawing of the leads going under one board of CB3e.

CB3 -- HOLD 1.39 (CAPA) 4.5

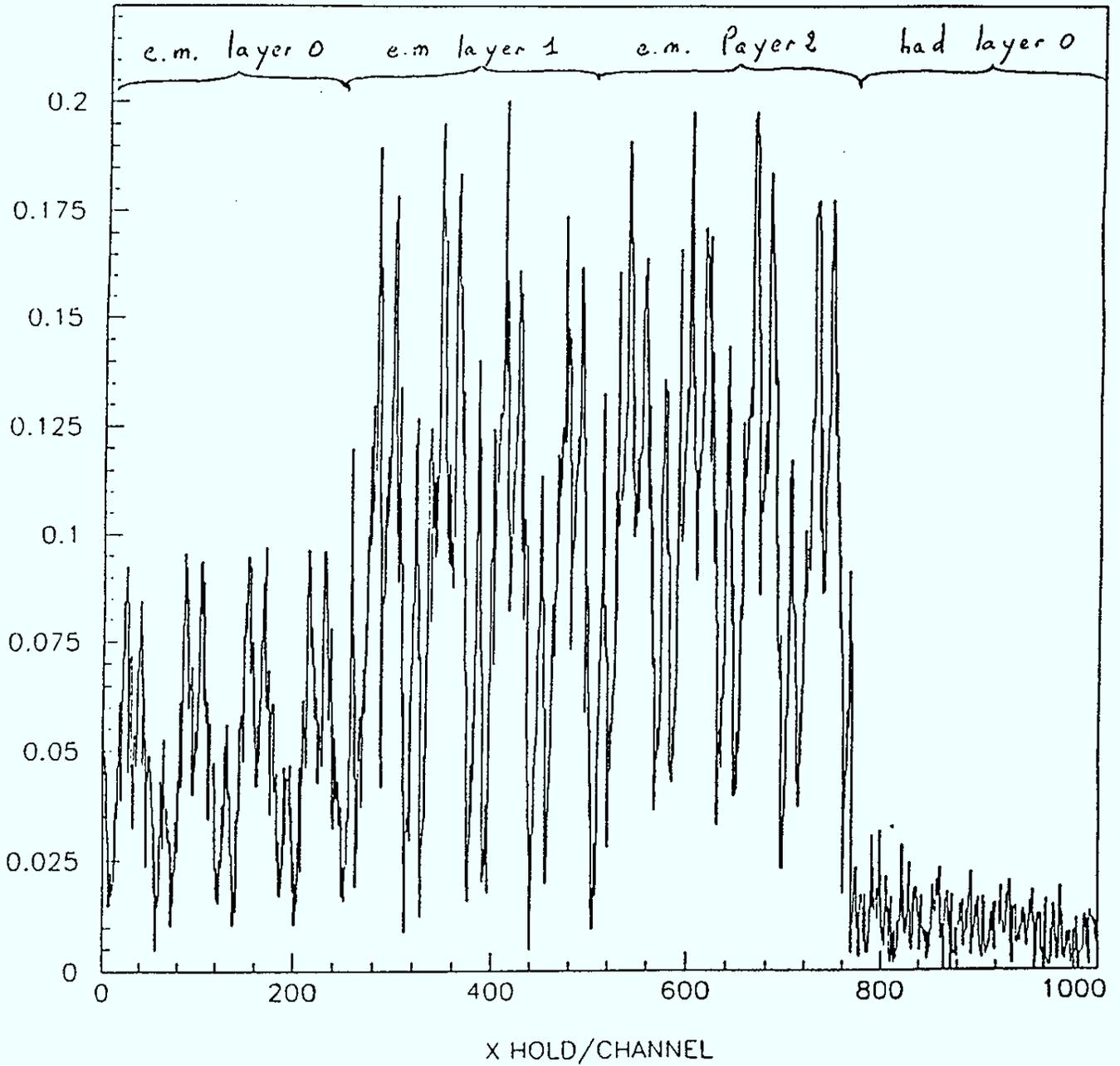


Fig 2 : Crosstalk amplitude as measured in CB3

