

J.6

Thèse

présentée à

l'Université Paris VII

pour obtenir
le titre de docteur en sciences physiques
par

Wolfgang Hildesheim

**Introduction d'une nouvelle méthode de simulation des
calorimètres. Application à l'étude de la mesurabilité de la
fonction de structure F_2 du proton auprès HERA**

soutenue le 4 juin 1993 devant la commission d'examen composée de

MM Etienne Barrelet
Gregorio Bernardi
Franz Eisele
Louis Fayard
Bernard Grossetête

Thèse

présentée à

l'Université Paris VII

pour obtenir
le titre de docteur en sciences physiques
par

Wolfgang Hildesheim

Introduction d'une nouvelle méthode de simulation des
calorimètres. Application à l'étude de la mesurabilité de la
fonction de structure F_2 du proton auprès HERA

soutenue le 4 juin 1993 devant la commission d'examen composée de

MM Etienne Barrelet
Gregorio Bernardi
Franz Eisele
Louis Fayard
Bernard Grossetête

Résumé

Dans une simulation ordinaire d'un calorimètre, l'énergie n'est pas conservée, c'est à dire la somme de toutes les énergies déposées n'est pas égale à l'énergie initiale. Ici un nouveau mode de simulation, appelé "les énergies calibrées", qui conserve l'énergie, est proposé pour les calorimètres de l'expérience H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA.

Ce mode correspond à une comptabilité parfaite des énergies déposées ($\Delta E = 0\% \pm 0.1\%$), ce qui est particulièrement intéressant pour un calorimètre noncompensé. Sa réalisation et ses avantages pour le développement de la reconstruction et pour l'analyse physique sont présentés.

Nous utilisons ensuite cette nouvelle méthode de simulation pour effectuer une étude détaillée de la région cinématique dans laquelle la fonction de structure F_2 du proton sera mesurable à HERA.

Abstract

A usual simulation of calorimeters doesn't conserve energy in the sense that the sum over all deposited energies is not equal to the initial energy. In this work a new method to simulate the calorimeters of the H1 experiment at the electron-proton collider HERA called "the calibrated energies" is presented which conserve the energy.

The original part of this work is a complete book-keeping of all deposited energies allowing the energy conservation ($\Delta E = 0\% \pm 0.1\%$), which is particularly interesting for experiments having non-compensated calorimeters. Its realisation and its advantages concerning the development of reconstruction and physical analyses are described.

Afterwards we use the new simulation method to do a detailed study of the kinematical region in which the F_2 proton structure function will be measurable at HERA.

Table des matières

1	Présentation de HERA et de H1	2
1.1	L'accélérateur HERA	2
1.2	Les buts physiques	4
1.3	Le détecteur H1	7
1.4	Les détecteurs de traces	10
1.4.1	Le détecteur de traces avant	10
1.4.2	Le détecteur de traces central	12
1.4.3	Le détecteur de traces arrière	13
1.5	Les calorimètres	13
1.5.1	Le calorimètre à argon liquide	13
1.5.2	Le fer instrumenté	18
1.5.3	Le calorimètre avant chaud (PLUG)	18
1.5.4	Le calorimètre arrière chaud (BEMC)	18
1.6	Conclusion	19
2	Calorimétrie	20
2.1	Introduction	20
2.2	Propriétés générales d'un calorimètre	22

2.3	La physique d'une gerbe électromagnétique	23
2.3.1	Profil longitudinal	29
2.3.2	Profil transversal	33
2.4	Le calorimètre à échantillonnage	33
2.4.1	Le rapport $\frac{e}{mip}$	35
2.4.2	Résolution électromagnétique d'un calorimètre à échantillonnage	37
2.5	La physique d'une gerbe hadronique	42
2.5.1	Les processus physiques	43
2.5.2	La déposition d'énergie	48
2.5.3	La résolution hadronique d'un calorimètre à échantillonnage	50
2.5.4	Le rapport e/h intrinsèque	52
2.6	La compensation	53
2.7	Conclusion	54
3	Simulation calorimétrique dans H1	56
3.1	Problèmes et motivations	56
3.2	La simulation détaillée	57
3.2.1	Interaction électromagnétique	58
3.2.2	Interaction hadronique	58
3.2.3	Le dépôt de l'énergie	59
3.3	La simulation paramétrisée	59
3.3.1	Répartition spatiale de l'énergie déposée	60
3.3.2	Le dépôt de l'énergie visible	60
3.3.3	Paramétrisation des gerbes électromagnétiques	60
3.3.4	Paramétrisation des gerbes hadroniques	62

3.3.5	Traitement des zones mortes	64
3.4	La description géométrique dans la simulation	64
3.5	Les différents niveaux de simulation de H1	66
3.5.1	La structure générale du programme H1SIM	66
3.5.2	Les cinq types de simulation de H1SIM	66
3.6	Le concept des énergies calibrées	68
3.6.1	Définition des énergies calibrées	69
3.7	Installation des énergies calibrées dans la simulation	70
3.7.1	Le résultat de la simulation	70
3.7.2	Le calcul de l'énergie invisible	71
3.7.3	La performance de la comptabilité	72
3.8	Conclusion	73
4	Reconstruction calorimétrique de H1	74
4.1	Introduction	74
4.2	La première estimation de l'énergie	75
4.2.1	Traitement des données simulées	76
4.2.2	Traitement des données simulées utilisant les énergies calibrées . . .	77
4.2.3	Traitement des données réelles	78
4.2.4	Correction de charge pour les données réelles	83
4.3	La reconstruction de l'énergie d'un amas de cellules	87
4.3.1	Le principe du regroupement de cellules en amas	87
4.3.2	L'énergie d'un amas avec les énergies calibrées	90
4.4	Les corrections des matériaux morts	90
4.5	La pondération	91

4.5.1	La pondération des données réelles	91
4.5.2	La simulation de la résolution et de la pondération par les énergies calibrées	92
4.6	Application des énergies calibrées	93
4.7	Conclusion	96
5	Mesurabilité de la fonction de structure F_2	97
5.1	Introduction	97
5.2	La chaîne d'analyse	100
5.2.1	Génération des évènements	104
5.2.2	Simulation utilisée avec les énergies calibrées	104
5.2.3	Reconstruction utilisée avec les énergies calibrées	104
5.3	Mesure de la section efficace par les hadrons	105
5.3.1	La méthode de Jacquet-Blondel	105
5.3.2	Mesurabilité de la section efficace dans le plan (x, Q^2)	109
5.3.3	Résultats pour NC et CC utilisant la méthode de Jacquet-Blondel .	110
5.4	La mesure de la section efficace avec l'électron.	110
5.4.1	Reconstruction de x et Q^2 avec l'électron	110
5.4.2	Simulation de l'électron	112
5.4.3	Résultats avec l'électron	113
5.5	La section efficace par l'électron et par les hadrons	117
5.5.1	La méthode combinée et la méthode de double-angle	117
5.6	Erreurs et résolutions de x et de Q^2	117
5.7	Extension de la région mesurable de F_2	119
5.8	Méthode combinée adaptée aux événements radiatifs	122

5.9 Conclusion	124
A Fonction générale de la géometrie	125
B Réalisation technique des énergies calibrées	127
B.1 Le choix d'utilisateur	127
B.2 La gestion des différentes options	127
B.3 La suite d'appels	129
B.4 La description de banques	129
Remerciements	136

Chapitre 1

Présentation de HERA et de H1

1.1 L'accélérateur HERA

L'accélérateur de particules HERA est placé au cœur de Hambourg. HERA ¹ est un collisionneur électron-proton. Il est le premier dans son genre accélérant les électrons et les protons dans deux tuyaux souterrains à des énergies de 30 GeV et 820 GeV correspondant à une énergie dans le centre de masse de 314 GeV et un Q^2 maximal de 98400 GeV ce qui permet la recherche de la diffusion profondément inélastique dans un nouveau domaine cinématique. Les particules sont déviées par des aimants sur le parcours circulaire de 6.3 km. Le champ magnétique (4.7 T) pour les protons est produit par une technique supraconductrice qui est la première dans son genre. L'accélérateur HERA montré dans la figure 1.1 contient quatre zones d'interaction dont seulement les deux au nord et au sud sont utilisées. C'est là que se trouvent les deux expériences H1 et ZEUS.

Les anciens accélérateurs du centre de recherche de DESY ² serviront comme système injecteur (figure 1.2). Les électrons passent par LINAC II (0.45 GeV), PIA (0.45 GeV), DESY II (4 GeV), PETRA (30 paquets à 13 GeV) et HERA (210 paquets à 30 GeV). Les protons traversent LINAC III (50 MeV), DESY III (11 paquets à 7.5 GeV), PETRA (970 paquets à 40 GeV) et HERA (210 paquets à 820 GeV).

Le cahier des charges final de HERA prévoit que 210 paquets de protons formés d'environ 10^{11} protons circulent en même temps contre 210 paquets d'électrons avec environ $3.5 \cdot 10^{10}$ électrons par paquet. Ceci donne une luminosité finale de $\mathcal{L} \sim 1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ et les courants de 160 mA et 60 mA.

La mesure de la luminosité de HERA est effectuée par la réaction ($ep \rightarrow ep\gamma$). Les électrons qui ont rayonné un photon sont déviés plus que les électrons sans radiation ce

¹Hadron Elektron Ring Anlage.

²Deutsches Elektronen SYNchrtron

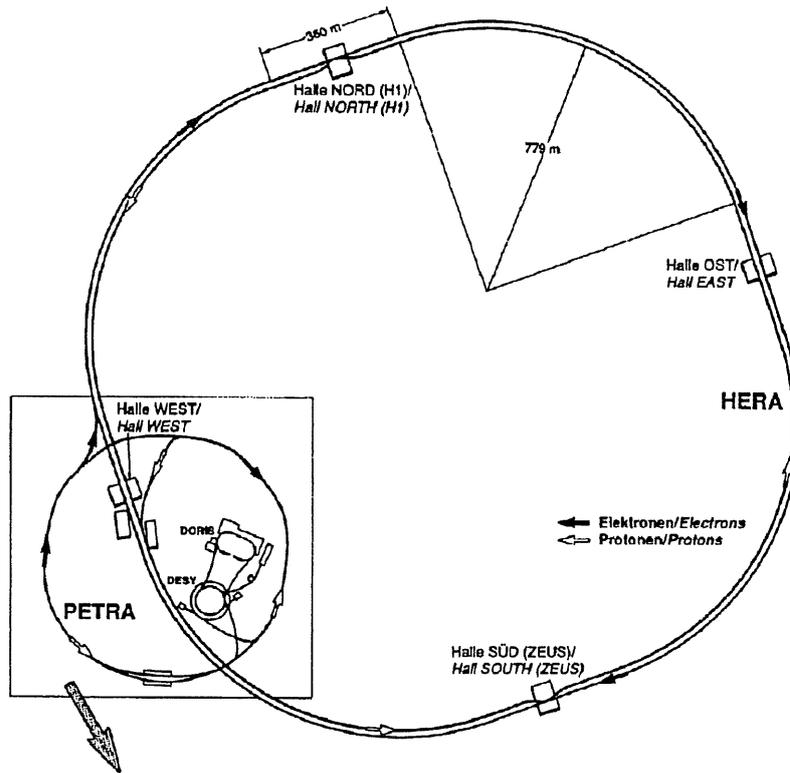


Figure 1.1: Le plan général de l'accélérateur HERA.

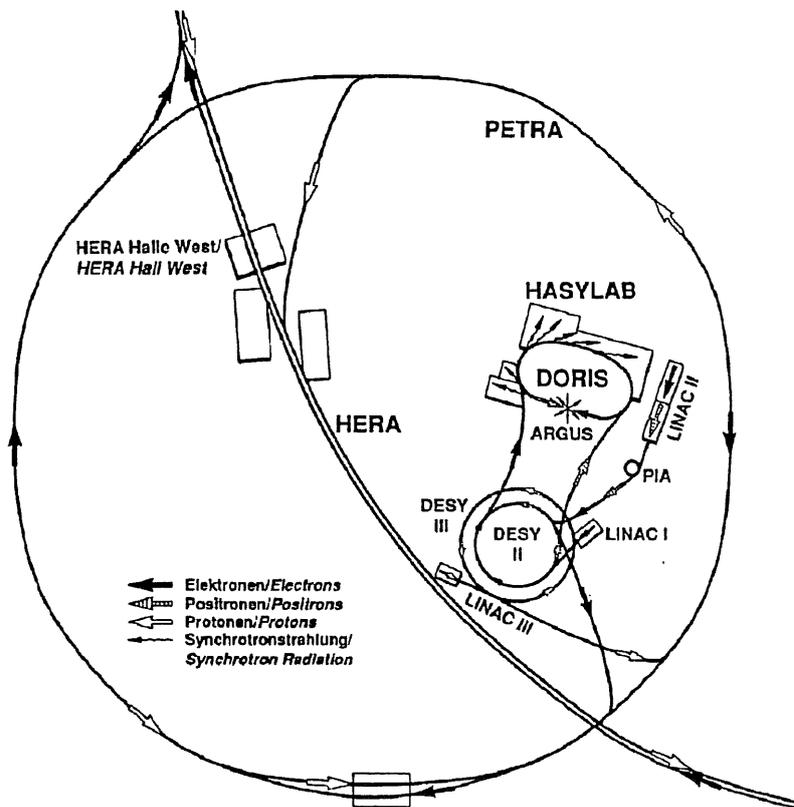


Figure 1.2: Le système injecteur pour HERA.

qui permet de les détecter par deux calorimètres composés de cristaux qui se trouvent 34 m (pour l'électron) et 105 m (pour le photon) devant le détecteur principal. L'électron et le photon rayonné sont mesurés en coïncidence ce qui permet une détermination de la luminosité avec une précision d'environ 10%.

Le taux de croisement des particules à HERA est de 96 ns. Ce temps très court nécessite de hautes performances pour les systèmes d'acquisition des données des expériences : à la fois pour le système de déclenchement et pour la lecture des données.

Le 15 mai 1992 le faisceau de protons a atteint pour la première fois les 820 GeV. Un mois plus tard les premières données ont été enregistrées avec un mode de collision de 10 paquets contre 10 paquets (1mA). La luminosité mesurée maximale était de $6.10^{28} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. En juillet 1992 les premiers événements profondément inélastiques ont été mesurés et complètement reconstruits. Pour les prochaines périodes de mesure on s'attend donc à une augmentation de la luminosité considérable.

1.2 Les buts physiques

Les buts physiques poursuivis par HERA sont résumés dans la suite. L'ordre de cette liste correspond à la suite naturelle des sujets physiques qui vont être envisagés jusqu'à ce que la luminosité atteigne sa valeur nominale.

- La physique de la diffusion profondément inélastique à bas x et Q^2 , la mesure de la fonction de structure F_2 du proton. Un événement courant neutre est montré dans la figure 1.3.
- La mesure de la section efficace totale de photoproduction.
- La mesure de la photoproduction à grand p_T .
- La mesure de la distribution des gluons.
- La physique des jets, les tests de QCD en diffusion profondément inélastique.
- La production des saveurs lourdes. Un événement $c\bar{c}$ est montré dans la figure 1.4.
- La mesure des fonctions de structure à grand Q^2 par les interactions courants neutres et courants chargés.
- La mesure des paramètres de la théorie électrofaible.
- La recherche d'une nouvelle physique comme les leptoquarks et les électrons excités.

Pour réaliser ces buts physiques les détecteurs doivent remplir les conditions suivantes :

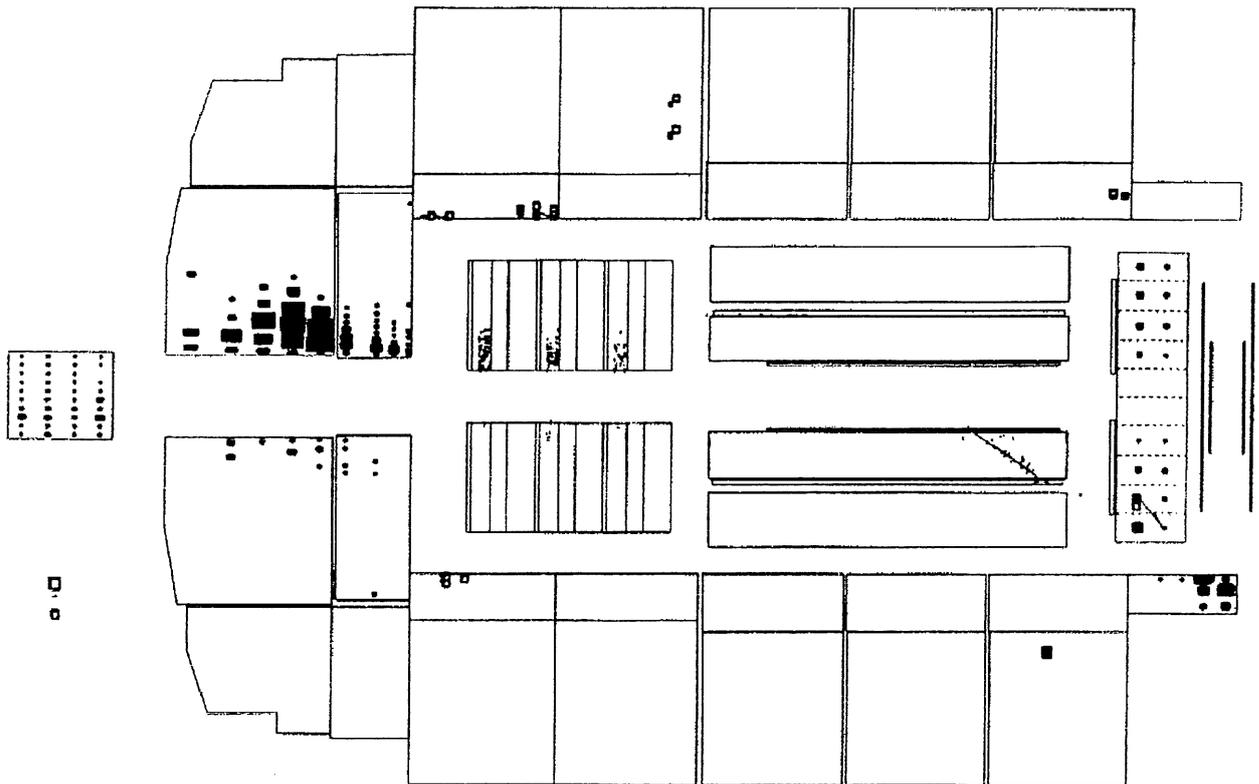


Figure 1.3: Un événement courant neutre.

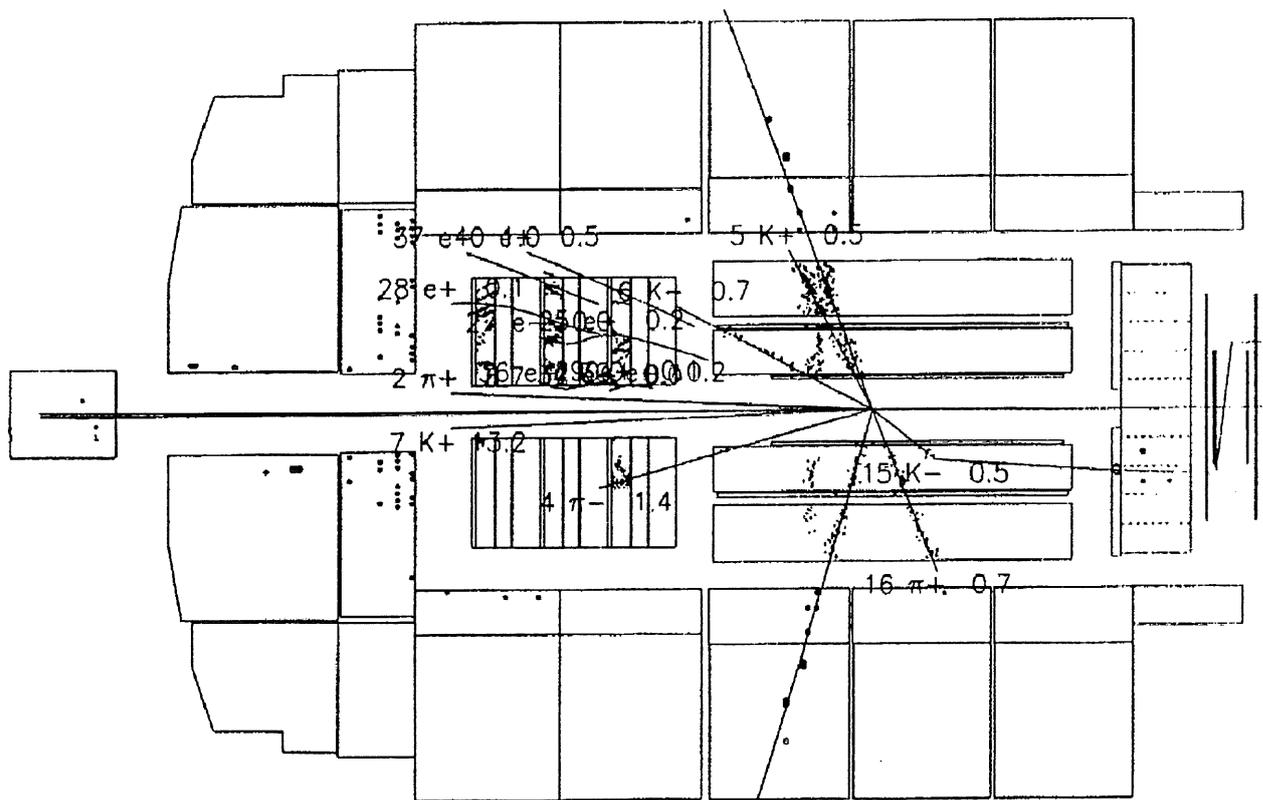


Figure 1.4: Un événement fusion photon-gluon.

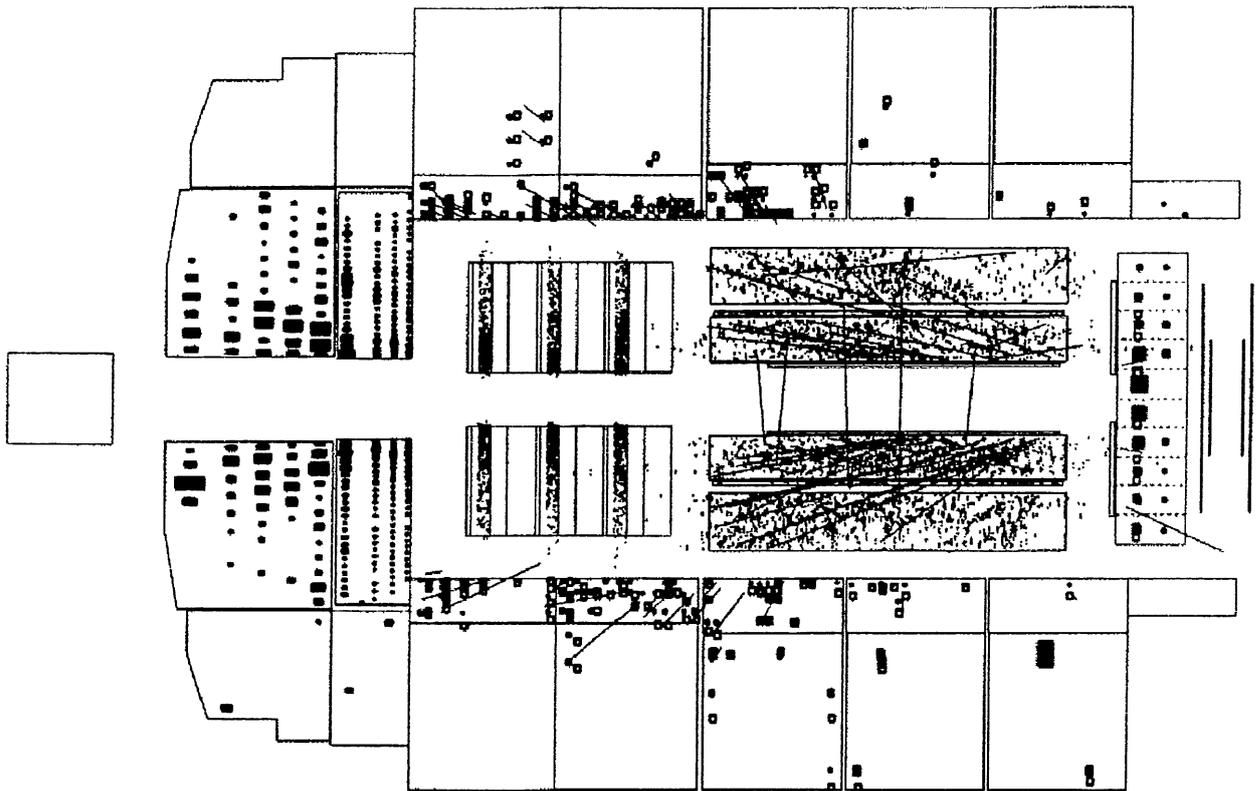


Figure 1.5: Un événement interaction proton gaz résiduel du tube à vide.

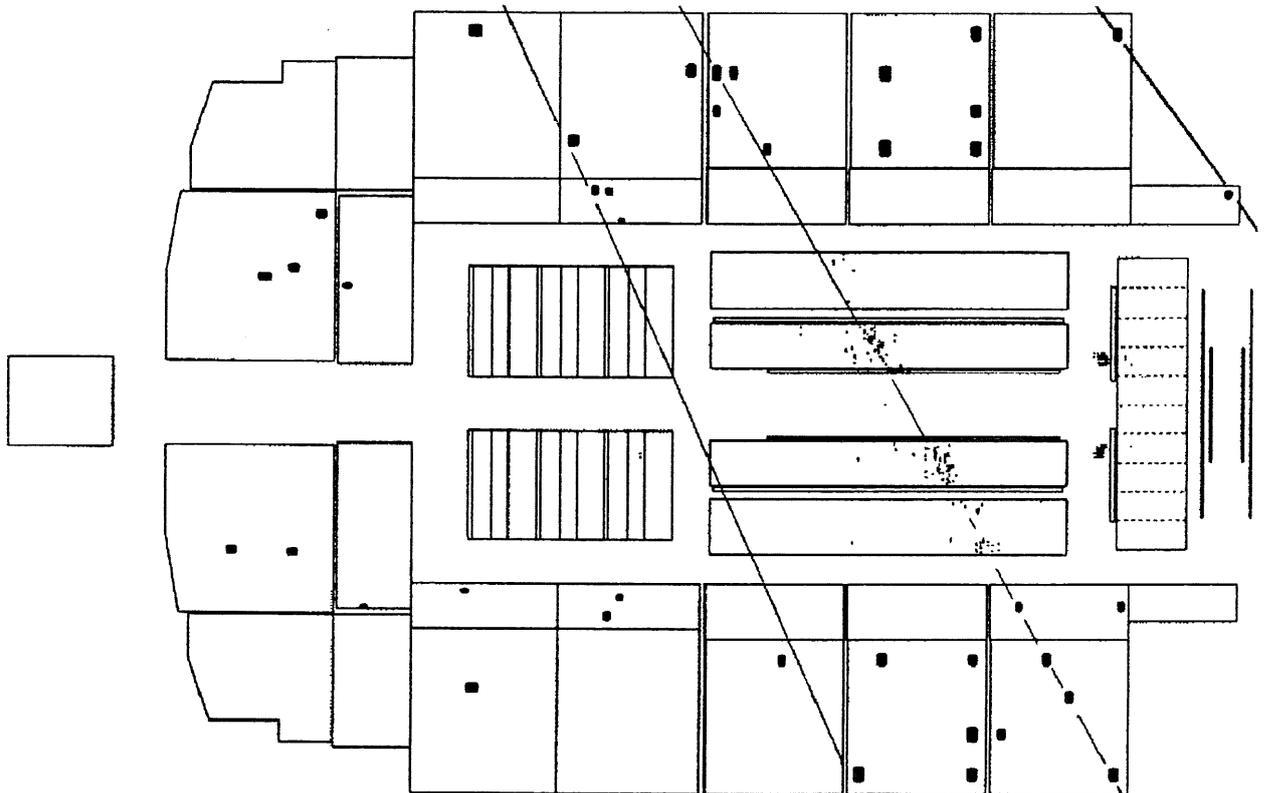


Figure 1.6: Un événement muon cosmique.

- Une calibration en énergie précise à 1 % pour les calorimètres électromagnétiques et à 2 % pour les calorimètres hadroniques.
- La résolution électromagnétique doit être de l'ordre de $10\%/\sqrt{E}$ et la résolution hadronique de l'ordre de $50\%/\sqrt{E}$.
- Pour le détecteur de traces une séparation optimale des traces chargées est importante.
- L'identification des particules est cruciale. Ceci peut être fait par leur perte d'énergie ($\frac{dE}{dx}$) dans la partie centrale et par une bonne granularité des calorimètres qui permet de distinguer les particules électromagnétiques et hadroniques.
- La mesure des muons doit être assurée dans toute la zone d'acceptance, parce que ils représentent un bruit de fond (0.1 Hz, un événement à trois muons cosmiques est visualisé sur la figure 1.6) ou ils indiquent de la physique intéressante (saveurs lourdes).
- Le système de déclenchement doit supprimer les bruits de fond principaux de HERA qui correspondent aux interactions proton-gaz (3000 Hz/m) et proton tube à vide (500 kHz) [1]. Un événement proton-gaz est montré sur la figure 1.5.

Dans la suite le détecteur H1 sera présenté et ses performances nominales seront discutées.

1.3 Le détecteur H1

Les figures 1.7 et 1.8 représentent le dispositif entier du détecteur H1 en coupe longitudinale et transversale. La coupe longitudinal montre bien l'asymétrie entre l'avant et l'arrière du détecteur dûe à l'asymétrie de l'énergie des deux faisceaux. Les parties principales de H1 sont bien visualisées sur la figure 1.7, en commençant au point d'interaction, on reconnaît :

- Le détecteur central, placé directement autour du point d'interaction, dont le rôle est de mesurer l'impulsion et la direction des particules chargées, ainsi que le signe de leur charge. Ce détecteur central composé de détecteurs de traces se sépare en une partie "avant", "centrale" et "arrière" composée d'une série de chambres à fils et de chambres à dérive. La partie avant comprend en plus un détecteur à radiation de transition destiné à la discrimination électron-pion.
- Le calorimètre à argon liquide qui est réfrigéré à $-180C^\circ$ dans un cryostat spécial dont les 2 composants sont le réservoir d'argon et le vase d'extension (placé tout en haut du détecteur). Le calorimètre "froid" est subdivisé en une partie électromagnétique (plaques de plomb) et une partie hadronique (plaques d'acier). Le calorimètre est destiné à la mesure d'énergie des particules (neutres et chargées) et leur direction.

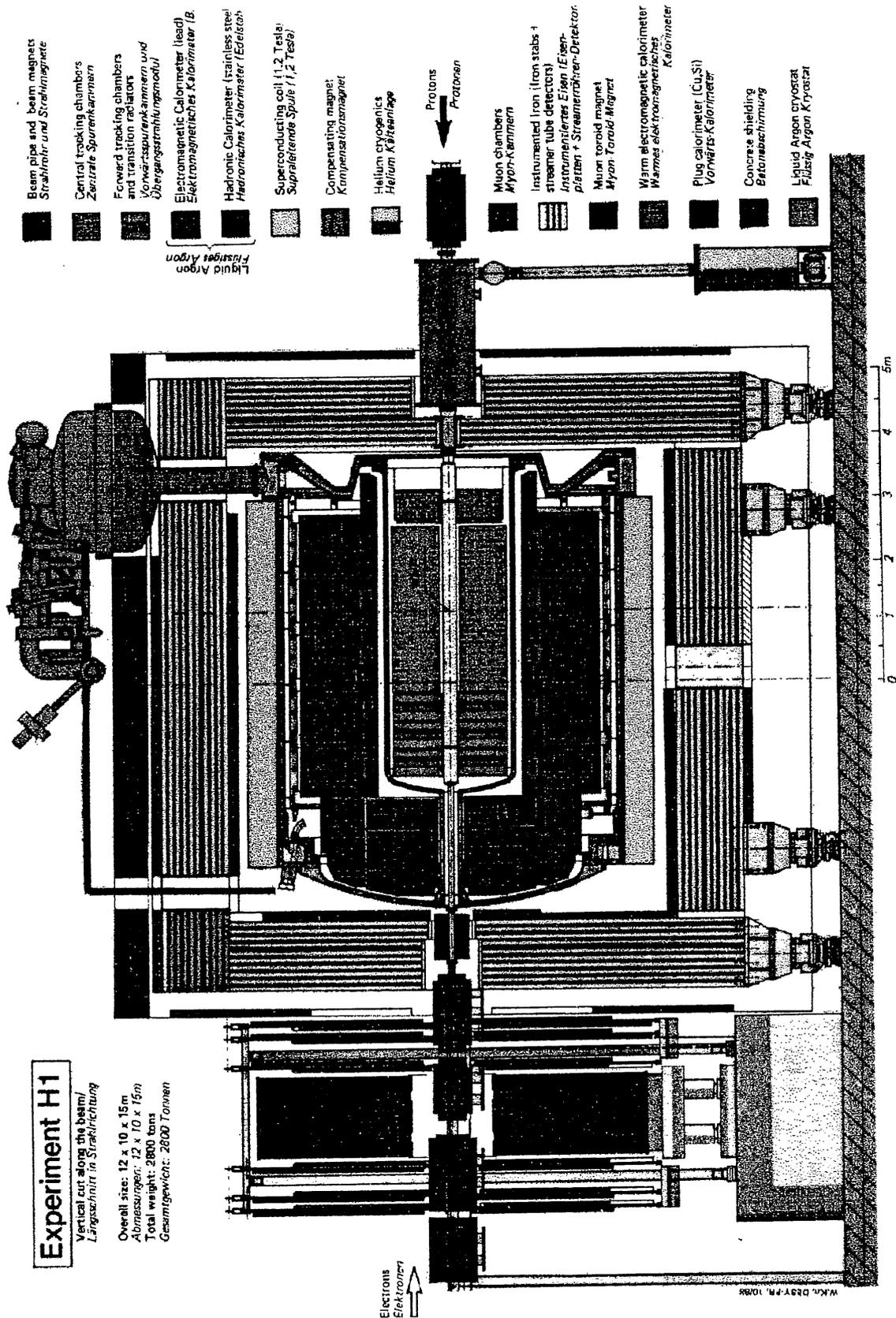


Figure 1.7: Le plan longitudinal de l'expérience H1.

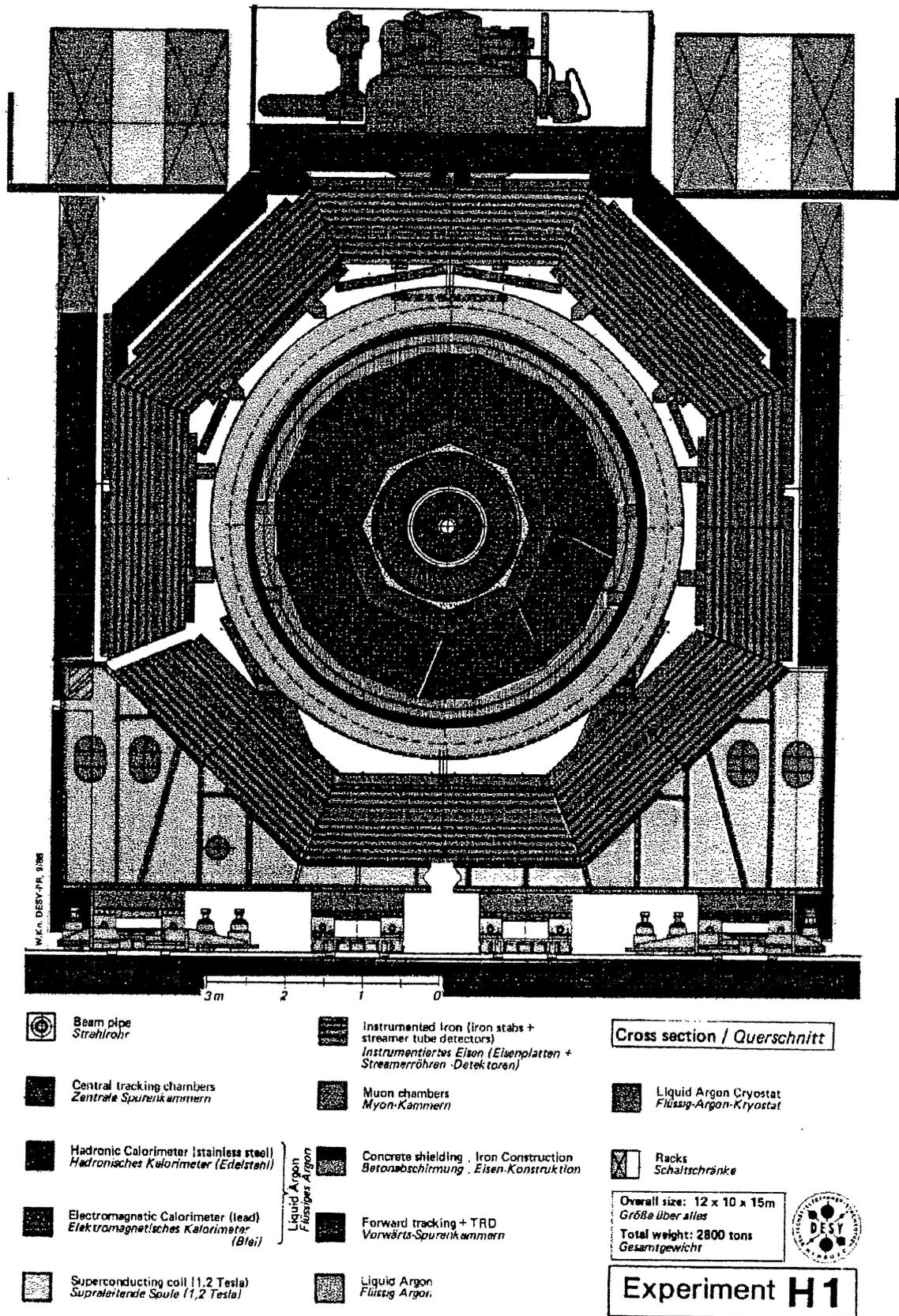


Figure 1.8: Le plan transversal de l'expérience H1.

- Pour assurer l’hermeticité du détecteur deux calorimètres “chauds” ferment l’ouverture du calorimètre à argon liquide vers le tube à vide : l’un à l’arrière, le BEMC composé de plomb instrumenté par des scintillateurs, et l’autre à l’avant, le PLUG, composé de cuivre et de silicium.
- La bobine supraconductrice produit un champ magnétique homogène de 1.2 Tesla dans la partie centrale. Un aimant de compensation vers l’arrière du détecteur peut corriger une circulation possible du champ (une circulation nulle est normale).
- Le détecteur de muons placé à l’extérieur du champ magnétique. Il est composé de plaques de fer séparées par des tubes à dérive et il mesure l’impulsion des muons sortant du détecteur et l’énergie déposée par la fin d’une gerbe hadronique.
- L’avant du détecteur est couvert par des chambres à muons.

Dans la suite les sous détecteurs sont présentés plus en détail.

1.4 Les détecteurs de traces

Le détecteur est destiné à mesurer la direction et l’impulsion des particules. Le champ magnétique créé par la bobine supraconductrice qui entoure le détecteur central et le calorimètre à argon liquide produit une courbure des traces qui aide à identifier les particules. La figure 1.9 montre la coupe longitudinale du détecteur de traces, on reconnaît les parties avant, centrale et arrière.

1.4.1 Le détecteur de traces avant

Le détecteur est situé vers l’avant ($5^\circ < \Theta < 25^\circ$). A cause de la densité des particules plus élevée dans cette zone sa structure est plus complexe (figure 1.7). Il contient trois parties complètement identiques, chaque composée de :

- Une chambre à dérive “P” dont les fils sont arrangés en trois plans inclinés de 60% l’un par rapport à l’autre pour qu’une mesure de Θ avec une précision inférieure à 1 mrad soit possible.
- Une chambre à fils rapide indiquée en noir ayant un temps de réponse inférieur à 50 ns sert au système de déclenchement.
- Un plan du détecteur à transition indiqué en gris permet la distinction des particules à partir de leur rayonnement X typique.

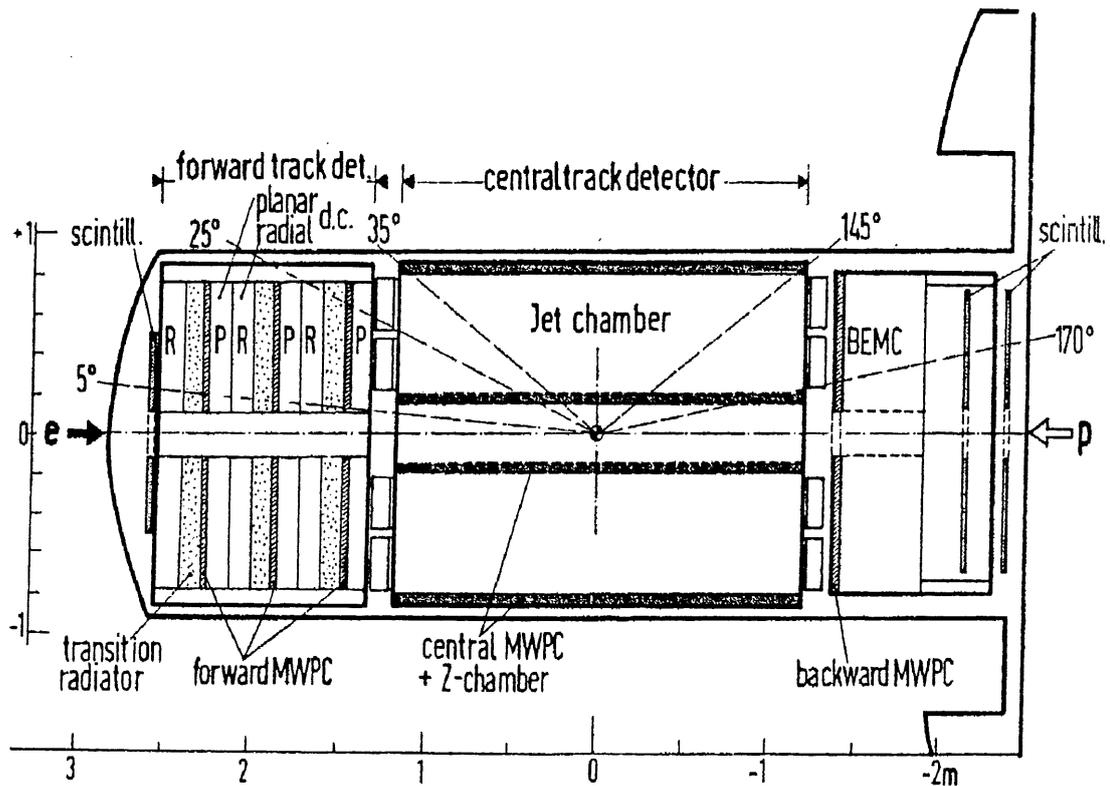


Figure 1.9: Le profil longitudinal du détecteur de traces.

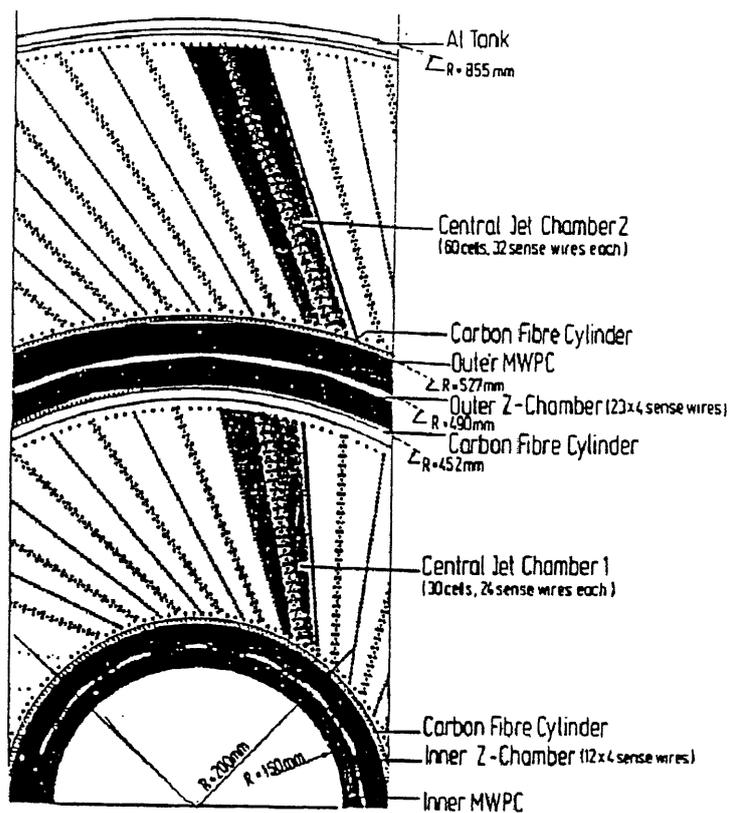


Figure 1.10: Le profil transversal du détecteur de traces.

- Une chambre à dérive radiale “R” destinée à la mesure de r et de Φ avec une précision d’environ $300 \mu m$. Elle permet de distinguer deux traces éloignées de 1.5 mm.

chambre	CJCI , CJCII
rayon intérieur	21.1 cm , 53.7 cm
rayon extérieur	43.5 cm , 83.3 cm
longueur	220 cm , 7220 cm
nombre des cellules	30 , 60
inclinaison des cellules	30°
nombre des fils “signal” par cellule	24
nombre des fils “cathode” par cellule	50 , 66
distance des fils “signal”	10.16 mm
décalage des fils	$\pm 150 \mu m$
diamètre des fils signal	$\pm 20 \mu m$
champ électrique	60-130 V/mm
champ magnétique	1.16 Tesla
système de lecture	104 MHz, 8 bit FADC
nombre maximale des coups par fils	20
distance minimale entre deux coups	2 mm

Tableau 1.1: Paramètres caractéristiques du détecteur central.

1.4.2 Le détecteur de traces central

Le détecteur est divisé en deux chambres à dérive CJC1 et CJC2 ayant des fils parallèles à l’axe du faisceau (montré dans la figure 1.9). Il couvre la zone de $25^\circ < \Theta < 155^\circ$. Les fils sont arrangés en couches inclinées de 30° par rapport à la direction radiale assurant en moyenne malgré le champ magnétique une traversée perpendiculaire des particules. Ainsi les chambres permettent une mesure des coordonnées (r, Φ) jusqu’à $125 \mu m$ de précision et environ 22 mm en z . L’impulsion est mesurable à $\frac{\delta p}{p} \sim 0.3\%$ et la perte d’énergie à 6%.

De plus, deux chambres à dérive supplémentaires sont montées sur le pourtour interne et externe de la CJC1 : CIZ et COZ. Elles fournissent une mesure de Z avec une précision de $250 \mu m$ ($350 \mu m$). Attachées aux CIZ et COZ se trouvent deux chambres proportionnelles CIP et COP. Elles sont utilisées par le système de déclenchement. La figure 1.5 montre par exemple un événement bruit de fond typique qui est supprimé par le détecteur central parce que les traces ne viennent pas du point d’interaction.

1.4.3 Le détecteur de traces arrière

Une chambre à fils proportionnelle (indiquée par “backward MWPC”) vers l’arrière mesure la position de la trace dans le plan Φ, r avec une précision de 2 mm. Ceci est important pour le déclenchement “électron”. Également vers l’arrière se trouvent deux plans de scintillateurs. Ils mesurent le temps de vol des particules et peuvent ainsi distinguer les particules venant du point d’interaction et les événements “bruit” venant de la ligne du faisceau, leur résolution temporelle est de l’ordre de $3ns$.

1.5 Les calorimètres

Le cœur de H1 est le calorimètre à argon liquide qui est placé à l’intérieur de la bobine supraconductrice. Les lignes du champs magnétique sont fermées par la culasse en fer entourant le détecteur entier. Le fer sert également à la détection des muons et des fins de gerbe. Le calorimètre à argon liquide est fermé vers le tube à vide par deux calorimètres “chauds” : le PLUG vers l’avant et le BEMC vers l’arrière. Ces calorimètres sont exposés dans la suite.

1.5.1 Le calorimètre à argon liquide

La collaboration H1 s’est décidée pour un calorimètre à argon liquide (figure 1.11) parce que cette technique est bien maîtrisée. Elle permet de réaliser un calorimètre avec une bonne résolution spatiale (30784 canaux électromagnétiques et 13568 canaux hadroniques ayant une surface de 10 - 100 cm^2 et de 50 - 2000 cm^2) ce qui est important pour une bonne séparation électron-pion.

De plus, les calorimètres à argon liquide ont la réputation d’avoir une grande stabilité temporelle de leur signal ce qui est aujourd’hui vérifié continuellement pour H1 par des sondes utilisant le signal de sources β qui sont placées par tout dans le détecteur. Une stabilité du signal $< 0,5\%$ par an a été observée.

Une bonne calibration absolue, inférieure à 1% pour les modules électromagnétiques et inférieure à 2% pour les modules hadroniques, est importante pour pouvoir mesurer les fonctions de structure avec une précision supérieure à 10%. Cette précision de calibration a été obtenue par des mesures de test détaillées au CERN pendant lesquelles chaque type de module a été calibré. Dans ces mesures la résolution du calorimètre a été déterminée, elle est de l’ordre de $12\%/\sqrt{E}$ pour la partie électromagnétique et de $50\%/\sqrt{E}$ pour la partie hadronique.

Le choix “conservateur” de H1 (argon liquide) a le désavantage que son calorimètre

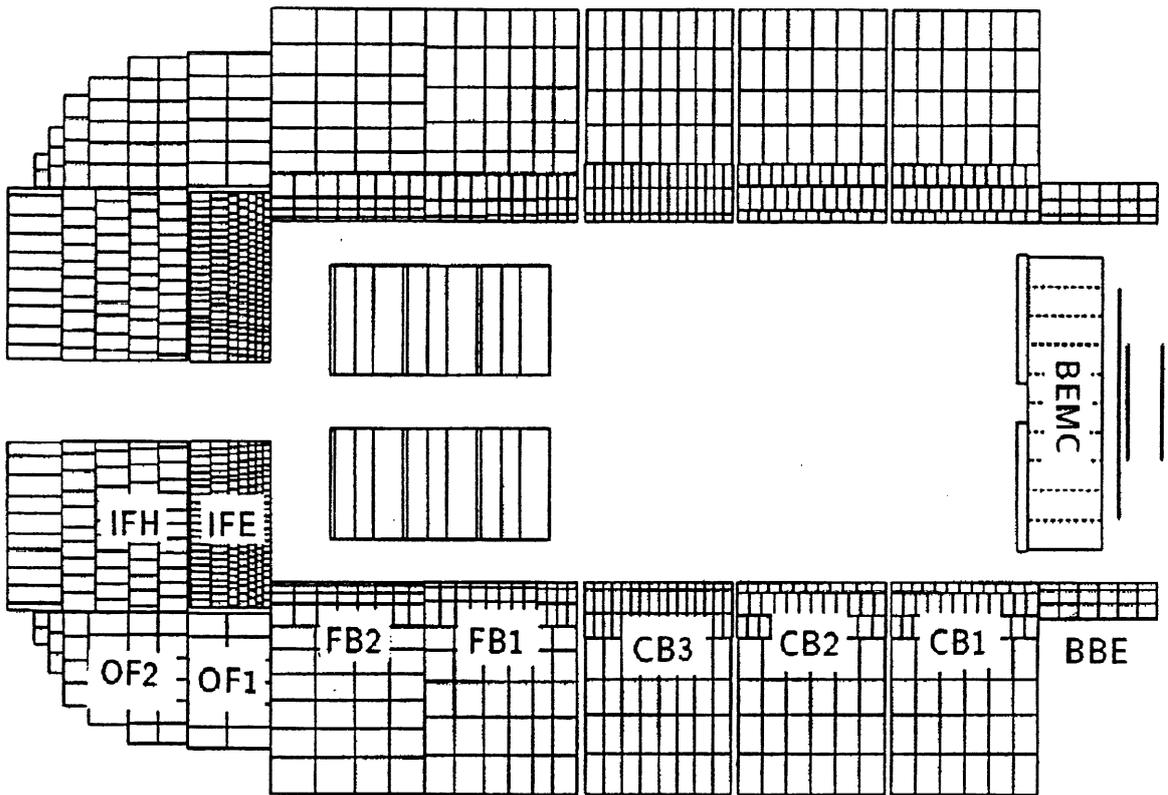


Figure 1.11: La position des cellules du calorimètre à argon liquide dans une projection en R, Z .

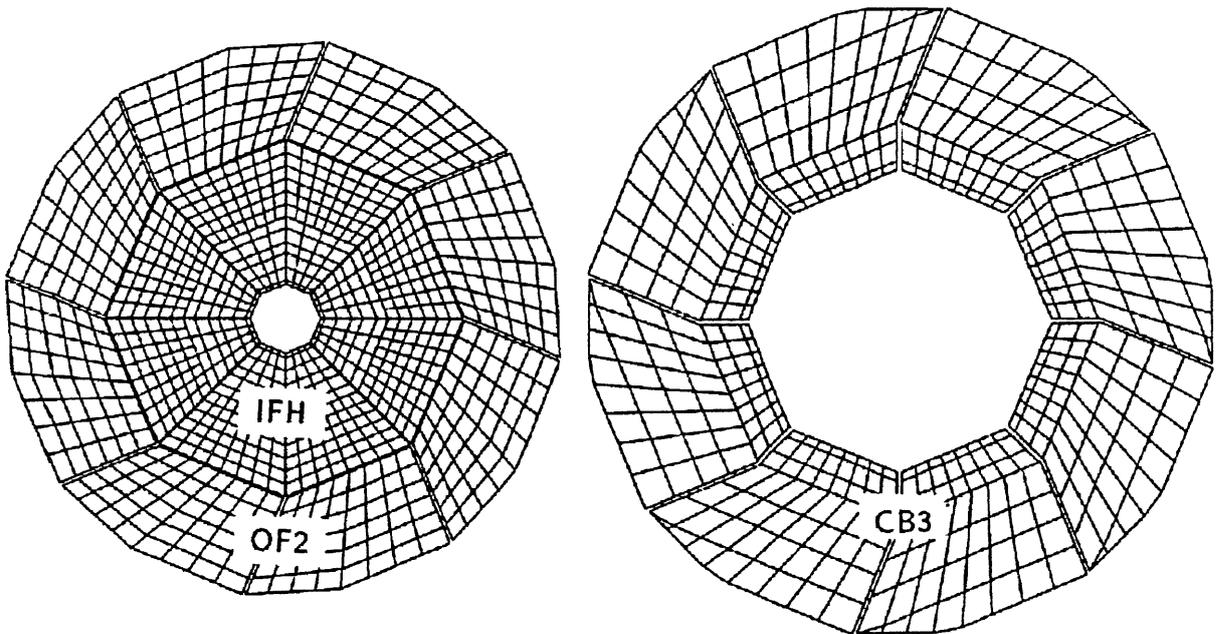


Figure 1.12: La position des cellules du calorimètre à argon liquide dans une projection en R, ϕ .

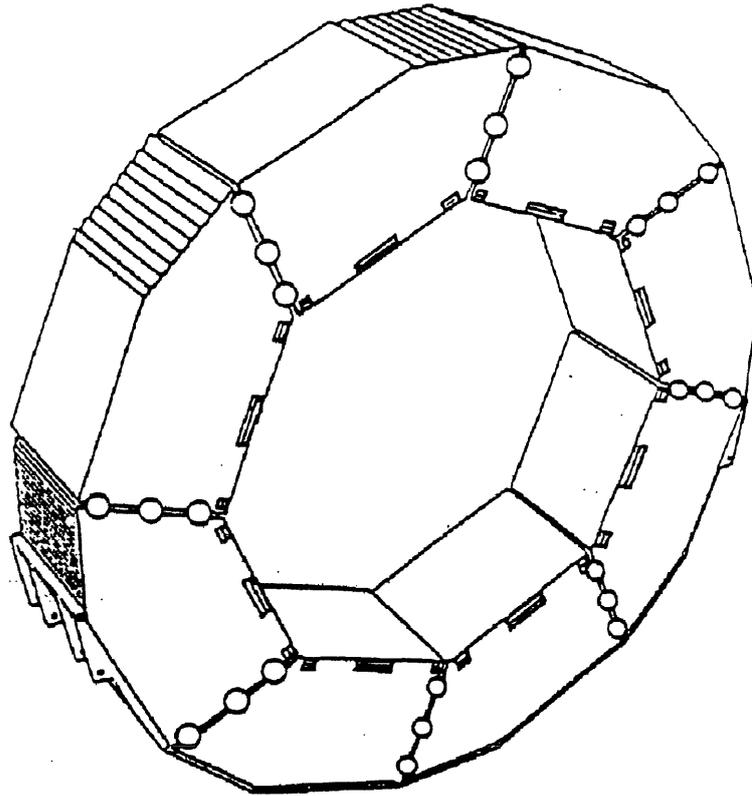


Figure 1.13: Une roue du calorimètre à argon liquide.

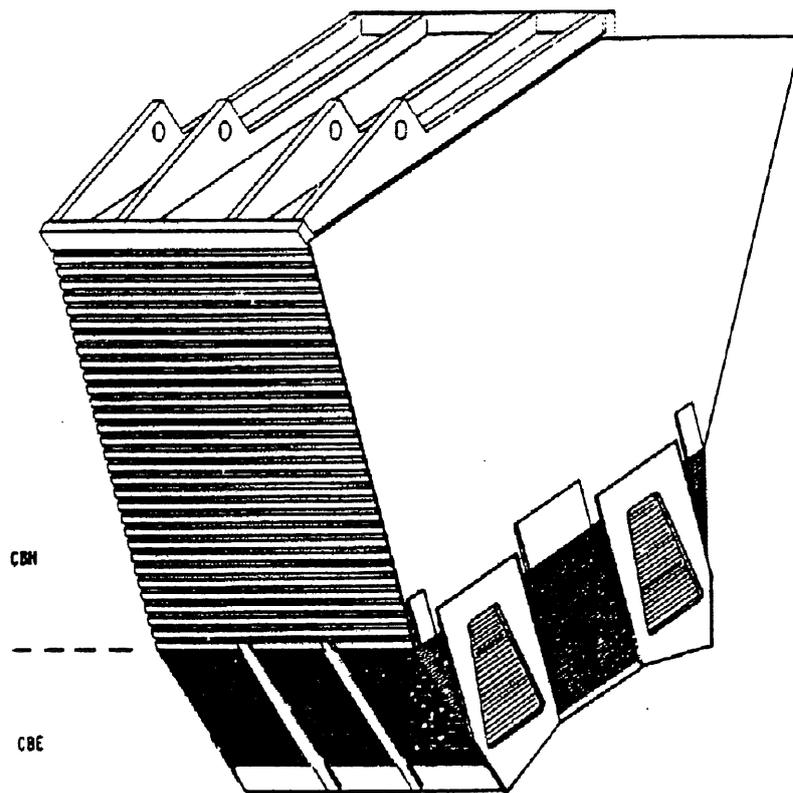


Figure 1.14: Un module CB3 du calorimètre à argon liquide avec les parties électromagnétiques et hadroniques.

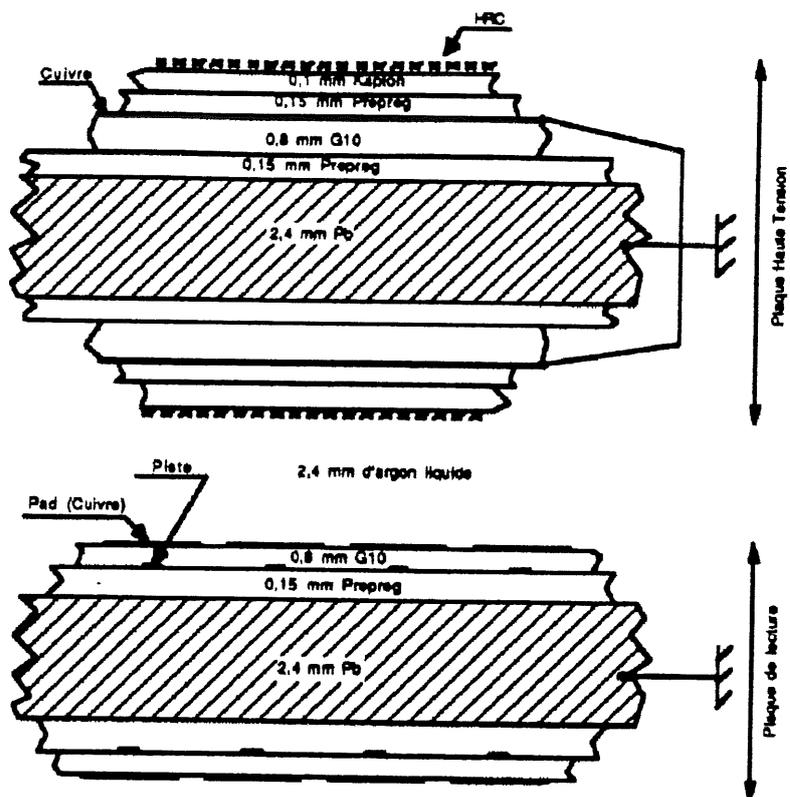


Figure 1.15: La cellule de lecture électromagnétique.

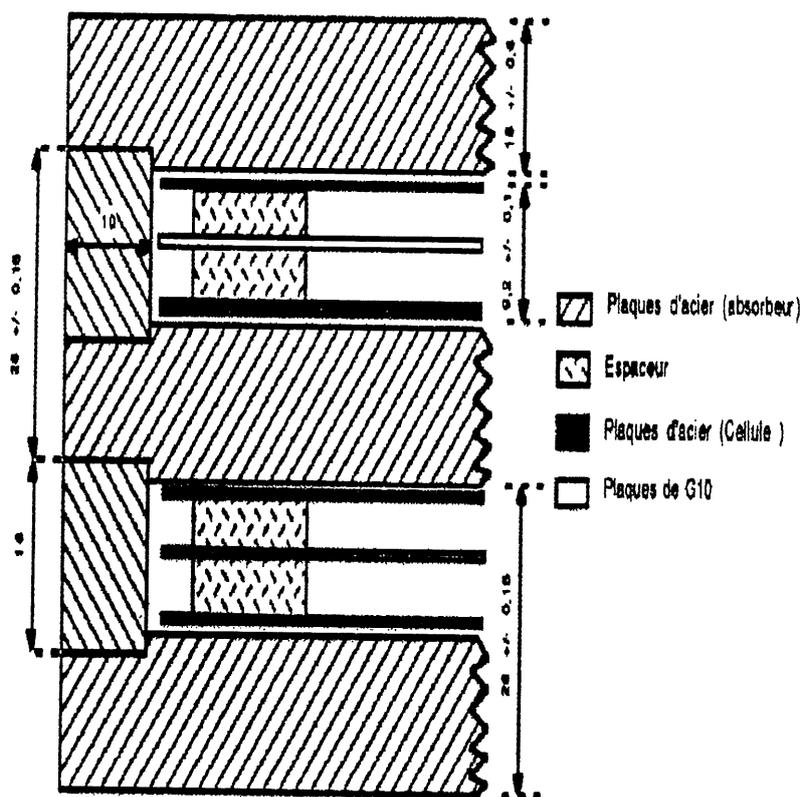


Figure 1.16: La cellule de lecture hadronique.

n'est pas compensé, c'est à dire que la réponse d'un électron n'est pas égale à la réponse d'un pion de même énergie. H1 est ainsi forcé de corriger cette faiblesse qui dégrade la résolution hadronique par une pondération des énergies après la mesure. La valeur précédente correspond donc à la résolution après pondération.

En revanche, la collaboration ZEUS a construit son calorimètre en utilisant une technique innovatrice (uranium, scintillateur) : il est compensé et la radioactivité naturelle de l'uranium permet une calibration absolue confortable. Les résolutions électromagnétique et hadronique sont de l'ordre de $18\%/\sqrt{E}$ et $35\%/\sqrt{E}$. Ces avantages ont été payés par une granularité plus grossière.

Le calorimètre à argon liquide de H1 a été construit d'une manière modulaire. L'ensemble total couvre les angles polaires de $4^\circ \leq \Theta \leq 152^\circ$. Il est composé des huit roues indiquées dans la figure 1.11 dont une est visualisée dans la figure 1.13. On peut voir qu'une roue contient huit modules, chacun avec une partie électromagnétique et une partie hadronique (figure 1.14). Les cellules de lecture des deux parties sont représentées dans les figures 1.15 et 1.16.

La cellule électromagnétique est formée d'un empilement de plaques de plomb de 2,4 mm d'épaisseur séparées par des espaceurs de G10. Cet espace de 2,5 mm contient de l'argon liquide. Sur chaque face des plaques de plomb est collée une couche cuivre-G10. Le cuivre d'une plaque sur deux est segmenté en éléments rectangulaires, appelés "pads". La granularité du calorimètre correspond donc à la surface d'un pad. La haute tension de 2500 V est appliquée entre le pad et la couche de cuivre lui faisant face.

La cellule hadronique est composée des absorbeurs en acier de 16 mm d'épaisseur et des couches actives formées de trois éléments : deux plaques en acier (1,5 mm) pour la haute tension entourent la plaque de lecture. L'épaisseur constante d'argon liquide de 2,4 mm est assurée, comme pour la cellule électromagnétique, par des espaceurs.

Une particule chargée qui traverse une cellule ionise l'argon liquide. Les ions créés dans le champ électrique produit par la haute tension entre les deux plaques d'absorbeur induisent un courant mesurable (c'est le principe de la calorimétrie). La physique d'un calorimètre sera détaillée dans le chapitre 3.

La profondeur totale du calorimètre correspond à 20 (30) X_0 pour sa partie électromagnétique dans la région centrale (avant) et à 4 (6) λ pour sa partie hadronique. Les gerbes hadroniques ne sont donc pas toujours entièrement contenues dans le calorimètre à argon liquide.

1.5.2 Le fer instrumenté

Le fer a une structure feuilletée (dix intervalles de fer de 75 mm d'épaisseur distants de 25 à 50 mm) qui permet de l'instrumenter avec plusieurs plans de tubes à dérive. Les tubes mesurent l'énergie avec une résolution de $100\%/\sqrt{E}$ et avec une efficacité de 95 % pour les impulsions entre 2 GeV et 170 GeV.

Le fer instrumenté sert à la détection des fins de gerbe et à la mesure des muons (figure 1.6 montre un événement muon) qui signent souvent le bruit de fond physique ou des phénomènes rares, donc intéressants.

1.5.3 Le calorimètre avant chaud (PLUG)

Le calorimètre avant chaud est destiné à mesurer l'angle et l'énergie des particules qui sortent du détecteur entre le calorimètre à argon liquide et le tube à vide (couverture angulaire entre 13 mrad et 60 mrad). Il se situe entre $z = -476$ cm et $z = -545$ cm autour de la ligne du faisceau et à $R = 5.8 - 27.5$ cm.

Sa résolution angulaire est considérable (inférieur à 5 mrad) et sa résolution en énergie est très médiocre ($100\%/\sqrt{E}$).

Ce détecteur est composé de huit modules. Un module consiste de plaques de cuivre (75mm) entre lesquelles sont intercalés des panneaux en silicium de $300\mu m$. L'épaisseur totale du PLUG fait 69 cm (4.3λ). Les cellules de lecture ont une granularité de $5 \times 5/cm^2$. Malheureusement, le PLUG n'est pas encore en service au moment de la rédaction de cette thèse.

1.5.4 Le calorimètre arrière chaud (BEMC)

Le BEMC ³ couvre l'angle solide de $150^\circ \leq \Theta \leq 176^\circ$. Il est crucial pour la détection d'électrons qui sont diffusés vers l'arrière pour des événement à bas x et bas Q^2 . Sa résolution en énergie est de $12\%/\sqrt{E}$. La construction de ce détecteur a été prévue pour permettre l'accès au détecteur central au cas de problème, même après la fermeture du cryostat.

Le détecteur est composé de modules (15.7 cm \times 15.7 cm et 34 cm long) contigus, chacun composé de couches de plomb (2.5mm) et de couches de scintillateur (4mm). La lumière émise par ces scintillateurs est transmise par quatre guides pour chaque module et elle est finalement lue par des photodiodes. L'épaisseur totale du dispositif correspond à 22 longueurs de radiation et à seulement environ une longueur d'interaction ce qui

³Backward electromagnetic calorimeter

représente le désavantage majeur du BEMC : la séparation électron-pion est mauvaise. Un remplacement du BEMC par un détecteur plus performant est prévu d'ici deux ans.

1.6 Conclusion

Depuis un an l'accélérateur HERA fait partie de la famille des collisionneurs actives. Une nouvelle région cinématique ($10^3 < S < 10^5$) de diffusion profondément inélastique est ainsi ouvert à la recherche. Le détecteur H1 a pris ses premières données à l'été 1992, et elles ont été analysées et publiées à l'automne de la même année. . Il a ainsi fait la preuve de ses performances.

Chapitre 2

Calorimétrie

2.1 Introduction

Pendant ces dernières années les calorimètres ont joué un rôle de plus en plus décisif dans toutes les expériences de physique des hautes énergies. L'importance de la calorimétrie va continuer de croître avec l'augmentation en énergie des prochains accélérateurs. La technique calorimétrique succède à la technique des chambres à bulles, qui a contribué à la découverte de la plupart des résonances et des particules connues. Les chambres à bulles effectuaient une mesure directe des quadrivecteurs des particules créées au cours de l'interaction (Fig. 2.2). Ceci n'est plus possible aujourd'hui parce que dans les collisions aux énergies actuelles beaucoup trop de particules sont créées pour être suivies indépendamment (Fig. 2.1). C'est pour cela que l'on s'intéresse plutôt aux caractéristiques générales de l'événement, qui sont par exemple : l'énergie transversale manquante, le nombre des gerbes. Ces paramètres sont également les paramètres prédits par la nouvelle physique, les calorimètres sont bien adaptés à leur mesure.

Les calorimètres permettent une bonne granularité, une grande herméticité et une lecture rapide du détecteur ce qui rend possible de mesurer des événements rares, donc souvent la nouvelle physique. Prenons l'exemple du calorimètre à argon liquide de H1 [20] : il possède environ 45000 canaux, sa couverture angulaire est $4^\circ < \Theta < 152^\circ$.

Dans la suite, la physique d'un calorimètre (en particulier d'un calorimètre à échantillonnage) va être exposée dans le but de détailler les différences entre la physique d'une gerbe électromagnétique et d'une gerbe hadronique.

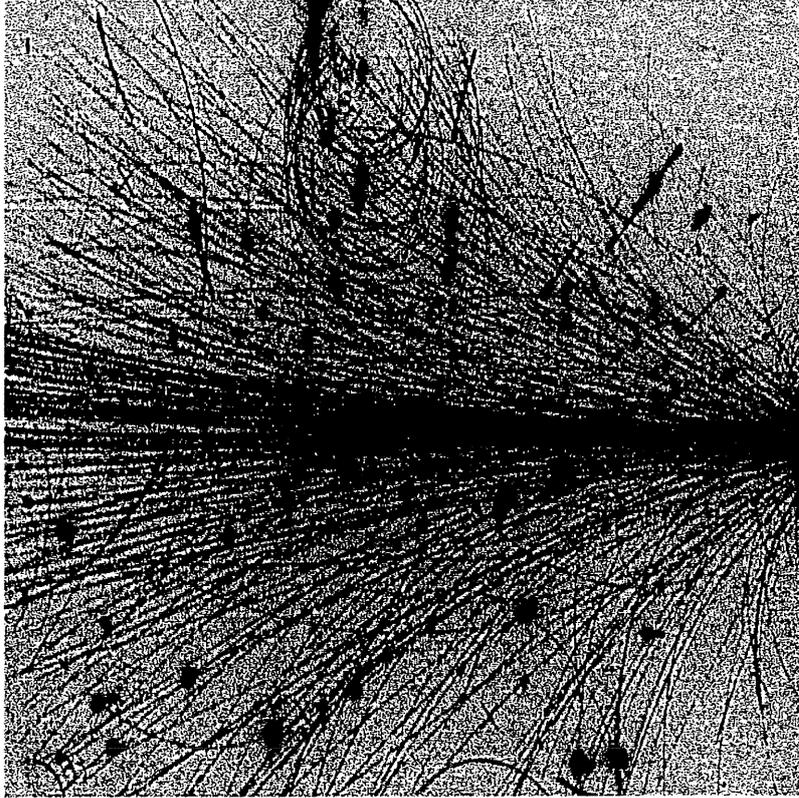


Figure 2.1: Une collision de O et Pb à 2000 GeV par nucléon.

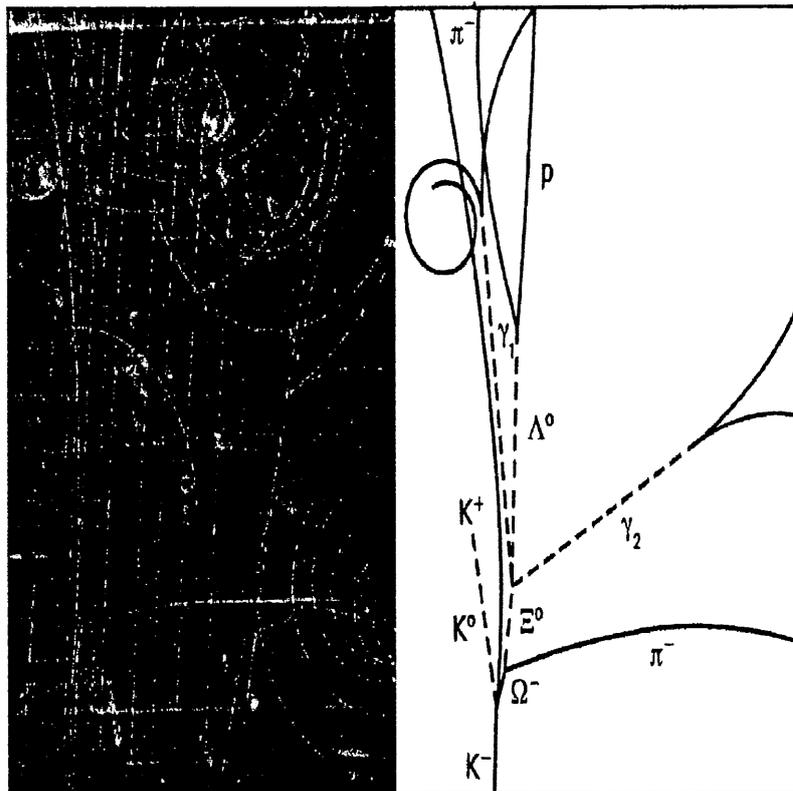


Figure 2.2: Le premier évènement avec un Ω^- .

2.2 Propriétés générales d'un calorimètre

Un calorimètre est un bloc de matière qui absorbe autant que possible l'énergie d'une particule qui le traverse. La particule interagit avec le milieu dense du calorimètre et donne naissance à d'autres particules d'énergie inférieure. De cette manière, toute l'énergie initiale est déposée sous la forme d'une gerbe composée de particules d'énergie décroissante (Fig. 2.4) [8].

La technique calorimétrique permet la mesure d'une fraction de l'énergie de la gerbe sous la forme d'un signal de lumière ou d'une charge électrique. Par ce principe on peut mesurer l'énergie initiale de la particule. Les avantages et caractéristiques de la calorimétrie peuvent être résumés [5] ainsi :

- La calorimétrie est basée sur des phénomènes statistiques, puisque la mesure de l'énergie ne dépend que du nombre des particules de la gerbe qui fluctue naturellement. Donc, la précision de la mesure augmente quand l'énergie augmente :

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{\Delta N}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{N}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (2.1)$$

- La longueur de la gerbe n'augmente que logarithmiquement avec l'énergie ($l \propto \log E$) ce qui assure une bonne compacité. Même les gerbes de très grande énergie peuvent être entièrement contenues dans le détecteur. Cette propriété limite les dimensions géométriques du dispositif expérimental et par là même, son coût.
- La mesure de l'énergie ne dépend pas de la présence d'un champ magnétique.
- Les calorimètres ne sont pas seulement sensibles aux particules chargées mais aussi aux particules neutres.
- Dû au développement différent des gerbes en fonction du type de la particule initiale une identification grossière de la particule utilisant seulement le calorimètre est possible. Les distinctions possibles sont :
 - Une gerbe électromagnétique est plus "courte" qu'une gerbe hadronique.
 - Un muon dépose en moyenne toujours la même quantité d'énergie qu'une particule au minimum d'ionisation et il quitte le calorimètre s'il a assez d'énergie.
 - Un neutrino n'interagit pas du tout avec le détecteur. Son énergie intervient dans la non-conservation de l'énergie transversale.
- Les signaux du calorimètre peuvent être lus et digitisés par une électronique rapide ce qui permet des mesures fréquentes.
- On peut réaliser des calorimètres avec une granularité fine ce qui permet une mesure précise de la direction de la particule et des sommes d'énergie transversale et longitudinale.

On peut distinguer principalement deux manières de convertir l'énergie déposée en un signal mesurable [6]: Premièrement les techniques basées sur la collection de lumière de scintillation ou de lumière Čerenkov (Fig. 2.3a,b) de [6]. Cette lumière est d'abord collectée par des guides de lumière puis elle est convertie en charge électrique dans des photomultiplicateurs. Les difficultés habituelles rencontrées par cette technique sont: la non-linéarité des guides de lumière, la non-uniformité due au volume des modules de lecture, une calibration complexe à effectuer et à surveiller au cours du temps (vieillesse des scintillateurs).

La collaboration ZEUS [19] qui a choisi cette voie, propose un calorimètre comprenant des plaques d'uranium armées séparées entre elles par des scintillateurs de plastique. Ce calorimètre est conçu pour avoir une excellente résolution hadronique de $35\%/\sqrt{E}$, la résolution électromagnétique quand à elle devrait être de $17\%/\sqrt{E}$.

Deuxièmement, les techniques basées sur la collection des charges électriques créées par l'ionisation du milieu actif qui peut être soit un gaz soit un liquide (Fig. 2.3c,d). Ici, ni l'uniformité, ni la segmentation ne posent de gros problèmes.

Le calorimètre de la collaboration H1 fait partie de cette deuxième classe. Les absorbeurs sont respectivement en plomb et en acier pour le calorimètre électromagnétique et hadronique et le milieu actif est de l'argon liquide. La résolution électromagnétique projetée est de $12\%/\sqrt{E}$, tandis que la résolution hadronique est environ $50\%/\sqrt{E}$, après utilisation de techniques de pondération d'énergie qui seront décrites par la suite.

2.3 La physique d'une gerbe électromagnétique

Quand un photon (ou un électron) de grande énergie ($E \geq 1\text{GeV}$) traverse de la matière dense, il crée une gerbe électromagnétique (Fig. 2.4). En principe tous les processus physiques qui peuvent avoir lieu pendant le développement de la gerbe sont bien connus et calculables par la théorie de l'électrodynamique quantique (QED) [9].

Le photon peut interagir de différentes manières, avec des sections efficaces qui sont indiquées sur la figure 2.5 pour le plomb :

- Diffusion cohérente pendant laquelle l'atome n'est ni ionisé ni excité (σ_{COH}).
- Diffusion incohérente sur un électron aussi appelée diffusion Compton (σ_{INCOH}).
- Ejection d'un électron par absorption du photon i.e. l'effet photoélectrique (τ).
- Absorption du photon par le noyau (σ_{abs}).
- Création de paires soit dans le champ de l'électron (κ_e) soit dans le champ nucléaire (κ_N).

Les sections efficaces des processus possibles pour l'électron et pour le positron sont représentées sur la figure 2.6 de [12] :

- Diffusion d'un électron ou d'un positron sur un électron atomique (diffusion Møller ou diffusion Bhabba).
- Ionisation ou excitation du milieu par diffusion électron-électron.
- Radiation de freinage d'un photon (Bremsstrahlung).

Donc, on peut en théorie simuler complètement le développement d'une gerbe. Vu le grand nombre des interactions et en conséquence le grand nombre de calculs (tirage aléatoire du processus, distribution angulaire et distribution de l'énergie) ceci est compliqué et demande beaucoup de temps-calcul.

Il suffit heureusement pour la compréhension de la physique d'une gerbe d'estimer ces sections efficaces avec quelques approximations [10] : Le développement initial (à grande énergie) est gouverné par l'effet Bremsstrahlung et par la création de paires. Ces deux processus créent des particules, c'est pour cela que le nombre des particules augmente au début de la gerbe, tandis que leur énergie diminue.

En pratique un électron initial rayonne un photon (figure 2.4) qui va créer une paire électron-positron, qui à leur tour rayonnent, et ainsi de suite. Tous ces processus se produisent à cause de la présence des noyaux atomiques du calorimètre. La probabilité que les photons se convertissent en paire e^+, e^- est indiquée dans figure 2.7, dans le plomb ils se convertissent tant que leur énergie est supérieure à une centaine de MeV [12].

La multiplication des particules continue jusqu'à l'énergie à laquelle la probabilité de créer une particule par radiation est égale à celle de perdre cette énergie par ionisation. L'énergie à laquelle se passe cette transition entre "la perte dominante par radiation" et "la perte dominante par ionisation" est appelée énergie critique (E_c). Elle est donnée en fonction du Z du milieu par les approximations suivantes dans [4] :

$$E_c = \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad \left(\frac{\Delta E_c}{E_c} \leq \pm 10\% \quad \text{pour} \quad 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.2)$$

On trouve pour le plomb une valeur de E_c de 6.7 MeV.

Quand l'énergie moyenne des particules tombe en dessous de l'énergie critique, le développement de la gerbe est gouverné par la perte d'énergie due à l'ionisation du milieu. Sa section efficace augmente si rapidement que les particules de basse énergie ($< E_c$) sont arrêtées immédiatement. Le développement longitudinal est pour cette raison déterminé par la radiation. Ceci mène à la définition de la longueur de radiation", qui est une échelle de longueur qui ne dépend pas du type de milieu dans lequel se développe la

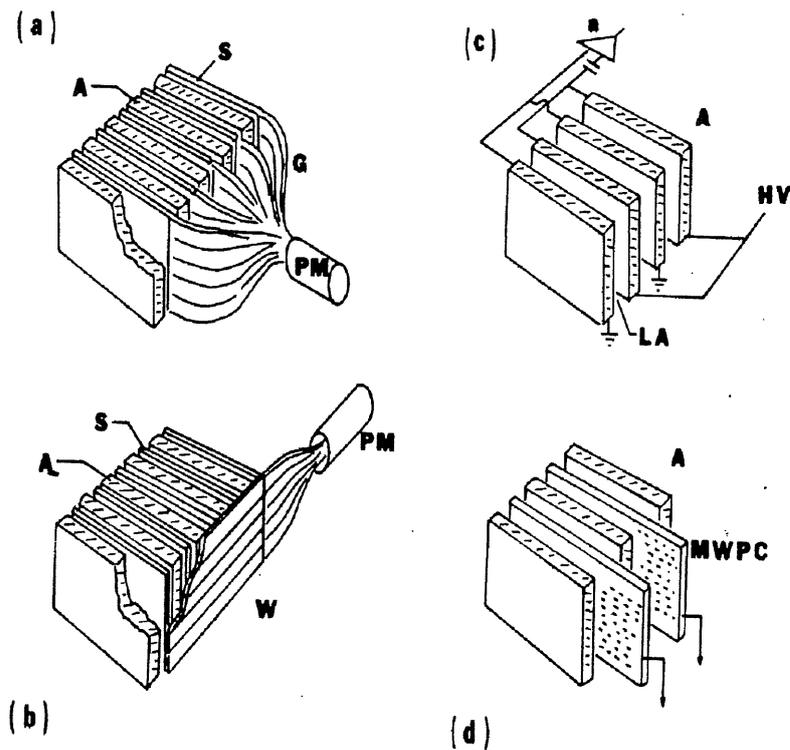


Figure 2.3: Représentation des techniques communes de lecture d'un calorimètre : a) plaques de scintillateur couplées aux photomultiplicateurs b) plaques de scintillateur couplées aux convertisseurs de longueur d'onde c) production des charges dans l'argon liquide d) production des charges dans un gaz amplifié par une chambre proportionnelle.

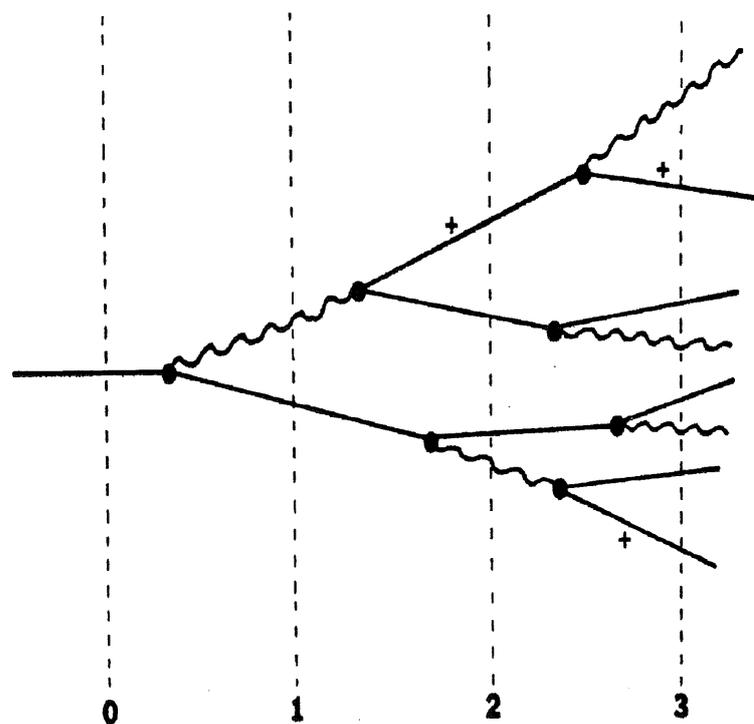


Figure 2.4: Un modèle simple d'une gerbe électromagnétique. Les lignes solides indiquent un e^- (ou e^+), les lignes en pointillés représentent γ . Le nombre de longueurs de radiation est indiqué en bas de la figure.

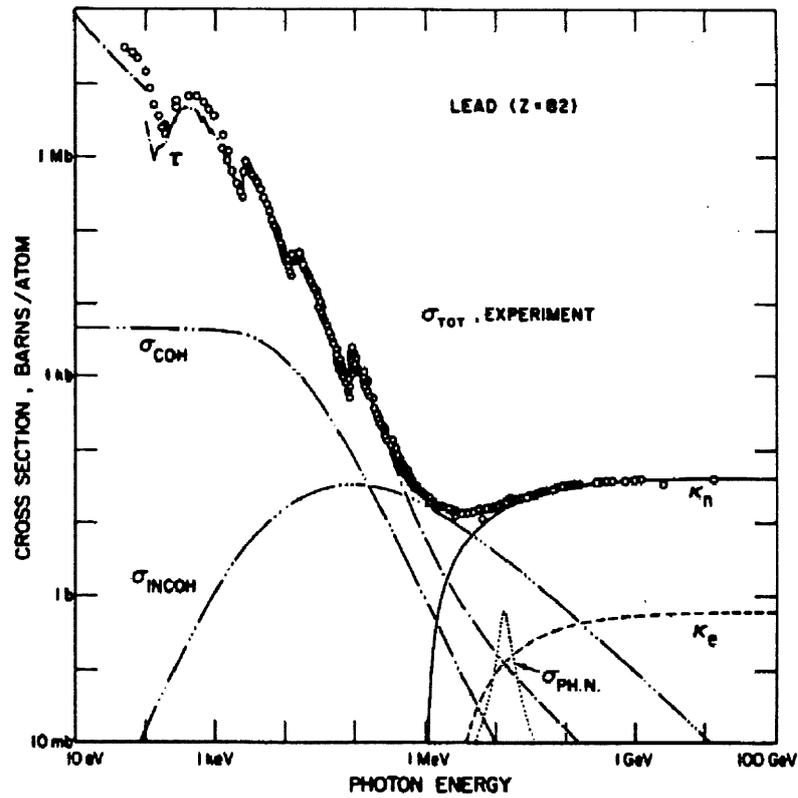


Figure 2.5: Les différentes contributions à la section efficace totale dans le plomb.

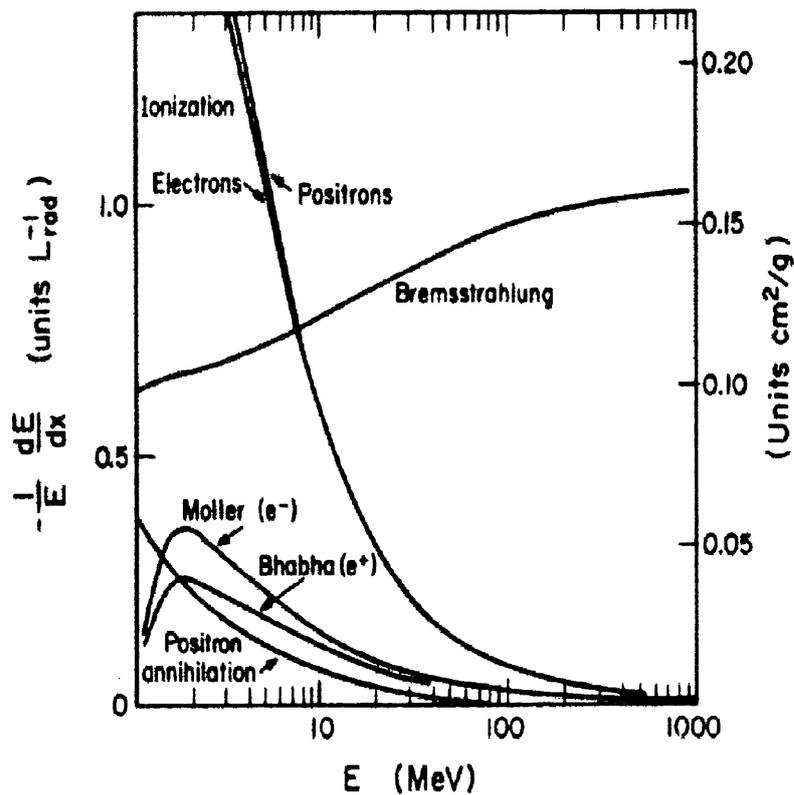


Figure 2.6: Les contributions à la perte d'énergie des électrons et des positrons dans du plomb.

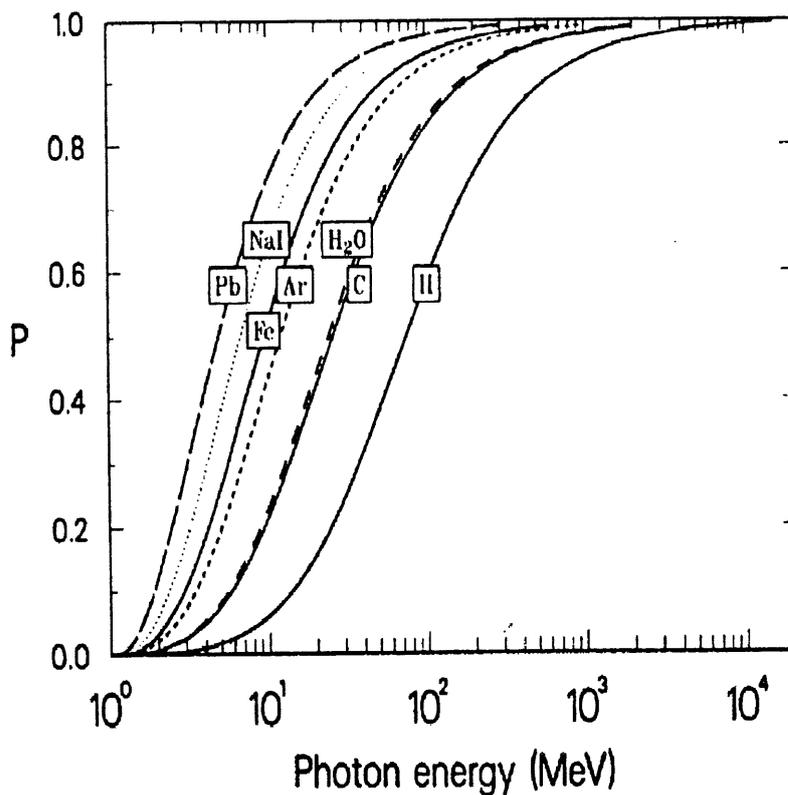


Figure 2.7: La probabilité de conversion en paires d'un photon.

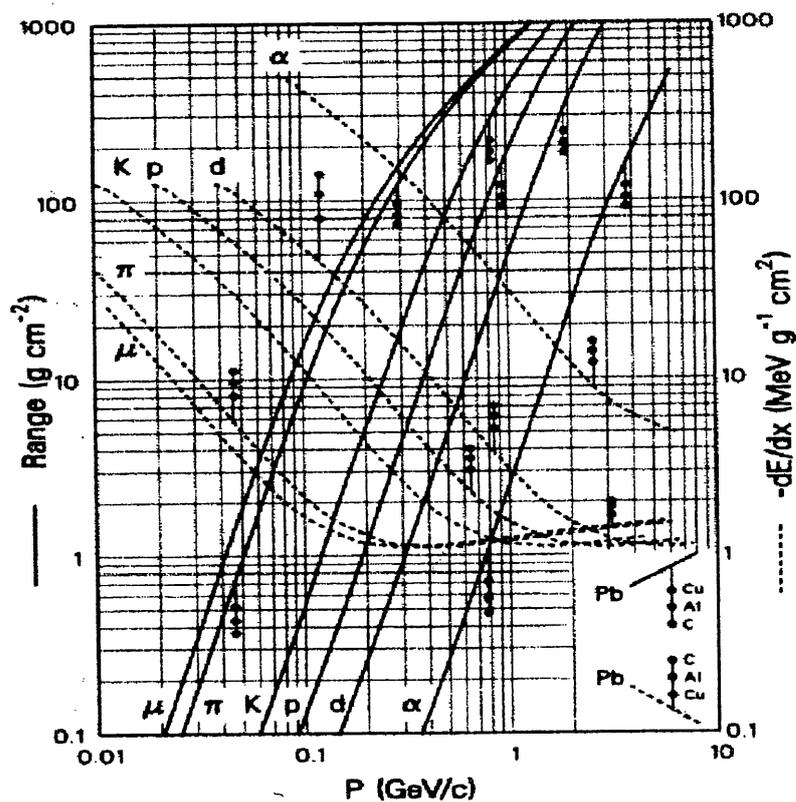


Figure 2.8: Libre chemin parcouru moyen et perte d'énergie pour les particules indiquées dans Pb, Cu, Al et C utilisant l'équation de Bethe-Bloch.

gerbe. Une longueur de radiation (X_0) est la distance pendant laquelle un électron perd en moyenne environ les $2/3$ (exactement: $1 - e^{-1}$) de son énergie par Bremsstrahlung. C'est ainsi l'échelle appropriée pour la description longitudinale d'une gerbe (Fig. 2.4). Son expression exacte est peu instructive à cause des nombreux termes d'ordre supérieur [11] mais on peut trouver la dérivation de la formule suivante dans [10] :

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2} \frac{1}{r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})} \quad \text{avec} \quad r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} \quad (2.3)$$

α est la constante de structure fine, N_A le nombre d'Avogadro, Z le nombre atomique et A le poids atomique. r_e représente le rayon classique de l'électron en fonction de sa masse, de la vitesse de lumière et de sa charge. On voit que pour toutes les particules plus lourdes que l'électron, le carré de la masse intervient augmentant d'autant la longueur de radiation. C'est pour cela que la perte d'énergie par ionisation d'un muon qui a une masse beaucoup plus grande que l'électron joue un rôle dominant face à la radiation. Les gerbes électromagnétiques ne sont donc dues qu'aux électrons ce qui mène aux deux approximations suivantes pour X_0 [8],[4]:

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} g.cm^{-2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 2.5\% \quad \text{pour} \quad 2 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.4)$$

$$X_0 = \frac{180A}{Z^2} g.cm^{-2} \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20\% \quad \text{pour} \quad 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.5)$$

Les deux expressions varient toutes les deux en A/Z^2 , mais ont une précision différente. Finalement, quelques valeurs exactes sont résumées dans la table 2.1.

Pour des énergies supérieures à 1 GeV la section efficace de la production de paires peut s'exprimer en fonction de X_0 :

$$\sigma = \frac{7}{9} \frac{A}{X_0 N} \quad (2.6)$$

La précision de la formule (2.6) est de l'ordre de quelques pour cents. La perte d'énergie par ionisation détermine le développement de la gerbe pour des énergies inférieures à E_c : de plus en plus d'énergie est absorbée et le nombre moyen des particules diminue.