CB3 CROSSTALK STUDIES

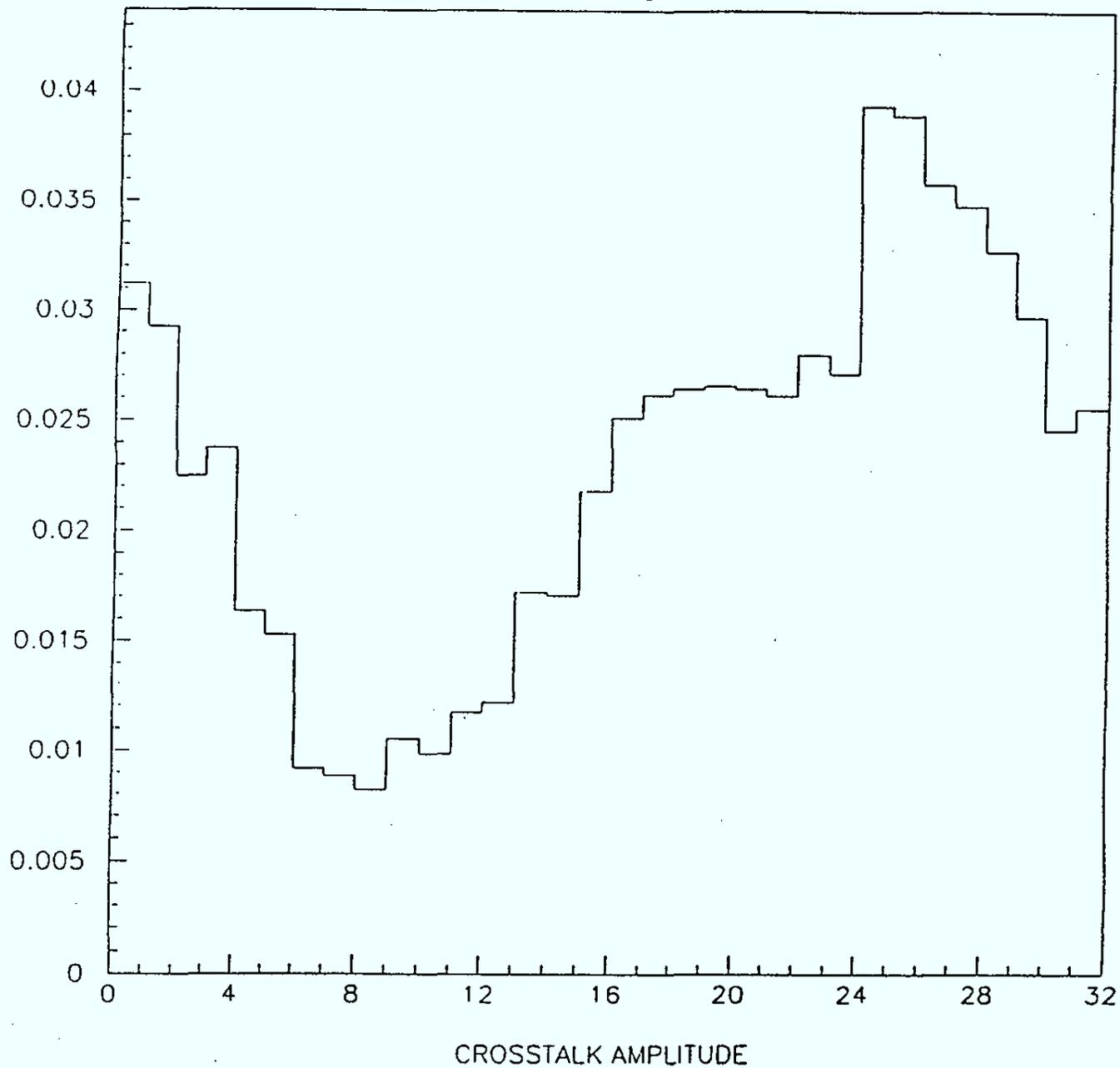


Fig 3 : Crosstalk amplitude in an average group of 32 cells.

CB3E CROSSTALK STUDIES

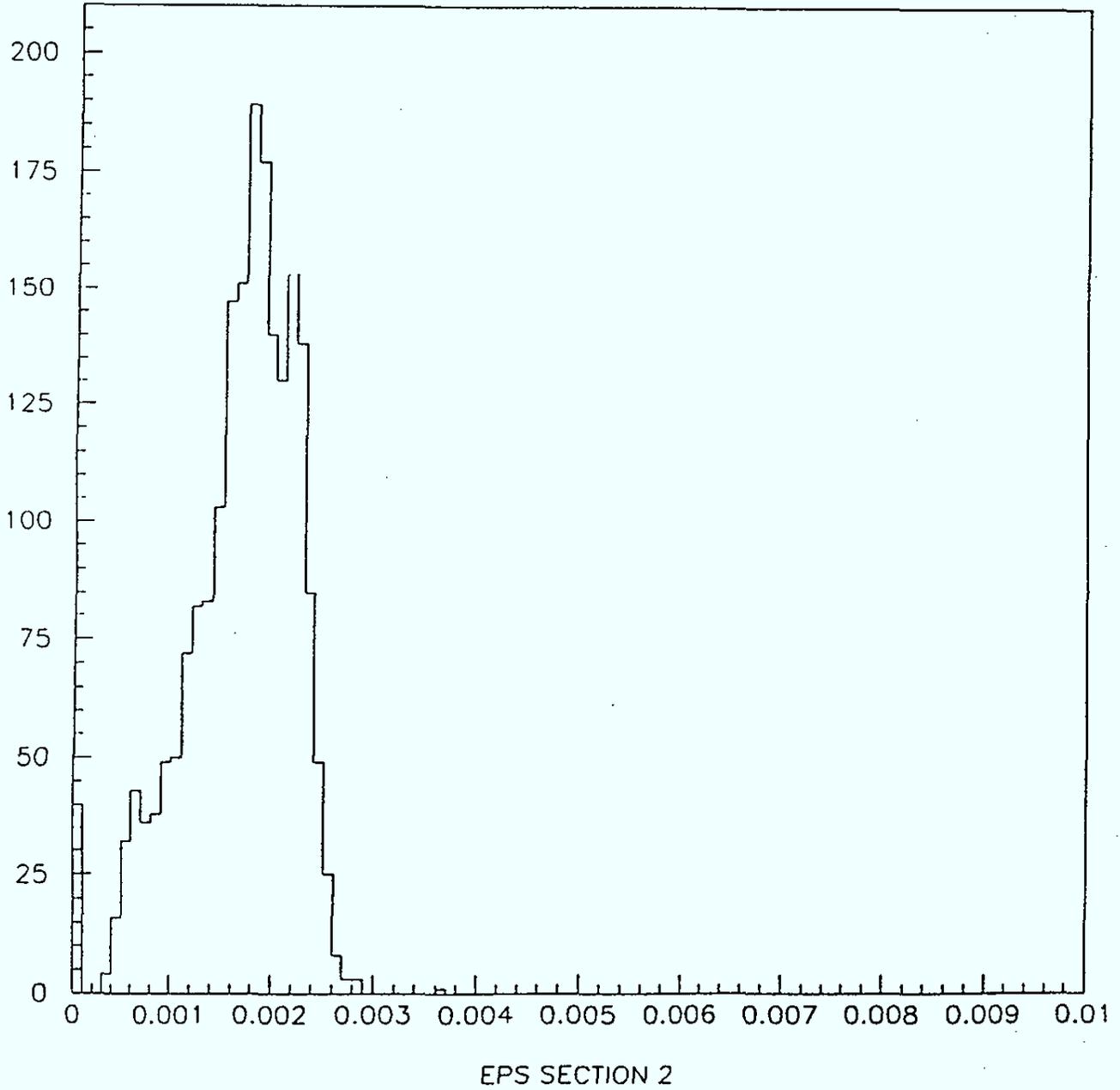


Fig 4 : Average crosstalk amplitude received by one pad from another pad.