La perte d'énergie $\frac{dE}{dx}$ par unité de longueur parcourue se calcule par la formule de Bethe-Bloch. Sa discussion et sa démonstration détaillée se trouvent dans [9] et dans [10] :

$$\frac{dE}{dx} = D_e \left(\frac{Z}{\beta} \right)^2 n_e \left[\ln \frac{2m_e^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} \right] \quad (2.7)$$

Dans D_e sont réunies les propriétés de l'électron, sa masse, son rayon et la vitesse de lumière:

$$D_e = 4\pi r_e^2 m_e c^2 = 5.0989 \times 10^{-25} MeV cm^2.$$

n_e représente la densité des électrons par unité de volume dans le milieu

Z est le nombre atomique

$\beta = v/c$ est la vitesse réduite de la particule

γ se déduit de β par $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$

I correspond au potentiel d'ionisation du milieu traversé.

L'expression (2.7) s'obtient par un calcul perturbatif du premier ordre et prend en compte toutes les pertes d'énergie par excitation ou ionisation du milieu qui ont lieu pendant la traversée de la distance dx . Le spin et le moment magnétique de l'électron ainsi que le recul du noyau lors de l'interaction sont inclus correctement.

La perte d'énergie représentée sur la figure 2.8 dépend du carré de la charge et de la vitesse de la particule initiale, mais elle ne dépend pas de sa masse, ainsi elle décroît en $1/v^2$ pour des petites énergies ($E < 1\text{GeV}$). La perte d'énergie dépend linéairement de la densité d'électrons n_e et logarithmiquement du potentiel d'ionisation I . Ceci est bien illustré dans la figure 2.8 pour le plomb, le cuivre et l'aluminium.

Toutes les particules ont en fonction de leur énergie un minimum d'ionisation autour de $1\text{MeV}/g.cm^{-2}$. En pratique toutes les particules (μ, π, K, p) d'énergie supérieure à 1GeV déposent toujours cette même quantité d'énergie qui sert donc de référence à laquelle on normalise la réponse d'un calorimètre. On parle alors de particules au minimum d'ionisation (*mip*).

Quand l'énergie continue de croître ($E > 10\text{GeV}$), la perte de l'énergie $\frac{dE}{dx}$ recommence à croître aussi à cause de la déformation relativiste du champ coulombien (terme en $\ln \gamma^2$) qui augmente le rayon de l'atome vu par la particule. On appelle ce phénomène la remontée relativiste. La remontée est faible (10% – 20%) et elle est limitée par l'effet de densité (terme $\delta(\gamma)$) qui prend en compte les interactions des électrons des atomes différents. La perte d'énergie devient alors constante (c'est le "plateau" de Fermi) jusqu'à des énergies d'environ 500GeV pour des muons ou la section efficace de radiation cesse d'être négligeable.

2.3.1 Profil longitudinal

Par un modèle simple on peut qualitativement décrire le comportement longitudinal d'une gerbe d'énergie E_0 . Le modèle (connu sous le nom d'approximation de Rossi) ne prend en compte que les sections efficaces de rayonnement de freinage et de création de paire dans leurs limites à haute énergie. De même fait-on alors abstraction de la différence entre l'électron et le positron. L'effet Compton et tous les effets d'ionisation sont négligés. Toutes les particules en dessous de l'énergie critique E_c sont absorbées immédiatement.

Dans ces conditions, chaque électron émet un photon par rayonnement de freinage par longueur de radiation et tous deux se partagent l'énergie initiale. De même chaque

matériau	Z	A[g]	$X_0[\frac{g}{cm^2}]$	$X_0[cm]$	épaisseur dans H1	$\rho[\frac{g}{cm^3}]$	$\frac{dE}{dx}[\frac{MeV}{cm}]$	$\Delta E[MeV]$
Al	13	26.98	24.01	8.89		2.70		
LAr	18	39.95	19.55	14.00	2.5 mm	1.40	2.11	0.53
Fe	26	55.85	13.84	1.76		7.87		
Cu	29	63.54	12.86	1.43	4 fois 35 μm	8.98	12.9	0.18
Pb	82	207.19	6.37	0.56	2,4 mm	11.35	12.8	3.08
Prepreg					3 fois 135 μm			0.13
G10			33.00	19.40	2 fois 800 μm	1.30	3.18	0.51
Kapton					100 μm			0.03
BG0			7.98	1.12				
NaI			9.49	2.59				

Tableau 2.1: Propriétés des matériaux discutés.

photon crée à chaque longueur de radiation deux électrons de même énergie.

En utilisant ce modèle, on voit que le nombre de particules $N_{e,\gamma}$ double à chaque longueur de radiation. $N_{e,\gamma}$ est donc donné en fonction de la profondeur t mesurée en X_0 par :

$$N_{e,\gamma}(t) = 2^t \quad (2.8)$$

Ces particules ont une énergie E :

$$E = E_0 2^{-t} \quad (2.9)$$

La propagation de la gerbe continue jusqu'à ce que l'énergie par particule tombe en dessous de l'énergie critique. La profondeur maximale de la gerbe s'exprime alors par :

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2} \quad (2.10)$$

et le nombre d'électrons et de photons à ce moment est :

$$N_{max} = \frac{E_0}{E_c} \quad (2.11)$$

De ces équations, il est facile de déduire qu'à une augmentation linéaire de l'énergie des particules correspond une croissance logarithmique de la longueur de la gerbe. Ceci rend possible la construction de calorimètres compacts.

Pour connaître l'énergie déposée, il faut additionner l'énergie de toutes les particules de la gerbe. On définit le "parcours chargé total" $\langle T \rangle$, comme la somme des distances parcourues par toutes les particules chargées de la gerbe.

$$\langle T \rangle \approx \frac{2}{3} \int_0^{t_{max}} N_{e,\gamma} dt \approx \frac{E_0}{E_c} X_0 \quad (2.12)$$

Le “parcours chargé total” est donc proportionnel à l'énergie initiale. Ceci pourrait être appelé le principe de la calorimétrie : quand l'énergie initiale augmente, le “parcours chargé total” augmente aussi linéairement, et donc également l'énergie déposée.

Ceci reste vrai quand l'énergie minimale E_m qu'on peut mesurer avec un calorimètre est plus grande que l'énergie critique. Amaldi [4] propose une fonction $F(z)$ qui permet de modifier simplement l'équation précédente:

$$F(z) = e^z \left[1 + z \ln \left(\frac{z}{1.526} \right) \right] \quad \text{avec} \quad z = 4.58 \frac{Z E_m}{A E_c} \quad (2.13)$$

$$\langle T \rangle = F(z) \frac{E_0}{E_c} X_0 \quad (2.14)$$

La référence [10] donne les expressions expérimentales suivantes valable de 2 à 300 GeV qui montrent la même dépendance qualitative que le modèle simple décrit plus haut :

$$t_{max} = 3.9 + \ln E_0 \quad (2.15)$$

$$N_{max} = 8.46 E_0^{0.935} \quad (2.16)$$

$$\langle T \rangle = 60.2 E_0 \quad (2.17)$$

La figure 2.9 de [8] représente des profils longitudinaux réalistes dans le plomb à plusieurs énergies différentes. La partie décroissante des courbes, qui n'est plus prédite par le modèle simpliste, a été calculée par un programme de simulation utilisant toutes les sections efficaces des processus discutés précédemment, en particulier pour $E_0 < E_c$. La figure 2.10 de [6] montre le profil longitudinal en fonction du Z du milieu pour une gerbe d'électron de 6 GeV. Le développement semble être indépendant de Z jusqu'à une profondeur de $15X_0$. C'est seulement à la fin de la gerbe qu'on remarque la dépendance en Z de la radiation a un effet. C'est pour cela qu'une gerbe dans le plomb est plus longue en nombre de X_0 . Pour tous les milieux, à une profondeur de $26X_0$, plus de 99% de l'énergie est déposée.

Les figures 2.10 et 2.9 montrent des profils longitudinaux moyens. Ils peuvent être paramétrisés par une distribution Γ [8] qui va être discutée plus exactement dans le prochain chapitre :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad t = \frac{X}{X_0} \quad (2.18)$$

avec a et b des paramètres à ajuster, t la profondeur de la gerbe. En utilisant $c_e = -0.5$, $c_\gamma = +0.5$ et $y = E/E_c$ on peut paramétriser t_{max} par :

$$t_{max} = (a - 1)/b = 1.0 \times (\ln y + c_{e,\gamma}) \quad (2.19)$$

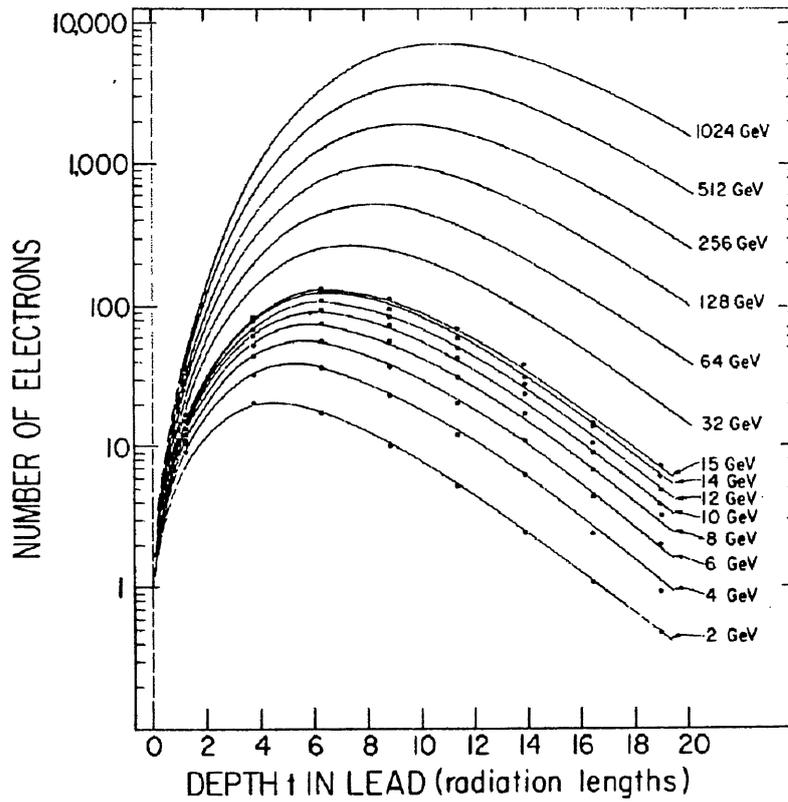


Figure 2.9: Le profil longitudinal des gerbes dans du plomb. Le nombre des électrons devrait être multiplié par un facteur de normalisation de 0.79.

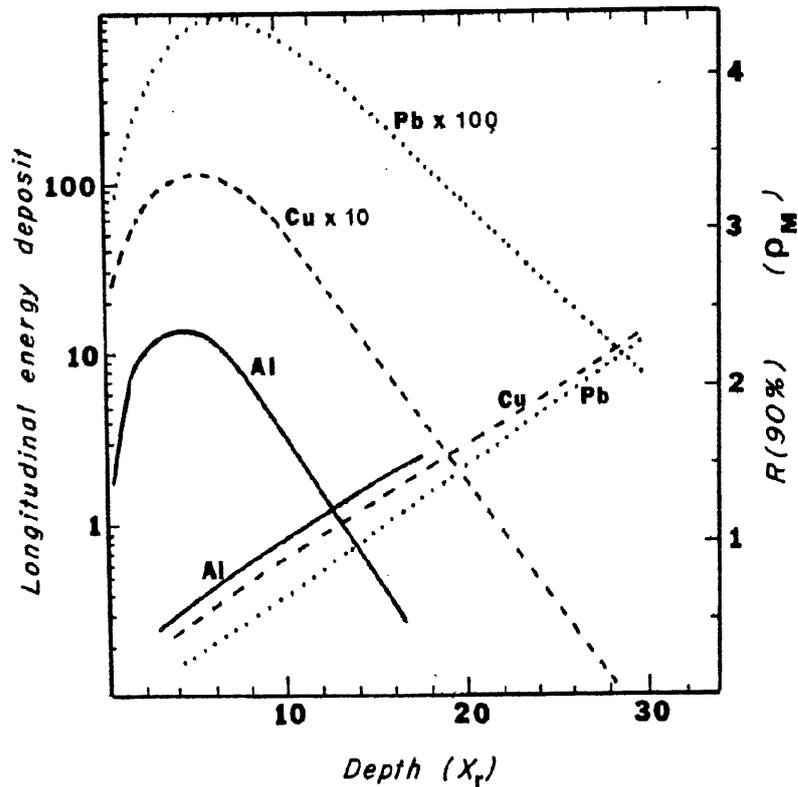


Figure 2.10: Le profil longitudinal d'une gerbe électromagnétique dans des matériaux différents. L'échelle droite montre le profil transversal à 90 % de l'énergie contenue.

2.3.2 Profil transversal

Le développement transversal est décrit par le rayon de Molière R_m donné par [8] :

$$R_M = X_0 \frac{21.2}{E_c} \quad (E_c \text{ en } MeV) \quad (2.20)$$

ou dans [4] par :

$$R_M = \frac{7 A}{Z} g.cm^{-2} \quad \left(\frac{\Delta R_m}{R_m} \leq \pm 10\% \quad \text{pour} \quad 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (2.21)$$

En moyenne 10% de l'énergie sont déposés à l'extérieur d'un R_m et 99% se trouve à l'intérieur de $3.5 R_m$ (2.10). La distribution transversale est caractérisée par un noyau dur (diffusion multiple) et une large queue due à la radiation à basse énergie. C'est pour cette raison que le profil moyen peut être décrit par la superposition de deux exponentielles [3]. R est une fonction de X/X_0 et de $\ln E_0$. Les figures 2.11 et 2.15 montrent les profils d'une gerbe d'électron à 30 GeV dans le calorimètre de H1.

2.4 Le calorimètre à échantillonnage

Un calorimètre peut être soit entièrement, soit en partie seulement actif, c'est à dire capable de mesurer l'énergie des particules qui le traversent. Dans le premier cas on le qualifie d'homogène, tandis que dans le second on parle d'un calorimètre à échantillonnage.

Les calorimètres homogènes ont l'avantage d'avoir une résolution électromagnétique excellente. Les cristaux sont souvent composés de *NaI* ou de *BGO*. La stabilité mécanique de ces cristaux permet la construction de détecteurs compacts de bonne granularité, mais leur densité ne suffit pas à absorber complètement les gerbes hadroniques. Les calorimètres homogènes sont donc plutôt orientés vers la mesure de haute précision des gerbes électromagnétiques.

La structure typique d'un calorimètre à échantillonnage est très bien illustrée par la figure 2.12. On reconnaît les parties (ou couches) actives par les traces de lumière de la gerbe séparées par les parties passives qui sont constituées de plaques d'absorbeur. Cette structure en sandwich absorbeur/partie sensible a fait ses preuves car elle permet de construire des calorimètres capables de contenir entièrement des gerbes aussi bien électromagnétiques qu'hadroniques.

Les plaques d'absorbeur sont généralement composées d'un matériau à grand Z . Ainsi la gerbe se développe en grande partie à l'intérieur de l'absorbeur et l'énergie qui y est déposée ne contribue donc pas au signal mesuré.

Le rapport entre l'énergie déposée dans la partie active (E_{act}) et dans l'ensemble du calorimètre ($E_{depo} = E_{act} + E_{abs}$) est une constante caractéristique de chaque calorimètre

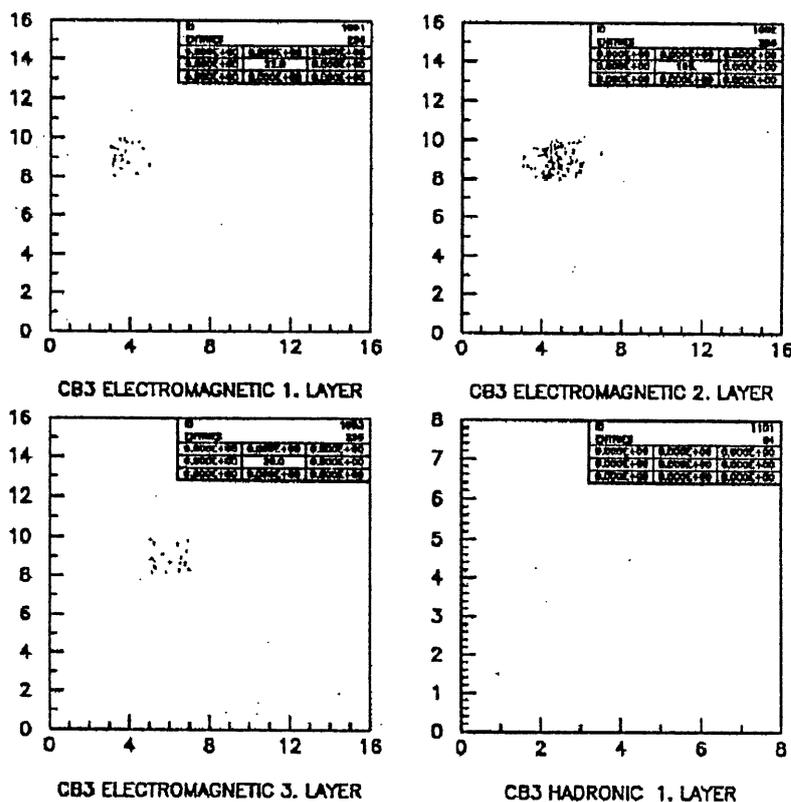
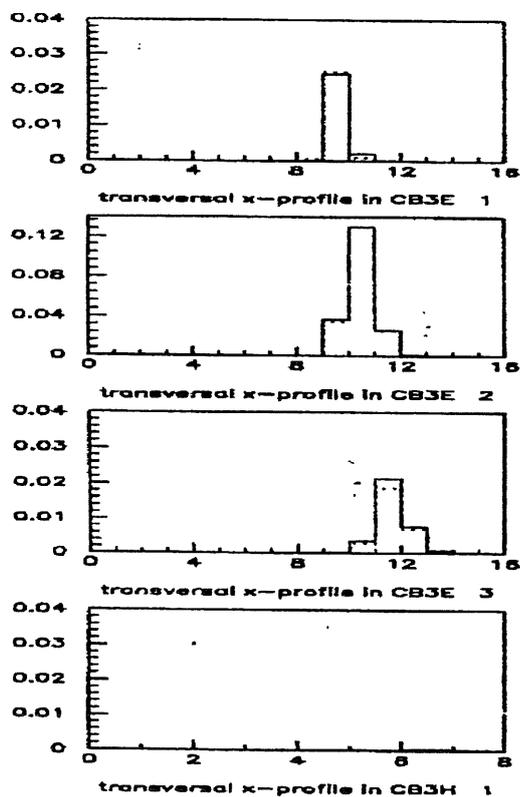


Figure 2.11: Le profil longitudinal et transversal d'un électron à 30 GeV dans la module CB3 Comparaison des données et de la simulation a) les points de déposition en fonction du numéro de canal en x et y de chaque couche b) les profils transversales en fonction de la couche



à échantillonnage, le rapport d'échantillonnage :

$$R = \frac{E_{act}}{E_{act} + E_{abs}} = \frac{E_{act}}{E_{depo}} \quad (2.22)$$

Supposons que le calorimètre ait une taille infinie, et qu'il n'y ait donc pas d'effet de fuites. Une particule au minimum d'ionisation (*mip*) dépose toujours la même quantité d'énergie par longueur de radiation ($\propto (\frac{dE}{dx})_{mip}$). On peut donc exprimer R en fonction de l'épaisseur d'une plaque d'absorbeur (d_{abs}) et de l'épaisseur d'une couche active (d_{act}).

$$R = \frac{d_{act}(\frac{dE}{dx})_{act}^{mip}}{d_{act}(\frac{dE}{dx})_{act}^{mip} + d_{abs}(\frac{dE}{dx})_{abs}^{mip}} \quad (2.23)$$

En général on a entre 0.5 et 2 X_0 pour une plaque d'absorbeur et entre 0.01 et 0.04 X_0 pour une couche active ce qui donne un R entre 0.32 et 0.88. Prenant les valeurs caractéristiques de H1 (0.25 cm de LAr et 0.24 cm de Pb avec un $\frac{dE}{dx}$ de 2.11 $\frac{MeV}{cm}$ et de 12.8 $\frac{MeV}{cm}$) on trouve $R = 0.147$. Cette valeur est approximative à cause du fait que l'on néglige les autres matériaux de la cellule électromagnétique de H1.

2.4.1 Le rapport $\frac{e}{mip}$

Jusqu'ici il est supposé que la réponse calorimétrique à un électron e correspond à la réponse calorimétrique d'une particule au minimum d'ionisation *mip* ou que le rapport d'échantillonnage d'un électron R_e est égal au rapport R_{mip} d'une particule au minimum d'ionisation, donc:

$$\frac{e}{mip} = \frac{R_e}{R_{mip}} = 1 \quad (2.24)$$

Mais ceci n'est pas le cas étant donné les différences de la physique des interactions d'électron dans la couche active et dans l'absorbeur. On parle traditionnellement de l'effet de transition, car la physique change entre les deux couches [18].

L'effet de transition était expliqué par les valeurs de Z différentes dans l'absorbeur et dans la couche active. Ce qui entraîne une différence de l'énergie critique (eq. 2.2). Les deux énergies critiques conduisent à un développement différent de la gerbe dans les deux couches ce qui a comme conséquence des dépositions d'énergie différentes. L'énergie critique est par exemple plus petite dans le plomb que dans l'argon liquide. La gerbe y dépose donc plus d'énergie, parce que elle s'y développe plus longtemps.

Wigmans a démontré par des calculs de simulation que cette explication n'est pas juste, parce que l'épaisseur de la couche active est normalement trop petite pour causer un vrai changement du développement de la gerbe. La grande différence en Z renvoie plutôt aux sections efficaces à basse énergie qui varient beaucoup en fonction de Z . C'est ici que

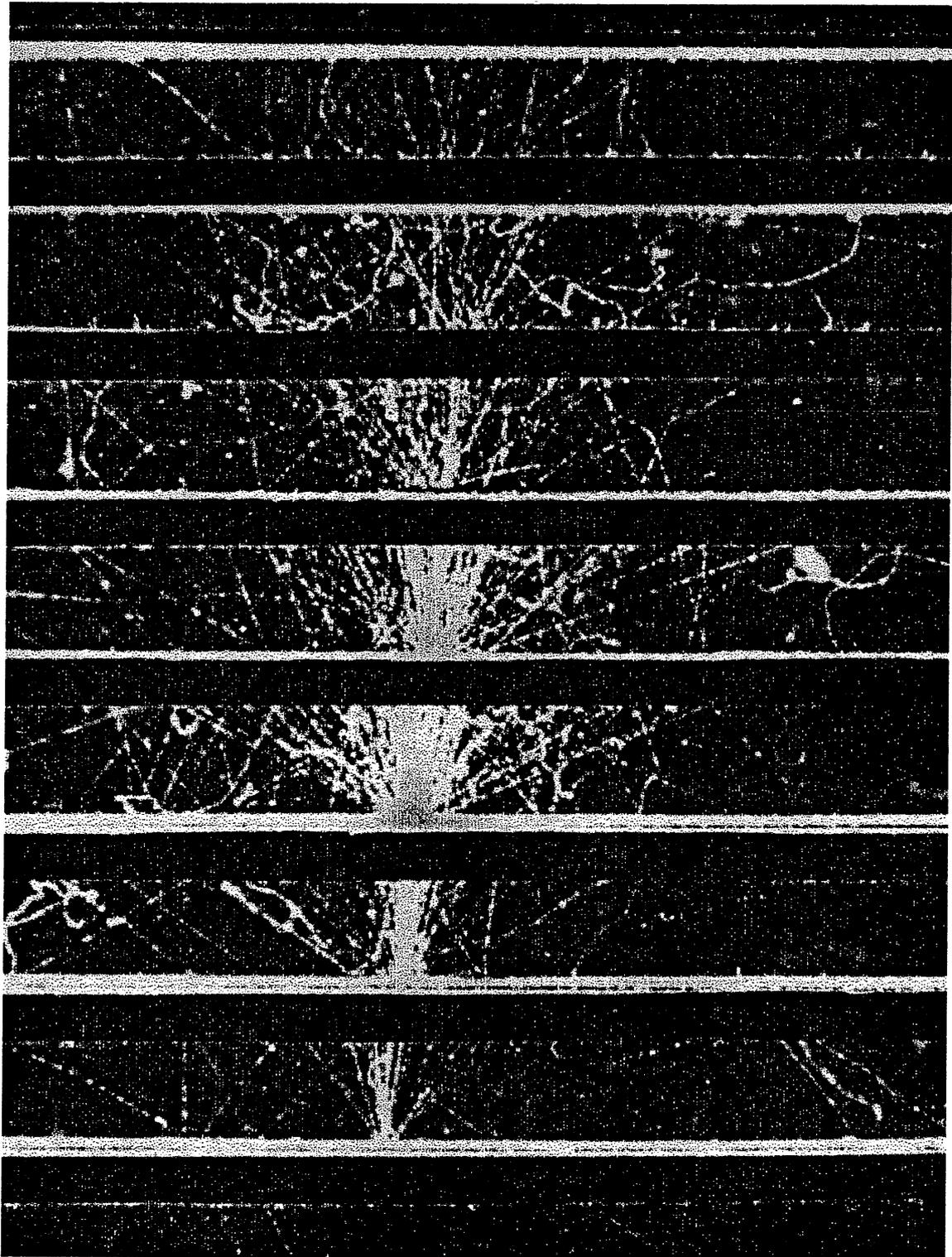


Figure 2.12: Chambre à bulle avec une gerbe interceptée par des plaques de plomb de 1.27 cm.

l'influence de l'effet photoélectrique est la plus grande (dépendance en Z^5). Les effets de cette différence des sections efficaces sur la déposition de l'énergie sont importantes, car 40% de toute l'énergie déposée est déposée par des électrons d'énergie $E_{e\pm} < 1\text{MeV}$ et cette fraction monte à 60% pour $E_{e\pm} < 4\text{MeV}$. En conséquence, il y a plus d'énergie qui est déposée dans l'absorbeur que dans la partie active. C'est pour cette raison que le $\frac{e}{mip}$ devient plus petit que 1. La figure 2.13 de [10] montre des valeurs de $\frac{e}{mip}$ en fonction de Z des différentes couches. Elle montre aussi que le $\frac{e}{mip}$ peut être supérieur à 1 si le Z de l'absorbeur est inférieur au Z de la partie active.

Le $\frac{e}{mip}$ diminue en fonction de la profondeur de la gerbe, parce que l'énergie moyenne des particules diminue en fin de la gerbe. Ces particules à basse énergie interagissent plus par effet photoélectrique. Elles déposent donc plus d'énergie dans l'absorbeur. La figure 2.14a montre le $\frac{e}{mip}$ en fonction de la profondeur de la gerbe pour des calorimètres en Pb, Fe, Al et en argon liquide. On reconnaît la décroissance déjà décrite de $\frac{e}{mip}$ pour des matériaux à grand Z . La décroissance du détecteur qui est comparable à H1 (Pb/LAr) correspond à un changement du $\frac{e}{mip}$ de 0.78 à 0.63.

La figure 2.14b montre le développement de $\frac{e}{mip}$ en fonction de l'épaisseur de l'absorbeur en uranium. On reconnaît que le $\frac{e}{mip}$ décroît jusqu'à une épaisseur de 4 mm quand l'épaisseur augmente, après il reste constant, parce que le libre parcours moyen d'une particule de quelques MeV est de l'ordre de 1 mm. La particule ne sort donc plus de l'absorbeur. Ceci est la cause du phénomène de saturation.

Les figures présentées ont montré qu'une simulation détaillée de la déposition d'énergie est nécessaire et qu'elle est le seul moyen d'avoir des prédictions précises. La qualité d'une simulation dépend entre autre de la coupure en énergie jusqu'à laquelle le programme "suit" une particule. Les résultats de Wigmans ont été obtenus en utilisant une coupure à 10 KeV !

2.4.2 Résolution électromagnétique d'un calorimètre à échantillonnage

La résolution en énergie d'un calorimètre dépend des propriétés suivantes: les épaisseurs des plaques d'absorbeur et des parties actives, les matériaux dont ils sont composés et l'énergie de la particule incidente. Sa valeur précise représente un des paramètres déterminés par l'expérience car sa prédiction théorique ne peut tenir compte de tous les effets expérimentaux [4].

La contribution principale à la résolution provient des fluctuations d'échantillonnage, c'est à dire des fluctuations du nombre total de particules traversantes les parties actives. Si le nombre de "traversées" est N , il s'exprime par le quotient des longueurs T (le parcours chargé total) et X (la longueur totale du milieu actif) ou bien par le quotient des énergies E_i (l'énergie initiale) et E_{act}^{mip} (l'énergie déposée dans une couche active par

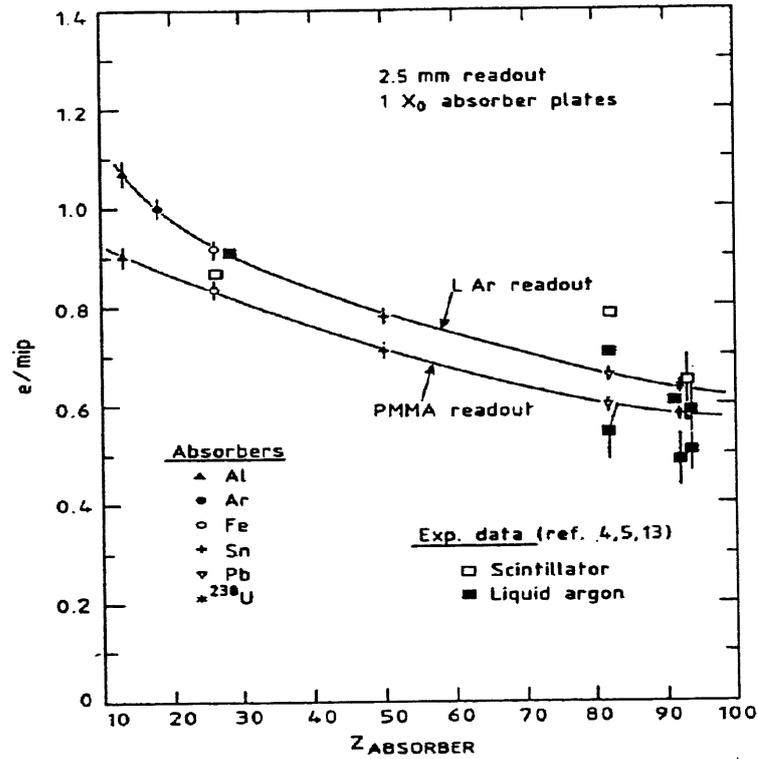


Figure 2.13: Le facteur d'échantillonnage e/mip comme fonction du Z de l'absorbeur pour un calorimètre à argon liquide et un calorimètre scintillateur. Les couches d'absorbeur mesurent $1 X_0$.

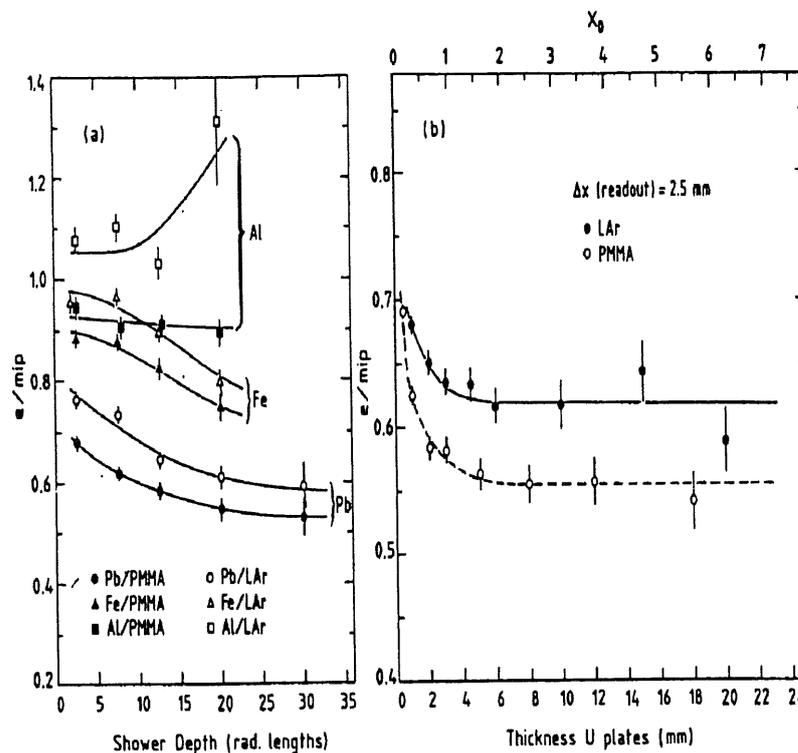


Figure 2.14: a) Le facteur d'échantillonnage e/mip comme fonction de la profondeur de la gerbe pour des calorimètres différents. b) Le facteur d'échantillonnage e/mip comme fonction de la largeur d'absorbeur pour un calorimètre U/LAr et $U/PMMA$.

une *mip*) :

$$N = \frac{\langle T \rangle}{X} = \frac{E_i}{E_{act}^{mip}} \quad (2.25)$$

et en utilisant l'équation (2.14) :

$$N = F(Z) \frac{E_i X_0}{E_c X} \quad (2.26)$$

La distribution de N suit une distribution normale dont la déviation standard $\sigma(E)/E$ correspond à la racine du nombre N à la condition qu'on néglige la corrélation de plusieurs traversées et qu'on suppose ainsi leur indépendance statistique [4] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \sqrt{\frac{1}{N}} = 3.2\% \sqrt{\frac{1}{F(Z)} \frac{X E_c (MeV)}{X_0 E_i (GeV)}} \quad (2.27)$$

$$(3.2\% \sim 1/\sqrt{1000} = \sqrt{\frac{MeV}{GeV}}) \quad (2.28)$$

La résolution est donc proportionnelle à une constante $\times \sqrt{E}$:

$$\sigma(E) \propto C^{te} \times \sqrt{E} \quad (2.29)$$

Pour le calorimètre électromagnétique de H1 nous avons :

$$X_{Pb} = 0,24 \text{ cm} \quad X_0 = 0,56 \text{ cm} \quad E_{Pb} = 7,2 \text{ MeV} \quad (2.30)$$

$$\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}} \sim \frac{1}{\sqrt{F(Z)}} 5,6\% \quad (2.31)$$

Les autres matériaux sont négligés. $F(Z)$ prend en compte les performances du calorimètre ne permettant que la mesure d'énergie jusqu'à une énergie minimale. Supposons une énergie minimale de: $E_m = 0,53 \text{ MeV}$ (= énergie déposée par une *mip* dans une couche active) et en tenant compte de (2.15) et que $Z_{Pb} = 82$, $A_{Pb} = 208$ on a :

$$\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}} = 6,5\% \quad (2.32)$$

De plus les traces traversent en moyenne les couches actives sous un angle Θ . Celui ci est plus grand quand le Z du milieu augmente Ceci est bien illustré par la dépendance du rayon de Molière en A/Z :

$$R_M = \frac{7 A}{Z} \text{ g.cm}^{-2} \quad (2.33)$$

La gerbe s'étale plus dans un milieu lourd. La moyenne du cosinus peut se calculer approximativement par :

$$\langle \cos\theta \rangle \sim \cos\left(\frac{E_S}{\pi E}\right) \quad \text{avec} \quad E_S = 21 \text{ MeV} \quad (2.34)$$

Avec ce raffinement supplémentaire la résolution devient alors :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 3,2\% \sqrt{\frac{1}{F(Z) \cos(E_S/\pi E)} \frac{X E_c (MeV)}{X_0 E_i (GeV)}} \quad (2.35)$$

et la résolution de H1 devient :

$$\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}} = 8,4\% \quad (2.36)$$

Si le Z est dix fois supérieur, la résolution croît de 8,4 à 9,4 %. Elle dépend donc peu de la valeur de Z . Quand on prend en compte tous les matériaux présents dans une cellule électromagnétique (cf table ci-dessous), on utilise l'expression (2.35) sous une forme légèrement différente :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 3,2\% \sqrt{\frac{\Delta E_{Abs} (MeV)}{F(Z) \cos(E_S/\pi E) E (GeV)}} \quad (2.37)$$

Prenant $\Delta E_{abs} = 4.46 \text{ MeV}$, la somme de tous les ΔE dans table 2.1 on obtient :

$$\frac{\sigma(E)}{\sqrt{E}} = 10,1\% \quad (2.38)$$

Un autre effet physique qui dégrade la résolution électromagnétique sont les rayonnements δ . Leur contribution (fluctuations de Landau) à la résolution est donnée par [4] :

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{Landau} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{2}{\ln(10^4 X)} \quad (X \text{ en } g.cm^{-2}) \quad (2.39)$$

La résolution obtenue en ajoutant cette contribution est de 10.4% , vu les 2,5 mm d'Argon liquide qui correspondent à $0,35 \text{ g/cm}^{-2}$. Les fluctuations de Landau ajoutent une partie asymétrique à la distribution de la résolution. Il devient clair par les raisonnements précédents qu'une prédiction précise de la résolution est impossible. Le nombre des effets est trop grand et le nombre de matériaux utilisés ajoutent à la complexité des calculs. De plus l'indépendance statistique des particules traversant les différentes couches actives n'est pas assurée car leur épaisseur ne représente que $0,42 X_0$ dans le cas du plomb du calorimètre de H1. Une particule traverse donc en pratique plusieurs couches actives.

Ces difficultés dans la détermination théorique de la résolution soulignent à nouveau l'importance d'une très grande précision du programme qui simule le comportement des particules dans le calorimètre. Ceci d'autant plus que la résolution est également fortement

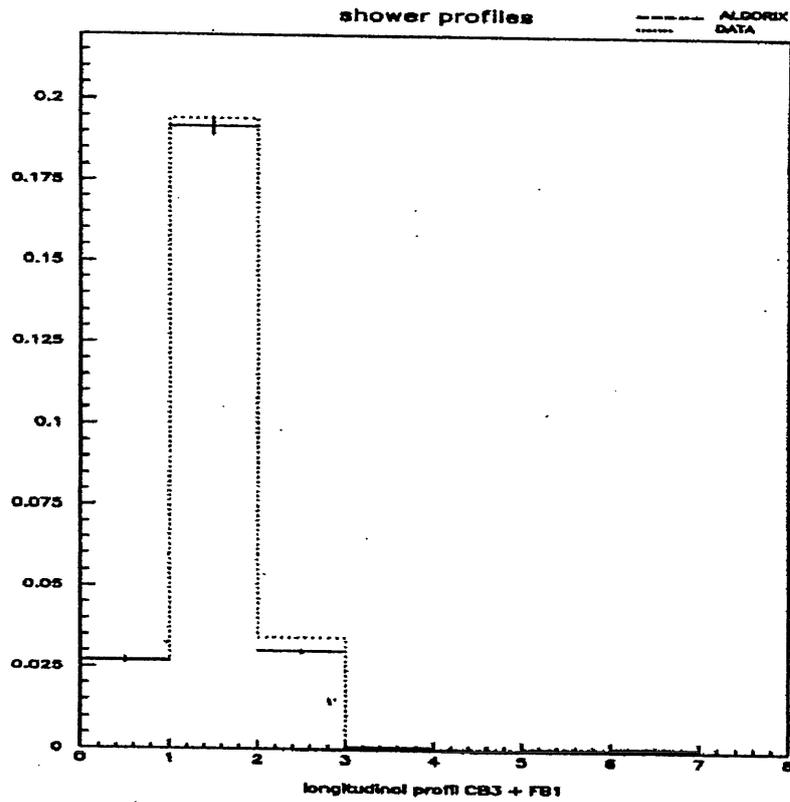


Figure 2.15: Le profil longitudinal d'une gerbe à 30 GeV dans la module CB3. Comparaison des données et de la simulation

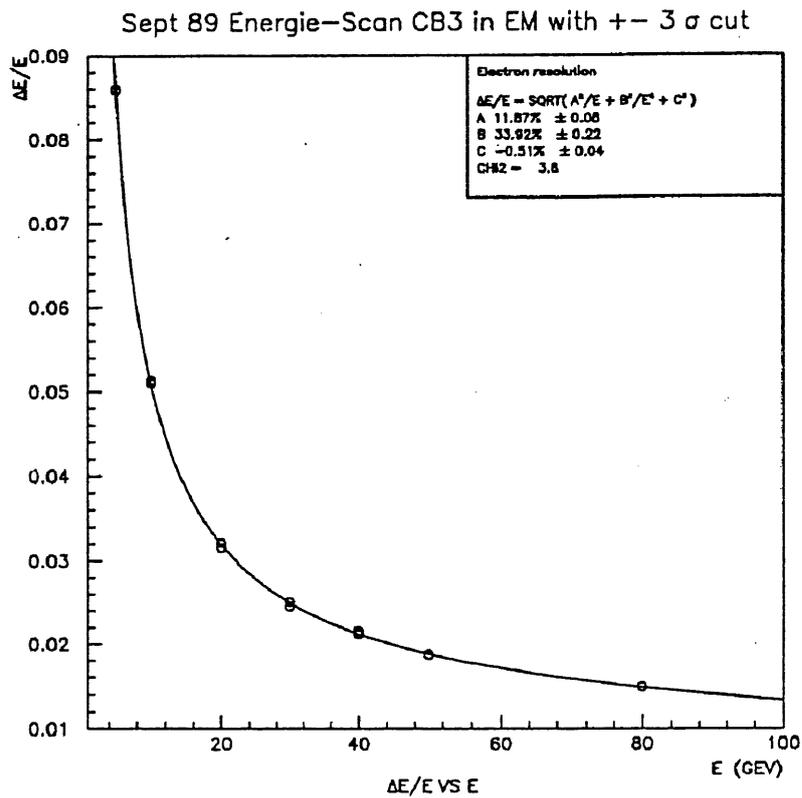


Figure 2.16: La résolution électromagnétique du module CB3.

dégradée par toutes les imperfections du détecteur telles ses zones mortes (“cracks”) ou les effets de bord (pertes d’énergie à l’avant et à l’arrière du calorimètre qui sont difficilement calculables. Toute cette étude théorique ne peut pas remplacer la mesure expérimentale de la résolution. La résolution expérimentale se paramétrise traditionnellement par [7] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (2.40)$$

On reconnaît dans le premier terme la contribution des fluctuations d’échantillonnage discutées plus haut. Le deuxième terme (b/E) décrit le bruit électronique et fournit une contribution indépendante de l’énergie à $\sigma(E)$. Son influence relative décroît donc quand l’énergie augmente. Le troisième terme est constant et paramétrise l’erreur due à une mauvaise intercalibration entre les différents canaux. Il prend en compte par exemple l’effet d’une différence d’épaisseur des couches dû à une fabrication mécanique défectueuse. Ce troisième terme domine à grande énergie. Ces trois contributions s’additionnent quadratiquement puisqu’elles sont gaussiennes et indépendantes. La figure 2.16 montre la résolution électromagnétique du “stack” CB3 déterminée à partir des mesures effectuées pendant la période de test au CERN, en septembre 1989. Les énergies déposées dans les trois couches électromagnétiques et dans la première couche hadronique étaient considérées. Un ajustement des trois termes précédents par une méthode des moindres carrés a pu être réalisé. L’ajustement, avec un χ^2 de 3.8 pour 6 degrés de liberté, donne :

$$a = (11.87 \pm .08) \% \sqrt{GeV} \quad b = (339 \pm 22) MeV \quad c = (0.51 \pm 0.04)\% \quad (2.41)$$

Le premier terme est donc moins bon de 1.5% par rapport à la valeur prédite. Cette différence semble raisonnable si l’on considère les pertes à l’avant et à l’arrière du dispositif de test et vu la simplicité du modèle. Le troisième terme est petit, ce qui est compréhensible puisque l’erreur d’intercalibration est faible lorsque les particules ne traversent qu’un seul module, comme c’était le cas dans notre faisceau test.

2.5 La physique d’une gerbe hadronique

La physique d’une gerbe hadronique est dominée par l’interaction forte. Elle est donc plus complexe que celle des gerbes électromagnétiques. L’interaction dépend de l’énergie du hadron initial. Il peut interagir avec les nucléons du noyau ou avec le noyau tout entier. Il peut créer de nouveaux hadrons, arracher des nucléons du noyau, exciter le noyau ou être simplement diffusé.

Le développement de la gerbe hadronique peut également être divisé en une phase de création des particules et une phase de réabsorption des particules quand leur énergie moyenne a diminué en dessous d’un certain seuil.

2.5.1 Les processus physiques

Les hadrons sont créés autour du point d'interaction. Ensuite ils volent à travers le détecteur jusqu'à leur première interaction avec un noyau qui se passe normalement dans le calorimètre. L'interaction et la multiplication suivante des hadrons qui cause la gerbe hadronique sont visualisés sur la figure 2.17. Les types d'interaction indiqués sur la figure sont expliqués dans la suite :

$$\text{Interaction hadron-hadron: } \tau \sim \frac{X}{c} \sim \frac{3.10^{-13} \text{cm}}{3.10^{10} \text{cm.} \cdot \text{sec}^{-1}} \sim 10^{-23} \text{sec}$$

La section efficace totale des réactions hadron-neutron et hadron-proton représentée sur la figure 2.19 est composée de la section efficace élastique σ_e , de la section efficace de diffusion hadron-nucléon quasi élastique σ_{qe} , et de la section efficace d'absorption σ_{abs} où le hadron interagit au niveau des quarks :

$$\sigma_T = \sigma_{abs} + \sigma_e + \sigma_{qe} \quad (2.42)$$

Dans la région $20 \text{ GeV} \geq E \geq 400 \text{ GeV}$ la section efficace totale est à peu près constante. Le hadron interagit avec un nucléon du noyau comme s'il était libre : il ne 'voit' pas le noyau. σ_T est de l'ordre de 20-40 millibarn. Ici le pourcentage de la diffusion quasi élastique est également constant: il représente 10 à 20 % de σ_T .

Cette constance motive l'introduction d'une échelle de longueur indépendante du matériau dans lequel se développe la gerbe, la longueur d'interaction λ_{int} :

$$\lambda_{int}[g.cm^{-2}] = \frac{A}{N_A} \sigma_{abs} \quad (2.43)$$

où A correspond à la masse atomique et N_A est le nombre d'Avogadro.

λ_{int} est l'échelle appropriée pour le développement longitudinal et transversal de la gerbe hadronique. λ_{int} représente le libre parcours moyen entre deux interactions.

Pour une absorption de 95%(99%) d'énergie dans un bloc de fer on a besoin de 8 (11) λ_{int} [8]. Ceci correspond à 136(187) cm de fer.

La section efficace totale croît à grande énergie avec $\ln(s)$ en dehors de la région constante. En dessous de 10 GeV elle croît également. Sa prédiction précise est difficile car il existe une multitude d'états de résonance Baryon-Baryon, Baryon-Méson et les possibilités de désexcitation sont nombreuses. En-dessous de la région des résonances c'est la diffusion élastique hadron-nucléon qui domine la section efficace totale. La figure 2.21 extraite de [9] montre les multiplicités d'une collision pp . Le nombre total des particules chargées créées croît avec l'énergie initiale. 90% des particules produites sont des pions répartis également en π^+ , π^- et π^0 . La section efficace inclusive de production de Λ_0 et de K_S^0 correspond à 5% du canal en π_0 (Fig. 2.20) de [8]. La distribution angulaire a un maximum vers l'avant (la direction de la particule initiale) et elle décroît exponentiellement en e^{-p_T} . Un pion a en moyenne un moment transverse de 300 MeV/c.