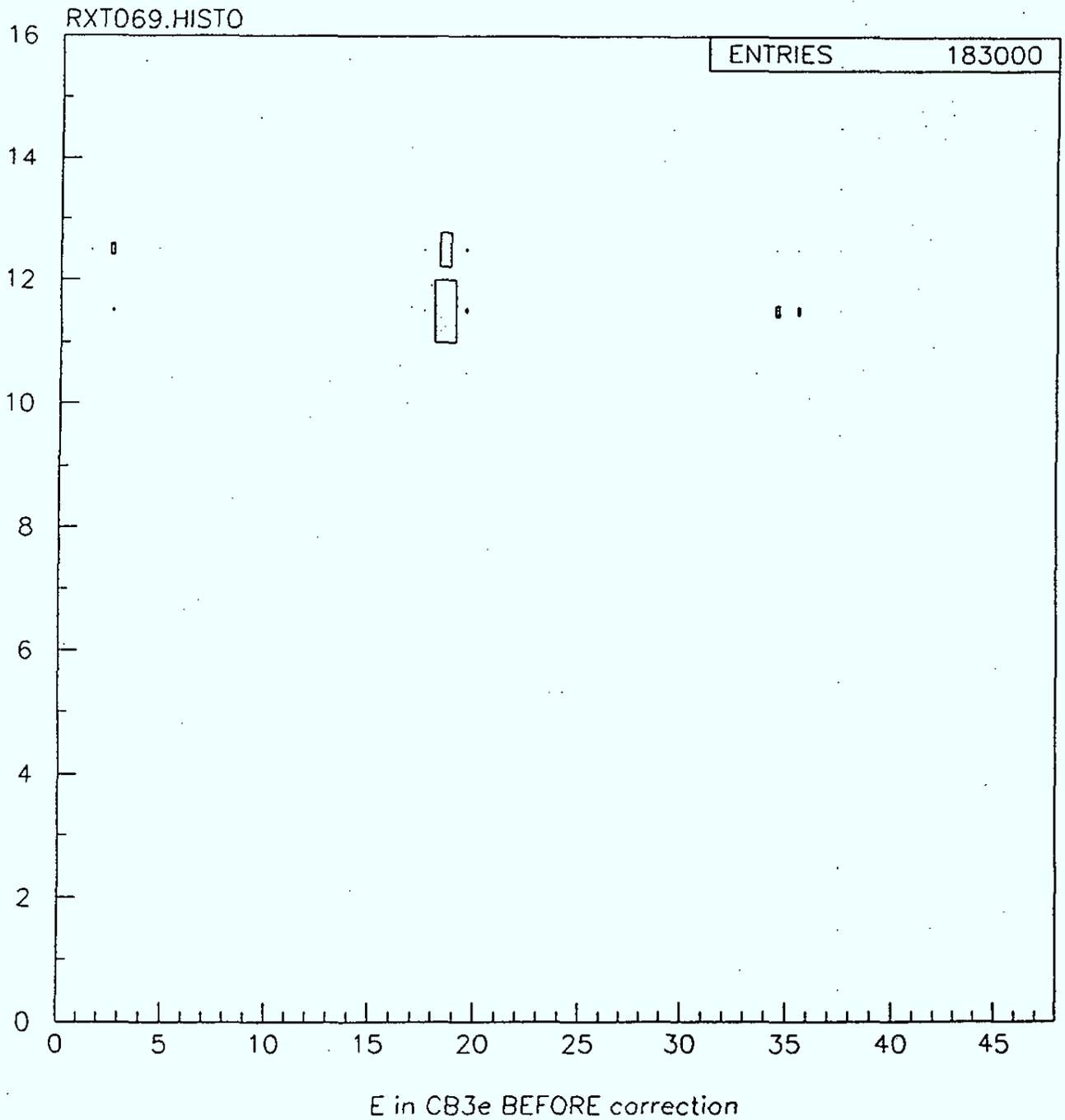


Fig 6 : Run 1900 , Energy flow in the 3 layers of CB3e :
 x = θ index ; y = φ index.; linear scale in z
 (x = 0 to 15 layer 0 ; x = 16 to 31 layer 1 ; x = 32 to 47 layer 2)

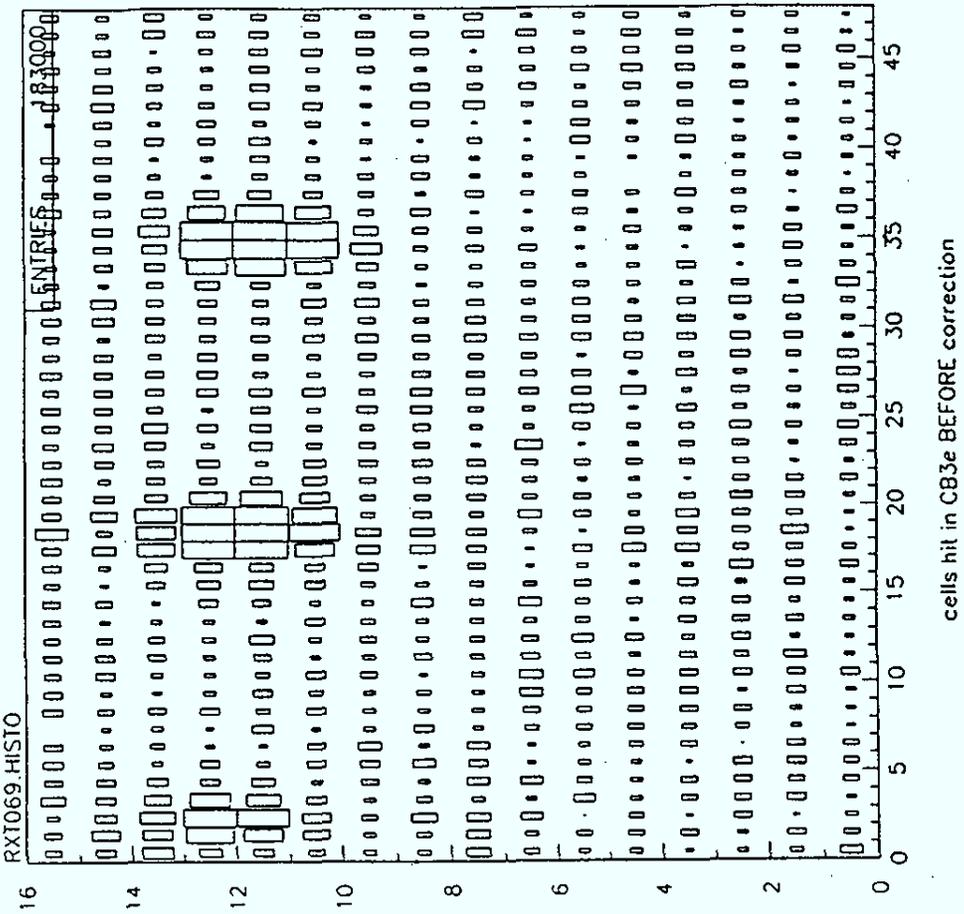


Fig 7 : Run 1900 : distribution of the hit cells in CB3e.
(same disposition than Fig 6, but log scale in z)