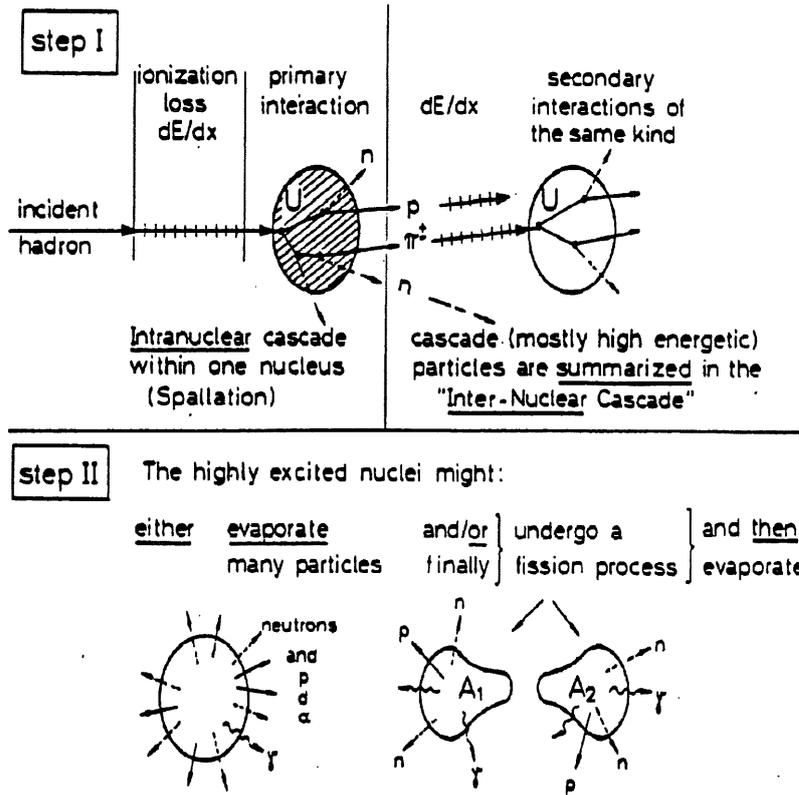


Figure 2.17: Développement de la cascade intranucléaire suivi par la desexcitation du noyau.

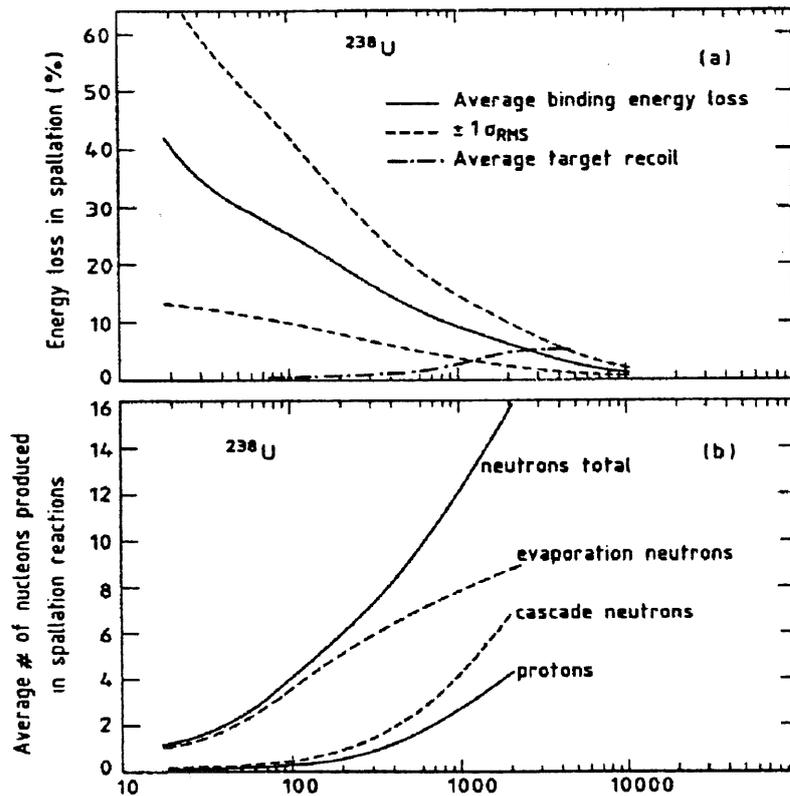


Figure 2.18: a) Pourcentage moyen de l'énergie du hadron perdu en énergie de liaison et en recul du noyau b) Nombre moyen des protons et neutrons dans la première spallation.

La compréhension exacte de la diffusion inélastique nécessite une connaissance des distributions d'énergie, angulaire et de multiplicité. Pour essayer de faire une simulation quantitative de ces interactions, les programmes comme GHEISHA ou FLUKA, qui seront discutés dans le prochain chapitre et qui ont été testés pour H1 dans [17], se basent soit sur des paramétrisations expérimentales, soit sur des modèles théoriques ou sur un mélange des deux.

interaction intra-nucléaire: $\tau \sim \frac{\lambda}{c} \sim \frac{3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}}{3 \cdot 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}} \sim 10^{-22} \text{ sec}$

Les hadrons de la première interaction peuvent à leur tour interagir à nouveau avec les nucléons du noyau (Fig. 2.17). Cette interaction en chaîne produit une cascade de particules intranucléaires.

Cette cascade perturbe la structure de la matière nucléaire : une partie des nucléons de la cascade quittent le noyau et laissent le noyau dans un état excité. La désexcitation du noyau et le réaménagement de la matière nucléaire se produisent ensuite, période pendant laquelle d'autres nucléons et noyaux légers sont émis ou évaporés. On appelle "spallation" l'ensemble des réactions de la cascade rapide et de la phase d'évaporation (Fig. 2.17).

L'énergie initiale est répartie sur les neutrons et protons du noyau en leur proportion naturelle. Pour l'uranium $92/146 = 63\%$ d'énergie est emportée par les protons, 65% pour le plomb et 87% pour le fer.

La figure 2.18 montre les multiplicités des nucléons émis durant la spallation en fonction de l'énergie initiale. Pour un hadron de 1 GeV d'énergie cinétique interagissant avec un noyau d'Uranium, 14 nucléons sont en moyenne émis : 4 neutrons directement par la cascade intranucléaire et 8 neutrons par évaporation, plus 2 protons. L'émission des protons pendant la phase d'évaporation est presque entièrement supprimée par le potentiel coulombien du noyau qui est de l'ordre de 14 MeV pour l'Uranium.

Les neutrons d'évaporation sont émis isotropiquement, tandis que l'impulsion des particules de la cascade suit en moyenne la direction de la particule initiale. Cette impulsion nette crée un recul du noyau qui absorbe de l'énergie. L'énergie de liaison perdue quand les particules franchissent le potentiel et l'énergie de recul ne contribuent pas au signal mesuré. Ceci pose un problème vu leur importance pour une prédiction précise de la réponse calorimétrique. La figure 2.18 montre leur pourcentage en fonction de l'énergie initiale. Les grandes fluctuations (5-15% à 1 GeV dans une bande de ± 1 sigma) du pourcentage de l'énergie de liaison rendent en particulier une prédiction événement par événement difficile.

interaction nucléaire: $\tau \sim \frac{E}{h} \sim 10^{-18} \text{ sec}$

Après l'interaction le noyau se désexcite et émet des particules (Fig. 2.17). La probabilité d'émission d'un type particulier de particule (n, p, α etc.) est décrite par une théorie statistique de l'évaporation. L'échelle de temps de la phase d'évaporation est de

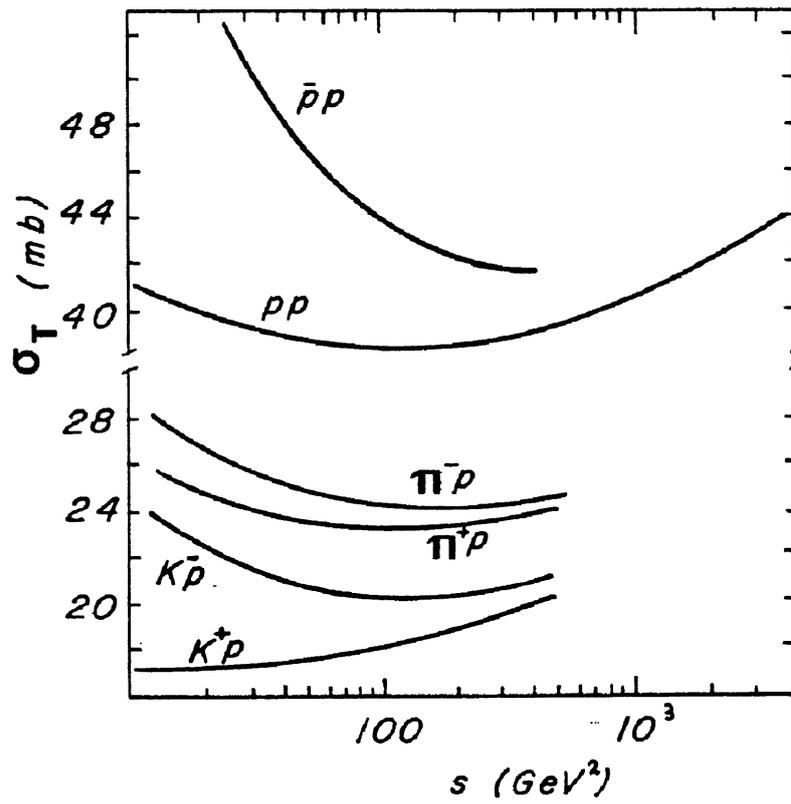
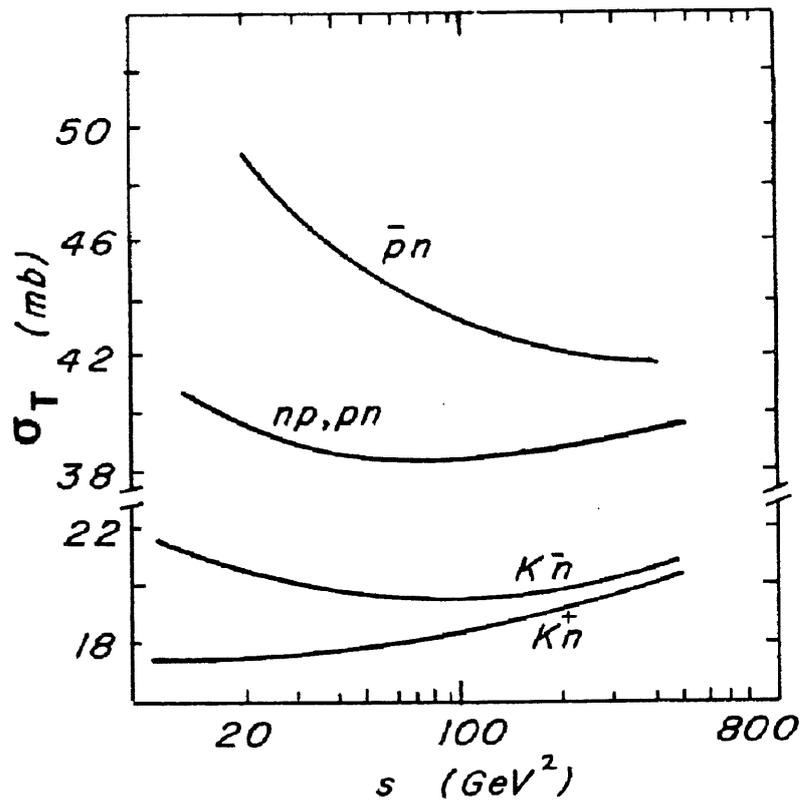


Figure 2.19: Section efficace totale de $\pi p, Kp, pp, Kn, pn, np$.



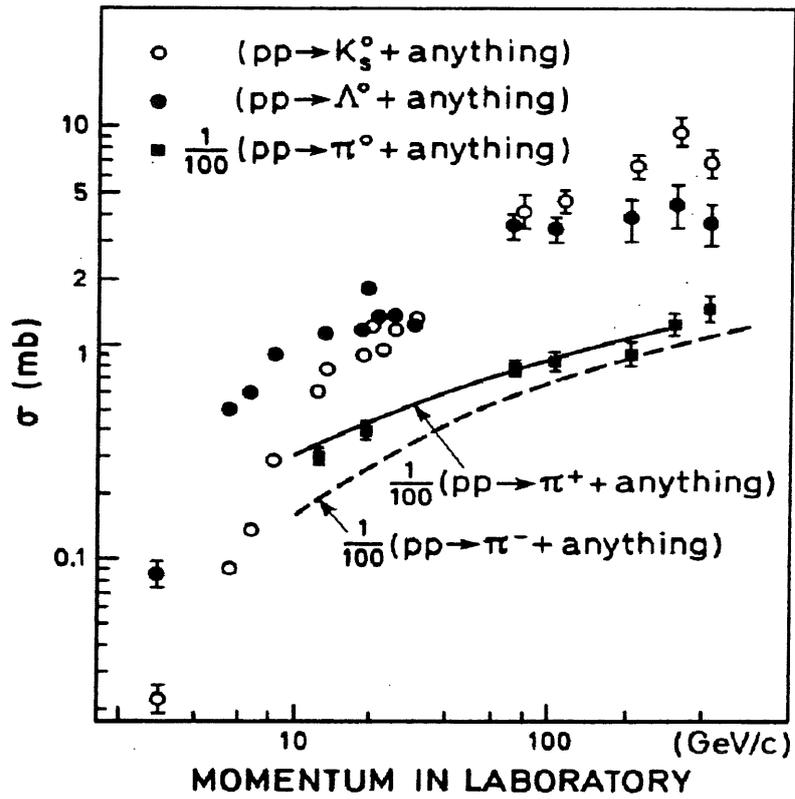


Figure 2.20: Section efficace de la production des π^0 , K^0 et Λ dans pp .

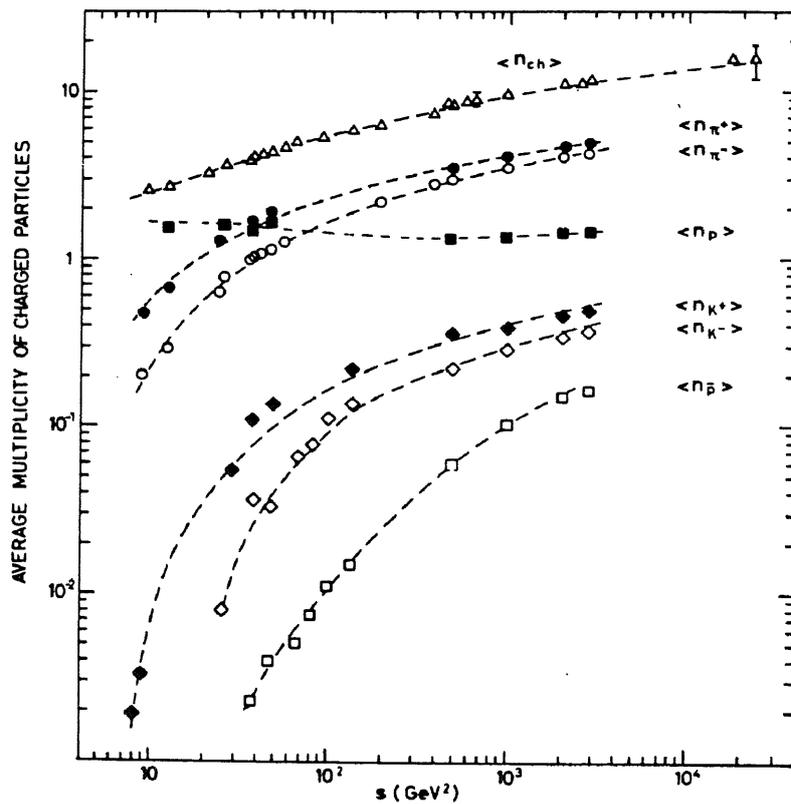


Figure 2.21: Multiplicité moyenne des particules chargées dans pp .

10^{-18} sec.

Pour les noyaux lourds, l'évaporation est en compétition avec la fission dont la probabilité est proportionnelle à Z^2/A . Nous avons:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_t}(U) \sim 0.8 \quad \frac{\sigma_f}{\sigma_t}(Pb) \sim 0.05 \quad \frac{\sigma_f}{\sigma_t}(Fe) \sim 0.005 \quad (2.44)$$

La fission joue donc un rôle mineur dans le calorimètre de H1, alors que c'est l'effet dominant dans le calorimètre de ZEUS.

L'analyse fine de la gerbe hadronique nécessite une bonne compréhension des distributions d'évaporation, de multiplicité, d'énergie et d'angle. La complexité de ce travail rend nécessaire l'utilisation d'un programme de simulation qui prend en compte le détail des sections efficaces d'interaction particule-particule et de leurs distributions angulaires ajustées aux données expérimentales.

2.5.2 La déposition d'énergie

La déposition de l'énergie initiale E_{TOT} d'un hadron se répartit en une composante déposée par des processus électromagnétiques E_{EM} , une composante hadronique E_{HAD} et une composante invisible E_{INV} (Fig. 2.22) de [10] :

$$E_{TOT} = E_{EM} + E_{HAD} + E_{INV} \quad (2.45)$$

La composante électromagnétique E_{EM} de la gerbe hadronique est due à la désintégration des mésons neutres (π_0, K_0, η) en photons par interaction électromagnétique. Les photons à leur tour produisent des gerbes électromagnétiques. L'énergie portée par les mésons neutres est soumise à de grandes fluctuations d'un événement à l'autre. Elle dépend principalement du rapport mésons neutres/mésons chargés à la première interaction de la gerbe hadronique.

La composante hadronique E_{HAD} de la gerbe hadronique se subdivise en fait en trois parties:

$$E_{HAD} = E_{ION} + E_N + E_\gamma \quad (2.46)$$

- L'ionisation du milieu actif par les hadrons chargés. Cette perte d'énergie moyenne E_{ION} est décrite par l'équation (2.7) (Fig. 2.8).
- Les neutrons de basse énergie contribuent également à la déposition d'énergie E_N . Ils diffusent sur les noyaux et créent dans le cas d'un noyau léger (proton) un signal

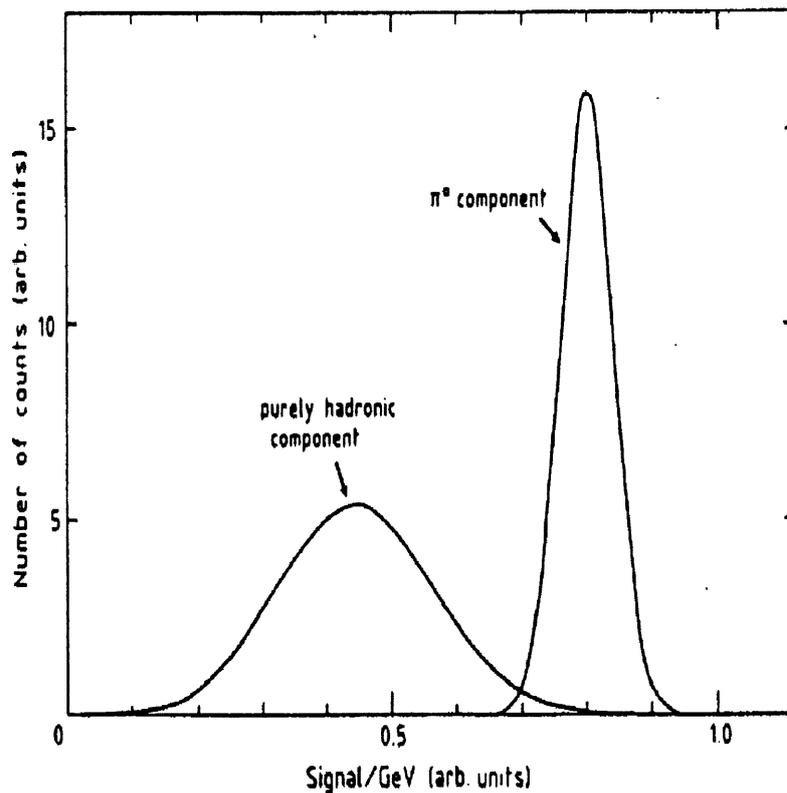


Figure 2.22: Représentation de la réponse d'un calorimètre hadronique avec les composantes électromagnétiques et hadroniques d'une gerbe.

Sept 89 Pion-Energie-Scan CB3+FB1 $\pm 3 \sigma$ cut

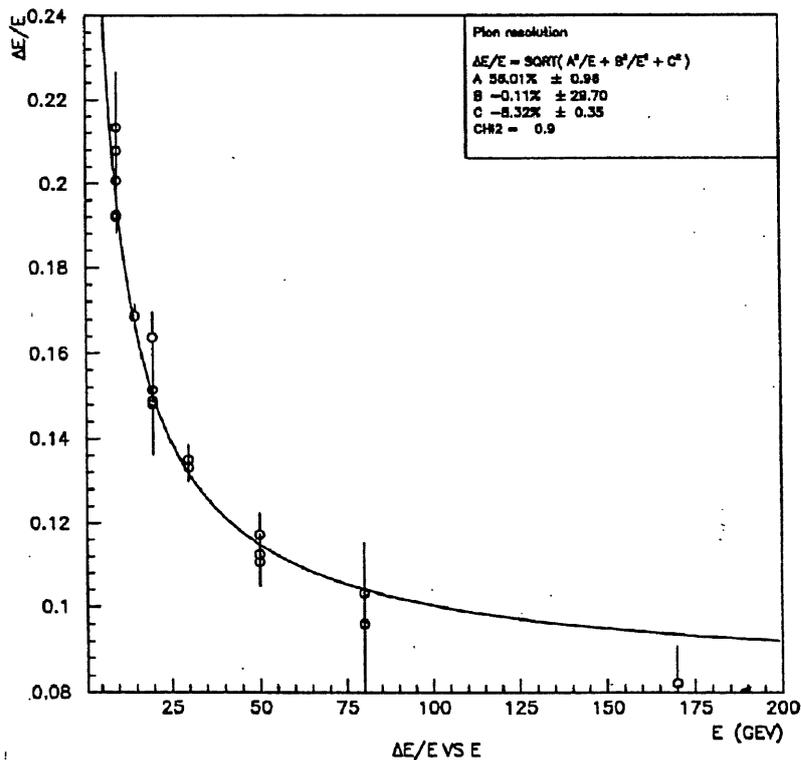


Figure 2.23: La résolution hadronique sans pondération du module CB3.

mesurable.

- Les neutrons peuvent être capturés par un noyau ce qui peut exciter la matière nucléaire. Les photons de la désexcitation nucléaire rajoutent un signal détectable E_γ à la composante hadronique.

L'influence de E_N et E_γ sur E_{HAD} dépend beaucoup du type de milieu actif [10].

La composante invisible E_{INV} de la gerbe hadronique contient toutes les pertes de l'énergie qui ne causent aucun signal mesurable :

- Celles dues à l'énergie de liaison du noyau ($E_{liaison}$).
- Celles due au recul du noyau (E_{recul}).
- L'énergie emportée par les neutrinos venant de la désintégration de muons, de pions ou de Kaons (E_ν).
- l'énergie des neutrons de basse énergie cinétique ($< 50 \text{ MeV}$) dont la section efficace est si faible qu'ils s'échappent du détecteur sans interagir (E_n).
- L'énergie de toutes les particules de basse énergie restantes, qui sont simplement arrêtées ou capturées sans déposition d'énergie détectable E_{stop} .

L'énergie nécessaire à la création de leur masse au repos manque au signal mesurable. L'énergie invisible se subdivise donc en :

$$E_{INV} = E_{liaison} + E_{recul} + E_\nu + E_n + E_{stop} \quad (2.47)$$

Ici $E_{liaison}$ et E_{recul} représentent les contributions majeures. C'est l'existence de l'énergie invisible qui fait que la réponse calorimétrique d'un hadron (h) diffère en général de celle d'un électron (e) de même énergie. La figure 2.22 montre l'exemple typique avec $e/h > 1$.

2.5.3 La résolution hadronique d'un calorimètre à échantillonnage

Il y a quatre types de contributions aux fluctuations du signal hadronique :

- Les fluctuations d'échantillonnage.
- Les fluctuations intrinsèques.
- Le fait que $e/h \neq 1$ et qu'il y a une dépendance en énergie.
- Les fluctuations de fuites.

Nous allons maintenant les détailler.

Les fluctuations d'échantillonnage

Le nombre des particules N qui traversent l'ensemble des couches actives fluctue naturellement. Ces fluctuations varient proportionnellement à $1/\sqrt{N} \approx 1/\sqrt{E}$ mais le facteur de proportionnalité est plus important que dans le cas électromagnétique car le nombre total de particules d'une gerbe hadronique est inférieur.

Les fluctuations intrinsèques

Le pourcentage d'énergie hadronique contribuant au signal fluctue interaction par interaction : ce sont les fluctuations intrinsèques. Ces fluctuations traduisent la variation aléatoire de la proportion d'énergie invisible.

Le rapport e/h intrinsèque

La figure 2.22 montre la composante purement hadronique et purement électromagnétique d'une gerbe hadronique. On voit que non seulement les moyennes mais aussi les écart-types des deux distributions diffèrent :

La fluctuation de la composante électromagnétique due à la désintégration des mésons neutres montre une dépendance en $1/\sqrt{E}$. Sa moyenne est donnée par $0.12 \log(E)$ [10]. La moyenne de la composante hadronique est plus petite avec une distribution correspondant aux fluctuations intrinsèques.

Le rapport de ces deux composantes pures représente le e/h intrinsèque que nous noterons e/h par la suite. Sa valeur ne dépend pas de l'énergie. Elle ne dépend que des propriétés du calorimètre, tandis que le e/π qui est le rapport des signaux d'un électron et d'un pion de même énergie dépend de l'énergie car la fraction de π^0 produits dans une gerbe hadronique dépend de l'énergie initiale.

$e/h \neq 1$ introduit une partie non-gaussienne dans la distribution hadronique qui dégrade la résolution [10] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + Cte \times \left(\frac{e}{h} - 1\right) \quad (2.48)$$

On peut donc améliorer la résolution hadronique si on arrive à rendre $e/h = 1$. Ce processus s'appelle "compensation" et peut-être réalisé soit au niveau du calorimètre lui-même par un choix judicieux des matériaux employés (cas du calorimètre de ZEUS), soit au niveau du traitement du signal enregistré par les techniques de pondération que nous verrons ci-dessous (voie choisie par H1).

Fluctuations dûes aux fuites

Les imperfections du détecteur font que la résolution ne peut pas augmenter sans limite quand l'énergie augmente. Cette limite représente le terme constant 'c' dans la relation (2.40) qui est également valable pour la résolution hadronique. Les zones mortes du détecteur et les erreurs d'intercalibration y contribuent. L'influence des pertes d'énergie à l'arrière du détecteur ($\pi, \mu, \nu, n, etc.$) est bien plus importante que pour la gerbe électromagnétique. C'est pour cette raison qu'obtenir $c \sim 2\%$ pour la résolution hadronique (à comparer à $c \sim 1\%$ pour la résolution électromagnétique) sera considéré comme un succès.

La figure 2.23 montre la résolution hadronique du "stack" CB3 déterminée à partir des mesures de test pendant la période de septembre 1989.

Les points de mesure sont bien décrits, après un ajustement par la méthode des moindres carrés ($\chi^2 = 0.9$), par la paramétrisation présentée plus haut. Nous obtenons ainsi:

$$a = 56.01\% \sqrt{GeV} \quad b = 11 MeV \quad c = 8.3\% \quad (2.49)$$

Le grand terme constant ($c = 8.3\%$) montre que $e/h \neq 1$ dans H1. Ce sera le travail de l'algorithme de pondération d'améliorer cette valeur et d'essayer de réduire les fluctuations jusqu'aux fluctuations intrinsèques qui représentent la limite en dessous de laquelle on ne peut descendre.

2.5.4 Le rapport e/h intrinsèque

La compréhension précise du rapport e/h rend possible de prédire le signal mesurable. La maîtrise de e/h est la clé pour construire un calorimètre compensé ($e/h = 1$) qui optimise la résolution hadronique et évite une dépendance en énergie de $\sigma(E)/\sqrt{E}$.

L'échelle en énergie de référence d'un calorimètre est la quantité d'énergie déposée par une particule au minimum d'ionisation (*mip*). C'est pour cela qu'on normalise l'énergie

mesurée à celle d'une mip. En utilisant la relation (2.46) on obtient pour le e/h :

$$\frac{e}{h} = \frac{\frac{e}{mip}}{f_{ion} \frac{ion}{mip} + f_h \frac{h}{mip} + f_\gamma \frac{\gamma}{mip}} \quad (2.50)$$

les f du dénominateur représentent les fractions de l'énergie de chacune des composantes par rapport à l'énergie totale.

- $\frac{e}{mip}$: la valeur du $\frac{e}{mip}$ a déjà été discutée dans la section 3.3. Elle dépend du Z_{abs} de l'absorbeur et du Z_{act} du milieu actif. En jouant sur la différence $Z_{abs} - Z_{act}$ on peut faire varier la valeur de $\frac{e}{mip}$, et même obtenir des $\frac{e}{mip} > 1$. Ceci représente une manière de rendre $e/h = 1$.
- $\frac{ion}{mip}$: la valeur du $\frac{ion}{mip}$ dépend exclusivement de la longueur de la couche active.
- $\frac{h}{mip}$: la valeur du $\frac{h}{mip}$ dépend du Z de l'absorbeur et du rapport des tailles des couches actives et passives. Les neutrons qui diffusent sur les protons libres du milieu actif créent un signal mesurable supplémentaire. Le choix d'un milieu actif contenant des protons libres est une autre manière d'atteindre la compensation.
- $\frac{\gamma}{mip}$: la valeur du $\frac{\gamma}{mip}$ dépend également du Z de l'absorbeur. L'influence de l'effet de transition est important.

L'effet des quatre types de déposition sur le e/h est déterminé par la largeur d'absorbeur ($\frac{e}{mip}, \frac{\gamma}{mip}$), par l'épaisseur de la couche active ($\frac{ion}{mip}$) et par le rapport des deux épaisseurs ($\frac{h}{mip}$). La référence [10] montre pour plusieurs combinaisons de matériaux comment jouer sur le rapport des épaisseurs pour qu'il y ait compensation. Ces prédictions de Wigmans pour réaliser des calorimètres compensés, qui ont été confirmées expérimentalement, n'ont été rendues possibles que par l'utilisation d'une simulation détaillée du comportement des gerbes.

2.6 La compensation

Nous avons vu qu'un $e/h \neq 1$ implique des contributions non-gaussiennes à la résolution qui rendent difficile l'utilisation précise des énergies mesurées. On peut maintenant essayer soit de construire directement un calorimètre compensé soit de faire une compensation après mesure en utilisant des algorithmes de pondération.

Wigmans a fait des recherches [10] sur trois combinaisons absorbeur/partie active : Uranium/scintillateur, plomb/scintillateur et plomb/argon liquide. Il conclut qu'une compensation est possible pour les deux premières combinaisons mais qu'elle sera difficile à obtenir pour la dernière. En particulier les neutrons lents de la fission d'uranium

diffusés sur les protons libres augmentent le signal hadronique et permettent assez facilement la compensation.

Les deux détecteurs autour de HERA projetés en 1986 peuvent être vus comme confirmation des prédictions de Wigmans: le calorimètre de H1 (plomb/argon liquide) n'est pas compensé, tandis que celui de ZEUS (Uranium/scintillateur) l'est.

La collaboration H1 "compense" son calorimètre après mesure par un programme de pondération. L'algorithme distingue la déposition électromagnétique de la déposition hadronique et applique après cette distinction un coefficient (un "poids") pour ramener l'échelle électromagnétique à l'échelle hadronique. L'algorithme concret utilisé par H1 va être discuté dans la section de la reconstruction.

Cette démarche donne pour les paramètres habituels de la résolution hadronique, après ajustement sur des pions mesurés en faisceau test :

$$a = 49.7 \pm 0.6\% \sqrt{GeV} \quad c = 1.6 \pm 0.3\% \quad (2.51)$$

Si on ajuste sur des pions simulés par le programme GHEISHA on obtient:

$$a = 49.8 \pm 0.9\% \sqrt{GeV} \quad c = 3.0 \pm 0.2\% \quad (2.52)$$

L'accord entre données réelles et données simulées est bon. Le terme constant élevé pour les pions simulés indique un problème dans la paramétrisation des fluctuations longitudinales du programme de simulation.

Dans cette méthode de pondération le poids est appliqué cellule par cellule. Quand on applique la pondération au niveau des "jets" de particules, issus de la fragmentation d'un quark ou d'un gluon énergétique, la résolution augmente encore parce que les fluctuations intrinsèques d'un "jet" sont plus petites. En utilisant les mêmes poids que pour les particules isolées on obtient [11] :

$$a = 37.5 \pm 0.9\% \sqrt{GeV} \quad c = 3.7 \pm 0.3\% \quad (2.53)$$

Le grand terme constant correspond au mauvais rendement de la reconnaissance des dépositions électromagnétiques dans un "jet" de grande énergie.

2.7 Conclusion

Le langage de la physique des hautes énergies qui utilise simplement les termes X_0 et λ_{int} ne suffit pas pour une compréhension détaillée de la calorimétrie. Seule une analyse prenant en compte tous les processus de la physique nucléaire et atomique peut fournir

des prédictions quantitatives. Etant donné la complexité des phénomènes mis en jeux, il est nécessaire d'utiliser des programmes de simulation pour pouvoir fournir des prédictions qui seront décisives pour améliorer l'utilisation des calorimètres existants par le développement d'algorithmes de pondération et pour le développement des futurs calorimètres.

Chapitre 3

Simulation calorimétrique dans H1

Les problèmes et motivations principaux qu'on rencontre dans la réalisation d'un programme de simulation sont présentés dans la section 3.1. La simulation du développement des gerbes dans les calorimètres de H1 peut être effectuée par une méthode détaillée, particule par particule, ou simplifiée, c'est à dire paramétrisée. Les méthodes utilisées sont expliquées dans les sections 3.2 et 3.3. La description informatique de la géométrie des calorimètres de H1 est présentée dans la section 3.4. L'état de la simulation de H1 et sa précision seront discutés dans la section 3.5. Dans la section 3.6, un nouveau mode de simulation dit "énergies calibrées" est exposé. C'est une comptabilité des énergies déposées par la simulation qui permet de retrouver complètement l'énergie initiale. Les caractéristiques et les performances de ce mode de simulation sont décrites dans la section 3.7. Les 3 dernières sections correspondent à mes contributions personnelles au programme de simulation de H1.

3.1 Problèmes et motivations

Les deux problèmes principaux que l'on rencontre dans la réalisation d'un programme de simulation sont liés à la vitesse du programme et la précision que l'on veut atteindre.

Un temps de simulation par événement de 360 sec, cas habituel d'une simulation détaillée correspond pour 1000 événements à 100 heures de temps de calcul ce qui est déjà considérable. Le nombre maximal d'événements simulés est donc limité par la capacité de la machine, mais surtout par la rapidité du programme.

En fait, il est important d'avoir une simulation suffisamment rapide pour pouvoir disposer du grand nombre d'événement nécessaire à une analyse donnée. Dans le cas des fonctions de structure il s'agit de simuler plusieurs centaines de milliers d'événements. De plus, on veut pouvoir refaire une étude physique rapidement avec un autre ensemble de

paramètres d'entrée ce qui souligne à nouveau la nécessité d'un programme rapide.

Le temps de calcul dans la simulation calorimétrique est proportionnel à la longueur totale des traces simulées. C'est pour cela que la technique "simple" d'accélération de la simulation est de réduire la longueur de la trace totale simulée, ce qui est possible de plusieurs manières :

- Une manière de réduire la trace simulée est d'augmenter le seuil d'énergie au dessous duquel la simulation arrête la propagation de la particule. Dans ce cas, il faut faire attention à ce que la précision de la description du développement des gerbes n'en souffre pas trop, parce qu'elle dépend sensiblement des particules de basse énergie.
- Une autre possibilité est de paramétrer une partie du développement des gerbes par des distributions générales de densité de l'énergie (figures 2.9 et 2.10). Dans ce cas, le signal mesurable est calculé à partir de la répartition spatiale de l'énergie. Les différentes paramétrisations utilisées par H1 sont discutées dans ce chapitre.
- Une méthode supplémentaire pour accélérer la simulation est de simplifier la description géométrique du détecteur. La trajectoire de la particule devient plus simple à calculer. Les simplifications possibles de la géométrie de H1 sont présentées également dans la suite. En particulier, plusieurs milieux différents peuvent être ramenés à un seul qui en a les propriétés moyennes.

Cependant toutes les démarches précédentes diminuent la précision de la simulation et donc un programme de simulation nécessite toujours un compromis entre sa précision et sa rapidité.

3.2 La simulation détaillée

La simulation détaillée utilise le concept de la simulation des traces. On veut comprendre les caractéristiques de la physique et du détecteur en suivant la trace de chaque particule à travers les matériaux différents à l'aide du programme de simulation. Les particules sont suivies jusqu'à une énergie minimale (l'énergie de coupure), elles sont ensuite arrêtées et l'énergie restante est déposée localement. Le temps de simulation par événement et la précision de la simulation dépendent de l'énergie de coupure.

Dans le concept de la simulation des traces, le programme de simulation calcule d'abord le libre parcours moyen de la particule dans un milieu donné jusqu'au prochain processus physique. Il distingue les interactions électromagnétiques décrites dans la section 3.2.1 des interactions hadroniques décrites dans la section 3.2.2. Après, le programme propage la particule jusqu'au point de la prochaine interaction en prenant en compte les

effets de la diffusion multiple, du champ magnétique et de l'ionisation. L'énergie d'ionisation est déposée le long de la trace.

Cette propagation des traces est réalisé dans le programme GEANT, qui est aujourd'hui la base de presque tous les programmes de simulation en physique des hautes énergies [29]. GEANT prévoit la propagation des particules dans la géométrie d'un détecteur.

3.2.1 Interaction électromagnétique

La simulation des interactions électromagnétiques est effectuée en grande partie par le programme EGS [25] qui est implanté dans GEANT.

EGS calcule les probabilités d'interaction des e^\pm et des γ dans la matière dans l'intervalle d'énergie de 1.5 MeV - 100 GeV et de 0.1 MeV - 100 GeV respectivement. Les processus suivants sont pris en compte : diffusion multiple, rayonnement de freinage, diffusion Moeller, diffusion Bhabha, l'annihilation pour e^\pm , création de paires, l'effet Compton et l'effet photoélectrique.

Le traitement des interactions électromagnétiques des particules lourdes et le calcul d'ionisation sont pris en compte par GEANT. Les fluctuations d'ionisation sont créés optionnellement soit par rayonnement δ soit par une fluctuation suivant une distribution de Landau.

3.2.2 Interaction hadronique

Les concepts de la physique hadron-noyau ont été déjà présentés dans le chapitre précédent. Ici, les concepts informatiques qui simulent cette physique sont discutés. Comme il n'y a pas de théorie "propre" pour l'interaction hadron-noyau comme par exemple la QED pour l'interaction électron-électron ou la QCD perturbative pour l'interaction quark-quark, tous les modèles pour décrire cette physique sont basés sur des paramétrisations phénoménologiques. Ces paramétrisations sont motivées par l'expérience et elles utilisent des extrapolations dans des régions où il n'y a pas de mesure.

Plusieurs modèles informatiques sont sur le marché offrant tous une simulation de l'interaction hadronique dans tous les matériaux. Ils intègrent les sections efficaces de la diffusion hadron-nucléon, en particulier : $\pi^-n, \pi^+n, K^-n, K^+n, K_L^0n, pp, \bar{p}n, np$. Les sections efficaces de la diffusion hadron-noyau sont également tabulées comme par exemple les pions et protons diffusés sur du cuivre, du plomb et de l'aluminium. Pour la diffusion inélastique des composants plus lourds comme les noyaux α , les noyaux deutérium et le tritium, on utilise la section efficace géométrique. La section efficace de la diffusion des neutrons sur des différents éléments est aussi prise en compte.

Les deux programmes (GHEISHA [26] et FLUKA [27]) sont les modèles choisis par la collaboration H1 ce qui permet une comparaison de deux modèles. GHEISHA est le programme utilisé pour la production massive des événements.

3.2.3 Le dépôt de l'énergie

Dans la simulation détaillée on propage une trace d'un processus élémentaire à l'autre, en utilisant la description détaillée du détecteur. L'énergie déposée est calculée pour chaque processus par le programme GEANT. Le mode de dépôt de l'énergie est donc toujours ponctuel (point par point).

L'énergie est ainsi déposée soit dans la partie active soit dans la partie passive du détecteur. Il est bien sûr possible que plusieurs dépôts se retrouvent à l'intérieur de la même cellule ce qui a été montré dans la figure 2.11. Toutes les dépôts de l'énergie sont cataloguées cellule par cellule dans les banques de déposition ¹. Le résultat de la simulation calorimétrique est normalement l'énergie visible par canal. Cette énergie est visible au sens où c'est celle qu'on mesure avec le détecteur.

Pour la géométrie détaillée l'énergie déposée dans les couches actives donne directement l'énergie visible. La fluctuation de cette énergie est en conséquence reproduite d'une manière naturelle par la fluctuation du nombre des dépôts qui se produisent dans la partie active.

3.3 La simulation paramétrisée

Pour accélérer la simulation on peut paramétriser le développement. Ici, on peut soit essayer de décrire par une fonction analytique à la fois les gerbes hadroniques et électromagnétique : la paramétrisation totale. Ou bien on ne paramétrise que les gerbes électromagnétiques ce qui est plus simple parce qu'on n'est pas forcé de décrire les fluctuations intrinsèques des π_0 à l'intérieur des gerbes hadroniques.

La description informatique de la physique complexe dans un calorimètre à échantillonnage est possible quand on sépare ce travail en plusieurs tâches indépendantes : on distingue la répartition spatiale de l'énergie de l'application d'une fonction de réponse pour déterminer l'énergie déposée mesurable. Ces deux étapes de la programmation sont détaillées dans la suite.

¹en anglais: hit banks

3.3.1 Répartition spatiale de l'énergie déposée

L'énergie déposée totale E_{de} correspond à l'intégrale sur toutes les dépôts de l'énergie E'_{de} dans les volumes différents du calorimètre :

$$E_{de} = \int_V E'_{de}(\vec{r})dV = \int_V E'_{de}f(z, r, \phi)dzrdrd\phi = \int_V E'_{de}f_{ion}(z)dzf_{rad}(r)rdrf_{azi}(\phi)d\phi \quad (3.1)$$

La fonction de distribution $f(z, r, \phi)$ se factorise en ces parties longitudinales, radiales et azimuthales. L'énergie E_{de} de la gerbe est distribuée sur l'ensemble des points qui suivent cette forme normalisée.

3.3.2 Le dépôt de l'énergie visible

L'énergie déposée dans la partie active d'un canal, l'énergie visible, est calculée dans une deuxième étape :

$$dE_{vis}(\vec{r}) = E_{dec}R\left(\frac{e}{mip}\right)f_{em}(\vec{r})dV \quad (3.2)$$

E_{dec} représente ici l'énergie déposée dans une cellule du calorimètre du volume dV . Elle est multipliée par le facteur $\frac{e}{mip}$ (section 3.1) donnant le signal d'un électron par rapport à une particule au minimum d'ionisation (mip). R (equation 2.23) donne la fraction d'échantillonnage pour une mip. f_{em} correspond à la fonction de la distribution spatiale.

Dans le programme H1FAST (programme de simulation rapide de H1) e/mip est considéré comme constant. Les valeurs utilisées sont montrées dans la table 3.1. La fluctuation d'échantillonnage qui a été également discutée dans le chapitre précédent doit être appliquée explicitement, ce qui va être discuté dans le prochain chapitre.

	EM-calo 1Ar	HAD-calo 1Ar	calo IRON	calo PLUG	calo BEMC
R	0.112	0.041	1.00	0.0016	0.164
e/mip	0.684	0.919	0.87	0.87	0.676
$C_{elm}[\sqrt{GeV}]$	0.119	0.282	0.50	0.50	0.090
$C_{had}[\sqrt{GeV}]$	0.231	0.546	1.00	1.00	0.175

Tableau 3.1: Les valeurs de e/mip et de C pour les différents calorimètres.

3.3.3 Paramétrisation des gerbes électromagnétiques

La paramétrisation des gerbes électromagnétiques utilisée par la collaboration H1 est basée sur le travail de [22]. Il représente le cœur du programme H1FAST subdivisé en

trois parties : la distribution longitudinale, la distribution transversale et les fluctuations d'échantillonnage.

La distribution longitudinale

Le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique est décrit par une distribution Γ ce qui a été montré dans le chapitre précédent (figures 2.9 2.10):

$$f_{lon}(z) = \frac{x^{\alpha-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha)} \quad \text{avec } x = \beta z \quad (3.3)$$

Le paramètre z exprimé en longueurs de radiation représente la profondeur de la gerbe, normalisée par le paramètre β . Le paramètre α détermine la forme de la gerbe. α et β sont des fonctions de l'énergie de la gerbe.

Les valeurs des α et β sont ajustées aux distributions longitudinales obtenues par la simulation détaillée. Cet ajustement a été réalisé en fonction du logarithme de l'énergie de la gerbe avec huit paramètres A_1 - B_4 : deux paramètres pour la moyenne μ_α des α , deux pour la moyenne μ_β des β , deux pour l'écart type σ_α des α et deux pour l'écart type σ_β des β .

$$\mu_\alpha = A_1 + A_2 \ln E \quad , \quad \sigma_\alpha = A_3 + A_4 \ln E \quad (3.4)$$

$$\mu_\beta = B_1 + B_2 \ln E \quad , \quad \sigma_\beta = B_3 + B_4 \ln E \quad (3.5)$$

Pour les modules électromagnétiques (EMC) et hadroniques (HAC) du calorimètre à argon liquide les valeurs suivantes ont été obtenues [22] :

α	A_1	A_2	A_3	A_4
EMC	2.56 ± 0.435	0.507 ± 0.151	0.560 ± 0.427	0.015 ± 0.132
HAC	2.63 ± 0.470	0.558 ± 0.165	0.667 ± 0.337	0.005 ± 0.159
β	B_1	B_2	B_3	B_4
EMC	0.448 ± 0.043	0.010 ± 0.011	0.078 ± 0.038	-0.009 ± 0.010
HAC	0.581 ± 0.083	0.0 -	0.134 ± 0.072	-0.014 ± 0.019

La génération correcte des fluctuations longitudinales prend en compte la corrélation des α_i et β_i . Un coefficient de corrélation $\rho = 0.73$ a été déterminé pour les énergies de 1 – 200 GeV. Il permet de reproduire la fluctuation correcte du centre de gravité de la gerbe. Une paire (α, β) corrélée peut être générée par la relation suivante où z_1, z_2 sont des variables aléatoires :

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_\alpha \\ \mu_\beta \end{pmatrix} + C \begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad C = \begin{pmatrix} \sigma_\alpha & 0 \\ 0 & \sigma_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{1+\rho}{2}} & \sqrt{\frac{1-\rho}{2}} \\ \sqrt{\frac{1+\rho}{2}} & -\sqrt{\frac{1-\rho}{2}} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

La distribution transversale

A cause de la symétrie cylindrique de la distribution transversale de l'énergie, les distributions de la composante radiale et de la composante azimuthale sont égales. Le développement radial est ici décrit par une fonction rationnelle :

$$f_{rad}(r) = \frac{2R^2}{(r^2 + R^2)^2} \quad (3.7)$$

Les deux rayons, r le rayon de la gerbe et R un paramètre libre, sont exprimés en rayons de Molière. R dépend de l'énergie de la gerbe E et de la profondeur de la gerbe z . La valeur moyenne $E_R(E, z)$ de R et la déviation standard $V_R(E, z)$ de R à une valeur de l'énergie E de la gerbe donnée et à une profondeur z donnée sont paramétrisées par les paramètres R_1 - S_4 :

$$E_R(E, z) = (R_1 + (R_2 - R_3 \ln E) z)^2 \quad (3.8)$$

$$V_R(E, z) = ((S_1 - S_2 \ln E) (S_3 + S_4 z) E_R(E, z))^2 \quad (3.9)$$

L'ajustement aux données expérimentales a donné les valeurs R_1 - S_4 suivantes [22] :

E_R	R_1	R_2	R_3	
EMC	0.136 ± 0.006	0.054 ± 0.049	0.004 ± 0.001	
HAC	0.159 ± 0.014	0.070 ± 0.021	0.006 ± 0.006	
V_R	S_1	S_2	S_3	S_4
EMC	0.354 ± 0.037	0.039 ± 0.010	0.558 ± 0.278	0.049 ± 0.017
HAC	0.361 ± 0.048	0.041 ± 0.017	0.510 ± 0.232	0.074 ± 0.027

Les fluctuations d'échantillonnage

Les fluctuations d'échantillonnage sont purement statistiques. Elles représentent la contribution majeure à la résolution et sa dépendance en C/\sqrt{E} est une propriété globale du calorimètre. Les valeurs de C utilisées sont indiquées dans la table 3.1. Pour reproduire cette dépendance caractéristique le programme applique sur chaque dépôt d'énergie une fluctuation, ceci est expliqué dans le prochain chapitre. Le terme constant de la résolution qui a été discuté dans l'équation 2.40 joue ici aucun rôle lorsque les énergies qui sont soumises à une fluctuation sont petites ($< 10\text{GeV}$), il est donc négligé.