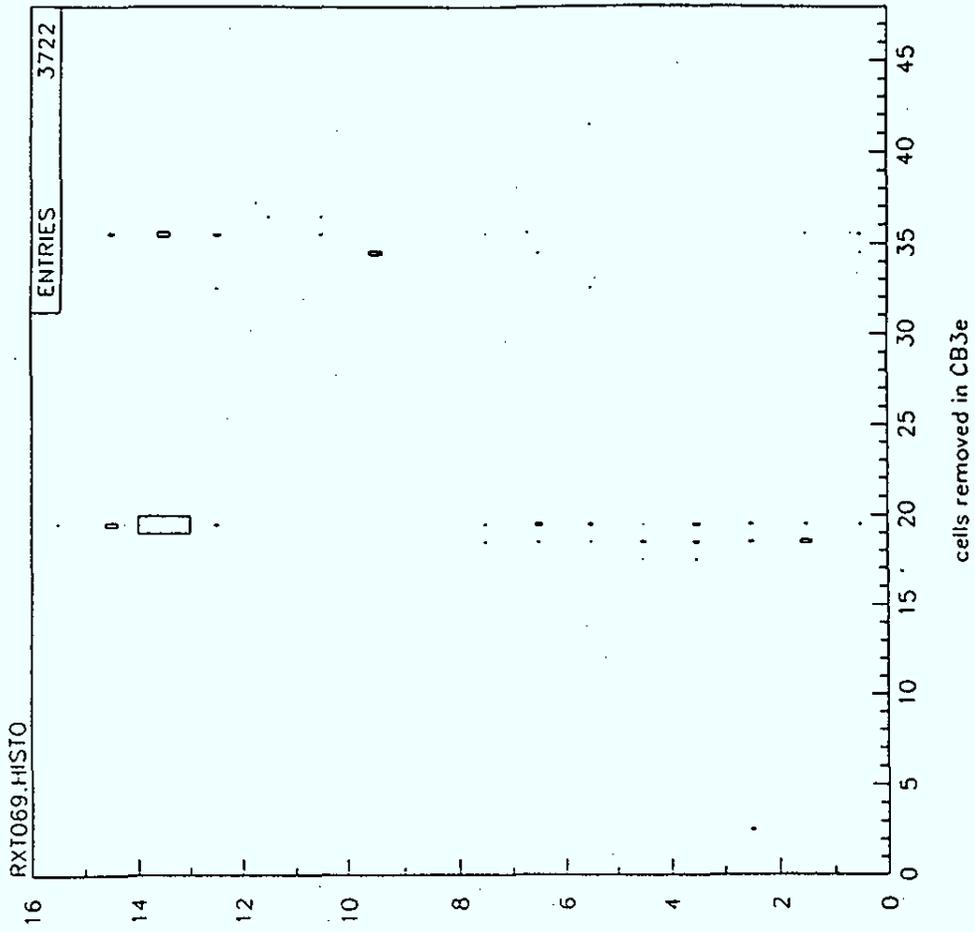


Fig 8 : Run 1900 : distribution of the cells removed by the non diagonal
correction in CB3e (same disposition than Fig 6, linear scale in z).