3.3.4 Paramétrisation des gerbes hadroniques

La création du signal d'une gerbe hadronique est plus compliquée que pour une gerbe électromagnétique. En effet, la simulation d'une gerbe hadronique doit prendre en compte deux faits :

1. Les composantes électromagnétiques et hadroniques d'une gerbe hadronique se propagent sur des échelles différentes (X_0 et λ).
2. L'amplitude du signal total dépend fortement du pourcentage des π_0 qui ont été créés en particulier dans la première interaction et dans le développement suivant de la gerbe.

A cause de ces difficultés on peut être tenté d'éviter la paramétrisation des gerbes hadroniques et d'essayer d'accélérer la simulation par d'autres moyens. C'est la stratégie qui a été choisie par la collaboration H1. Elle est justifiée parce qu'on économise beaucoup moins de temps par la paramétrisation de la gerbe hadronique que par la paramétrisation des gerbes électromagnétiques, car le nombre des particules à suivre dans une gerbe hadronique est nettement plus petit.

Pour les différentes options de simulation de H1 présentée dans 3.5, ceci correspond aux temps suivants : pour un événement π^+ à 10 GeV envoyé dans le module CB2 la simulation détaillée a besoin de 11.3 sec en comparaison avec 1.0 sec avec une paramétrisation des gerbes électromagnétiques. On gagne donc un facteur onze en vitesse. Avec une paramétrisation des gerbes hadroniques on accélère jusqu'à 0.55 sec par événement, donc à nouveau un facteur deux en vitesse. Cette différence disparaît presque quand on regarde des événements courant neutre à $Q^2 = 500 \text{ GeV}^2$. Pour ce type d'événement la simulation détaillée a besoin de 292.7 sec alors qu'il suffit de 31.9 sec pour une paramétrisation des gerbes électromagnétiques. On gagne un facteur neuf en vitesse. Avec une paramétrisation des gerbes hadroniques en plus on arrive à 26.8 sec par événement, donc même pas 20% de mieux. On en conclut que le temps de calcul qui est économisé par une paramétrisation des gerbes hadroniques n'est pas important.

De plus, les fluctuations des profils d'une gerbe hadronique sont plus importants que pour une gerbe électromagnétique. En particulier, les dépôts d'énergie des points à grande énergie font que les distributions changent fortement d'un événement à l'autre. Un calcul de trace détaillé est donc plus apte à reproduire ces fluctuations ce qui est fait en général par la collaboration H1.

Optionnellement, deux paramétrisation des gerbes hadroniques sont intégrées dans la simulation de H1 : une paramétrisation basée sur le travail de [23] dit GFLASH et une autre sur le travail de [24] dit ALGORIX que nous avons implementé dans le cadre général de la simulation de H1.

Un autre désavantage des paramétrisations hadroniques correspond à la difficulté de décrire les gerbes et leurs fluctuations correctement à travers les zones mortes, quand on utilise une paramétrisation.

3.3.5 Traitement des zones mortes

La simulation détaillée calcule la trace de chaque particule à travers les zones mortes ce qui assure une meilleure précision de la description des fluctuations dans ces zones d'un événement à l'autre.

La simulation rapide utilisant une paramétrisation pour les gerbes électromagnétiques n'est employée que si l'enveloppe de la gerbe ne touche pas une zone morte. Ceci est assuré par un test qui met une pyramide dont la pointe se situe au point de la première interaction dans le volume et qui regarde si son contour ne déborde pas du volume. Dans le cas, où le contour déborde, la gerbe est propagée de manière détaillée et à chaque nouvelle particule créée, on applique le test de la pyramide pour savoir si on la paramétrise ou si on la propage de manière détaillée.

La simulation rapide utilisant à la fois une paramétrisation pour les gerbes électromagnétiques et hadroniques ne fait pas attention aux zones mortes. Les dépôts de l'énergie sont effectués également dans les zones mortes.

3.4 La description géométrique dans la simulation

Pour des applications différentes plusieurs géométries dites détaillée, moyenne et grossière ont été définies, elles ont une précision de description décroissante mais qui augmente la vitesse du programme de simulation.

Ici, il est important de ne pas perdre trop de précision dans la description des matériaux morts qui ont une grande influence sur l'énergie visible déposée dans le détecteur en traversant plusieurs modules. En contrepartie, la description des modules peut être fortement simplifiée. Les figures 3.1 et 3.2 montrent le calorimètre à argon liquide dans la géométrie détaillée et la géométrie grossière. La géométrie détaillée reproduit les couches différentes des modules et tous les détails importants en ce qui concerne la géométrie des matériaux morts. En revanche, on voit que les modules de la géométrie grossière sont décrits par un seul volume dans lequel les matériaux différents ont été moyennés, le rapport des masses et des nombres atomiques donné par les couches différentes du module étant conservé, ce qui est crucial pour le développement des gerbes. Le moyennement des couches est possible, parce qu'on connaît le rapport de l'énergie visible et de l'énergie déposée, le rapport d'échantillonnage de chaque module, par les mesures de test au CERN. Le calcul de l'énergie visible suit donc la répartition spatiale de l'énergie. Ensuite, les énergies visibles calculées sont attachées aux cellules de lecture (leur granularité est visualisée sur les figures 1.11 et 1.12). La fonction qui fait ce lien est discutée dans l'annexe A.

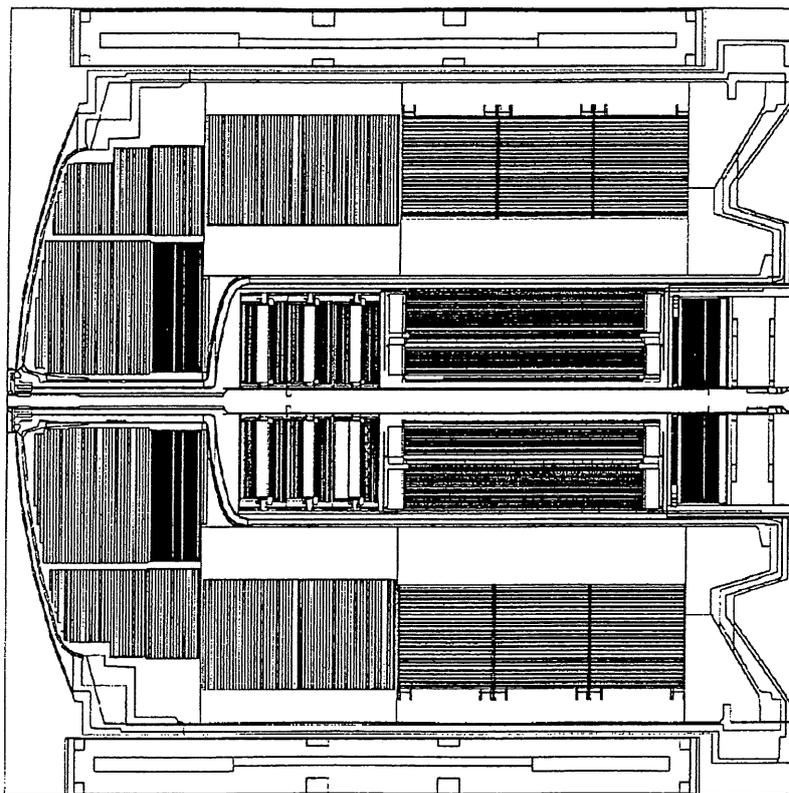


Figure 3.1: La géométrie détaillée du calorimètre à argon liquide.

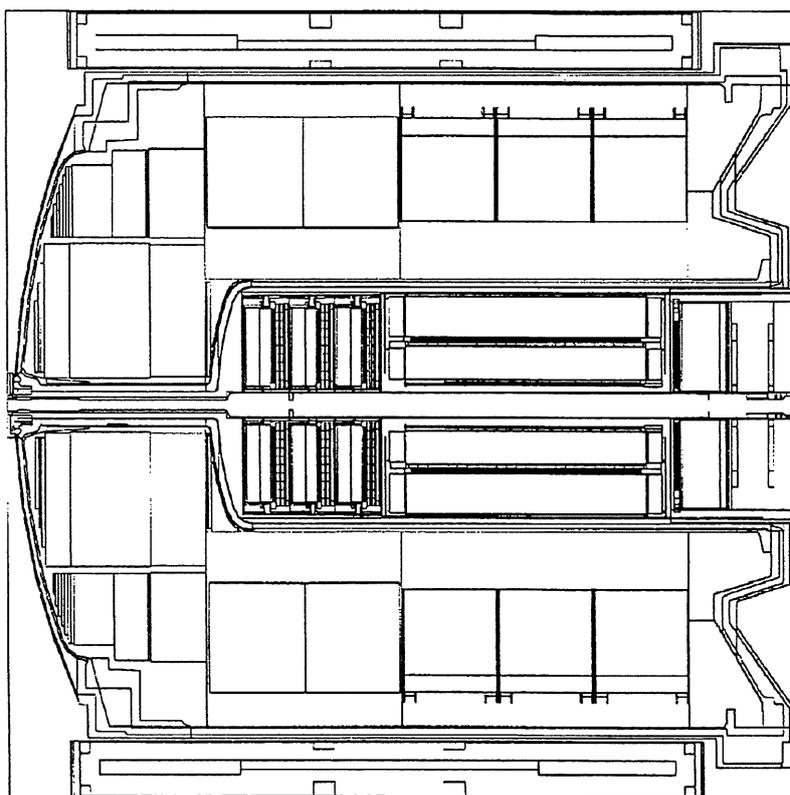


Figure 3.2: La géométrie grossière du calorimètre à argon liquide.

3.5 Les différents niveaux de simulation de H1

3.5.1 La structure générale du programme H1SIM

Le programme de simulation de H1 dit H1SIM est divisé en trois parties [32] différents appelés GEANT, DIGI et TRIG.

Le module GEANT exécute la partie principale de la simulation. Il calcule à partir des quadrivecteurs des particules initiales la suite des interactions dans le détecteur. Le résultat correspond à toutes les dépôts d'énergie dans les détecteurs calorimétriques. De plus, les coordonnées en xyz du point d'entrée et du point de sortie dans les parties sensibles des détecteurs de traces sont déterminés. Toute la physique du développement des gerbes est simulé par le programme GEANT, dont les concepts ont été présentés dans la section 3.2.

Le deuxième module DIGI transforme les informations concernant les dépôts d'énergie dans une forme semblable à celle des données réelles. Ainsi le programme de reconstruction traite les données simulées et les données réelles de la même manière.

Le troisième module TRIG simule à partir de la digitisation la réponse du système de déclenchement de l'expérience.

3.5.2 Les cinq types de simulation de H1SIM

L'utilisateur a le choix entre cinq types de simulation. Leur temps de simulation diminue du niveau 1 qui est le plus lent au niveau 5 qui représente l'option la plus rapide. Dans le niveau 1 et 2 la simulation est réalisée sur la géométrie détaillée calculée par le programme H1SIM tandis que les niveaux de 3 à 5, font partie de la simulation rapide utilisant la géométrie moyenne et les gerbes paramétrisées. La simulation rapide a été réalisée dans le programme H1FAST. Le niveau 3 est le standard par défaut.

Les caractéristiques des cinq niveaux de simulation sont résumées dans la suite :

1. La simulation du développement de la gerbe utilise le programme GEANT basée sur la géométrie détaillée. Les parties actives et passives du calorimètre sont distinguées. En conséquence, les fluctuations d'échantillonnage sont simulées naturellement par la fluctuation des dépôts d'énergie dans la partie active. Les coupures pour les particules à basse énergie sont à 200 KeV pour un électron et 1 MeV pour un photon. Ce type est très précis mais aussi très lent.
2. Même chose que pour le niveau 1 avec seulement des coupures en énergie plus élevées : 2 MeV pour un électron et 10 MeV pour un photon. On perd en précision

ce qu'on gagne en rapidité.

3. La simulation standard de H1 du développement de la gerbe utilise une paramétrisation pour les gerbes électromagnétiques quand la gerbe est entièrement contenue dans une partie sensible du détecteur. La composante hadronique est toujours "suivie" par GEANT. Le niveau 3 utilise la géométrie grossière faisant la moyenne des matériaux dans la partie sensible. Dans le cas où la gerbe traverse les matériaux morts ou le fer le programme revient à la géométrie détaillée et aucune paramétrisation n'a lieu. Les particules lentes sont arrêtées quand elles ne peuvent plus sortir d'une cellule. Ce mode de simulation est visualisé dans la figure 3.3.

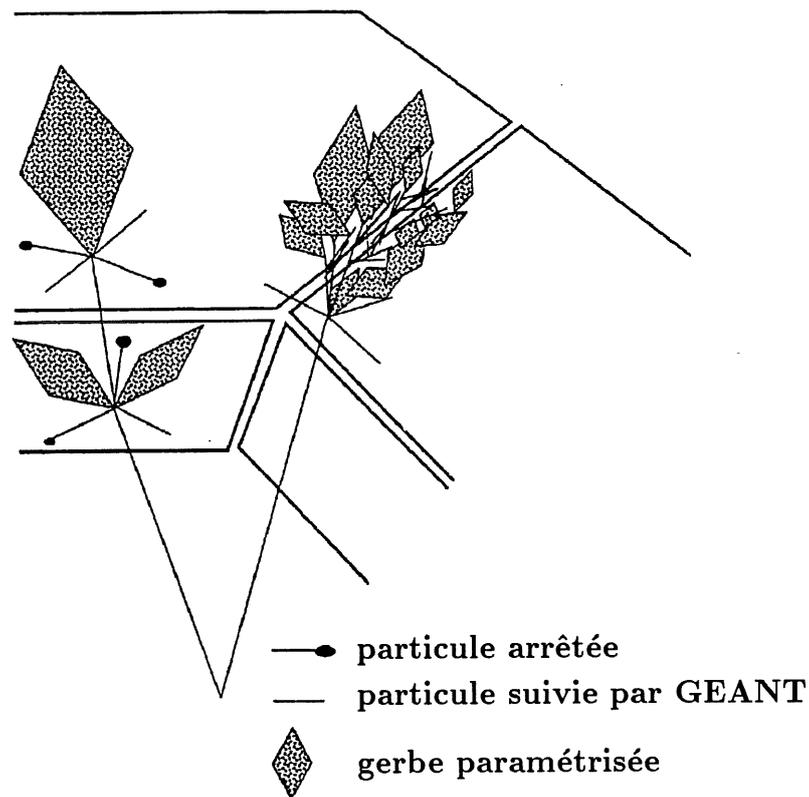


Figure 3.3: Le mode de simulation par défaut de H1. Les gerbes électromagnétiques sont paramétrisées, les particules lentes sont arrêtées et toutes les autres sont suivies trace par trace.

4. La seule différence entre le niveau 3 et le niveau 4 est que les hadrons lents sont paramétrisés en plus. Tous les hadrons avec une énergie inférieure à 10% de la particule précédente sont paramétrisés.
5. On utilise la géométrie grossière partout dans le détecteur et les gerbes électromagnétiques et hadroniques sont décrites par une paramétrisation, même à travers les zones mortes.

niveau	pion 10 GeV dans CB2 (GHEISHA)(sec)	NC avec $Q^2 = 500\text{GeV}^2$ (sec)
1	11.3	292.7
2	2.7	75.0
3	1.0	31.9
4	0.45	26.8
5	0.36	14.3

Tableau 3.2: La vitesse de la simulation par événement en fonction du niveau de simulation

Le temps de simulation par événement en secondes est indiqué pour les cinq niveaux dans la table 3.2. Les temps ont été calculés pour des pions de 10 GeV envoyés dans le module CB2 et pour des événements courant neutre de $Q^2 = 500\text{GeV}^2$.

3.6 Le concept des énergies calibrées

Les énergies calibrées sont un concept de simulation que nous avons proposé pour simuler de manière réaliste la réponse du détecteur avec une calibration en énergie parfaite. Elles trouvent leur meilleure application dans le cas d'un calorimètre non-compensé (comme celui de H1) car la réponse des électrons et des hadrons y est différente. Pour atteindre ce but de calibration parfaite, j'ai séparé la simulation en deux parties. La première partie est la répartition spatiale des énergies absolues dans le détecteur au niveau du programme de simulation et la deuxième partie est l'application d'une fonction de réponse sur les énergies absolues qui simule la réponse réaliste du détecteur au niveau du programme de reconstruction. Ces deux parties sont décrites séparément dans les deux sections suivantes.

Le dépôt spatiale de l'énergie dans le calorimètre utilise la majeure partie du temps de calcul. Il est donc souhaitable de ne la faire qu'une fois, puisque l'énergie qui est déposée dans le calorimètre ne dépend pas de la calibration.

L'avantage principal de ce découplage de la simulation est qu'on peut commencer une production massive des événements sans le risque de devoir recommencer à cause d'une mauvaise "calibration". Ceci est important vu les grandes statistiques nécessaires pour l'analyse physique qui ne permettent pas facilement la répétition de la simulation.

La fluctuation des énergies déposées est effectuée, après la simulation, dans le programme de reconstruction. Ici, l'utilisateur peut appliquer toutes les fonctions de reponse désirées. En particulier, il peut refaire cette application autant de fois qu'il veut, parce que le temps de calcul est alors assez faible. L'application d'une fonction de réponse a surtout l'avantage qu'on peut imiter les performances finales du détecteur, même si l'état du programme de reconstruction n'a pas encore atteint son efficacité prévue. Cette possibilité est cruciale pour la préparation de l'analyse physique pendant la période où le programme de reconstruction est en développement.

L'option des énergies calibrées correspond donc au niveau du programme de simulation à une comptabilité des énergies déposées. Il assure de cette manière la conservation de l'énergie.

Cette propriété fait des énergies calibrées un outil puissant pour tester et développer la compréhension du détecteur ce qui a été fait en ce qui concerne les corrections des matériaux morts [41], l'algorithme de regroupement des cellules [37] et la pondération [38].

3.6.1 Définition des énergies calibrées

Le bilan des énergies déposées réalisée dans le programme de simulation est exposée dans la suite. Au lieu de ne calculer que l'énergie visible qui comporte des fluctuations comme dans la plupart des simulations je calcule quatre énergies à chaque dépôt d'énergie. Ces énergies calibrées ne sont pas fluctuées et elles représentent l'énergie électromagnétique E_{em} , hadronique E_{had} , invisible E_{inv} et hadronique visible $E_{had,vis}$ du dépôt. La somme sur les premières trois énergies calibrées donne l'énergie totale E_{tot} du dépôt :

$$E_{tot} = E_{em} + E_{had} + E_{inv} \quad (3.10)$$

Les quatre nombres des énergies calibrées sont gardés à chaque dépôt de l'énergie dans les banques de déposition (anglais : hit bank) [30]. Ceci fait la comptabilité complète des énergies déposées. De plus, l'énergie emportée par des particules qui quittent le dispositif expérimental est notée dans la banque des particules sortantes (anglais : leaving particle bank). Dans le cas d'énergie déposée dans les matériaux morts on stocke ces 4 énergies dans une banque à part. En faisant la somme sur toutes ces énergies on retrouve l'énergie initiale, d'où le terme d'énergies calibrées. Les banques de dépôt contiennent les informations suivantes pour chaque dépôt d'énergie :

pour la géométrie détaillée :

1. E_{vis} , l'énergie déposée (visible) dans la partie active
2. E_{em} , l'énergie déposée par des particules électromagnétiques par dépôt sans fluctuation
3. E_{had} , l'énergie perdue par des particules hadroniques par dépôt sans fluctuation
4. E_{inv} , l'énergie "invisible" par dépôt sans fluctuation
5. $E_{had,vis}$, l'énergie déposée par des particules hadroniques visible (dans la partie active de la cellule) par dépôt
6. mot d'histoire de la trace ITRHIS (anglais : tracking history word)

Ces quantités permettent de connaître les différents types d'énergie déposés :

- l'énergie électromagnétique dans la partie active : $E_{vis} - E_{had,vis}$
- l'énergie hadronique dans la partie active : $E_{had,vis}$
- l'énergie électromagnétique dans l'absorbeur : $E_{em} - (E_{vis} - E_{had,vis})$
- l'énergie hadronique dans l'absorbeur : $E_{had} - E_{had,vis}$

pour la géométrie grossière :

Ici, il n'existe pas de distinction entre les couches passives et actives, cependant les quantités stockées ont la même définition .

3.7 Installation des énergies calibrées dans la simulation

Les détails techniques importants de l'installation des énergies calibrées dans la simulation sont donnés dans cette section. J'ai fait la description technique complète en collaboration avec M. Kuhlen qui a été publié dans [28].

3.7.1 Le résultat de la simulation

Les banques de dépôt

La simulation produit les banques de déposition ARHT, BRCT et PRDT pour les détecteurs du calorimètre à argon liquide, du BEMC et du PLUG. Les énergies déposées dans le détecteur de fin de gerbes (IRON) sont gardées avec les énergies déposées dans les matériaux morts dans la banque des matériaux morts ARWT. La table 3.3 montre l'emplacement et la signification des mots importants dans les banques de déposition.

Les banques de digitisation

Le module de digitisation crée les banques de digitisation à partir des banques de déposition. Ces banques ARCE, BRCE, PRDE et IRTE pour le calorimètres à argon liquide, le BEMC, le PLUG et le détecteur de fin de gerbe contiennent uniquement l'énergie visible par cellule, puisque c'est la seule information que produit le calorimètre pendant la prise de données et elles sont traitées ensuite par le programme de reconstruction.

information	ARHT	BRCT	PRDT	ARWT
canal	1	1	1	1
<i>ITRHIS</i>	3	16	3	3
E_{vis}	2	8	2	2 *)
E_{inv}	5	18	5	5
E_{em}	6	19	6	6
E_{had}	7	20	7	2-6
$E_{had,vis}$	8	21	8	-
E_{tot}	5+6+7	18+19+20	5+6+7	2+5

Tableau 3.3: La position des énergies calibrées dans les banques de déposition *) $E_{em} + E_{had}$.

3.7.2 Le calcul de l'énergie invisible

Le calcul de l'énergie électromagnétique et hadronique qui sont déposées est directement fourni par le programme de simulation. Le calcul de l'énergie invisible est important pour compléter la comptabilité des dépôts de l'énergie et constitue donc l'élément nouveau des énergies calibrées par rapport aux autres programmes de simulation.

Dans ce but, j'ai écrit une nouvelle routine (H1FINV) qui a été introduite dans le programme de simulation général de H1 (H1SIM). La routine est appelée dans la partie simulation (GEANT) à chaque interaction susceptible de perdre de l'énergie invisible: Une interaction qui correspond à une désintégration (indiqué dans GEANT par $LMN=5$), une diffusion inélastique créant des particules secondaires (indiqué par $12 \leq LMN \leq 23$) ou quand la particule suivie est un neutron (indiqué par $IPART = 13$).

Ici, je distingue quatre types d'énergie invisibles :

- L'énergie perdue par les énergies de liaison ou le recul du noyau. Sa valeur est déterminée par la conservation de l'énergie. L'énergie totale avant l'interaction doit correspondre à l'énergie totale après l'interaction. La différence entre les deux est l'énergie invisible.

Le calcul de l'énergie totale avant et après la réaction physique doit prendre en compte la masse des particules au repos. Elle est soustraite de l'énergie de la particule avant que l'on additionne l'énergie de toutes les particules secondaires pour la détermination de l'énergie après interaction, sauf dans le cas des antiparticules, leur masses est additionnée car elles vont contribuer à l'énergie par leur annihilation future.

- L'énergie perdue par les particules dont le temps de vie est épuisé qui sont arrêtées par GEANT (indiqué par $LMN=22$). Dans la plupart des cas, ce sont des muons.

- L'énergie perdue par des neutrinos venant de la désintégration des mésons. Ils traversent sans interaction le détecteur.
- L'énergie perdue par des neutrons de basse énergie ($E_n < 50MeV$). Ils ont une section efficace basse et ne contribuent pas au signal mesurable, ils sont donc arrêtés. Leur énergie cinétique est rajoutée à l'énergie invisible.

La somme sur les quatre types de l'énergie perdue donne l'énergie invisible.

Après le calcul de l'énergie invisible dans la routine H1FINV, les neutrons, les muons et les neutrinos sont arrêtés et ils sont "effacés" de la liste des particules à propager.

3.7.3 La performance de la comptabilité

niveau	offset	sigma	max dev	nombre
1	-0.4	0.2	-1.2	1000
2	-0.6	0.3	-2	1000
3	0.0	0.13	+0.6	1000
4	+0.2	0.5	+2	1000
5	0.0	0.1	-0.4	166
niveau	offset	sigma	max dev	nombre
1			-0.7	12
2			-0.35	60
3			-0.23	141
4			-0.23	168
5			-0.30	19

Tableau 3.4: La performance de la comptabilité en fonction du niveau de simulation. Les cinq premières lignes sont obtenues avec des pions de 10 GeV envoyés dans le module CB2 utilisant GHEISHA. Les cinq lignes suivantes sont calculées avec des événements courant neutre à 500 GeV². Les colonnes 2,3 et 4 suivantes donnent les pourcentages.

J'ai testé la comptabilité du mode calibré en comparant la somme sur toutes les énergies qui ont été déposées et l'énergie initiale. Les deux doivent être égales.

L'exactitude de la somme de l'énergie a été d'abord testée au niveau des détecteurs différents. Ici, il faut additionner les différentes composantes du dépôt d'énergie : l'énergie électromagnétique, l'énergie hadronique et l'énergie invisible.

Ensuite, la comptabilité a été testée dans le détecteur entier. C'est la somme sur toutes les banques de déposition, la banque des matériaux morts et la banque des particules sortantes. La figure 4.13 montre un exemple illustrant la justesse de la comptabilité

utilisant des pions de 10 GeV envoyés dans le détecteur complet. On retrouve toujours exactement les 10 GeV.

La table 3.4 montre en fonction du niveau de simulation le résultat du test. On reconnaît que la simulation standard niveau 3 a une moyenne parfaite avec une déviation standard de 0.1 %. La conservation d'énergie est donc réalisée. Les autres niveaux ont des erreurs plus grandes. Ceci est dû aux erreurs de programmation qui n'ont pas été trouvées ou qui n'ont pas été corrigées dans le cadre de GEANT.

3.8 Conclusion

Le programme de simulation du détecteur H1 a été réalisé et il met à la disposition de l'utilisateur 5 niveaux de simulation du calorimètre à argon liquide ayant une précision et un temps de calcul par événement bien différents (5 sec - 500 sec). La manière de simuler peut donc être adaptée au problème étudié.

J'ai développé un mode de simulation, les énergies calibrées, qui contrôle parfaitement le flux d'énergie ($\Delta E = 0\% \pm 0.1\%$) ce qui est adapté aux calorimètres non-compensés et ce qui est utile pour le développement de la reconstruction et la préparation de l'analyse physique. De plus, on économisera dans toutes les études physiques, qui nécessitent une répétition de la simulation, un temps de calcul considérable.

Chapitre 4

Reconstruction calorimétrique de H1

4.1 Introduction

Le rôle du programme de reconstruction est de retrouver les paramètres caractéristiques du processus physique initial à partir des signaux dans les canaux électroniques des différents sous-détecteurs. Les paramètres typiques à trouver sont par exemple : l'énergie et l'angle des gerbes, l'énergie, l'angle et le type de particule créée dans la collision. Pour les détecteurs de trace il s'agit de reconstruire les traces des particules chargées à partir de leurs "fils touchés". Pour les détecteurs de muons il s'agit de reconstruire les trajectoires des muons et de les identifier. Et avec les calorimètres on s'efforce de retrouver l'énergie et la direction des particules hadroniques et électromagnétiques à partir de leurs cellules touchées.

Le programme de reconstruction traite pour chaque événement l'information des canaux (100000) du détecteur en environ 2 secondes. C'est un gros programme d'environ 130000 lignes de FORTRAN subdivisé en une vingtaine de modules qui communiquent entre eux uniquement par l'intermédiaire de banques [32]. Dans la suite, seuls les modules de la reconstruction calorimétrique sont détaillés. Les détails techniques s'y rapportant dans [33] sont précisés :

1. Le module ASCALE (=Argon SCALE) calcule la première estimation d'énergie (en GeV) à partir du signal brut d'une cellule touchée (en coups d'ADC) [34].
2. Le module ACLUST (=Argon CLUSTERing) regroupe les cellules touchées en amas à l'intérieur du calorimètre à argon liquide. Il reconstruit ainsi des parties de gerbes.
3. Le module ACDEAD (=Argon Calorimeter DEAD material correction) corrige l'énergie perdue dans les zones mortes, "cracks", à l'intérieur du calorimètre à argon liquide.

4. Le module KCTLN1(=Kombined Cluster Track LiNK version 1) établit une première relation entre les amas du calorimètre et les traces chargées du détecteur central.
5. Le module KCCLNK(=Kombined Cluster Cluster LiNK) regroupe les amas des différents calorimètres entre eux. Il reconstruit de cette manière les gerbes complètes.
6. Le module RCDEAD(=Reconstructed Calorimeter DEAD material correction) corrige l'énergie perdue dans les zones mortes qui se trouvent entre les différents calorimètres.
7. Le module AWGHT(=Argon WeiGHing) effectue une pondération d'énergie qui permet d'exprimer sur la même échelle la réponse hadronique à la réponse électromagnétique.
8. Le module RCLUST(=Reconstructed CLUSTER) calcule à partir de l'énergie finale les paramètres finaux des gerbes.
9. Le module ESUMHT(=Energie SUM of Hits) additionne les énergies calibrées des différents types de dépositions dans une cellule.
10. Le module EWGHT(=Energie WeiGHing) effectue la fluctuation des énergies calibrées et la simulation de la réponse des calorimètres.

Les deux derniers modules n'ont d'effet que sur les données simulées.

Ce chapitre est écrit dans l'optique des énergies calibrées. Il est montré comment les énergies calibrées sont utilisées dans la reconstruction calorimétrique, tandis que les détails techniques sont présentés dans [28]. Dans la suite les étapes différentes de la reconstruction sont présentées en insistant sur l'implémentation des énergies calibrées et leurs applications possibles.

4.2 La première estimation de l'énergie

Le travail qui est effectué par le premier module ASCALE de la reconstruction dépend du type de données traité par le programme. Il y a quatre types de données dont seulement les deux premiers sont discutés dans la suite :

- données simulées pour le détecteur H1.
- données prises avec le détecteur H1.

- données prises pendant les tests en faisceau au CERN avec des parties du calorimètre de H1.
- données simulées reproduisant l'appareillage installé au CERN.

Le résultat de ASCALE est toujours le même pour les quatre types des données, une banque contenant : les numéros et les énergies des cellules touchées. La charge recueillie est convertie en énergie sur une échelle électromagnétique. C'est à dire que les facteurs de calibration appliqués au signal sont ajustés de manière à ce que l'énergie d'un électron soit retrouvée après reconstruction. Quand par exemple un électron de 1 GeV est absorbé par le calorimètre ASCALE retrouve 1 GeV à partir des données d'entrée. Pour une particule hadronique il retrouve moins d'énergie puisque la réponse hadronique est inférieure à la réponse électromagnétique dans le calorimètre à argon liquide.

4.2.1 Traitement des données simulées

La simulation calcule l'énergie visible E_{vis} . La reconstruction applique la constante de calibration C_{sim} sur E_{vis} , qui correspond à l'énergie déposée dans les couches actives. Le résultat de cette multiplication est l'énergie qui a été réellement déposée E_{dep} dans le calorimètre.

$$E_{dep} = C_{sim} E_{vis} \quad (4.1)$$

Cette multiplication corrige les énergies perdues dans les couches passives du calorimètre. E_{dep} est donc égale à l'énergie initiale E_{ini} quand aucune énergie n'a été perdue dans les matériaux morts et s'il s'agit d'un électron ou d'un photon. Pour cette raison, on parle de l'échelle électromagnétique.

$$E_{ini} = C_{sim} E_{vis} \quad (4.2)$$

Pour un hadron le $\frac{\pi}{e}$ est inférieur à 1 et donc $E_{dep} < E_{ini}$. C'est la pondération qui corrige cet effet. Les constantes de calibration qui sont utilisés pour le traitement des données simulées ont été déterminées par le programme de simulation de H1 (H1SIM) ce qui est expliqué dans la suite.

Détermination des constantes de calibration C_{sim}

Pour déterminer la constante de calibration C_{sim} d'un module, on simule des gerbes électromagnétiques que l'on fait démarrer au bord de ce module afin qu'elles y déposent l'essentiel de leur énergie. Ensuite, on divise l'énergie mesurée moyennée sur tous les événements traités $\langle E_{vis} \rangle$ par l'énergie moyenne $\langle E_{dep} \rangle$ qui a été réellement déposée dans le module. Le rapport est égal à la constante de calibration de la simulation C_{sim} . De cette manière, 15 constantes sont déterminées, une constante par roue. Ici, aucune différence n'est faite entre les constantes pour les modules électromagnétiques $C_{sim,em}$ et les modules hadroniques $C_{sim,had}$. Il est clair que les constantes $C_{sim,em}$ correspondant à

des modules électromagnétiques ont des valeurs similaires, mais elles diffèrent significativement de celles des modules hadroniques car le rapport entre la couche passive et la couche active n'est pas du tout le même.

Le calcul de E_{dep} est possible à cause du bilan parfait des énergies calibrées qui ont été utilisées. Nous discutons dans la suite comment l'énergie qui a été déposée peut être traitée pour simuler une réponse du détecteur réaliste.

4.2.2 Traitement des données simulées utilisant les énergies calibrées

Voyons ce qui se passe lorsque nous employons le mode des énergies calibrées pour simuler les événements. La reconstruction additionne toutes les dépositions d'énergie dans une cellule pour tous les calorimètres différents et elle calcule cinq nombres ¹ par canal : l'énergie invisible, l'énergie électromagnétique, l'énergie hadronique, l'énergie hadronique visible et le numéro de la cellule.

Ces cinq nombres peuvent être utilisés pour simuler la réponse calorimétrique du détecteur à plusieurs niveaux : avant pondération, après pondération, avec une résolution donnée ou bien sans fluctuation. On a par exemple la possibilité de déterminer simplement l'énergie totale qui a été déposée dans un module du calorimètre (ce qui a été utile dans la section précédente) ou bien on a la possibilité de simuler une réponse réaliste du calorimètre :

Pour la construction d'une réponse en énergie réaliste les cinq énergies parfaites sont analytiquement soumises à une fluctuation. Cette fluctuation dépend du sous-détecteur et de sa résolution. Les valeurs moyennes de ces fluctuations peuvent aussi être choisies par l'utilisateur, afin d'étudier l'impact d'un calorimètre différent sur un processus physique par exemple. Elles sont présentées dans B.2.

Rappelant que la résolution limitée des calorimètres de H1 est due principalement aux fluctuations statistiques du nombre des particules mesurées qui traversent la couche active, elle suit donc une distribution gaussienne avec $\frac{\sigma}{E} = \frac{C}{\sqrt{E}}$ où C représente la résolution. Les valeurs moyennes à traiter correspondent aux dépositions d'énergie par canal E_{cha} . Leur somme correspond à l'énergie totale $E_{tot} = \sum_{i=1}^n E_{cha}$ qui a été déposée. La reproduction analytique de la fluctuation n'utilise pas la distribution normale, parce qu'elle peut produire des valeurs négatives pour des petites valeurs moyennes, qui ne sont pas physiques. La distribution de Poisson a le désavantage de donner des valeurs discrètes qui ne sont, elles non plus, pas physiques. Pour ces raisons une distribution Γ a été choisie pour la fluctuation analytique. La distribution Γ a les propriétés suivantes dont les trois premières valent également pour une distribution normale :

¹module ESUMHT (de l'anglais : Energy SUM of Hits)

- additivité : la somme de deux distributions gamma donne une distribution gamma
- continuité
- elle est égale à la distribution normale pour des grandes valeurs moyennes
- elle est égale à zéro pour des valeurs négatives

Elle a la forme :

$$f_{\Gamma}(z, \alpha, \beta) = \frac{x^{\alpha-1} e^{-x}}{\Gamma(\alpha)} \quad (4.3)$$

où $x = \beta z$, $\langle z \rangle = \alpha/\beta$, $V(z) = \alpha/\beta^2$. Quand α et β sont fixés à :

$$\alpha = \frac{E_{cha}}{C^2} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{C^2}$$

La distribution reproduit la variance du calorimètre.

$$V(E_{cha}) = \sigma^2 = C^2 E_{cha} \quad \langle z \rangle = E_{cha}$$

Les figures 4.1 et 4.2 de [40] montrent le résultat de la fluctuation pour des pions de 5 GeV et 200 GeV. Les figures montrent que le rapport de l'énergie déposée sur l'échelle électromagnétique et l'énergie totale (environ 0.75) et le nombre des événements en y . Les lignes représentent le résultat de la simulation ordinaire et les points représentent le mode de simulation utilisant les énergies calibrées après fluctuation. Un bon accord est obtenu ce qui démontre la réalisation exacte de la fluctuation analytique et la justesse de la méthode choisie.

4.2.3 Traitement des données réelles

Le signal mesuré dans chaque canal du calorimètre est donné en coups d'ADC, unité des Convertisseurs-Analogique-Digital de la chaîne électronique. Le signal est d'abord converti en charge (pC) puis cette charge est convertie en énergie (GeV) sur l'échelle électromagnétique.

Conversion de l'ADC en charge

La conversion des coups d'ADC en charge Q est effectuée par une fonction polynomiale du troisième degré utilisant les paramètres p_0, p_1, p_2 et p_3 dont l'allure est montré dans figure 4.3 (de [15]) :

$$Q = X + p_2 X^2 + p_3 X^3 \quad X = p_0 + p_1 ADC \quad (4.4)$$

Cette relation est presque linéaire car les effets des ordres supérieurs sont petits. La non-linéarité correspond au maximum à -0.9 % pour le terme en X^2 et à 0.5 % pour le terme

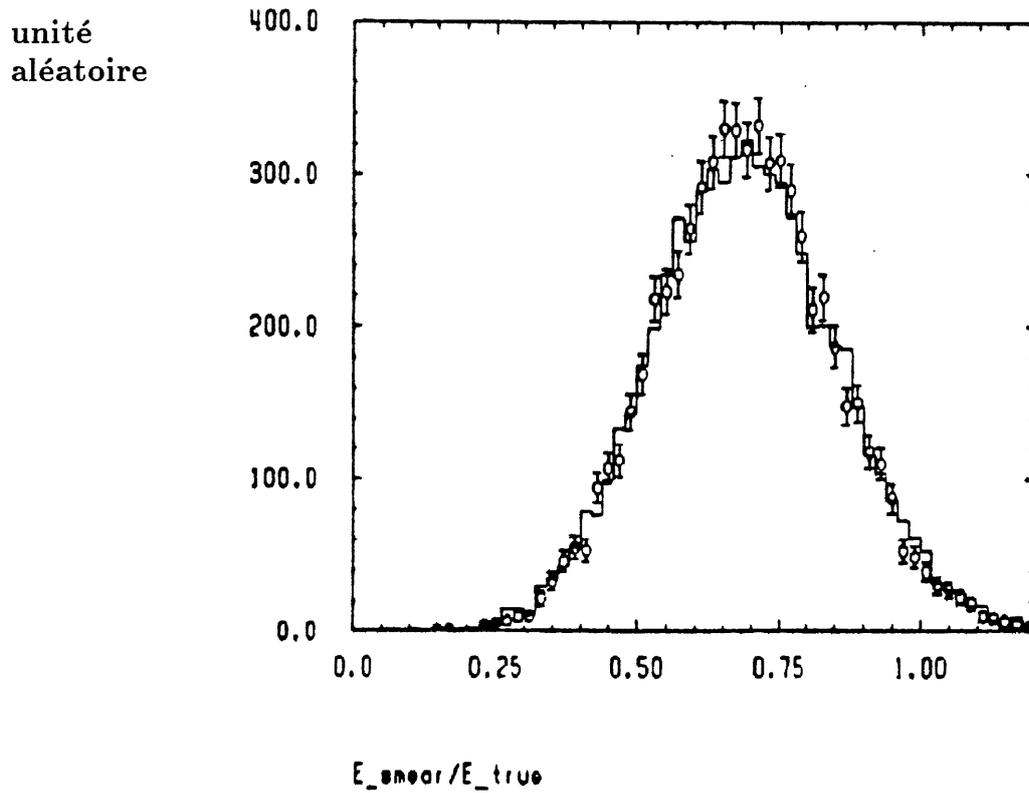


Figure 4.1: La comparaison des données simulées utilisant des pions à 5 GeV et des énergies calibrées après fluctuation.

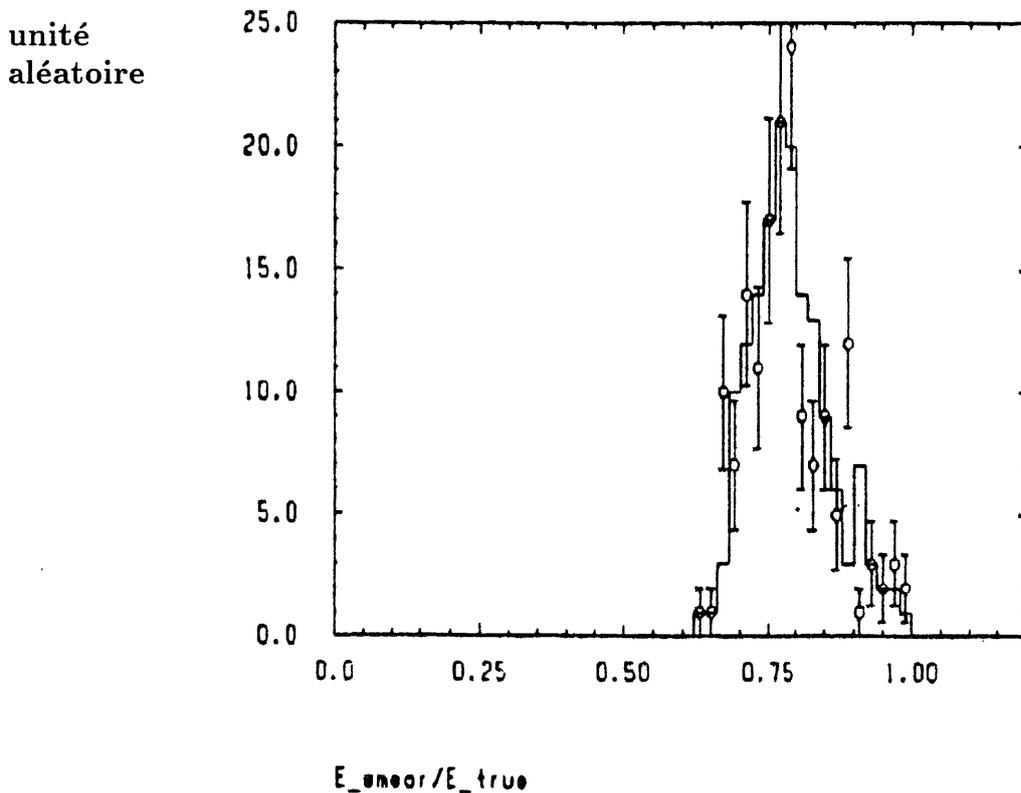


Figure 4.2: La comparaison des données simulées utilisant des pions à 200 GeV et des énergies calibrées après fluctuation.

en X^3 . La précision des ADC est de 4096 coups d'ADC (12 bits). Les quatre paramètres doivent être déterminés pour chaque voie électronique.

La procédure nécessaire est la calibration électronique : on applique une tension U à l'entrée de chaque voie électronique où se trouve la capacité de calibration C_{cal} (47pF). La tension correspond donc à une charge de calibration injectée bien définie :

$$Q_{cal} = UC_{cal} \quad (4.5)$$

et le signal évoqué est mesuré à la fin de la voie électronique en coups d'ADC. Quand on fait varier la tension initiale sur toute la région dynamique des ADC on fait une calibration électronique ce qui a été fait régulièrement pendant les mesures de test. On obtient de cette manière la relation entre le signal et la charge en unité d'ADC du canal décrite par le polynôme du troisième degré (4.4) ².

Plusieurs corrections de charge sont appliquées à la charge obtenue par l'équation (4.4) qui sont présentées dans la prochaine section.

Le bruit électronique se rajoute à la charge du signal. Il représente la charge supplémentaire due aux fluctuations de la chaîne électronique. On mesure sa valeur moyenne et sa distribution par les événements de "bruit" qui correspondent aux événements mesurés hors faisceau, événements pris par des déclenchements aléatoires de l'électronique (random trigger). A partir de la distribution du bruit électronique par canal, sa largeur $Q_{i,sig}$ est déterminée en pC ³. A partir de cette valeur on supprime le bruit par une coupure de f fois $Q_{i,sig}$. La reconstruction ne traite donc que les charges qui remplissent la condition suivante :

$$|Q_i| > fQ_{i,sig} \quad (4.6)$$

Le bruit négatif au delà de la coupure est gardé pour la compensation statistique du bruit positif. Pour H1 une coupure de 2 sigmas ($f=2$) a été choisie afin de ne pas supprimer du signal physique mais de diminuer le nombre de cellules à lire à chaque événement.

Conversion de la charge en énergie

La charge corrigée qui a survécu à la coupure précédente est convertie en énergie en multipliant la charge Q par la constante de calibration C_{exp} . Le résultat de cette multiplication correspond à l'énergie E_{dep} qui a été réellement déposée.

$$E_{dep} = C_{exp}Q \quad (4.7)$$

Ces constantes, il y en a 15 en tout, ont été déterminées expérimentalement module par module. La recherche des constantes correctes correspond au travail de calibration du calorimètre, qui a eu lieu pendant plusieurs périodes de test au CERN (1986-1991) [7]. Ces mesures de test ont été effectuées pour chaque module du calorimètre utilisant un

²travail effectué par A. Jacholkowska et C. Pascaud d'Orsay

³les valeurs typiques sont de 1 à 2 coups d'ADC qui correspond à $3 - 6 \cdot 10^{-3}$ pC

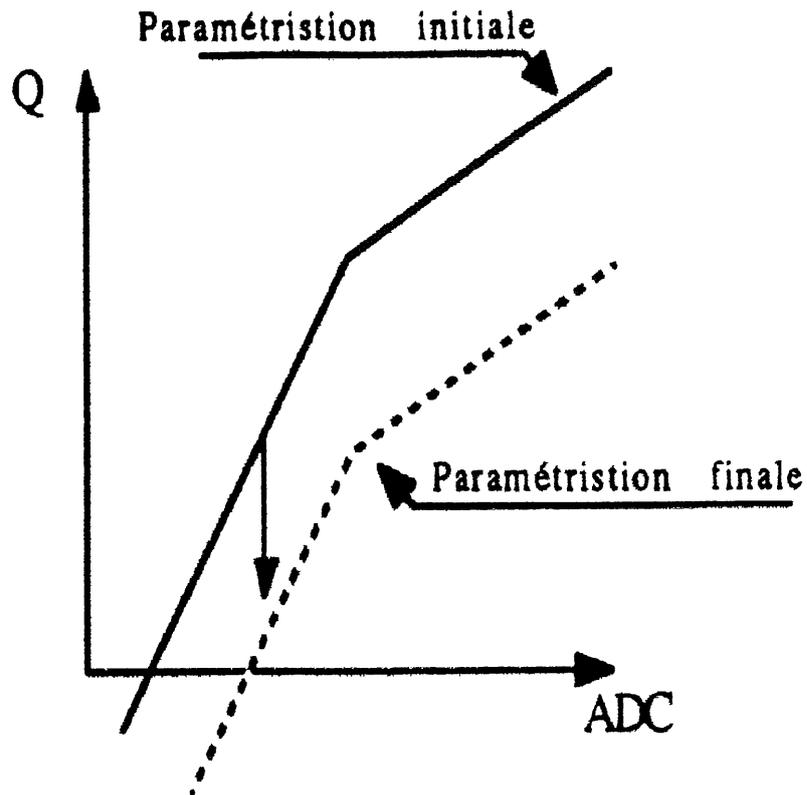


Figure 4.3: La paramétrisation initiale de la conversion ADC-charge et la correction des piédestaux par translation des charges.

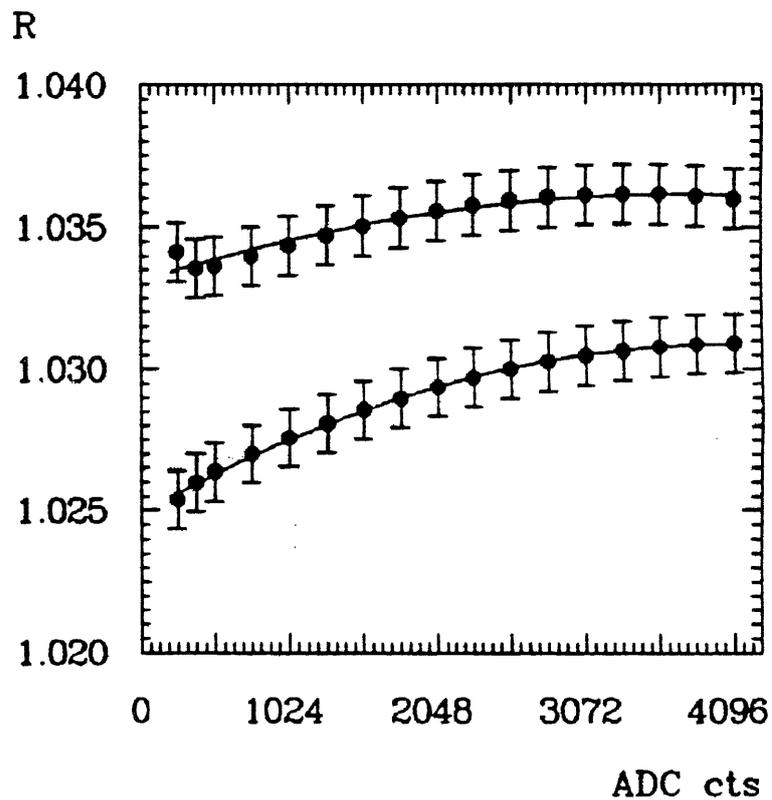


Figure 4.4: La correction de diaphonie.

faisceau de particules d'énergie connue. Un programme de simulation du dispositif de test (ARCET) dérivé du programme de simulation de H1 (H1SIM) a rendu sa compréhension possible.

Détermination des constantes de calibration C_{exp}

Dans la suite la détermination de la constante de calibration C_{exp} est présentée. La difficulté majeure de la calibration est due au fait qu'elle a été effectuée au CERN, mais qu'on veut appliquer les constantes de calibration mesurées également pour H1 à DESY. La procédure de calibration ne doit donc pas dépendre des caractéristiques de la mesure au CERN.

La première estimation de C_{exp} est C_{exp}^u qui est directement mesurable. Le C_{exp}^u intègre toutes les différences du dispositif de test et de H1 comme par exemple les conditions du cryostat de test, les matériaux morts devant le module testé, l'angle initial du faisceau de test et le bruit de l'électronique de test. C_{exp}^u est défini par :

$$C_{exp}^u = \frac{\langle Q \rangle}{E_{ini}} \quad (4.8)$$

où E_{ini} représente l'énergie initiale du faisceau et $\langle Q \rangle$ est la charge moyenne mesurée par événement.

Pour éviter cette dépendance involontaire par rapport au dispositif de test on détermine son effet par la simulation du dispositif de test. C_{exp}^u est multiplié par le rapport $\frac{C_{mct}}{C_{mct}^u}$ pour le rendre indépendant des caractéristiques du dispositif de test :

$$C_{exp} = \frac{C_{mct}}{C_{mct}^u} C_{exp}^u \quad (4.9)$$

Le résultat C_{exp} ne dépend plus du dispositif de test. Les deux constantes C_{mct} et C_{mct}^u sont déterminées grâce à la simulation de test (indiqué par mct).

La détermination de C_{mct} est simple. On obtient le rapport moyen par événement de :

$$C_{mct} = \left\langle \frac{E_{vis}}{E_{dep}} \right\rangle \quad (4.10)$$

où E_{dep} et E_{vis} sont respectivement l'énergie déposée dans le module et l'énergie visible comme dans l'équation 4.1.

La détermination de C_{mct}^u est plus compliquée, parce qu'elle nécessite un traitement réaliste du bruit électronique dans la mesure de test. Elle correspond à :

$$E_{ini} = \langle C_{mct}^u E_{vis} + C_{exp} Q_{bruit} \rangle \quad (4.11)$$

La moyenne sur tous les événements de la somme de l'énergie déposée $C_{mct}^u E_{vis}$ et du bruit $C_{exp} Q_{bruit}$ doit être égale à l'énergie initiale E_{ini} du faisceau. Q_{bruit} correspond à la

charge des vrais événements de bruit qui sont additionnés sur les énergies simulées. Le bruit est donné en charge par canal et il est converti en énergie (GeV) par la constante de calibration C_{exp} . A cause de cette dépendance de C_{mct}^u en C_{exp} , la détermination de C_{mct}^u est faite par itération.

On commence par une première estimation de C_{mct}^u par la moyenne du rapport :

$$C_{mct}^u = \langle \frac{E_{vis}}{E_{ini}} \rangle \quad (4.12)$$

suivi par un calcul de C_{exp} donné par l'équation 4.9. Dans ce cas, C_{mct}^u et C_{mct} ne sont pas égales parce que il y a toujours des pertes d'énergie dans les matériaux morts. Ensuite, une deuxième application de l'équation (4.11) , cette fois avec du bruit, mène à la constante finale C_{mct}^u . On obtient alors C_{exp} par l'équation (4.9). .

La constante de calibration C_{exp} peut être appliquée également pour H1, une fois qu'on s'est assuré que les charges mesurées au CERN et à DESY ont été soumises aux mêmes corrections de charge. En particulier, la correction absolue d'impureté discutée dans la prochaine section est importante.

De cette manière, on a déterminé 15 constantes de calibration expérimentales C_{exp} , une par module. Les constantes pour les modules électromagnétiques $C_{exp,em}$ ont été fixées par la procédure présentée et les constantes pour les modules hadroniques $C_{exp,had}$ ont été déterminées à partir des constantes électromagnétiques $C_{exp,em}$ du même type de module multipliées par le rapport des deux constantes simulées, parce que une mesure directe n'a pas été possible :

$$C_{exp,had} = \frac{C_{mc,had}}{C_{mc,em}} C_{exp,em} \quad (4.13)$$

4.2.4 Correction de charge pour les données réelles

Plusieurs corrections de charge sont appliquées sur la charge de l'équation (4.4) pour trouver le meilleur estimateur de la charge qui a été réellement déposée par canal. Ces corrections de charge sont présentées dans la suite.

Correction du piédestal

Le zéro ($Q = 0$) de chaque voie électronique, le signal sans déposition d'énergie dit piédestal P, correspond à une valeur typique d'environ 200 coups d'ADC et il change d'une mesure à l'autre. Les changements ne sont apparus que pendant les tests au CERN dus à une différence de masse dans les cables de calibration et dans les cables de mesure. Le changement du piédestal correspond à une charge supplémentaire ΔQ qui s'additionne sur la charge initiale Q . Le polynôme de l'équation (4.4) est translaté suivant l'axe de la charge Q ce qui est visualisé dans la figure 4.3 :

$$\hat{Q} = Q + \Delta Q$$

Utilisant la condition $p_0 + p_1 P = 0$, en conséquence $Q = 0$, on redéfinit un nouveau ensemble des paramètres (p'_1, p'_2, p'_3, p'_4) à partir des anciens (p_1, p_2, p_3, p_4) :

$$p'_0 = -Ap_1P \quad p'_1 = -Ap_1 \quad p'_2 = \frac{p_2 + 3p_3(p_1P + p_0)}{A^2} \quad p'_3 = \frac{p_3}{A^3} \quad (4.14)$$

avec

$$A = 1 + 2p_2(p_0 + p_1P) + 3p_3(p_0 + p_1P)^2$$

Correction de diaphonie

La calibration électronique est effectuée régulièrement. On constate une différence de réponse en charge d'un canal, si on injecte la charge de calibration dans ce canal uniquement ou si on l'injecte en même temps dans ses canaux voisins. On parle de la charge $Q_{1/16}$, pour un seul canal traité, et de la charge $Q_{16/16}$, pour tous les canaux traités en temps, car les voies de calibration sont groupées seize par seize. Cet effet, la diaphonie, est dû à un couplage de la capacité de calibration d'un canal électronique à son voisin : l'isolation entre deux canaux voisins n'est pas parfaite ou plutôt l'isolation entre un canal et la voie de calibration de son voisin. Il y a une capacité parasite. La charge récoltée dans un canal est donc toujours inférieure à la charge initialement injectée à cause des pertes sur les bords. La grandeur typique de cette perte est de l'ordre de 2% – 3%. Pour déterminer la correction de diaphonie⁴ on calcule le rapport $Q_{1/16}/Q_{16/16}$ en changeant la charge injectée et on ajuste un polynôme du troisième degré dépendant des paramètres (a_0, a_1, a_2, a_3) aux valeurs obtenues en fonction de la valeur d'ADC de la charge injectée ce qui est montré dans figure 4.4 de [16] :

$$R(ADC) = \frac{Q_{1/16}}{Q_{16/16}} = \sum_{i=0}^3 a_i ADC \quad (4.15)$$

Le facteur de correction $R(ADC)$ est déterminé pour chaque canal et il est appliqué à chaque charge mesurée.

$$\hat{Q} = R(ADC)Q$$

Rappelons que ce facteur corrige la diaphonie entre la capacité de calibration et le canal voisin. La diaphonie entre deux canaux joue un rôle négligeable.

Correction de capacité

La calibration électronique applique répétitivement une tension changeante U (équation (4.5)) sur la capacité de calibration C_{cal} pour déterminer la fonction de conversion ADC-charge de l'équation (4.4). Elle suppose ici pour tous les canaux la valeur nominale de C_{cal} de 47pF. Mais, la valeur réelle de C_{cal} change d'un canal à l'autre. C'est pour cela qu'elle est corrigée au niveau de la charge reconstruite Q :

$$\hat{Q} = Q \frac{C_{cal}}{47pF}$$

⁴travail effectué par A. Jacholskowska et P. Loch

Les valeurs exactes pour C_{cal} de chaque canal ont été mesurées. L'ordre de grandeur de la correction de capacité est de l'ordre de 0.5%.

Correction d'impureté de l'Argon liquide

Les impuretés d'argon liquide, en particulier les éléments à grande électronégativité ont la tendance naturelle de se lier aux électrons, réduisant la charge récoltée dans la couche active. On doit corriger cet effet, car sa valeur absolue change d'une période de mesure à l'autre et en plus il change en fonction du temps en cour d'une mesure.

Correction absolue d'impureté

L'influence de l'impureté dans une couche active est mesurée par la courbe de haute tension : la fonction qui lie la charge mesurée et la tension dans la couche active. La fonction suivante de [35] décrit la courbe de haute tension montrée sur la figure 4.5 :

$$Q = Q_0 \frac{2\lambda}{d} \left[1 - \frac{\lambda}{d} (1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}) \right] \quad (4.16)$$

où Q_0 correspond à la valeur de tension infinie, $d = 0.24cm$ d'argon liquide et $\lambda = 0.12 \frac{ppm \cdot cm^2}{KV} \frac{U}{pd}$ combine la tension U et le pourcentage des impuretés p exprimées en ppm . Les paramètres libres Q_0 et p sont ajustés aux données mesurées de la courbe de haute tension. Le facteur de correction est défini comme le rapport de la charge à U infini et 2.5 kV :

$$\hat{Q} \eta_{abs} = \frac{Q_0}{Q(2,5kV)} Q \quad (4.17)$$

η_{abs} était par exemple de l'ordre de 7% pour la période de septembre 1989 (test au CERN de FB1,CB3).

Correction en fonction du temps

La pollution augmente pendant la période de mesure, en conséquence la charge mesurée diminue. Cette diminution relative doit être corrigée. On applique un facteur de correction η_{rel} qui dépend du temps :

$$\hat{Q} \eta_{rel}(t) = \frac{1}{1 + st} Q \quad (4.18)$$

La constante a été déterminée pendant chaque période de mesure. La figure 4.6 montre la dépendance en temps du signal de neuf mesures d'électrons à 30 GeV. La valeur de E/Q augmente quand la charge récoltée diminue. La diminution correspond à $3.85 \pm 1.42\%$ par mois.

Ordre des corrections

Toutes les corrections sont multiplicatives à l'exception de la correction de piédestal. Pour cette raison on commence avec la correction de piédestal suivies par les corrections

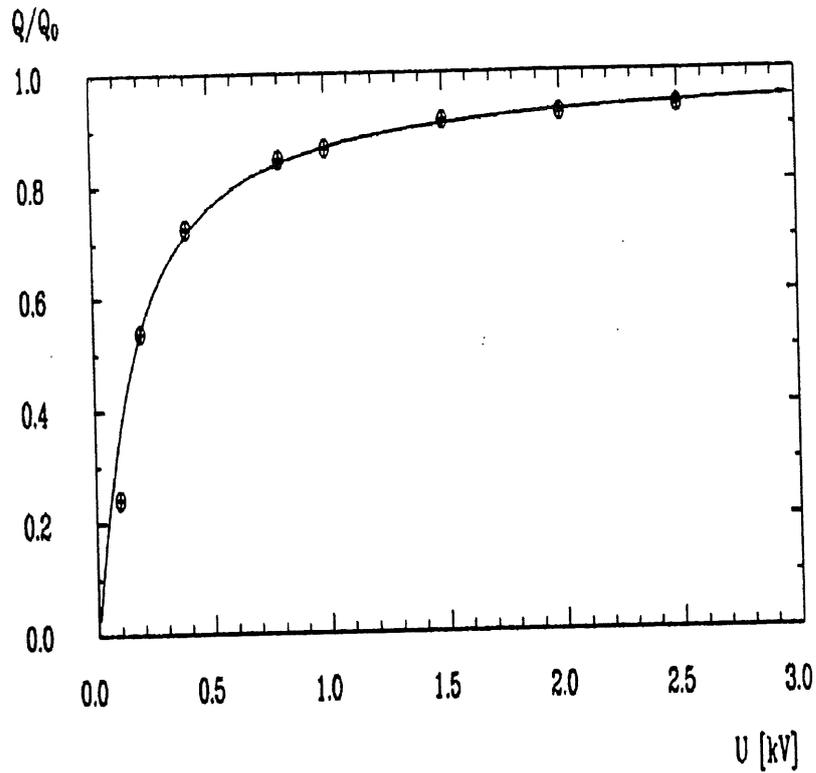


Figure 4.5: La courbe de haute tension pour des électrons à 30 GeV.

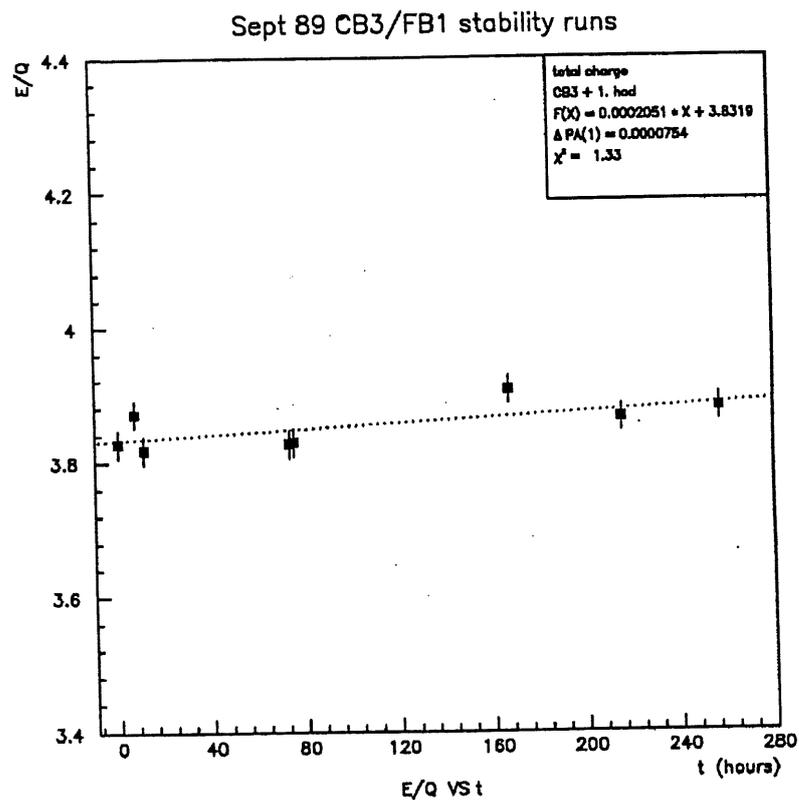


Figure 4.6: Le changement du signal des électrons à 30 GeV en fonction du temps pour les mesures de test en septembre 1989.

au niveau du canal, suivie par les corrections générales.

$$\hat{Q}_{\text{evenement}} = \eta_{\text{abs}} \eta_{\text{rel}}(t) \sum_{i=1}^n [\hat{Q}_i(p'_{i,j}, ADC_i) R(a_{i,j}, ADC_i) \frac{C_{CAL,i}}{47pF}] \quad (4.19)$$

où la somme est faite sur tous les canaux touchés.

η_{abs} : correction absolue pour la pollution d'argon liquide

$\eta_{\text{rel}}(t)$: correction pour la pollution d'argon liquide en fonction du temps

\hat{Q}_i : charge déposée par canal i en fonction des paramètres $(p'_{i,0}, p'_{i,1}, p'_{i,2}, p'_{i,3})$ de la conversion ADC-charge du canal i corrigés du piédestal.

$R_i(a_{i,j}, ADC_i)$: correction de la diaphonie.

$C_{CAL,i}$: correction de la capacité de calibration.

4.3 La reconstruction de l'énergie d'un amas de cellules

A partir de l'énergie que nous venons d'obtenir dans le module ASCALE le module ACLUST regroupe les canaux touchés en amas, afin que l'on puisse les attribuer aux particules produites dans l'interaction ep. Le principe du regroupement des canaux en amas est détaillé dans la suite. Ensuite, la détermination de l'énergie d'un amas en utilisant les énergies calibrées est expliquée.

4.3.1 Le principe du regroupement de cellules en amas

Le regroupement des cellules en amas est effectué par les modules ACLUST et KCCLNK, il se donne plusieurs buts :

- retrouver l'énergie des amas
- distinguer les dépositions électromagnétiques et hadroniques
- obtenir une bonne séparation entre deux particules
- distinguer les amas physiques de ceux créés artificiellement par les cellules bruyantes.

On peut résumer le principe du regroupement de la manière suivante: plusieurs cellules contribuent à un amas en deux dimensions dans une couche du calorimètre, plusieurs amas en deux dimensions forment un amas en trois dimensions dans un module du calorimètre et la somme de plusieurs amas en trois dimensions provenant de modules différents représente l'amas entier.

La réalisation technique du regroupement est subdivisée en deux parties. Dans un premier temps les cellules sont regroupées en amas à deux dimensions et après ces amas sont regroupés en amas à trois dimensions. Le regroupement en deux dimensions construit les amas autour des cellules chaudes d'une couche d'un octant, c'est à dire les cellules avec les plus grandes dépositions d'énergie. Les amas à deux dimensions d'une couche sont comparés aux amas de la couche suivante. Le critère pour savoir si deux amas de deux couches différentes font partie du même amas à trois dimensions est leur proximité. Ici, la proximité est définie comme la valeur de T_{Link} où

$$T_{Link} = \frac{DIST(1) + DIST(2)}{DIST(3)} \quad (4.20)$$

Les distances DIST (distances des ellipses) correspondent aux lignes indiquées dans la figure 4.7 de [37] qui montre les dépositions d'énergie dans les deux couches différentes dans le plan de ϕ et Θ . Les amas adjacents pour lesquels T_{LINK} est minimal forment un amas en trois dimensions. Il est important que le premier amas à deux dimensions soit le meilleur voisin du deuxième et vice versa. Cette connection des amas à deux dimensions est effectuée à l'intérieur d'un module. Il se forme une chaîne principale d'amas à deux dimensions qui sont liés entre eux et qui correspondent à l'amas à trois dimensions. Les amas à deux dimensions qui ne font pas partie de cette chaîne principale sont ensuite également attachés à l'amas à trois dimensions (figure 4.8). Le même principe de regroupement est gardé pour la connection des amas entre des modules différents, à travers des régions mortes : il y a une chaîne principale en trois dimensions et les amas séparés qui sont attachés à l'amas principal. La figure 4.9 montre un résultat typique d'algorithme de regroupement. On voit l'amas à trois dimensions composé des amas à deux dimensions. Les traits forment l'amas principal entre les modules différents. Les traits pointillés indiquent l'attachement des amas séparés à l'amas principal.

Après le regroupement une première distinction des dépositions électromagnétique et hadronique est effectuée à partir de deux critères de distinction simples : d'une part le rapport entre l'énergie dans la première couche du calorimètre électromagnétique et l'énergie totale de l'amas entier et d'autre part le rapport de l'énergie des quatre cellules les plus chaudes à l'énergie totale de l'amas entier. Si un des deux nombres est supérieur à un certain seuil, la déposition est appelée électromagnétique. Les deux critères permettent une bonne distinction pour toutes les énergies supérieures à 1 GeV.

L'algorithme de regroupement a été testé avec des électrons d'énergie différente dans les zones mortes, avec des muons et avec des hadrons. Les résultats sont satisfaisants. L'efficacité de reconstruction des particules dans un seul amas est de 97% – 100% dans le détecteur entier. Le travail correspondant a été présenté dans [37].

La distinction du bruit et du signal est possible en utilisant l'algorithme de regroupement. On pourrait supprimer toutes les cellules qui ne font pas partie d'un amas reconstruit, mais cette possibilité n'est pas réalisée dans H1 pour l'instant.

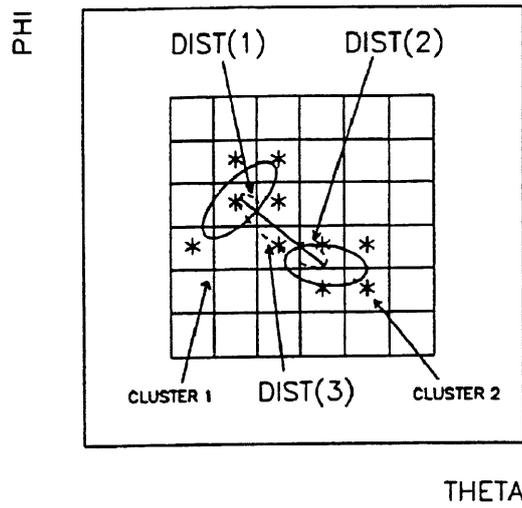


Figure 4.7: Principe du calcul de T_{Link} .

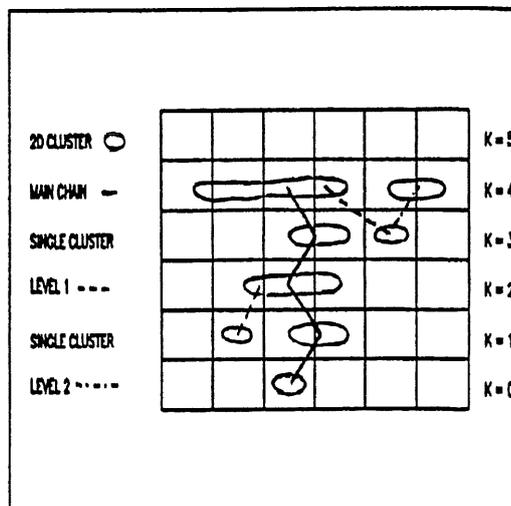


Figure 4.8: La chaîne principale des amas à l'intérieur d'un module.

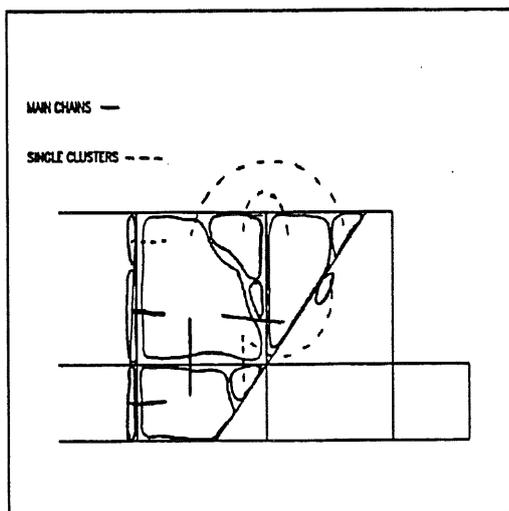


Figure 4.9: La chaîne principale des amas à travers les modules différents du calorimètre à Argon liquide.

4.3.2 L'énergie d'un amas avec les énergies calibrées

La reconstruction regroupe un ensemble de cellules en un amas A . La somme sur les énergies déposées dans les cellules de A correspond à l'énergie de l'amas E_A . A contient à la fois des cellules avec de "vraies" dépôts d'énergie dues à l'ionisation des particules qui les traversent et des cellules qui produisent seulement du bruit électronique. L'addition du bruit positif ou négatif aux dépôts des particules augmente ou diminue le signal de la cellule ce qui fait apparaître des "fausses" cellules ou disparaître des "vraies" cellules de A , selon qu'elles franchissent ou non le seuil du bruit que l'on a fixé précédemment.

Dans la simulation l'énergie d'un amas peut être également reconstruite par les énergies calibrées. Ici, aucun bruit n'est additionné sur les cellules. L'ensemble des cellules contenant des énergies calibrées dit V (comme Vrais) ne contient donc que des dépôts de particules. La somme sur V correspond à l'énergie idéale de cet amas E_V . La signification de cette énergie dépend de la façon dont on a fait fluctuer les énergies calibrées. Les différentes possibilités sont détaillées dans la section 4.5.2. Quand par exemple aucune fluctuation n'a été appliquée et que les différentes composantes de l'énergie ont été additionnées, on obtient l'énergie totale de l'amas ($E_{tot} = E_{em} + E_{had} + E_{inv}$).

Les deux ensembles de cellules A et V ne sont pas identiques. On peut se demander à quel amas on attache les cellules de V qui ne se trouvent pas dans l'intersection de A et V ($A \cap V$). La distance d_A entre la cellule et le centre de gravité de l'amas a été choisie comme critère pour ce rattachement. La distance est pondérée par $\log(E_A)$, car une gerbe de grande énergie a tendance à distribuer son énergie sur un plus grand volume. On attache donc la cellule à la gerbe pour laquelle la valeur de $\frac{d_A}{\log(E_A)}$ est minimale. Les détails techniques de la comparaison des deux ensembles se trouvent dans [28].

La comparaison des deux énergies d'un amas E_A et E_V permet de "contrôler" l'énergie d'une gerbe trouvée par l'algorithme de regroupement. Elle permet d'étudier l'influence du bruit sur la reconstruction de l'amas. L'utilisateur de la reconstruction a la possibilité de redéfinir l'énergie de tous les amas en se servant de la différence de E_A et de E_V .

4.4 Les corrections des matériaux morts

Il y a une perte d'énergie dans les zones mortes du détecteur (devant le calorimètre) comme le détecteur central et le tube à vide où disparaît 90 % de l'énergie. Il y a aussi des zones mortes à l'intérieur du calorimètre à Argon liquide: les zones en Φ entre deux modules, les zones en R entre la partie électromagnétique et la partie hadronique de chaque module et les zones en Z entre deux roues. Par exemple, jusqu'à 10 % de l'énergie déposée est perdue pour les événements à bas Q^2 [41].

L'énergie perdue avant l'entrée du calorimètre est corrigée en utilisant les cellules

touchées dans la première couche du calorimètre. Si la déposition dans ces cellules dépasse un certain seuil une énergie de $E_{perd}^i = \alpha f_{perd}^i$ est additionnée. f_{perd}^i correspond à l'épaisseur de la matière morte devant la cellule i mesurée par les dépositions de l'énergie des particules au minimum d'ionisation. α est un facteur global pour chaque moitié d'une roue du calorimètre. E_{perd}^i varie entre 60 et 100 MeV avec un maximum de 180 MeV.

L'énergie perdue entre les modules est corrigée en utilisant le couple des deux cellules les plus voisines de la déposition dans la partie morte. L'énergie perdue j est estimée par:

$$E_{perd}^j = \frac{\beta f_{perd}^j E_g^j E_d^j}{E_g^j + E_d^j}$$

E_g^j, E_d^j sont les énergies des cellules à gauche et à droite de la déposition "morte" dans la partie active. f_{perd}^j prend en compte les inhomogénéités locales de la matière. β est un facteur global par type de zone morte. Les corrections ne distinguent pas les dépositions électromagnétiques et hadroniques.

Les corrections des matériaux morts sont effectuées par les modules ACDEAD pour le calorimètre à Argon liquide et RCDEAD pour les pertes subies entre les différents calorimètres. Les mêmes corrections sont utilisées pour les énergies calibrées.

4.5 La pondération

Le but de la pondération est de rendre la réponse des particules hadroniques égale à celles des particules électromagnétiques du calorimètre à Argon liquide. Ceci est nécessaire car le calorimètre à Argon liquide n'est pas compensé. L'algorithme de pondération réalisé dans le module AWGHT est détaillé dans la suite. Ensuite, nous présentons la possibilité de simuler un calorimètre pondéré par les énergies calibrées en décrivant le module EWGHT.

4.5.1 La pondération des données réelles

L'algorithme de pondération applique un poids sur chaque énergie qui est due à une déposition hadronique. La distinction des dépositions électromagnétique et hadronique a été déjà faite par l'algorithme de regroupement présenté plus haut. On multiplie par un poids $P(\frac{E_0}{V})$ les cellules d'un amas hadronique. Le poids dépend de la densité d'énergie de la cellule reconstruite sur l'échelle électromagnétique :

$$P(E_0) = a_1 e^{(-a_2 \frac{E_0}{V})} + a_3 = \frac{E_P}{E_0} \quad (4.21)$$

a_1, a_2, a_3 sont des constantes qui sont ajustées aux données expérimentales et qui rendent la résolution minimale. V correspond au volume de la cellule. E_P représente l'énergie

pondérée (il est égal par exemple en moyenne à 10 GeV pour un pion initial de 10 GeV). Les résolutions hadroniques du calorimètre à Argon liquide avec et sans pondération sont:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_p = \sqrt{\frac{(49,7\%)^2}{E} + (1,6\%)^2} \quad \left(\frac{\sigma(E)}{E}\right) = \sqrt{\frac{(48,4\%)^2}{E} + (9,7\%)^2} \quad (4.22)$$

L'importance de la pondération devient clair quand on regarde la résolution à plusieurs énergies différentes à 2 GeV, 20 GeV et 200 GeV. La résolution avec pondération est égale à 35%, 11% et 4% (figure 4.11) et sans pondération elle serait égale à 36%, 15% et 10%.

4.5.2 La simulation de la résolution et de la pondération par les énergies calibrées

A partir des quatre composantes des énergies calibrées E_{inv} , E_{em} , E_{had} , et $E_{had,vis}$ une énergie après fluctuation \tilde{E} est reconstruite de la manière qui a été détaillée dans le chapitre 4.2.2. Il est possible de simuler : l'énergie sur l'échelle électromagnétique, l'énergie pondérée ou l'énergie totale. Les aspects techniques de cette fluctuation sont présentés dans la section B.

L'énergie sur l'échelle électromagnétique

Les composantes électromagnétique E_{em} et hadronique visible $E_{had,vis}$ sont additionnées. La somme correspond à l'énergie sur l'échelle électromagnétique \tilde{E} qui a été déposée par canal.

$$\tilde{E} = \tilde{E}_{em} + \tilde{E}_{had,vis} \quad (4.23)$$

On rappelle que $E_{had,vis}$ s'exprime par : $E_{had,vis} = E_{had} \frac{\pi}{e}$ dans la géométrie grossière. La géométrie détaillée ne nécessite pas la multiplication par $\frac{\pi}{e}$, car elle simule directement $E_{had,vis}$.

L'énergie pondérée

La pondération doit être effectuée pour le calorimètre à argon liquide ce qui fait que les remarques suivantes ne sont valables que pour le calorimètre électromagnétique et hadronique à argon liquide.

L'énergie déposée dans le calorimètre sans pondération est décrite par l'énergie sur l'échelle électromagnétique de l'équation (4.23). Pour la description du détecteur pondéré il faut additionner à cette énergie celle qui manque pour arriver à l'énergie totale : l'énergie manquante E_{man} . Elle est donnée par :

$$E_{man} = E_{tot} - E_{em} - E_{had,vis} \quad (4.24)$$

On soustrait donc exactement l'énergie sans pondération de l'énergie totale $E_{tot} = E_{em} + E_{had} + E_{inv}$. La fluctuation de l'énergie pondérée se subdivise en trois fluctuations

indépendantes :

$$\tilde{E} = \tilde{E}_{em} + \tilde{E}_{had,vis} + \tilde{E}_{man} \quad (4.25)$$

Les figures 4.10 et 4.11 montrent que l'on peut simuler le calorimètre sans et avec pondération avec les trois mêmes constantes de fluctuation [40]. La figure 4.10 montre les distributions de $\frac{\tilde{E}}{E_{tot}}$ pour des pions à 5, 10, 30, 50, 100 et 200 GeV. La figure 4.11 représente la résolution hadronique ajustée aux largeurs des six distributions précédentes, elle est égale à $\frac{49,7\%}{\sqrt{E}} \pm 1,6\%$ comme dans l'équation (4.22).

L'énergie totale

L'énergie totale correspond à la somme $E_{tot} = E_{em} + E_{had} + E_{inv}$. La somme est toujours égale à l'énergie initiale voir par exemple la figure 4.13. L'énergie totale après fluctuations est identique à l'énergie pondérée après fluctuation $\tilde{E}_{tot} = \tilde{E}$ de l'équation (4.25).

Toutes les constantes de fluctuation qui ont été nécessaires dans la section précédente sont résumées dans la banque de gestion des énergies calibrées qui est discutée dans l'annexe B.2. Pour le calorimètre à argon liquide les constantes par défaut sont choisies de telle manière que la résolution du détecteur avec pondération et sans pondération soient égales aux valeurs expérimentales de l'équation (4.22). Ici, les quatre constantes de fluctuation pour la fraction électromagnétique et hadronique ont été déterminées par la simulation. La constante de fluctuation de E_{man} est le résultat d'un ajustement à la valeur expérimentale pour le calorimètre pondérée.

4.6 Application des énergies calibrées

Ici, quelques exemples de l'application des énergies calibrées dans la reconstruction sont donnés.

La conservation de l'énergie assurée par les énergies calibrées pendant la déposition d'énergie dans la simulation permet de savoir exactement la quantité d'énergie qui a été déposée dans les matériaux morts. Ceci rend possible de tester ou de développer les corrections des matériaux morts par les énergies calibrées ce qui a été fait. La figure 4.12 montre un exemple d'une application possible, elle visualise des électrons de 10 GeV envoyés dans le calorimètre à Argon liquide en variant θ [40]. On reconnaît clairement les différentes régions mortes sur l'axe des x par l'énergie qui y manque. La correction doit les compenser. La figure 4.13 montre la conservation de l'énergie. On retrouve toujours exactement les 10 GeV initiaux en additionnant toutes les énergies calibrées. Ce test simple montre que la réalisation technique des énergies calibrées est sans erreur ce qui n'est pas évident dans une géométrie complexe comme celle de H1. Il est important de souligner que par une simulation ordinaire ce test n'est pas possible.

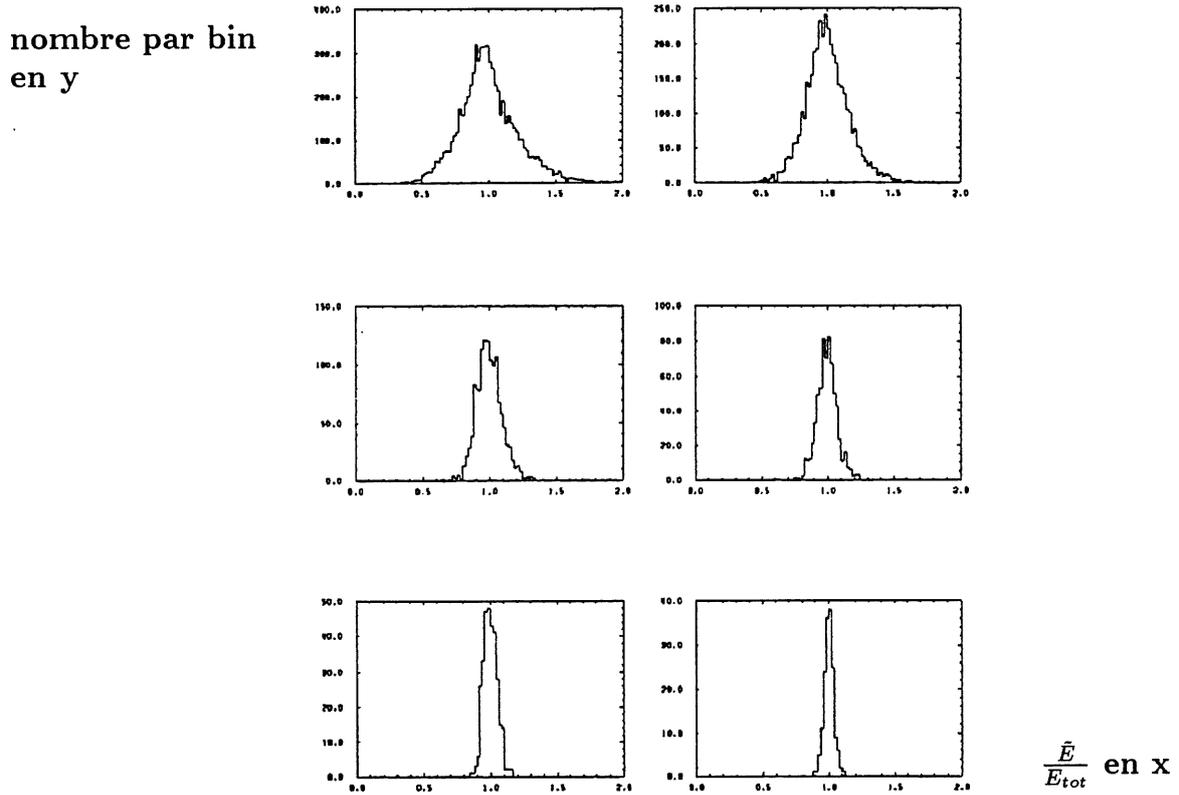


Figure 4.10: Les distributions de l'énergie des pions à 5, 10, 30, 50, 100 et 200 GeV déterminées par les énergies calibrées.

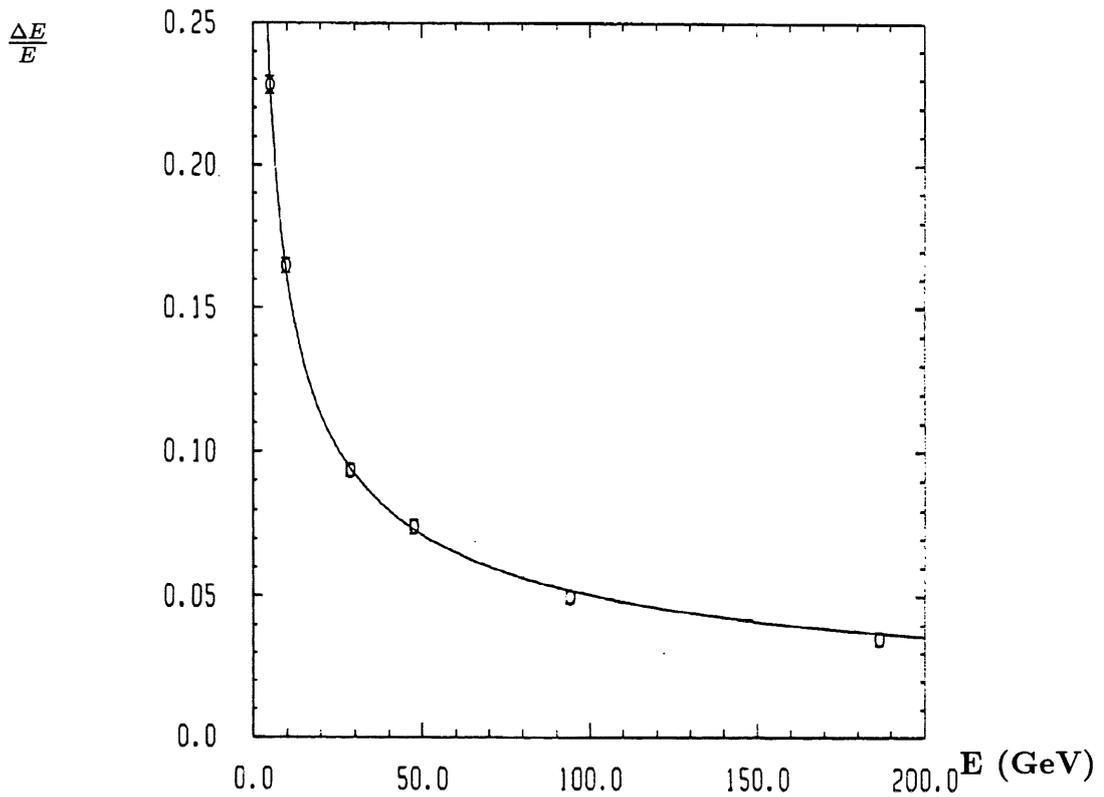


Figure 4.11: La résolution hadronique assimilée aux distributions précédentes.

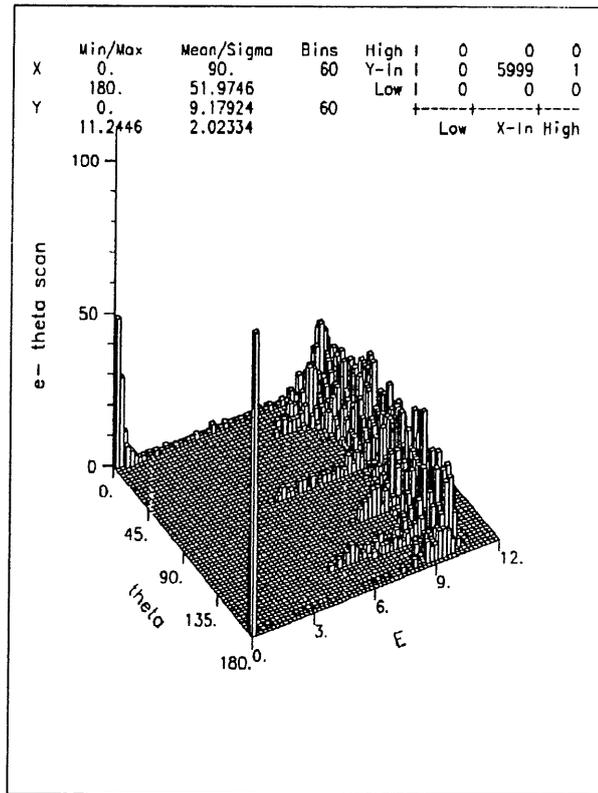


Figure 4.12: Les énergies perdues dans les régions mortes du calorimètre à Argon liquide par des électrons de 10 GeV.

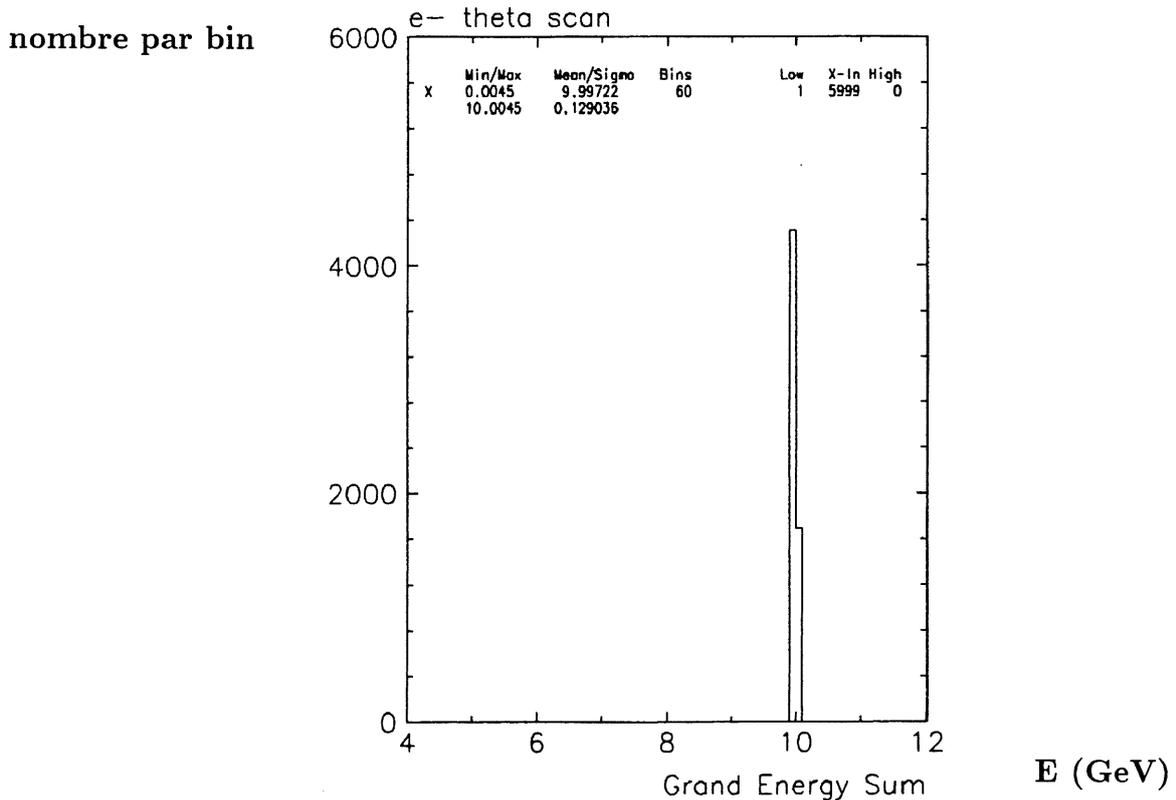


Figure 4.13: La conservation de l'énergie par la comptabilité des énergies calibrées, on retrouve toujours les 10 GeV.

4.7 Conclusion

Les énergies calibrées ont été implémentés dans le programme de reconstruction ce qui permet une simulation réaliste de la réponse calorimétrique à la fois du détecteur pondéré et du détecteur non-pondéré.

Le contrôle parfait du flux d'énergie dans le détecteur fourni par le "mode calibré" représente un outil puissant pour tester et développer le programme de reconstruction. Il a été appliqué par plusieurs personnes et dans tous les domaines principaux de la reconstruction comme la calibration, les corrections pour les matériaux morts, le regroupement et la pondération.

Les performances du détecteur simulé peuvent être simplement changées par l'utilisateur en changeant les paramètres caractéristiques de fluctuation. Cette possibilité offre un vaste champs pour la préparation de l'analyse physique et la compréhension des erreurs systématiques. L'étude présentée dans le prochain chapitre a été possible grâce au mode calibré de la simulation.

Chapitre 5

Mesurabilité de la fonction de structure F_2

Dans cette section une étude de la mesurabilité de la fonction de structure F_2 du proton à l'aide de la simulation auprès du collisionneur HERA est présentée. Ce travail a été possible grâce à mes contributions personnelles (énergies calibrées) aux niveaux de la simulation et de la reconstruction de H1. La partie majeure de l'analyse correspond à ma contribution au "HERA workshop 1992", où elle a été publiée [46].

5.1 Introduction

Le programme de mesure des fonctions de structure à *HERA* est très complet: la mesure des courants chargés (CC) et des courants neutres (NC) couvre un domaine qui s'étale des plus petits x aux plus grands Q^2 qui aient jamais été atteints. La région qui va être explorée à *HERA* ne recouvre cependant pas celle où ont eu lieu toutes les mesures similaires dans les expériences sur cible fixe. Cette absence de région cinématique mesurable commune, qui empêchera toute comparaison directe, représente une difficulté qui ne pourra être levée que quand *HERA* fonctionnera à des énergies de faisceaux plus petites.

Un des premiers sujets de physique utilisant les premières données est la mesure de F_2 à petit x . Le développement des paramétrisations différentes de F_2 montre ici, à petit x , de grandes différences. Ceci est dû à l'absence des mesures (on est donc forcé d'extrapoler à partir des données anciennes), mais aussi à des questions théoriques qui restent ouvertes. Les nouvelles mesures vont contribuer à la compréhension de la QCD dans ce domaine transitoire entre les calculs perturbatifs et non-perturbatifs, mais elles pourraient également révéler les signes d'une nouvelle physique.