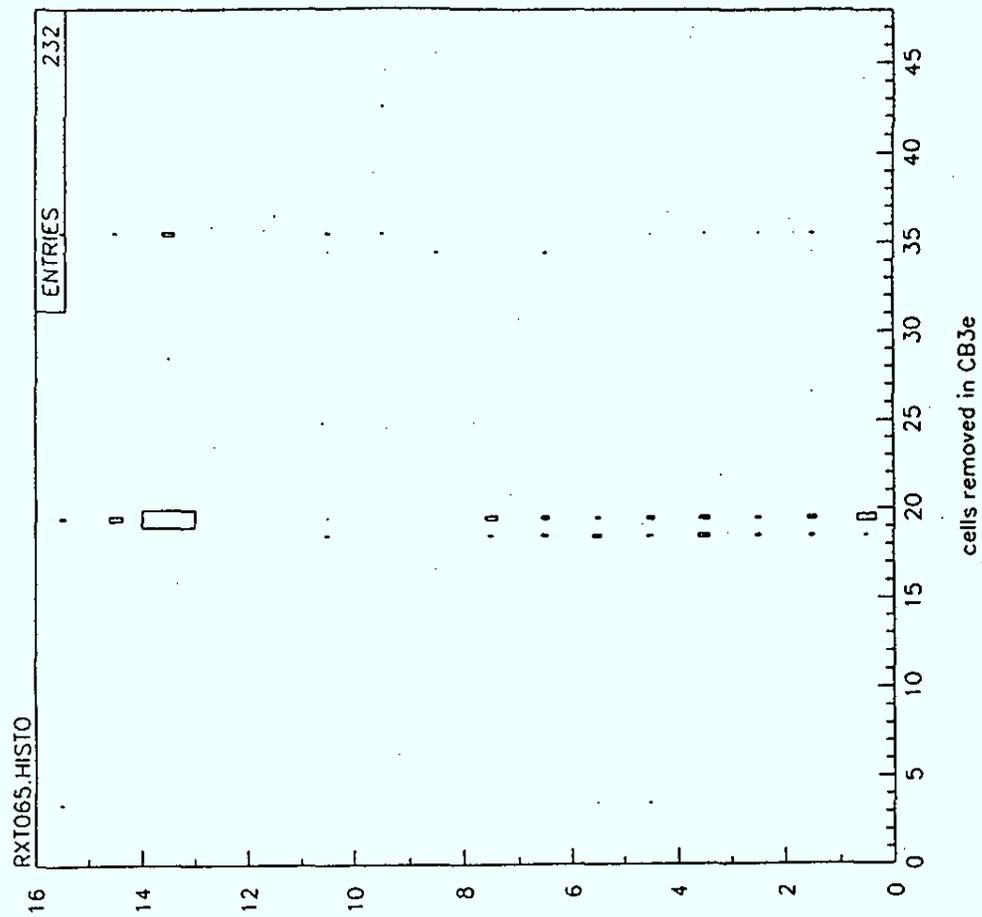


Fig 10 : ARCET : distribution of the cells removed by the non diagonal correction in CB3e (same disposition than Fig 6, linear scale in z).