Le nombre d'événements nécessaire pour cette physique va être accumulé rapidement

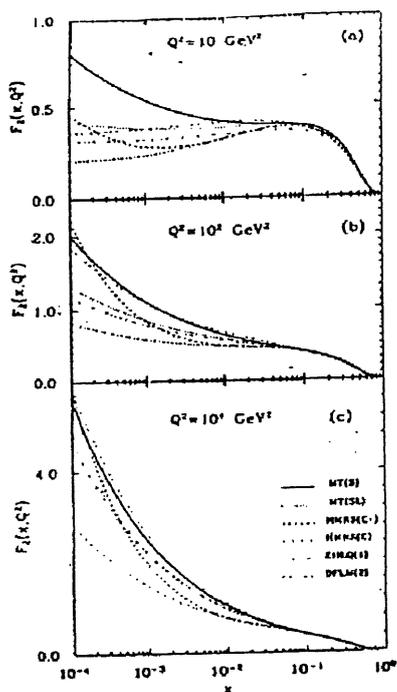


Fig.1

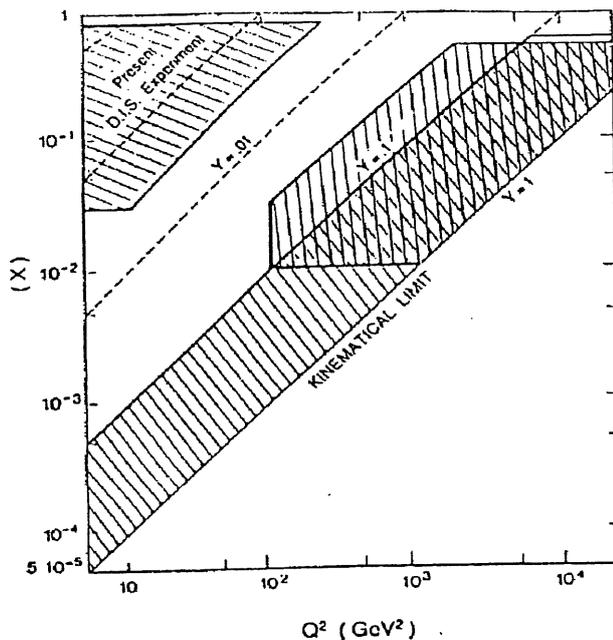


Fig.2

Domains where systematic errors are below 10% for :

- : electron measurement
- : hadron flow measurement

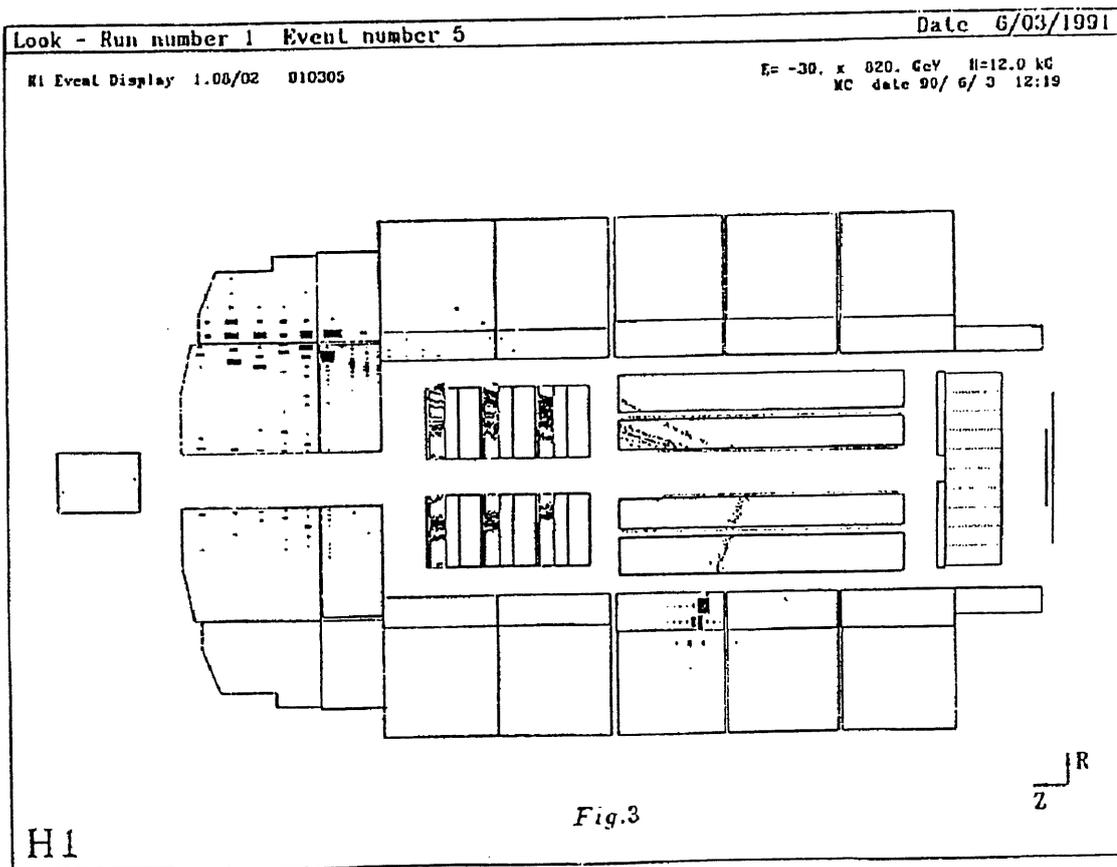


Fig.3

Figure 5.1: 1) les paramétrisations différentes de F_2 , 2) la région mesurable comme présentée en 1987, 3) un événement courant neutre.

après le démarrage de l'expérience. Pour obtenir également la précision nécessaire une bonne compréhension des erreurs systématiques est décisive. Une incertitude supérieure à 20% pour un (x, Q^2) donné va rendre très difficile la distinction des paramétrisations de F_2 en fonction de Q^2 , sauf si l'on connaît également leur évolution en x . La figure 5.1 de [42] montre en haut à gauche les prédictions différentes de l'évolution de F_2 pour trois valeurs de Q^2 . Les courbes peuvent être distinguées par l'étude de leur évolution en x en supposant que le bras de levier est suffisamment long. La distinction est plus efficace à petit x , car la fonction de structure de $F_2 = F_2(x, Q^2)$ y est reliée d'une manière simple à la section efficace puisque l'interaction se passe principalement par échange d'un photon:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [1 + (1-y)^2] F_2(x, Q^2) \quad (5.1)$$

Ici, on considère que la relation de Callan-Gross est valable. C'est à dire que le rapport des sections efficace longitudinale et transversale est nul: $R = \sigma_L / \sigma_T = 0$. Cette simplification n'est plus valable à très petit x et elle sera donc un sujet d'étude après les toutes premières analyses. Une possibilité de mesurer R sera de faire tourner HERA à des énergies plus petites.

La figure 5.3 montre les points de mesures de F_2 en fonction de Q^2 . Les points de mesure de HERA utilisant les énergies nominales (30 GeV, 820 GeV) sont distingués des points qui vont être obtenus par des énergies plus petites (10 GeV, 300 GeV) et qui ont été obtenus par les expériences précédentes.

La figure 5.1 montre en haut à droite la région cinématique explorée par les expériences précédentes et la nouvelle région attendue par les mesures de HERA, telle qu'elle a été déterminée pour le HERA workshop 87, en utilisant une simulation simplifiée [43]. A petit Q^2 ($\leq 100 \text{ GeV}^2$), la mesure qui n'utilise que l'électron est plus simple et plus précise. Cette démarche est limitée à un ordre de grandeur en x pour un Q^2 donné, car les erreurs systématiques sur la reconstruction de y deviennent trop importantes au delà.

Le but principal du travail discuté dans ce chapitre a été de déterminer à nouveau la région de mesurabilité de F_2 , mais cette fois ci par une simulation détaillée et d'essayer d'étendre la région de mesurabilité en x en combinant l'information de l'électron avec celle du système hadronique.

L'étude présentée utilise la simulation détaillée du détecteur H1 avec les énergies calibrées. Elle discute l'influence des erreurs systématiques et de l'acceptance limitée du détecteur sur la reconstruction des variables cinématiques x , y et Q^2 , étudiées en utilisant quatre méthodes de reconstruction différentes: reconstruction par l'électron, reconstruction par les hadrons et deux méthodes qui combinent l'information de l'électron et des hadrons. En particulier, les résultats de la méthode combinée déterminant y par le système hadronique et Q^2 par l'électron indiquent que l'évolution de F_2 est mesurable à petit Q^2 ($\sim 50 \text{ GeV}^2$) sur deux ordres de grandeur.

Le mode des énergies calibrées a été particulièrement bien adapté pour cette étude,

parce que la région de mesurabilité devait être souvent déterminée dans des conditions de mesure différentes. Cette répétition de la simulation a été confortable grâce au mode calibré, qui permet un changement simple et rapide de la performance du détecteur. De cette manière, tous les effets expérimentaux ont été étudiés : la granularité, l'acceptance, la résolution en énergie, la résolution angulaire et la mauvaise calibration absolue.

L'influence des fonctions de structure d'entrée sur l'acceptance n'a pas été étudiée ici, puisque ceci a déjà fait l'objet d'études séparées [44] et que cet effet peut être corrigé par une procédure de déconvolution. Les effets de radiation n'ont pas été pris en compte pour les événements traités, mais il est expliqué brièvement comment on pourrait les traiter à la fin de ce chapitre. Aucun effet de déclenchement ou de bruit de fond sur la reconstruction des variables cinématiques n'est inclus dans ce travail. D'abord, parce que la sélection des événements ne devrait pas poser de grands problèmes et ensuite, parce que la suppression du bruit de fond est un sujet d'étude en soi [45].

Dans la suite, la chaîne d'analyse qui a été utilisée et la partie originale de la simulation est présentée. Ensuite, les résultats de l'étude utilisant seulement le système hadronique sont décrits suivis par les résultats n'utilisant que l'électron. A la fin, les deux méthodes combinées et leurs avantages sont exposées. En conclusion, les faiblesses et les problèmes ouverts sont mentionnés.

5.2 La chaîne d'analyse

La chaîne d'analyse utilise les programmes standard de l'expérience H1. Les calculs ont été effectués sur l'IBM-3090 du centre de calcul de l'*IN2P3* à Lyon. On peut résumer cette analyse en quatre étapes.

1. la génération des événements profondément inélastiques.
2. la simulation détaillée du détecteur H1 avec le mode des énergies calibrées.
3. la reconstruction des événements simulés avec le mode des énergies calibrées.
4. l'analyse et la représentation graphique des quantités reconstruites.

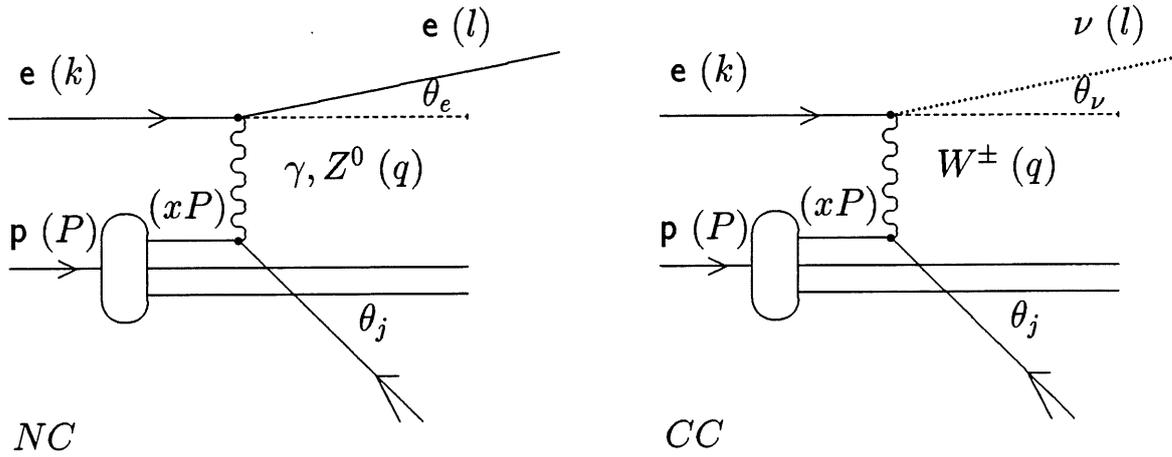


Figure 5.2: Courant neutre (NC) et courant chargé (CC) dans la diffusion ep.

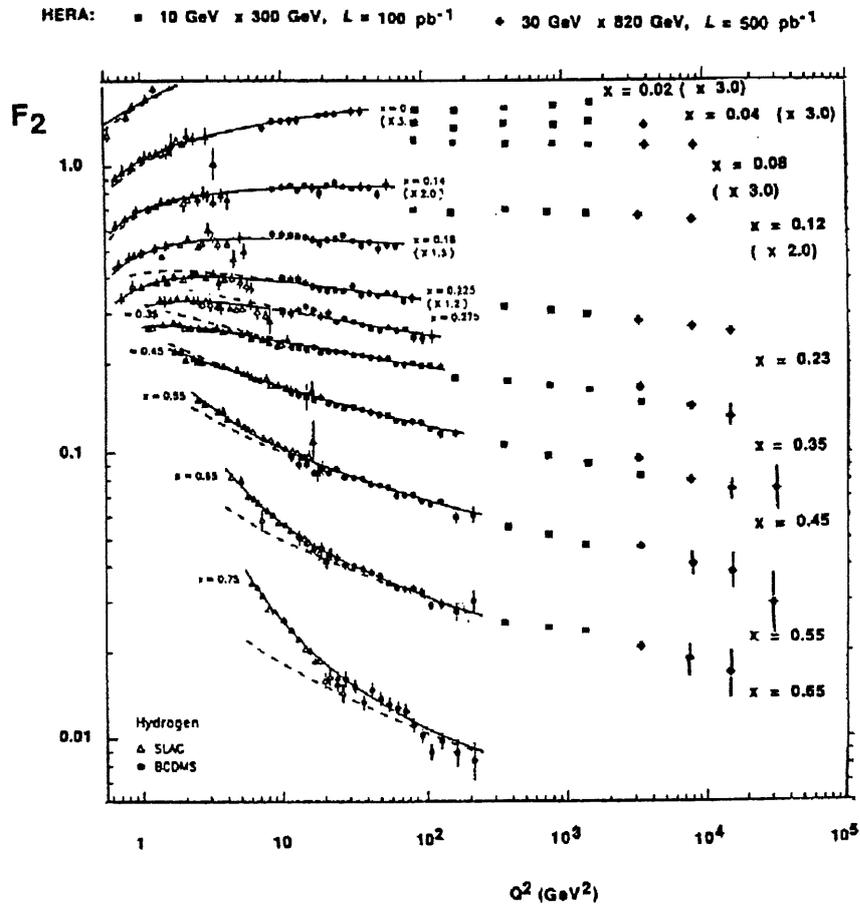


Figure 5.3: La mesure de la fonction de structure du proton F_2 par les expériences précédentes et les mesures attendues par HERA.

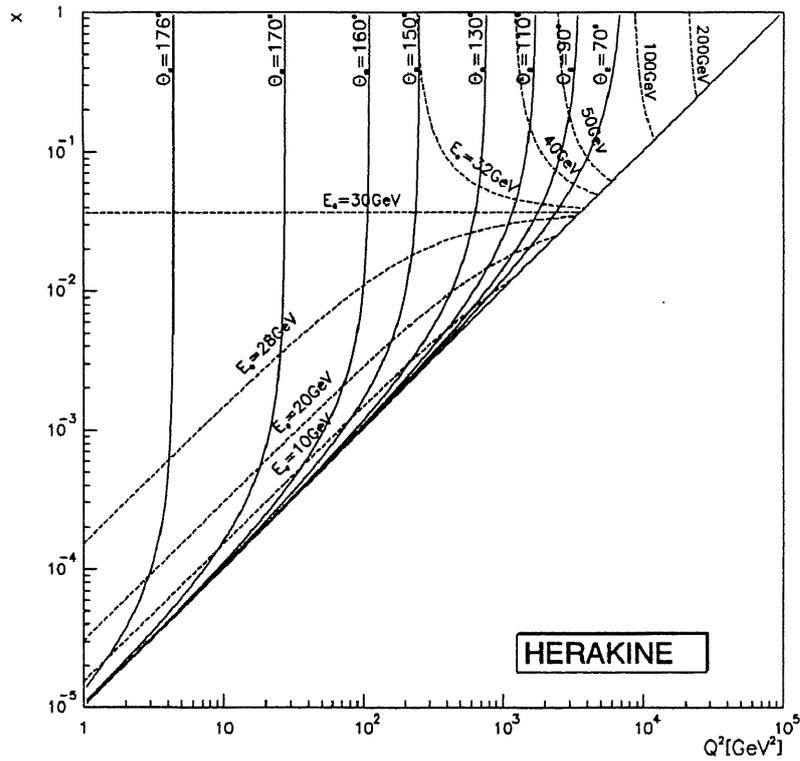


Figure 5.4: Les lignes sont montrées où l'angle et l'énergie de l'électron sont constants.

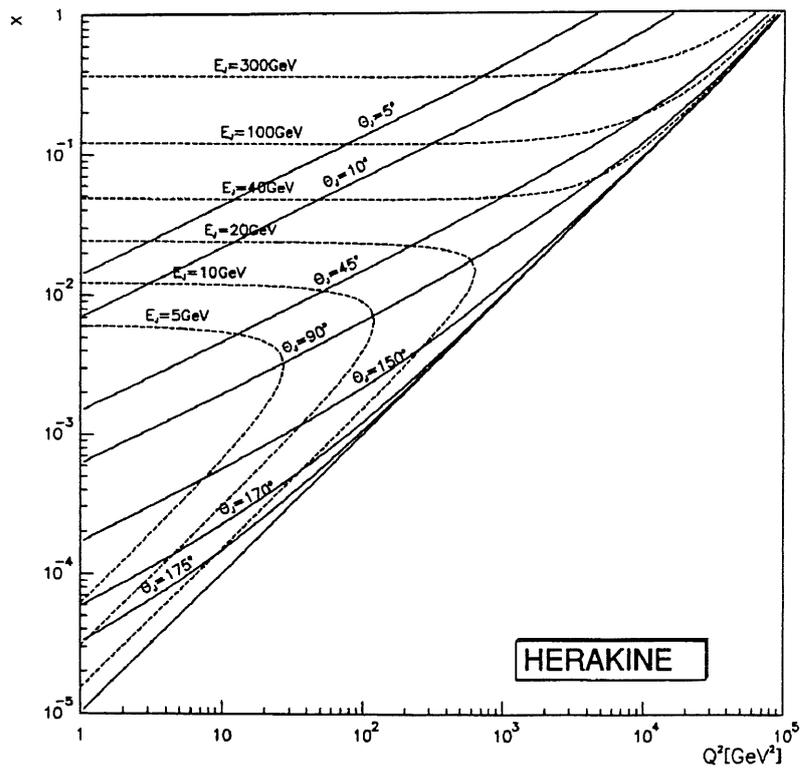


Figure 5.5: Les lignes sont montrées où l'angle et l'énergie du système hadronique sont constants.

$\log(x) \log(Q^2)$	1.000	1.250	1.500	1.750	2.000	2.250	2.500	2.750
-0.250	0.143	0.077	0.040	0.021	0.011	0.006	0.003	0.002
-0.500	1.144	0.607	0.323	0.173	0.092	0.050	0.027	0.014
-0.750	2.036	1.112	0.607	0.332	0.182	0.099	0.054	0.030
-1.000	2.399	1.337	0.744	0.414	0.229	0.127	0.070	0.038
-1.250	2.518	1.428	0.807	0.455	0.255	0.142	0.078	0.042
-1.500	2.597	1.498	0.859	0.489	0.276	0.154	0.084	0.045
-1.750	2.734	1.600	0.927	0.532	0.300	0.166	0.089	0.045
-2.000	2.976	1.761	1.027	0.589	0.330	0.178	0.091	0.044
-2.250	3.350	1.994	1.163	0.661	0.361	0.186	0.090	0.023
-2.500	3.881	2.305	1.330	0.736	0.384	0.186	0.048	
-2.750	4.582	2.687	1.509	0.795	0.390	0.100		
-3.000	5.440	3.098	1.653	0.819	0.210			
-3.250	6.373	3.444	1.721	0.429				
-3.500	7.185	3.629	0.882					
-3.750	7.666	1.843						
-4.000	3.892							

Tableau 5.1: La section efficace moyennée par bin avec MTB2.

$\log(x) \log(Q^2)$	1.00	1.25	1.50	1.75	2.00	2.25	2.50	2.75
-0.25	42.35	56.25	67.92	69.23	72.00	100.00	120.00	156.52
-0.50	38.30	48.65	50.00	59.02	70.59	90.00	112.50	83.72
-0.75	35.29	38.30	46.75	52.94	67.92	59.02	51.43	40.45
-1.00	31.58	38.30	44.44	45.57	39.56	36.36	39.13	37.50
-1.25	30.77	35.29	36.73	32.73	29.27	35.29	36.00	33.96
-1.50	28.80	29.75	28.57	27.69	26.87	32.14	35.64	34.29
-1.75	25.35	25.53	24.83	27.48	29.03	30.25	32.73	33.33
-2.00	24.49	24.49	24.00	25.90	25.00	32.14	31.58	32.43
-2.25	24.00	24.00	24.83	27.07	29.51	31.86	30.51	32.73
-2.50	23.23	22.93	25.00	25.00	27.48	32.14	32.14	
-2.75	27.07	25.53	24.00	26.09	27.48	33.96		
-3.00	24.66	25.90	24.83	29.27	29.75			
-3.25	24.49	25.53	26.87	32.43				
-3.50	28.13	27.48	31.03					
-3.75	26.67	31.03						
-4.00	31.30							

Tableau 5.2: Le temps de simulation par événement par bin. Le nombre des événements simulés par bin qui ont été utilisés dans cette étude se calcule par $\frac{3600}{bin}$.

5.2.1 Génération des évènements

Deux classes d'évènements ont été générées en utilisant le programme *LEPTO* 5.2 avec l'option des cascades de parton ayant W^2 comme échelle :

- 3000 évènements courants chargés (figure 5.2) avec la paramétrisation *EHLQ1*, entre 10 et 10^5 GeV^2 en Q^2 correspondant à une grille des points de la section efficace subdivisée en 2 "bins" par ordre de grandeur en x et Q^2 .
- 18000 évènements courants neutres (figure 5.2) avec la paramétrisation *MTB2*, entre 3 et 10^5 GeV^2 en Q^2 correspondant à une grille des points de la section efficace subdivisée en 4 "bins" par ordre de grandeur en x et Q^2 . Un évènement courant neutre est représenté en bas de la figure 5.1. On reconnaît facilement l'électron diffusé vers le bas du détecteur et la gerbe du courant vers sa gauche. La section efficace intégrée par bin a été calculée et elle est indiquée dans la table 5.1.

5.2.2 Simulation utilisée avec les énergies calibrées

L'interaction des évènements générés avec le détecteur H1 a été simulée par l'option standard utilisant les énergies calibrées. La simulation d'une réponse réaliste consomme la partie majeure du temps de calcul et elle détermine la distribution et la déposition spatiale des énergies totales. dans le détecteur entier. Le temps de simulation par évènement et par bin est indiqué dans la table 5.2.

5.2.3 Reconstruction utilisée avec les énergies calibrées

Les évènements simulés ont été reconstruits par le programme de reconstruction standard de H1 utilisant également les énergies calibrées qui simulent la réponse réaliste du détecteur. θ étant l'angle polaire, avec $\theta = 0^0$ pour la direction du proton, cette simulation inclue toutes les caractéristiques finales du détecteur H1. Ceci signifie pour la détection des gerbes hadroniques :

$0.6^0 \leq \theta \leq 4^0$: PLUG avec	$\sigma(E_h)/E_h = 100\%/\sqrt{E_h}$
$4.0^0 \leq \theta \leq 135^0$: calorimètre à Argon liquide	$\sigma(E_h)/E_h = 50\%/\sqrt{E_h}$
$135^0 \leq \theta \leq 176^0$: BEMC qui ne permet pas une mesure hadronique	($\sim 1\lambda$)

Ces 2 derniers calorimètres sont entourés du détecteur de fin de de gerbe qui a une résolution hadronique de $\sigma(E_h)/E_h \sim 100\%/\sqrt{E_h}$

Les résolutions de ces calorimètres pour les gerbes électromagnétiques sont de:

$$\begin{aligned}\sigma(E)/E &= 13\%/\sqrt{E} \oplus 1\% \text{ dans l'argon liquide.} \\ \sigma(E)/E &= 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\% \text{ dans le BEMC.}\end{aligned}$$

Dans ce qui suit on compare les performances de H1 à celles de ZEUS en tenant compte des différences principales des deux expériences:

- la couverture angulaire de ZEUS est meilleure en particulier pour les hadrons dans la région arrière
- la résolution hadronique du calorimètre compense de ZEUS est meilleure que celle de H1, mais ceci est contrebalancé par une granularité moins fine.
- la résolution électromagnétique du calorimètre de ZEUS est moins bonne que celle de H1, et en plus sa granularité est plus grossière.

5.3 Mesure de la section efficace par les hadrons

Les événements courants chargés (CC) sont produits à un taux nettement inférieur aux événements courants neutre (NC). On n'en attend seulement qu'une soixantaine pour le premier pb^{-1} . Il est pourtant intéressant d'imaginer les possibilités d'étude lorsque une statistique raisonnable sera accumulée, typiquement $100pb^{-1}$. Dans ce cas, les hadrons peuvent être la base de la détermination des variables cinématiques.

5.3.1 La méthode de Jacquet-Blondel

Une méthode pour déterminer x et Q^2 , indépendante du modèle de cascade QCD et de la fragmentation, a été proposée par A. Blondel et F. Jacquet. Ici, x et Q^2 ne dépendent que de la cinématique, on obtient par la somme sur tous les hadrons i :

$$y_{jb} = \frac{\sum_i (E_h - p_{zh})}{2E_e} = \sum_i \frac{E_h}{E_e} \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right) \quad (5.2)$$

$$Q_{jb}^2 = \frac{(\sum_i p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2}{1 - y} \quad (5.3)$$

$$x_{jb} = \frac{Q^2}{s y} \quad s = 4E_e E_p \quad (5.4)$$

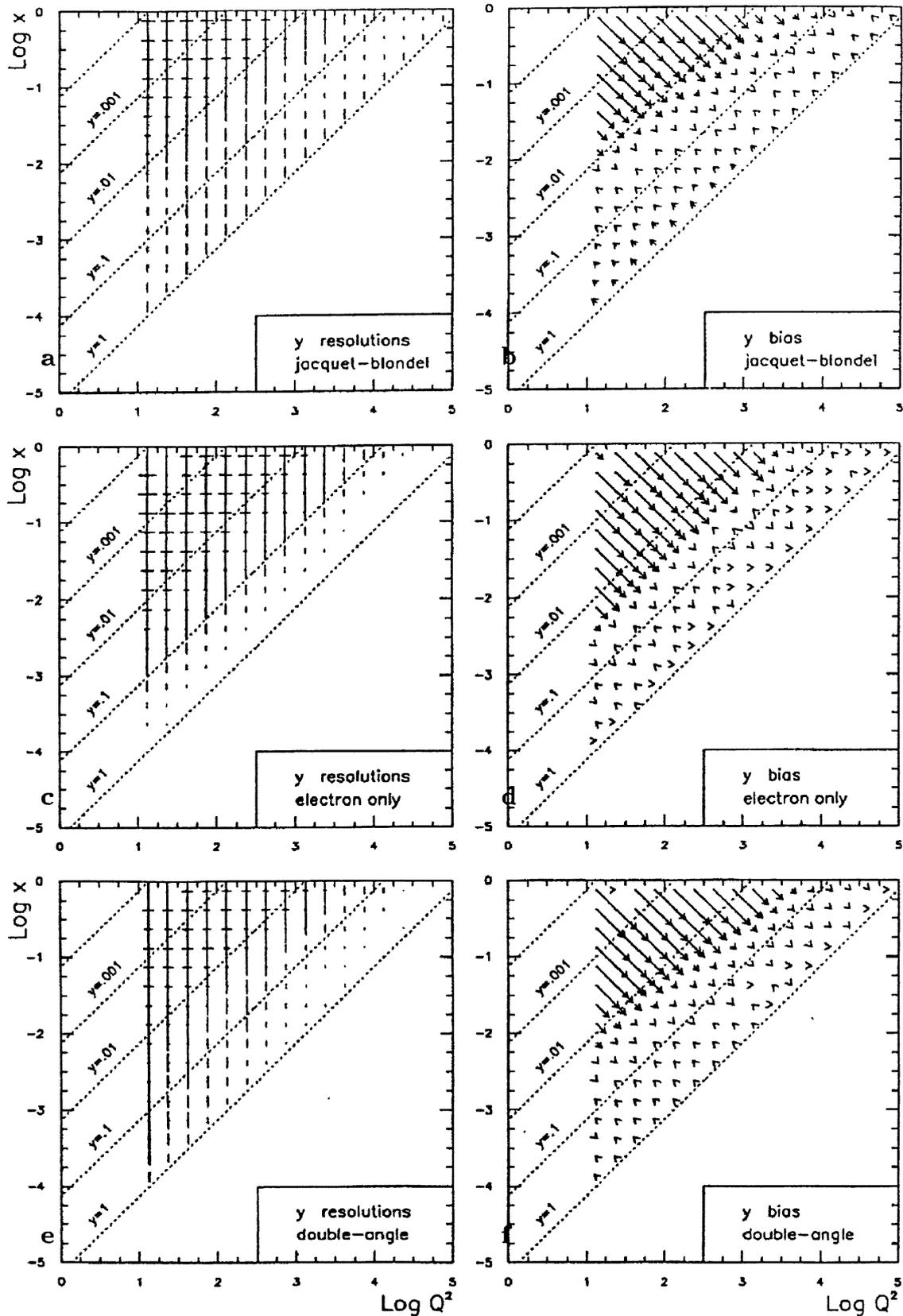


Figure 5.6: Les erreurs verticales montrent la résolution $\frac{\Delta y}{y}$ et les erreurs horizontales montrent la résolution $\frac{\Delta Q^2}{Q^2}$ dans les figures des résolutions. Une erreur de la longueur d'un bin correspond à 25 %. Les flèches vont du bin initial au bin reconstruit.

p_{xh}, p_{yh}, p_{zh} sont les trois composantes d'impulsion du hadron, E_e et E_p les énergies initiales de l'électron et du proton.

Chaque hadron produit au vertex contribue à y avec $\sin^2(\gamma/2)\frac{E_h}{E_e}$ où γ représente l'angle polaire du hadron. Les contributions des hadrons qui sont proches du tube à vide (petit γ) augmentent avec γ^2 à une énergie donnée. L'influence de la perte des particules dans le tube à vide sur la reconstruction de y est donc quadratiquement supprimée.

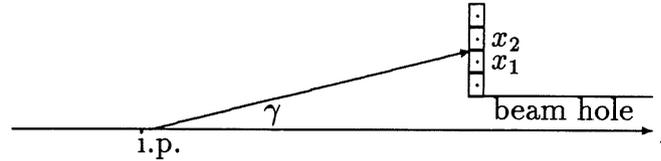


Figure 5.7: L'effet de granularité.

La même dépendance quadratique donne lieu à un autre effet expérimental : l'effet de granularité, qui a pour cause la taille non négligeable de chaque cellule de lecture. La méthode de Jacquet - Blondel est appliquée habituellement sur le centre des cellules, le y reconstruit est ainsi toujours plus grand que le vrai y . La figure 5.6 b montre que l'effet de granularité domine, même si on prend en compte l'effet inverse des pertes dans le tube à vide. Son influence devient significative à petit y ($\gamma \sim 10^\circ, y \sim 0.01$ et à petit Q^2 , (figure 5.5)) quand la gerbe va vers l'avant. L'effet de granularité correspond en réalité à la combinaison de deux effets systématiques :

1. En calculant y par l'information hadronique on met toute l'énergie dans le centre de gravité de la cellule. La contribution d'une particule en y est pourtant pondérée avec $\sin^2\gamma/2$ et en moyenne, le γ moyen résultant d'une intégration des $\sin^2\gamma/2$ sur toute la cellule est plus grand que le γ obtenu par le centre de gravité. On suppose ici une densité d'énergie uniforme dans toute la cellule. Dans un calorimètre d'une granularité fine comme H1 cet effet peut être négligé. L'erreur systématique faite sur y , si une particule seulement est considérée correspond à :

$$\frac{y_{rec} - y_{vrai}}{y_{vrai}} = -\frac{\phi^2}{3\gamma^2} \quad (5.5)$$

Les formules de granularité ne sont valables que pour tous les angles $\gamma \leq 30^\circ$ ou ϕ représente la granularité angulaire, ($\phi = 1^\circ$ par exemple dans le calorimètre hadronique vers l'avant). L'erreur systématique est en conséquence inférieure à -1% pour les angles supérieurs à 6° . Elle peut donc être négligée dans le cas de H1 mais pas vraiment dans le cas de ZEUS avec sa granularité calorimétrique grossière.

2. L'énergie d'une particule est déposée dans le calorimètre avec une dispersion angulaire. La dispersion spatiale dépend du calorimètre et du type de la particule. La correction de cet effet pose donc de grands problèmes. L'influence de cette dispersion augmente quand la particule s'approche du tube à vide, ceci est illustré dans la petite figure précédente 5.7.

Supposons que la particule entre dans le calorimètre entre les cellules x_1 et x_2 . On peut maintenant calculer les contributions à y par rapport au vrai y utilisant $\sin \gamma \sim \gamma$:

$$\frac{y_{rec} - y_{vrai}}{y_{vrai}} = \frac{(x_2 - x_1)^2}{(x_2 + x_1)^2} \quad (5.6)$$

où x_2 et x_1 sont exprimés dans une unité quelconque, comme des angles par exemple. Alors $x_2 + x_1 = 2\gamma$, et $x_2 - x_1 = \phi$. Si la gerbe s'étale sur $2n$ cellules, l'erreur devient, si on suppose une répartition uniforme de l'énergie :

$$\frac{1}{n}[\phi^2/4\gamma^2 + (3\phi)^2/4\gamma^2] + \dots + ((2n-1)\phi)^2/4\gamma^2 = \frac{\phi^2}{3\gamma^2} (n^2 - \frac{1}{4}) \quad (5.7)$$

Elle augmente donc quadratiquement avec l'extension spatiale de la gerbe. Prenons comme exemple une gerbe émise à $\gamma = 7^\circ$ qui s'étende transversalement sur 8 cellules ($\phi = 1^\circ$). On obtient alors une erreur sur y de +11% expliquant qualitativement la situation montrée dans la figure 5.6 b. Une granularité plus grossière donnerait même des résultats plus mauvais, puisqu'elle augmente la taille apparente de la gerbe. Dans ce cas, l'effet géométrique précédent ne peut plus être négligé et le facteur $(n^2 - \frac{1}{4})$ devient $(n^2 - \frac{5}{4})$.

Une possibilité d'éviter cette erreur systématique serait d'associer chaque particule à une gerbe pour calculer l'axe de la gerbe. Cette relation trace-gerbe est difficile à définir en particulier dans la direction avant. Pour résumer on peut dire qu'une granularité fine représente un avantage pour la mesure des gerbes proches du tube à vide et qu'une correction de l'effet de granularité est difficile surtout si l'on tient compte du fait que les densités d'énergie sont variables à l'intérieur de la gerbe.

Tournons nous maintenant vers la région arrière pour y examiner le comportement de y . On peut remarquer que le facteur angulaire ($\sin^2(\gamma/2)$) est toujours compris entre .9 et 1. dans le domaine angulaire de $\gamma > 140^\circ$. Pour les événements à grand y où la plupart des particules hadroniques vont, on voit que la mesure de y dépend principalement de la précision de la réponse hadronique, et pratiquement pas de la détermination précise des angles du système hadronique. La couverture imparfaite de H1 pour des hadrons dans cette région cinématique (vers l'arrière) est la cause d'erreurs systématiques: elles sont bien illustrées dans la figure 5.6 b en particulier pour $y \geq 0.5$ et $Q^2 \leq 1000 GeV^2$.

Une autre source d'erreurs systématiques sur y est la présence d'empilement des événements physiques et non-physiques ce qui se produit souvent près du tube à vide. La présence de seulement 300 MeV d'empilement dans le calorimètre arrière se traduit par un déplacement de +0.01 en y . La correction de cet effet est donc crucial pour être capable de mesurer F_2 .

L'erreur systématique la plus petite est assurée par la méthode de Jacquet - Blondel dans toute la bande qui est à explorer ($0.1 > y > 0.01$). En comparant avec les deux

autres on peut remarquer dans la figure 5.6 que les deux autres méthodes (“électron” et “double-angle” qui seront présentées et discutées dans la suite) sont plus performantes pour $y > 0.1$ que la méthode de Jacquet-Blondel mais que celle ci reste valable ce qui permet de les comparer directement.

La détermination de Q^2 est beaucoup moins précise car elle utilise \bar{p}_1^2 qui dépend fortement de la fraction d'énergie perdue dans le tube à vide. En négligeant les imperfections de la mesure angulaire, la résolution de Q^2 est donnée par :

$$\frac{\delta Q^2}{Q_{trace}^2} = \frac{2 - y}{1 - y} \frac{\delta E_{jet}}{E_{jet}} \quad (\delta E \text{ signifie } E_{abs} - E_{vrai}) \quad (5.8)$$

A petit y , les pertes dans le tube à vide dégradent la résolution de Q^2 et à grand y le facteur $(2 - y)/(1 - y)$ augmente rapidement ce qui empêche une bonne résolution. Les deux dépendances prédites sont bien reproduites par le programme de simulation, présentées dans les figures 5.8 a,b. Il devient clair dans la figure 5.8a qu'une subdivision en deux bins par ordre de grandeur en x et Q^2 est plus favorable qu'une sous division en quatre, en particulier quand on veut garder une fraction raisonnable d'événements à l'intérieur du bin original.

5.3.2 Mesurabilité de la section efficace dans le plan (x, Q^2)

Dans le but de définir la région mesurable qui est accessible par HERA on introduit la même terminologie que [43] : le concept de l'acceptance observée. La section efficace est mesurée bin par bin dans le plan de (x, Q^2) mais une migration des événements due aux erreurs systématiques peut apparaître. La section efficace observée doit être corrigée par la fonction „l'acceptance observée, $A(x, Q^2)$ ” pour obtenir la vraie section efficace. $A(x, Q^2)$ ne dépend pas seulement de l'acceptance du détecteur mais aussi des sections efficaces, elle dépend également de la granularité des bins. On définit :

$$\sigma_{vrai}(x, Q^2) = \sigma_{mesu}(x, Q^2)/A(x, Q^2) \quad (5.9)$$

où $A(x, Q^2)$ prend en compte toutes les migrations vers l'intérieur et vers l'extérieur du bin (x, Q^2) . Ensuite on définit la fonction de la “fraction originale” $FO(x, Q^2)$, comme la fraction des événements observés dans un bin qui ont été générés dans le même bin. Maintenant on peut se mettre d'accord sur les valeurs et les contraintes sur $A(x, Q^2)$ et $FO(x, Q^2)$ au niveau d'un bin qui doivent être remplies pour l'appeler mesurable. On considère deux cas appelés dans la suite les conditions strictes et normales :

$$0.75 \leq A(x, Q^2) \leq 1.25 \quad \text{et} \quad FO(x, Q^2) \geq 0.50 \quad (5.10)$$

$$0.50 \leq A(x, Q^2) \leq 1.50 \quad \text{et} \quad FO(x, Q^2) \geq 0.40 \quad (5.11)$$

Le premier cas est l'hypothèse conservatrice, tandis que le deuxième représente la limite maximale acceptée par les expériences précédentes de diffusion profondément inélastique.

La comparaison des résultats obtenus avec ces deux conditions permettent de montrer la variabilité de la taille de la région mesurable en fonction des conditions posées. Les conditions précédentes définissent une région initiale, tandis que la région mesurable correspond à un sous-espace dans lequel la fonction d'acceptance est stable : à l'intérieur d'un bin on demande que $0.9 \leq A \leq 1.1$, c'est à dire que la section efficace peut-être déterminée avec une précision de $\pm 10\%$. La région mesurable varie en fonction des erreurs systématiques supposées et elle est présentée dans la suite à partir des conditions d'acceptance normale, sauf cas particulier.

5.3.3 Résultats pour NC et CC utilisant la méthode de Jacquet-Blondel

Les résultats basés seulement sur les hadrons sont décrits rapidement car les événements CC ne sont pas nombreux au début de l'expérience et parce que les événements NC sont mieux mesurés en utilisant également l'électron. Dans les figures 5.8 c, d les régions mesurables sont montrées à la fois pour NC et CC avec une luminosité suffisante ($25pb^{-1}$ pour les événements CC et deux bins en x et Q^2 par ordre de grandeur). Les résultats des courants chargés ressemblent à ceux qui ont été trouvés en 87 [43] si ce n'est que la bande à grand y en est maintenant exclue. Les raisons de ce comportement sont bien illustrées dans la figure 5.8 b. Les figures 5.8 e,f montrent l'effet d'une mauvaise calibration de l'énergie hadronique sur la région mesurable des courants neutres.

5.4 La mesure de la section efficace avec l'électron.

Pendant ces vingt-cinq dernières années, toutes les expériences de diffusion profondément inélastique se sont basées sur la mesure du lepton sortant pour déterminer la cinématique de la diffusion. Les événements à HERA ressemblent plus à une collision dans le centre de masse qu'à une diffusion classique d'un lepton. Néanmoins les avantages de reconstruire les variables cinématiques en utilisant l'électron diffusé sont évidents, car sa signature nette réduit les erreurs systématiques. Dans la suite la reconstruction par l'électron est expliquée et les résultats sont détaillés après.

5.4.1 Reconstruction de x et Q^2 avec l'électron

x et Q^2 sont reconstruits avec l'électron par les relations suivantes utilisant les conventions :

E_e , énergie initiale de l'électron (=30 GeV).

E_p , énergie initiale du proton (=820 GeV).

θ , angle de l'électron sortant, ici $\pi - \theta$

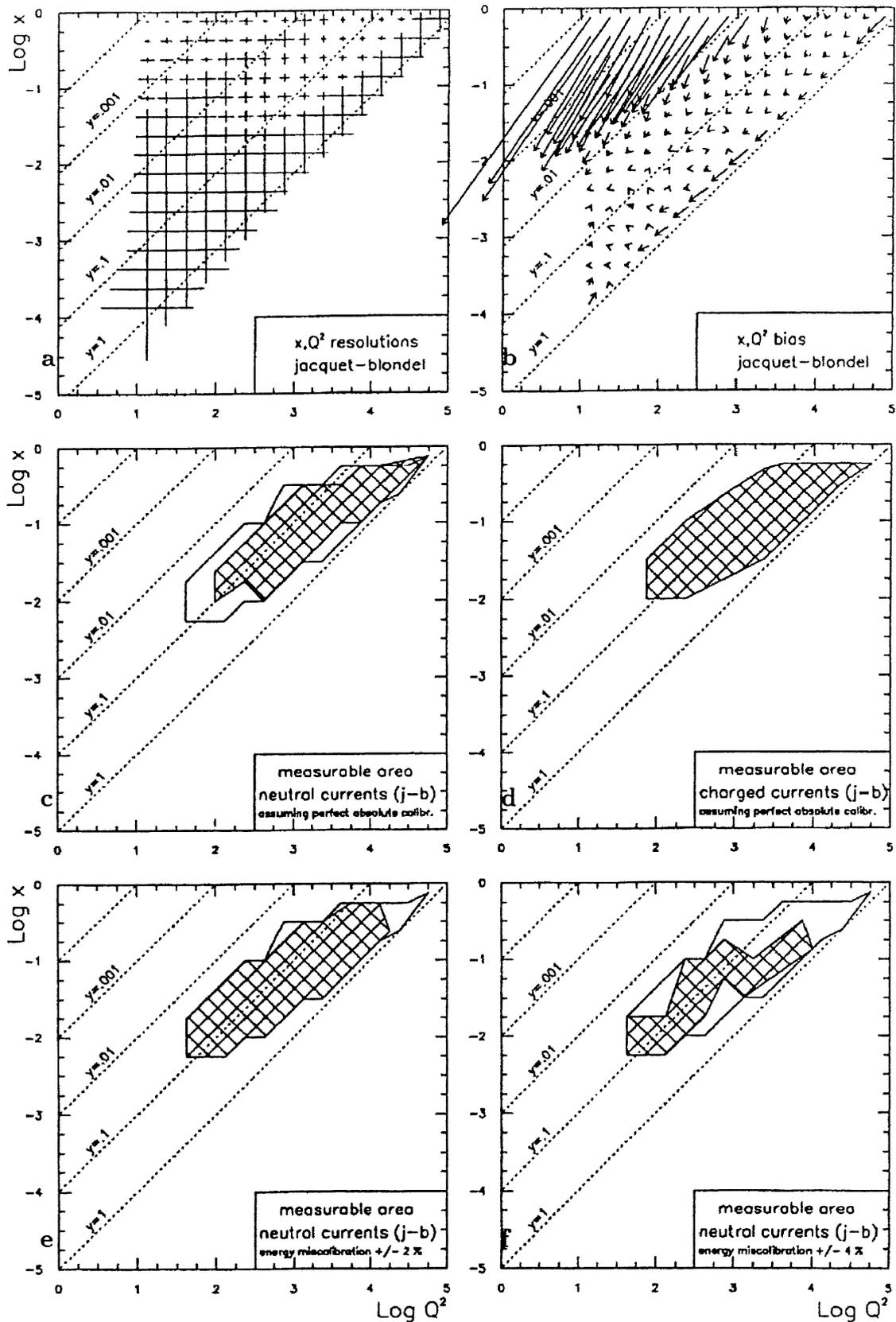


Figure 5.8: a,b sont expliquées sur la figure 5.6. Le contour le plus grand est calculé grâce à la condition d'acceptance faible (equ. 5.10) et aucune erreur systématique. c et d utilisent la condition forte (equ. 5.11) et aucune erreur systématique. e et f montrent les erreurs systématiques.

E , énergie finale de l'électron

$$x_{el} = \frac{EE_e \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p(E_e - E \sin^2 \frac{\theta}{2})} \quad (5.12)$$

$$y_{el} = 1 - \frac{E}{E_e} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (5.13)$$

$$Q_{el}^2 = 4EE_e \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (5.14)$$

Ces expressions conduisent par dérivation à:

$$\frac{dx}{x} = \frac{1}{y} \frac{dE}{E} + \tan \frac{\theta}{2} \left(x \frac{E_p}{E_e} - 1 \right) d\theta \quad (5.15)$$

$$\frac{dQ^2}{Q^2} = \frac{dE}{E} - \tan \frac{\theta}{2} d\theta \quad (5.16)$$

On peut donc faire les remarques suivantes :

- x est précisément mesuré pour y proche de 1. Si y devient plus petit que 0.1, la résolution en x se détériore rapidement vers des valeurs inacceptables, car l'erreur de calibration sur l'électron dE/E est multipliée par le facteur $\frac{1}{y}$.
- Q^2 est très bien mesuré à l'exception de la région des petits angles de diffusion à cause du terme $\tan \frac{\theta}{2}$. L'influence de l'erreur de calibration sur Q^2 est moins importante.
- L'effet de la mesure angulaire sur x et Q^2 ne doit être prise en compte que pour des petits angles de diffusion et quand l'erreur angulaire devient plus grande que quelques mrad.

Les valeurs des erreurs systématiques et les valeurs des résolutions concernant chaque région en x et Q^2 sont présentées dans la prochaine section et elles sont indiquées dans la figure 5.11 a. La comparaison de ces résultats avec les résultats des deux méthodes combinées suit dans une autre section.

5.4.2 Simulation de lélectron

La simulation détaillée de toutes les particules qui ont été créés dans un événement profondément inélastique et qui pénètrent ensuite dans le détecteur H1 a été effectuée. Cette simulation comprend la simulation de l'électron. A l'heure de cette étude l'identification "standard" de l'électron (programme qui reconstruit l'électron comme électron) n'a pas encore atteint à la précision (> 99%) voulue pour obtenir une mesure des sections efficaces. Une fluctuation caractéristique de (E, θ) de l'électron a été choisie au niveau des

quadrivecteurs générés. Ces fluctuations reproduisent les performances du détecteur final de la manière la plus réaliste possible. On fait fluctuer l'énergie de l'électron avec une résolution de :

$$\sigma(E)/E = \frac{0.13}{\sqrt{E}} \oplus 0.01 \quad (5.17)$$

et l'angle de l'électron avec une résolution de :

$$\sigma(\theta) = 2 \text{ mrad} \quad (0^\circ \leq \theta \leq 170^\circ) \quad (5.18)$$

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{(\theta^\circ) - 170^\circ}{0.75^\circ} + 2 \right) \text{ mrad} \quad (170^\circ \leq \theta \leq 176^\circ) \quad (5.19)$$

L'incertitude sur l'angle, pour des angles plus grands que 170° augmente car il n'y a plus qu'une seule chambre proportionnelle pour le déterminer [20]. L'événement est perdu pour $\theta \geq 176^\circ$. Ni l'influence des matériaux morts ni l'effet d'une identification d'électron ne peuvent être testés par cette simulation simplifiée. Les résultats présentés dans la suite sont donc plutôt optimistes.