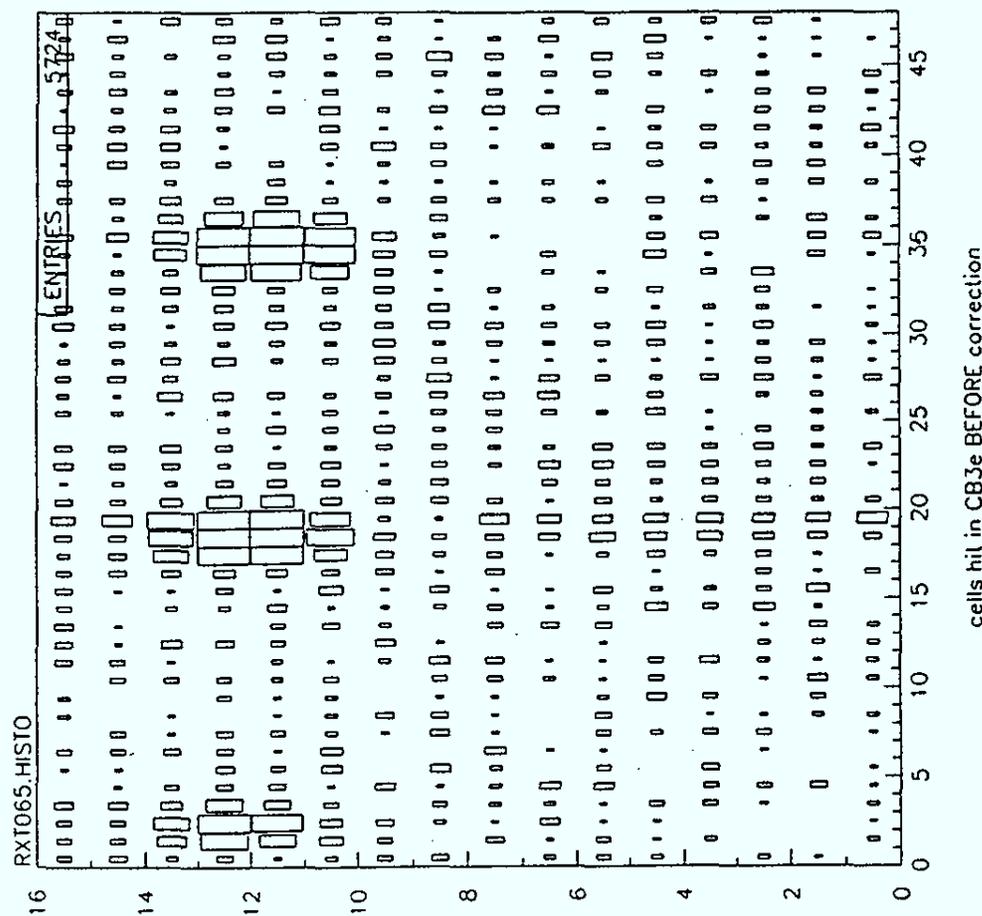


Fig 9 : ARCET : distribution of the hit cells in CB3e. (same disposition than Fig 6, log scale in z)

REMERCIEMENTS

Je remercie Michel Davier de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, et d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je suis très reconnaissant à Michel Fontannaz et André Rougé d'avoir non seulement accepté d'être membres du jury, mais aussi rapporteurs de ce travail. Leurs remarques toujours pertinentes ont eu un impact certain sur la rédaction finale.

Les remarques et encouragements de Karlheinz Meier, lors de nos discussions sur la physique des jets, m'ont beaucoup aidé. Je lui suis donc particulièrement reconnaissant, et je le remercie d'avoir accepté d'être membre de ce jury.

Christian Pascaud a su guider ce travail avec dévouement et gentillesse; qu'il en soit remercié.

Je le remercie aussi, ainsi que tous les autres physiciens de l'équipe H1 du LAL, pour leur accueil chaleureux et leur soutien sans faille aux moments critiques.

Merci à Jean-Claude Bizot qui a su merveilleusement égayer nos repas grâce à son érudition, Violette Brisson qui m'a beaucoup aidé à utiliser pleinement la structure du calorimètre et à parfaire la présentation de ce travail, André Courau qui m'a donné d'excellents conseils, Benoît Delcourt qui m'a si bien fait découvrir H1 lors de mon stage de licence, que j'ai eu envie d'y revenir, Agnieszka Jacholkowska qui m'a aidé à déjouer les pièges de la diaphonie, Michel Jaffré qui m'a très souvent sauvé de problèmes épineux survenus dans le monde sans cesse changeant des programmes informatiques de H1, Fabian Zomer qui a contribué à me convaincre que l'enseignement est une bien belle chose, Smaïn Kermiche, Jacek Turnau, et Joseph Zacek qui m'ont beaucoup fait rêver lorsqu'ils me parlaient de leur pays.

Qu'ils en soient tous encore remerciés.

Je voudrais également remercier ici, G. Knies pour nos nombreuses conversations sur les façons de définir ce qu'est un jet, ainsi que G. Bernardi, S. Burke, M. Erdmann, M. Kuhlen et S. Levonian pour leurs réponses toujours rapides à mes courriers électroniques.

L'équipe H1 n'est pas constituée que de physiciens; beaucoup d'autres personnes comme Roger Bernier, Philippe Bindzi et Valérie Chopin ont contribué à rendre agréable mon passage dans cette équipe. Je les en remercie.

La présentation de ce travail doit énormément à toutes les bonnes fées et magiciens qui peuplent le secrétariat scientifique dirigé par Nicole Mathieu. Qu'en particulier soient remerciés Catherine Eguren, Catherine Bourge et Bruno Mazoyer, pour avoir transformé un vilain brouillon en une thèse présentable. Je remercie également Alain Coueslan et Jacques Pennec pour en avoir assuré la reprographie.

Je tiens également à remercier ici Monsieur Régimbeau, non seulement pour ses cours, mais aussi pour la lecture passionnée qu'il nous fit, un jour de 1984, de l'article de "La Recherche" consacré à la découverte des W et du Z°.

Enfin et surtout, je remercie tous mes proches, et plus particulièrement ma fiancée, pour m'avoir soutenu tout au long de cette thèse.