5.4.3 Résultats avec l'électron

L'étude est limitée par un Q^2 minimal de 10 GeV correspondant à un angle de diffusion d'au moins 6° . De cette manière on exclut les effets de "bord" du détecteur. L'électron est ainsi toujours dans l'acceptance géométrique du détecteur contrairement au cas des hadrons et son énergie correspond à 30 ± 1 GeV dans la majeure partie du plan (x, Q^2) . Ici les fluctuations dans la mesure de l'énergie empêchent une bonne reconstruction de x . Dans la suite l'influence des erreurs systématiques typiques sur la région mesurable est étudiée : la résolution limitée, la mauvaise calibration en énergie, l'erreur systématique sur la mesure angulaire.

Effet de la résolution en énergie

La figure 5.9 montre l'influence de la résolution sur la région mesurable définie plus haut. La résolution en énergie nominale de H1 (ZEUS) est utilisée dans la figure 5.9 a(b). Si on utilise la condition d'acceptance stricte, la région mesurable de H1 s'étend jusqu'à $y \sim 0.07$. En revanche, la région de ZEUS finit à $y \sim 0.13$. Utilisant la condition d'acceptance normale les deux régions ont la même allure : elles gagnent à grand x pour des grands Q^2 .

Effet d'une mauvaise calibration absolue de l'énergie

L'objet envisagé par les 2 équipes, ZEUS et H1, est une calibration absolue de l'énergie à mieux que 1%. Au début de l'expérience, une précision de 2% représenterait déjà un succès. Sur la base de la condition d'acceptance normale quatre valeurs différentes d'une erreur sur la calibration absolue de l'énergie ($\pm 1\%$ et $\pm 2\%$) ont été étudiées. Les

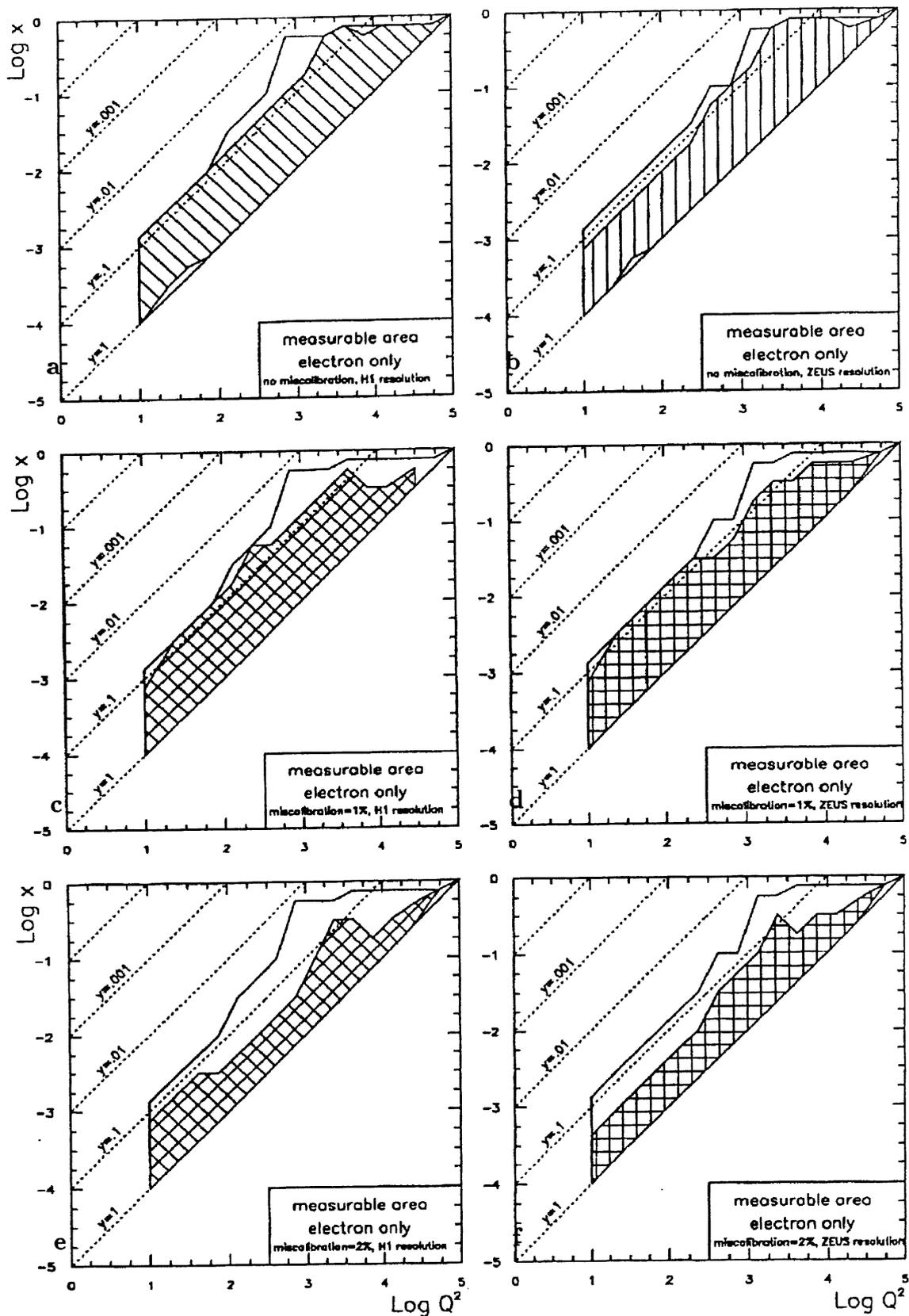


Figure 5.9: Le contour le plus large a été toujours obtenu grâce à la condition faible d'acceptance (equ. 5.10). La région barrée de a et de b utilise la condition stricte (equ. 5.11) et aucune erreur systématique. Les régions barrées dans les figures de c à f sont calculées avec les erreurs systématiques.

résultats sont montrés dans les figures 5.9 c,d,e,f. La région mesurable à 1% correspond à l'intersection des deux régions obtenues par le calcul indépendant de +1% et -1%. La région mesurable avec une erreur de calibration de $\pm 1\%$ correspond à la région initiale obtenue par la condition d'acceptance stricte. La région mesurable est donc dominée par les erreurs systématiques, même à leur valeur optimiste, et la résolution joue un rôle mineur. L'effet d'erreur systématique augmente considérablement à 2% comme illustré dans la figure 5.9 e, f. A Q^2 moyen ($\leq 100 \text{ GeV}^2$) la région mesurable est fortement réduite ($y \geq 0.25$). Cette réduction augmente à petit Q^2 ($< 100 \text{ GeV}$) en particulier pour ZEUS à cause de sa mauvaise résolution en énergie (figure 5.9 f). Dans la même région H1 peut mesurer jusqu'à $y \geq 0.15$. Cette petite différence en y correspond en fait à une grande différence en nombre d'événements, car c'est précisément la région où la section efficace de diffusion est à son maximum.

Effet d'un mauvais alignement angulaire

L'effet d'une erreur sur la résolution angulaire n'a pas été étudié, car il a déjà été montré ailleurs que son influence est petite. Ici, un autre type d'erreur sur la mesure de l'angle de l'électron a été analysée : un déplacement systématique de la mesure de l'angle de quelques milliradians. Dans la simulation une erreur de calibration sur l'énergie de l'électron de $\pm 1\%$ et de $\pm 2\%$ a été combinée avec une erreur systématique sur l'angle de 2 mrad et 4 mrad. Le résultat de ces quatre combinaisons est montré dans les figures 5.10 a,b,c,d. On remarque que le cas nominal ($\pm 1\%$, 2 mrad) ne produit presque aucune réduction de la région mesurable. La situation change pour $\pm 2\%$ et 2 mrad car la réduction de région mesurable devient considérable ($y > 0.25$). Quand l'erreur angulaire est égale à 4 mrad la mesure par l'électron est très limitée ($y > 0.5$). Les résultats soulignent à nouveau la nécessité de contrôler toutes les systématiques pour arriver à une détermination de la section efficace.

Résumé des erreurs systématiques sur l'électron

La région mesurable est fortement réduite si les erreurs systématiques dépassent leurs valeurs prévues. Il est important de répéter que toutes les erreurs systématiques dues à une mauvaise identification de l'électron (par exemple à cause du bruit de fond ou des régions mortes du détecteur) n'ont pas été prises en compte dans cette étude. Pendant les premiers mois de HERA une mesure précise des sections efficaces de diffusion, uniquement par l'électron sera donc difficile.

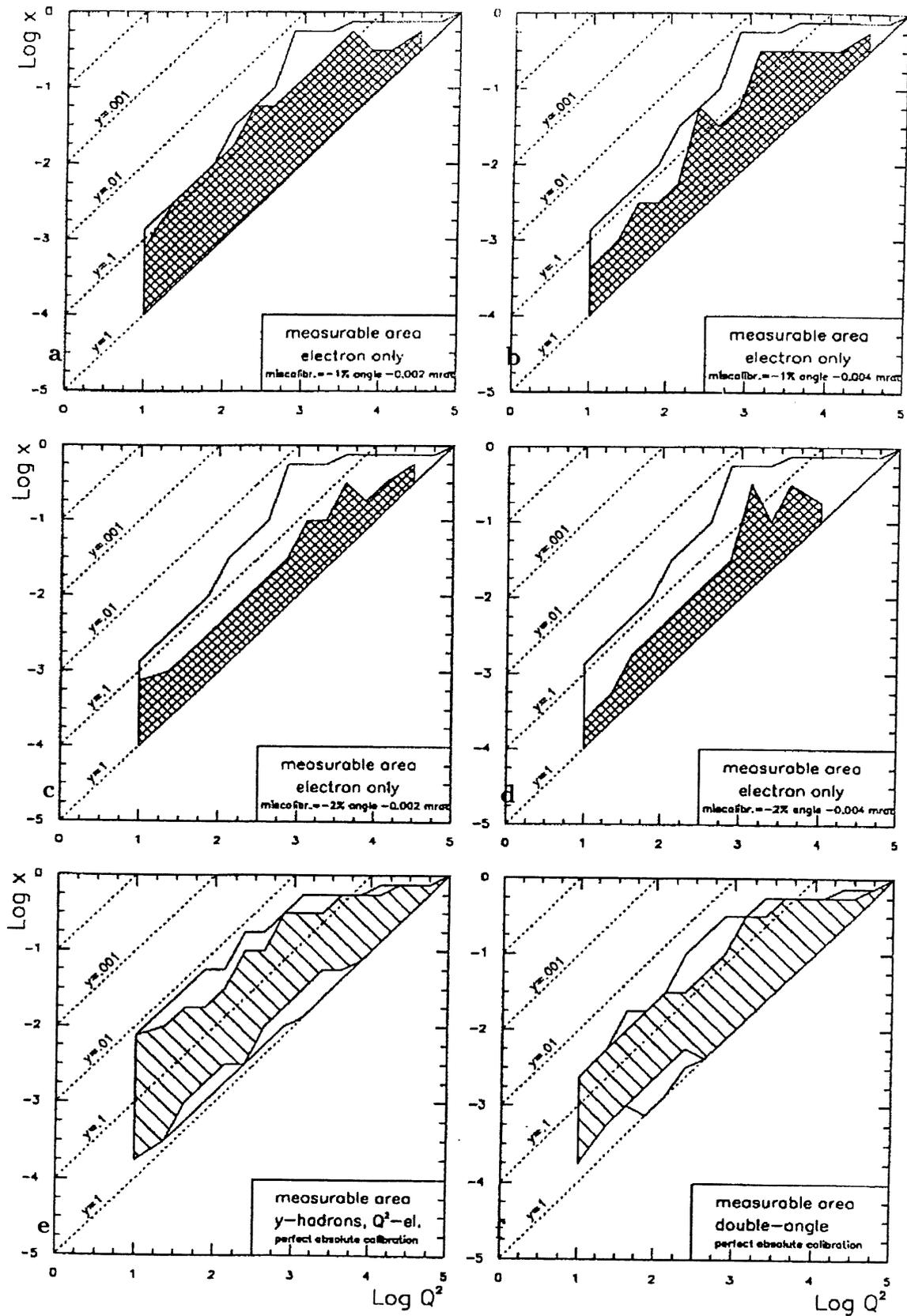


Figure 5.10: Le contour le plus large a été toujours obtenu par la condition faible d'acceptance. La région barrée de a à d utilise les erreurs systématiques. Les régions barrées dans les figures de e et f sont calculés sans les erreurs systématiques et avec la condition stricte.

5.5 La section efficace par l'électron et par les hadrons

5.5.1 La méthode combinée et la méthode de double-angle

La bonne qualité de la mesure de y par les hadrons a été discutée dans la section 5.3.1. En revanche, c'est la mesure de Q^2 qui est bonne avec l'électron car elle est principalement basée sur la détermination d'angle. Il est donc normal d'essayer de combiner ces deux avantages. La méthode combinée prend maintenant le y du flux hadronique et le Q^2 de la reconstruction de l'électron. On a donc pour la méthode combinée :

$$y_{co} = y_{jb} \quad (5.20)$$

$$Q_{co}^2 = Q_{el}^2 \quad (5.21)$$

$$x_{co} = \frac{Q_e^2}{s y_{JB}} \quad (5.22)$$

En principe toutes les combinaisons de deux variables mesurables, indépendantes sont possibles pour déterminer les variables cinématiques x, y, Q^2 . S. Bentselsen et al.[3] ont étudié systématiquement toutes les combinaisons. Le résultat de leur étude a montré que la seule méthode compétitive à part celle de Jacquet - Blondel et de l'électron est la méthode du double-angle. Elle utilise à la fois l'angle de la gerbe et l'angle de l'électron. Le problème de cette méthode consiste dans la définition de l'angle γ de la gerbe. La référence [44] montre une manière élégante de déterminer l'angle de la gerbe par les variables de Jacquet - Blondel sans dépendance en E_e . L'erreur sur γ définie par la relation suivante est petite :

$$\cos\gamma = \frac{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2 - (\sum_h E - p_{zh})^2}{(\sum_h p_{xh})^2 + (\sum_h p_{yh})^2 + (\sum_h E - p_{zh})^2} \quad (5.23)$$

On peut ensuite utiliser les formules suivantes, qui forment la méthode "double angle" :

$$y_{\theta\gamma} = \frac{\sin\theta(1 - \cos\gamma)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.24)$$

$$Q_{\theta\gamma}^2 = 4E_e \frac{\sin\gamma(1 + \cos\theta)}{\sin\gamma + \sin\theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.25)$$

$$x_{\theta\gamma} = \frac{E_e \sin\gamma + \sin\theta + \sin(\theta + \gamma)}{E_p \sin\gamma + \sin\theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.26)$$

5.6 Erreurs et résolutions de x et de Q^2

Il est difficile d'estimer analytiquement l'influence des erreurs systématiques de la méthode combinée et de la méthode du double-angle. C'est pour cette raison que l'estimation utilise

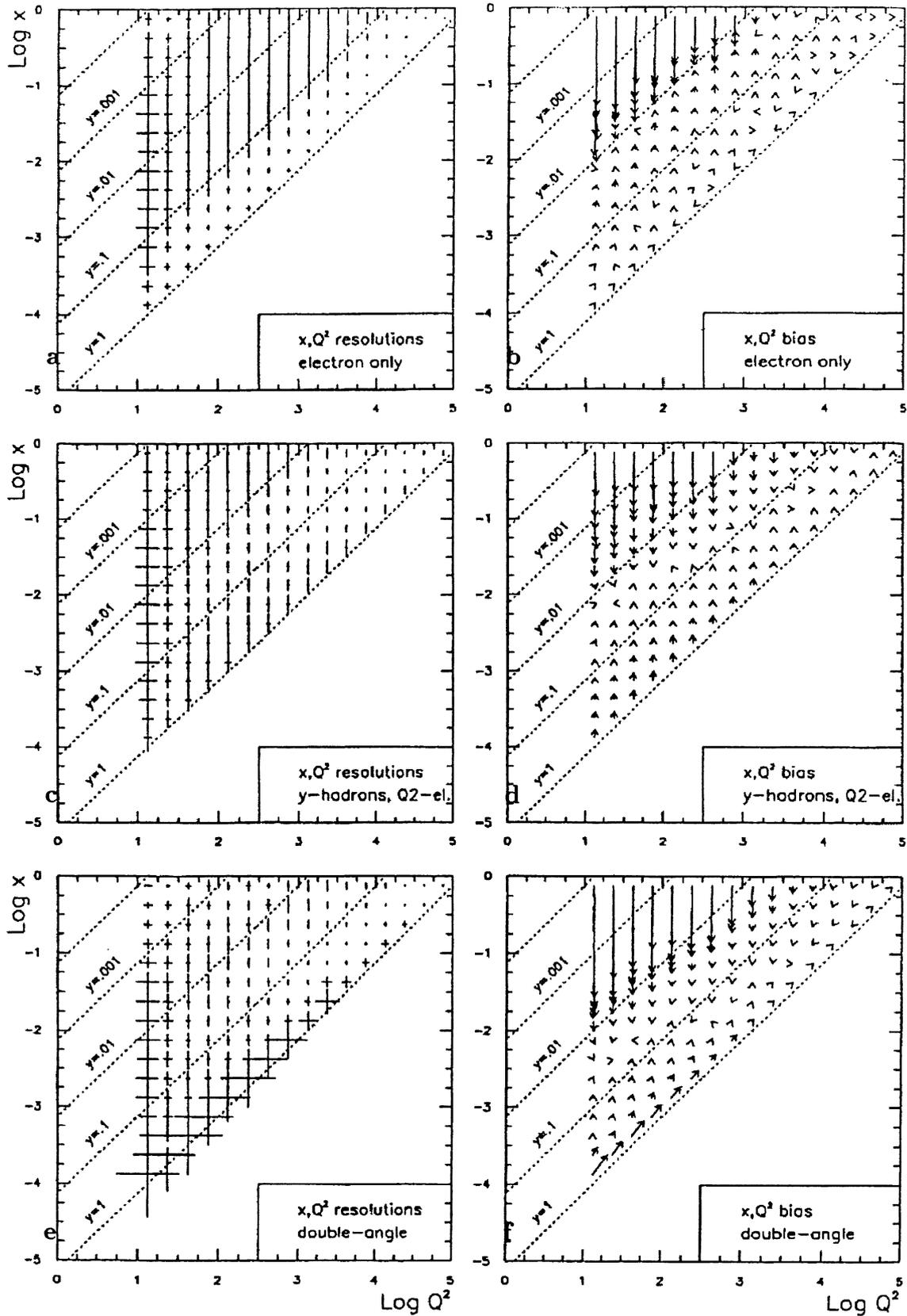


Figure 5.11: Les figures des résolutions montrent les résolutions de $\frac{\Delta x}{x}$ et $\frac{\Delta Q^2}{Q^2}$. Une barre d'erreur d'une unité correspond à une erreur de 25 %. Les flèches sont situées entre le bin initial et le bin reconstruit.

la simulation détaillée des hadrons, tandis que l'électron est traité comme il a été décrit plus haut. Comparons d'abord la méthode de l'électron avec les deux méthodes combinées en ce qui concerne les erreurs et les résolutions de x et Q^2 . Les résultats montrés dans les figures 5.11 a-f nous permettent de tirer les conclusions suivantes :

- Les erreurs de x et de Q^2 et les résolutions obtenues par l'électron indiquées dans les figures 5.11 a,b sont excellentes pour les grands y , mais elles diminuent rapidement vers les petits y .
- La méthode combinée montrée dans la figure 5.11 c,d produit des valeurs acceptables dans toute la région délimitée par $y \geq 0.01$. Elle n'est pratiquement dans aucun bin la meilleure méthode, mais ses performances sont les plus régulières dans cette région.
- La méthode du double-angle donnée dans la figure 5.11 e,f est précise dans une région à petit y ($0.22 < y < 0.1$), même plus que l'électron, en revanche à grand y (> 0.4) et à petit Q^2 ($< 500 GeV^2$) elle marche mal. Ici la résolution de Q^2 est très fluctuante, contrairement aux autres méthodes. Les erreurs systématiques de cette méthode sont également plus importantes.

5.7 Extension de la région mesurable de F_2

Dans la figure 5.10 e,f nous montrons les régions des deux méthodes combinées qui satisfont les deux conditions d'acceptance, en supposant une calibration parfaite pour toutes les particules. La région de la méthode "double-angle" ne change pas beaucoup entre la condition normale et la condition stricte. Ceci est dû au fait que les erreurs de cette méthode deviennent très rapidement grandes. En général, les résultats des deux méthodes sont similaires à l'exception du domaine à bas Q^2 ($\sim 100 GeV^2$) où la méthode combinée est bonne sur deux ordres de grandeur et la méthode "double-angle" sur un seul seulement.

Erreur de calibration sur l'électron et sur les hadrons

Quand on combine l'électron et les hadrons pour en profiter, on combine également leurs désavantages : les erreurs systématiques.

La méthode "double-angle" ne dépend pas en première approximation de l'énergie. Cependant les énergies apparaissent dans la détermination de l'angle du jet. Mais puisque γ est obtenu par un rapport de deux énergies la dépendance vis à vis de la calibration hadronique est faible. La dépendance vis à vis de la calibration de l'électron est négligeable.

La méthode combinée dépend directement des énergies hadroniques et leptoniques. En plus, l'effet de leurs erreurs de calibration peuvent se multiplier : les erreurs peuvent

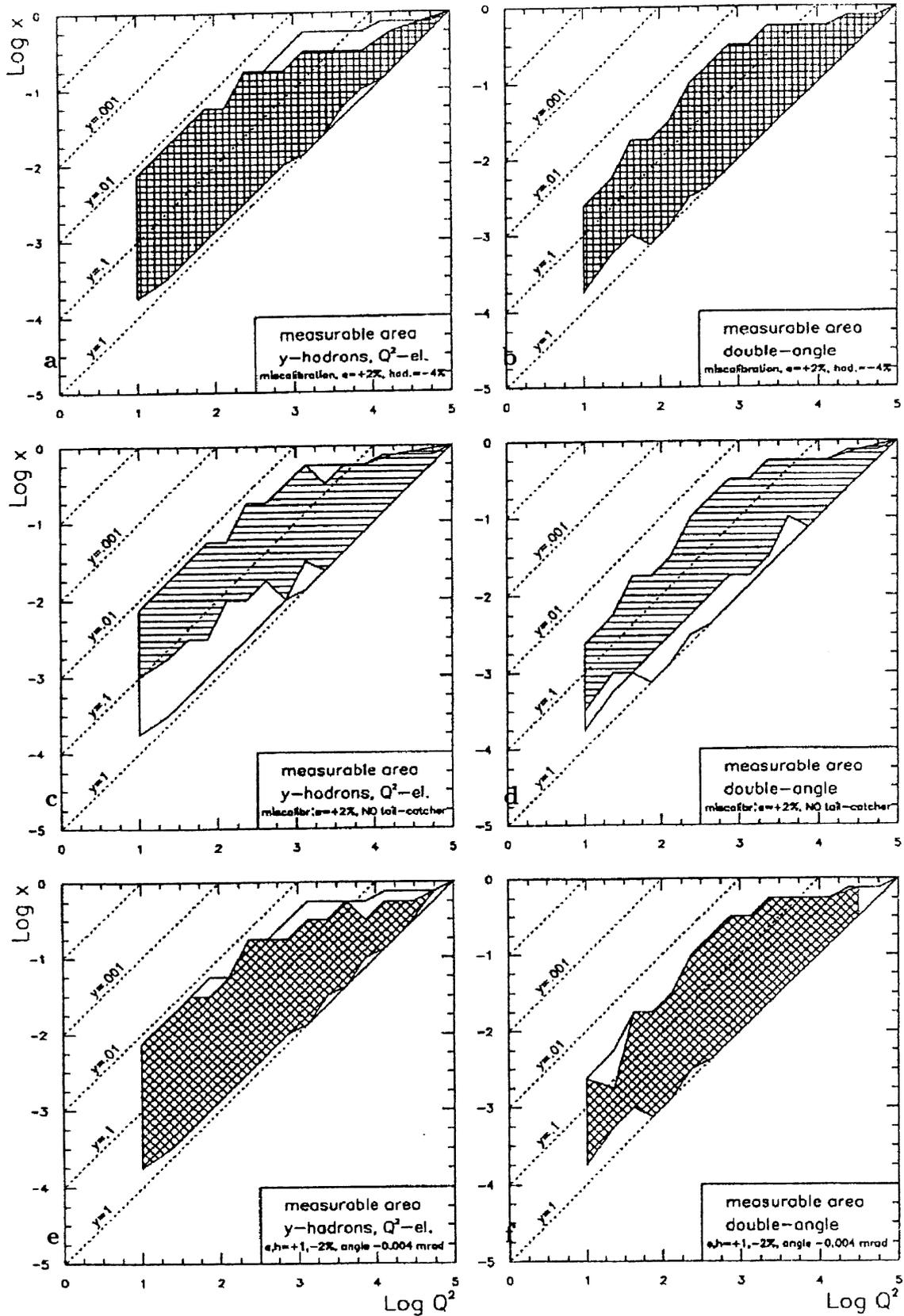


Figure 5.12: Le contour le plus large a été toujours obtenu par la condition d'acceptance faible (equ. 5.10). Le contour plus petit par la condition stricte (equ. 5.11). Les régions barrées ont été calculées avec les erreurs systématiques pour toutes les figures de a à f.

être dans des directions différentes, elles se renforcent donc, quand on divise Q_e^2 par y_{jb} pour obtenir x .

Naïvement on attend maintenant une grande région mesurable pour la méthode “double - angle” et une énergie plus petite pour la méthode combinée qui diminue même quand les décalages systématiques pour l’électron et les hadrons vont en sens inverse. Nous avons donc essayé les combinaisons d’erreurs suivantes :

$$\begin{aligned} e^- &: +\varepsilon, \text{ hadrons: } +2\varepsilon \\ e^- &: +\varepsilon, \text{ hadrons: } -2\varepsilon \\ e^- &: -\varepsilon, \text{ hadrons: } +2\varepsilon \\ e^- &: -\varepsilon, \text{ hadrons: } -2\varepsilon \end{aligned}$$

où $\varepsilon = 1\%$ est le cas nominal et où $\varepsilon = 2\%$ le cas réaliste. L’erreur hadronique est grossièrement deux fois plus grande que celle sur l’électron ce qui explique notre choix. Les résultats pour toutes ces combinaisons sont très bons, même pour les cas où les erreurs s’additionnent. Les figures 5.12 a,b comparent les deux méthodes (e-h et d-a) en supposant la combinaison d’erreurs sur la calibration la plus pessimiste : électron $+2\%$ et hadron -4% (qui ne diffère pas significativement de : électron -2% et hadrons $+4\%$). La région mesurable de la méthode “double-angle” comme on s’y attend, ne change pas du tout. En revanche la région mesurable de la méthode combinée diminue à grand x et grand Q^2 ($x \geq 0.03$ et $Q^2 \geq 10^3 \text{ GeV}^2$). Au début de l’expérience il y aura peu d’événements dans cette région, on pourra donc attendre une meilleure calibration.

Les bons résultats de la méthode combinée sont compréhensibles : les erreurs dépendent linéairement de l’erreur de calibration. Au maximum $\delta x_{co} = \delta Q^2 + \delta y = 3\varepsilon$ ce qui est encore petit mais surtout uniforme sur tout le plan cinématique.

Effet d’une mesure sans détecteur “fin de gerbe”

L’absence d’un détecteur pour mesurer les fins de gerbe est un problème pour H1 dans la région arrière ($\theta \geq 135^\circ$). ZEUS au contraire a une couverture homogène de 4π . Il est intéressant de tester les deux méthodes dans ce cas extrême. Les résultats sont montrés dans la figure 5.12 c,d. La région à grand y n’est plus mesurable dans les deux cas, ce qui est attendu puisque la plupart des particules vont alors vers l’arrière. Il y a pourtant des petites différences : la méthode “double-angle” n’est pas mesurable dans une petite bande de y à petit Q^2 . Ceci change pour la méthode combinée où une bande de y plus large est exclue, mais seulement à petit Q^2 ($100 \text{ GeV}^2 < 2000 \text{ GeV}^2$). Cependant les deux régions perdues sont couvertes par la méthode “électron” et les domaines nouveaux “(hors électron)” jusqu’à $y \sim 0.01$ ne sont pas concernés par les pertes vers l’arrière.

En passant, on peut remarquer une petite limitation dans la région à grand x et à grand Q^2 due aux pertes d’énergie des gerbes à grande énergie dans le calorimètre à argon liquide.

Effet de l'erreur sur la mesure angulaire

Nous avons étudié l'influence d'une erreur systématique de $\pm 2\text{mrad}$ sur l'angle additionnée à l'erreur nominale sur l'énergie ($\varepsilon = 1\%$). Ceci ne donne pas d'effet visible sur la région mesurable. Par contre si on porte cette erreur à $\pm 4\text{mrad}$, on remarque d'une part une limitation de faible importance vers les grands Q^2 pour la méthode combinée, mais surtout une réduction de la région à petit Q^2 pour la méthode du "double-angle". La méthode combinée est donc particulièrement bien adaptée pour les premières mesures à HERA qui auront lieu naturellement à petit Q^2 et à y entre 0.02 et 0.7.

Remarque sur la mesure de l'énergie hadronique

La mesure peut être étendue dans la région à petit Q^2 ($< 100 \text{ GeV}^2$) par la méthode combinée, en particulier pour ($0.01 < y < 0.1$). Ici, le jet produit a peu d'énergie et sa mesure est en réalité plus difficile que dans la simulation. Il y a du bruit électronique par exemple qui rend difficile une mesure précise des faibles énergies. A 30 GeV^2 , par exemple l'énergie du jet varie entre 5 et 20 GeV et son angle moyen entre 95° et 20° . Les jets de basse énergie arrivent donc à grand angle. Ceci permet d'utiliser principalement l'information du détecteur de trace pour la mesure de l'énergie des particules chargées, au lieu du calorimètre qui à un seuil inférieur dû au bruit, environ 0.5 GeV par particule. De ce fait nous pensons que résultats présentés ne sont pas trop optimistes.

5.8 Méthode combinée adaptée aux événements radiatifs

Dans l'expression de Q_{el}^2 et y_{jb} figure l'énergie initiale de l'électron. Dans le cas d'une radiation initiale, le photon émis est généralement perdu dans le tube à vide. Si on utilise alors la valeur nominale E de E_e pour la détermination de x, y et Q^2 l'erreur peut rapidement devenir très grande. Pour éviter cette erreur on utilise le fait que le système cinématique est sur-contraint: il y a donc aussi la possibilité de déterminer E_e par les autres variables mesurées. Avec γ défini comme auparavant :

$$E_e = E \frac{\sin\theta + \sin\gamma - \sin(\theta + \gamma)}{2\sin\gamma} \quad (5.27)$$

La précision de la reconstruction de E_e a été étudiée pour tous les événements simulés. Cette reconstruction ne marche pas bien pour $y \geq 0.7$, donc pour le dernier "bin" avant la limite cinématique ($y = 1$). Mais ces événements, mal reconstruits, migrent vers les grands y , en conséquence il n'y a pas de contamination du reste de la région cinématique en x et Q^2 . La figure 5.13 a montré la distribution des énergies initiales reconstruites. Idéalement elle devrait toujours être égale à 30 GeV, puisque les événements ont été générés sans effets radiatifs.

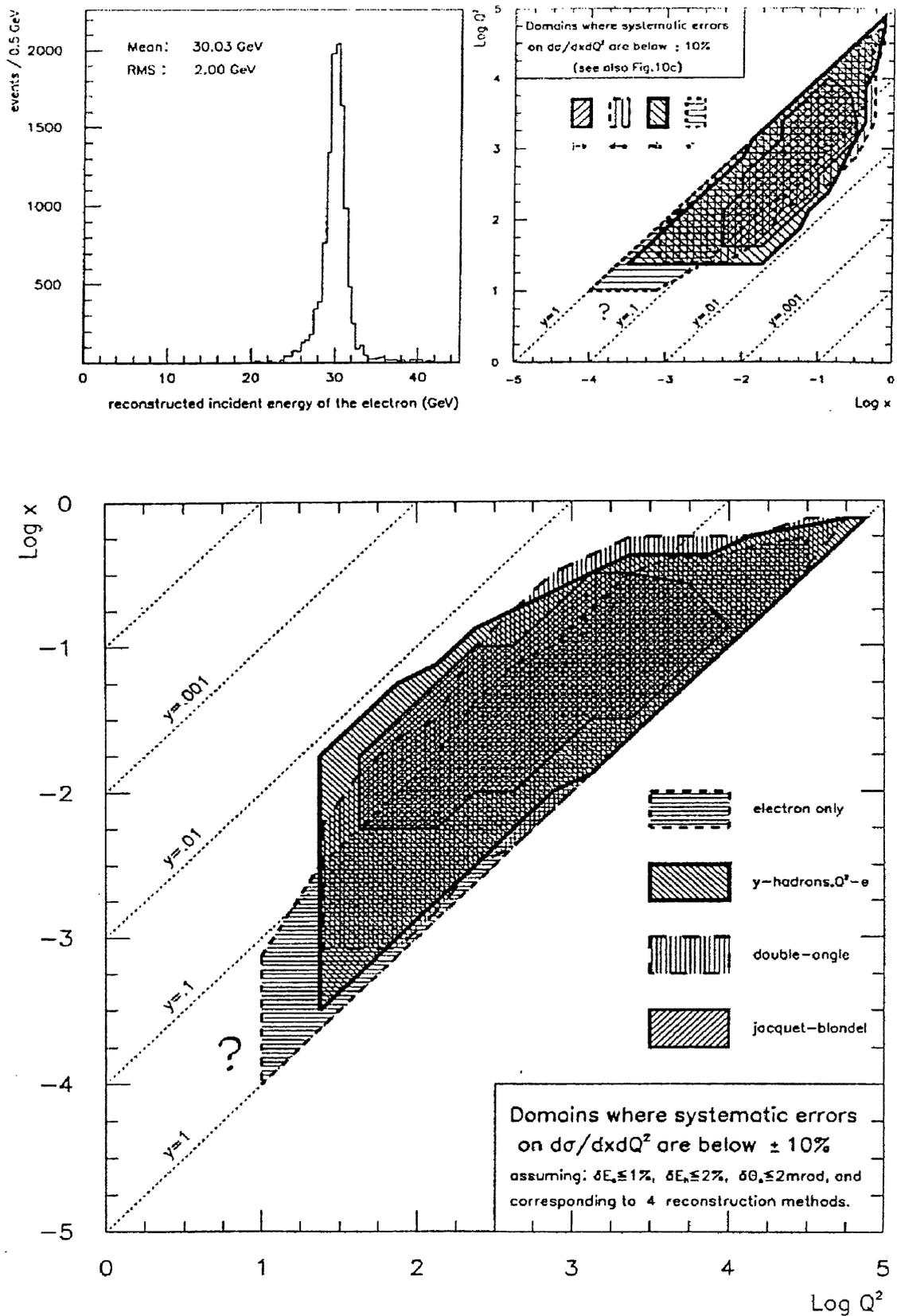


Figure 5.13: Les régions mesurables en fonction de la méthode de reconstruction des variables cinématiques.

Nous pouvons aussi remarquer que les erreurs systématiques sur E_e ont une dépendance linéaire en fonction de δE . On remplace ensuite $E (E_e^{nominal})$ par $E_e (E_e^{reconstruit})$ dans les expressions de Q_e^2 et y_{JB} de la méthode combinée. On peut constater que l'erreur systématique sur x et Q^2 due à l'erreur de calibration de l'électron $\frac{\delta E}{E} = \varepsilon$ change de:

$$\frac{\delta X}{X} = \varepsilon, \quad \frac{\delta Q^2}{Q^2} = \varepsilon \qquad \frac{\delta X}{X} = 2\varepsilon, \quad \frac{\delta Q^2}{Q^2} = 2\varepsilon \qquad (5.28)$$

elle est donc encore relativement petite, passant de 2% à 4%.

Pour le vérifier, on répète toute la procédure pour cette méthode combinée modifiée, avec le résultat que la région mesurable reste la même. Ceci confirme que les erreurs systématiques sont petites. Finalement il reste à montrer que la précision de cette reconstruction ne change pas quand on travaille sur des événements ayant réellement subi une radiation initiale. Il est pourtant déjà clair que la modification de la méthode combinée évitera les énormes erreurs causées par une radiation catastrophique.

5.9 Conclusion

J'ai étudié quatre méthodes pour reconstruire x, y et Q^2 . Leur influence sur la détermination des sections efficaces. La figure 5.13 c illustre que les quatre méthodes ont de grandes intersections, favorisant les contrôles réciproques. De plus on est ainsi capable de mesurer F_2 dans un domaine plus grand qu'avec les deux méthodes ordinaires et le "trou" avec les données des expériences précédentes devient de cette manière plus petit. La section efficace est mesurable à $\pm 10\%$ à l'intérieur des régions hachurées à condition que les erreurs systématiques ne dépassent pas les valeurs prévues ($\delta E_e = \pm 1\%$, $\delta E_{had} = \pm 2\%$, $\delta \theta = \pm 2 mrad$). N'oublions pas que pour profiter entièrement de l'élargissement de la région mesurable, en particulier à petit Q^2 il faut être capable de mesurer des jets de petite énergie ($\sim 5 - 10 GeV$). Cette mesure est difficile pour les calorimètres des deux expériences. Pour cela il est possible d'aider la mesure calorimétrique par celle des détecteurs de trace. Les particules chargées à petite énergie sont bien mesurées par les chambres de traces, seules les particules neutres restent à mesurer pour les calorimètres. Les algorithmes de distinction, pour éviter un double comptage de l'énergie, sont en voie de développement [47].

Une faiblesse de cette étude consiste dans le traitement simplifié de l'électron. Son identification et sa simulation doivent être améliorés et finalisés. Cependant, j'ai établi ici que la méthode combinée rendra possible la mesure de F_2 à petit Q^2 sur un domaine deux fois plus grand que ce que l'on avait déterminé auparavant.

Annexe A

Fonction générale de la géométrie

L'attachement des énergies déposées par la simulation aux cellules de lecture est effectué par les fonctions géométriques (GENMAP ~ generalized mapping function) qui font le lien entre le point géométrique (XYZ(3)) donné en coordonnées cartésiennes et l'identificateur standard des volumes de la simulation correspondant aux six entiers M,N,L,I,J,K qui couvre le volume entier du détecteur et qui correspondent aux cellules de lecture.

$$\text{GENMAP} = \text{GENMAP}(\text{XYZ}, \text{MNLIJK})$$

XYZ(3) - point dans l'espace.

MNLIJK(6) - identificateur de volume.

Il est très utile de se faire une idée de la signification des différents identificateurs.

M indique la région dans le détecteur :

M = 0-7 LAr calorimètre

M = 8 - Plug

M = 9 - BEMC

M = 10 - fer

M = 11 - région centrale

M = 12 - région extérieure

N indique le type de la matière : N = - 1 matière devant le calorimètre

N = 0,1 matière active $(I + 1)(J + 1)(K + 1) > 0$

N = 0,1 matière morte $(I + 1)(J + 1)(K + 1) = 0$

N = 2 matière derrière du calorimètre

N = 3 matière à côté du calorimètre

N = 4,5 matière morte à l'intérieur du milieu actif

Ceci signifie pour la région du calorimètre à argon liquide :

$M = 0,7$ numéro de la roue

$N = -1$ matériel devant le calorimètre

$L = 0,7$ pour chaque octant

$J = 0,1$ région devant chaque octant divisé en 2 en θ

$I = 0,3$ région devant chaque octant divisé en 4 en ϕ

$N = 0,1$ partie électromagnétique ou hadronique

$L = 0,7$ numéro de chaque octant

$K =$ pour chaque octant la profondeur en R

$J =$ pour chaque octant l'angle en θ

$I =$ pour chaque octant l'angle en ϕ

$I = -1, J = -1, K = -1$ sont les zones mortes en R, θ et ϕ .

$N = 3$ matière à côté du calorimètre ($M=6,7$)

$L = 0,7$ numéro d'octant

$J = -1,0$ pour $M = 6$

$J = 0$ pour $M=7$

$N = 4$ matière morte à l'intérieur du milieu actif, M, N, L, I, J, K sont comme pour la partie active, simplement $N=N+4$

Définition des matériaux morts pour le calorimètre à argon liquide :

$N = 0,1$ et $(I+1)(J+1)(K+1)=0$

$I = -1$ zones mortes en ϕ

$J = -1$ $M < 6$ - zones mortes en Z

$J = -1$ $M \geq 6$ - zones mortes en R

$K = -1$ $M < 6$ - zones mortes en R

$K = -1$ $M \geq 6$ - zones mortes en Z

Annexe B

Réalisation technique des énergies calibrées

Dans cette section quelques remarques techniques sont faites sur la réalisation informatique des concepts présentés plus haut.

B.1 Le choix d'utilisateur

L'utilisateur peut choisir plusieurs modes de fluctuations, de pondération et de correction pour les matériaux morts. Les différentes possibilités sont contrôlées par la banque de gestion ESMS décrite dans la suite. L'utilisateur peut choisir entre une fluctuation qui donne la réponse du détecteur la plus réaliste possible, aucune fluctuation et une fluctuation de son propre goût.

B.2 La gestion des différentes options

J'ai prévu une gestion individuelle de toutes les différentes options des énergies calibrées par la banque (ESMS). Les constantes de fluctuation (a,b,c) sont données par rapport à l'équation 2.40 en fonction du calorimètre (EMC, HAC, BEMC, PLUG et IRON) :

```
ESMS      ! 'calibrated Energies' SMearing Steering bank
*          =====
*
* smearing option as a function of the subdetector:
* -----
```

```

* Etot(smearred) = Eem(smearred) + Ehad(smearred) + Einv(smearred)
* Evis(smearred) = Eem(smearred) + Ehad(smearred)
*
* delta_Eem/Eem = a/sqrt(Eem)
* delta_Evh/Ehad = b/sqrt(Ehad)
*
* 1 = with smearing default
* 2 = with smearing choosen by the user
*   put 0.00 for no smearing in a subdetector
* 3 = no smearing at all, perfect signal
* em-argon had-argon BEMC PLUG IRON
* 1 1 1 1 1 (default)
* 1 1 1 1 1 ! word 1-5 user
* the user smearing values for the electromagnetic fraction (a)
* 0.1 0.198 0.1 0.56 0.50 (default)
* 0.1 0.198 0.1 0.56 0.50 ! word 5-10
* the user smearing values for the hadronic fraction (b)
* 0.178 0.464 0.178 1.00 1.00 (deault)
* 0.178 0.464 0.178 1.00 1.00 ! word 10-15
*
* weighting option as a function of the subdetector:
* -----
*
* delta_Eman/Eman = c/sqrt(Eman)
*
* 0 = no weighting, visible energy simulated Evis=Eem+Ehad
* 1 = weighting with default resolution (c=default)
* 2 = weighting with resolution by user (c=optional)
* 3 = perfect weighting Etot=Eem+Ehad+Einv
* weighting only for argon-calorimeter meaningful (2,3)
* em-argon had-argon BEMC PLUG IRON
* 1 1 0 1 1 (default)
* 1 1 0 1 1 ! word 15-20
* user values for weighting (c)
* 0.178 0.950 0.00 1.00 1.00 (default)
* 0.178 0.950 0.00 1.00 1.00 ! word 20-25
*
* dead correction as a function of the subdetector:
* -----
*
* word 26 dead correction option, word 27 smearing of dead energy
* 0 = no dead correction
* 1 = with dead correction, smearing of dead energy with default
* 2 = with dead correction, smearing of dead energy with user choise

```

```

*   3 = with dead correction, no smearing of dead energy, perfect
*   1                                     (default)
    1                                     ! word 26
*   1.00                                 (default)
    1.00                                 ! word 27

```

B.3 La suite d'appels

La suite d'appels de toutes les routines que j'ai écrit en collaboration avec M. Kuhlen pour les énergies calibrées dans le cadre du programme de reconstruction est présentée dans la suite.

1	0	ESUMHT	module steering: sum up calorimeter hits
2	1	ENESUM	sum for each calorimeter hit bank
3	1	MODULF	
1	0	EWGHT	module steering: smearing
2	1	EWINIT	initialization of options and parameters
3	1	ESMEAR	perform the smearing for each subdetector
4	2	ESAMPF	smear cell energy with gamma distribution
5	1	EDEADC	perform dead corrections
6	2	EPDEAD	dead corrections for the Argon
7	3	EPDFIL	find the couple
8	3	EWCORR	set corecction factors
9	1	ECLUST	cluster assignment for cells
10	2	ECLOSE	find closest cluster for a given cell
11	3	EMAPI	inverse mapping for all calorimeters
12	1	ECALIB	scaling of rec. clusters with calib. ener.

B.4 La description de banques

L'implémentation du mode calibré dans les programmes généraux de H1 a été effectuée d'une manière simple. C'est à dire que chaque nouvelle routine et chaque nouvelle banque ont été expliquées. Dans ce but il y a description des banques de données qui ont été utilisées dans les routines présentées:

x = A, B, P, I, W for Argon, BEMC, Plug, Iron, dead material

The Ex.. banks contain all channels with true energy depos. (set T)

The Ex banks of one subdetector are parallel to each other:

ExNG || ExEG || ExSG || ExFR || ExFX

ExNG contains all cells of set T

1 Nchan I channel number

ExEG perfect energy bank
parallel to ExNG, which contains channel numbers.
scale is 500 keV/unit
packed, use IFRB16

1 Einv I invisible energy
2 Eem I electromagn. energy
3 Ehad I hadronic energy
4 Evh I hadronic visible energy

ExSG smeared energy

1 Esmear F smeared cell energy (GeV)

ExFR final "calibrated energy"

1 Esmear F smeared cell energy (GeV), w. dead mat. corr.

ExFX pointer bank

1 Inext I pointer to next cell in cluster

The cluster banks ECLX, ECLC are parallel to the reconstr. cl. banks
 ECLX || ECLC || RCLU || RCLX

ECLX points to perfect energy cells belonging to this cluster

1	NCHA	I	# of cells in LAr
3	NCHI	I	# of cells in TC
5	NCHB	I	# of cells in BEMC
7	NCHP	I	# of cells in plug
2	AGFX	I	pointer to 1st channel in LAr
4	IGFX	I	pointer to 1st channel in Iron
6	BGFX	I	pointer to 1st channel in Bemc
8	PGFX	I	pointer to 1st channel in Plug

ECLC contains "calibration factors" for final rec. cluster and cell
 energies to go to "calibrated energies"

1	cala	F	"calibration factor" for argon cells
2	cali	F	"calibration factor" for iron cells
3	calb	F	"calibration factor" for BEMC cells
4	calp	F	"calibration factor" for Plug cells
5	calcl	F	"calibration factor" for cluster energy

=====

H1FP H1FAST Parameter Bank

--- -

Rows 1-5 contain simulation parameters for EMC, HAC, Iron,
 Plug, BEMC used in case of coarse geometry.
 Column 1 contains s_mip, column 2 e/mip and column 3 p/mip.

1	RSPMIP	F	sampling fraction of mip s_mip
2	EBYMIP	F	e/mip

3 PBYMIP F p/mip

Bibliographie

- [1] D. Handschuh, Studien zum Proton induzierten Untergrund am H1 Detektor, Dissertation to be published, Hamburg 1993.
- [2] H.Brueckmann, On the theoretical understanding and calculation of sampling calorimeters, DESY 87-064, Hamburg 1987
- [3] G.Grindhammer, M.Rudowicz, S.Peters, The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers, SLAC 5072,1989.
- [4] U.Amaldi, Fluctuations in calorimetry measurement, CERN-EP/80-212
- [5] R.Wigmans, Energy loss of particles in dense matter , NIKHEF-H, Amsterdam, the netherlands
- [6] W.Fabjan, Calorimetry in high energy physics, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1982, 335
- [7] H1-collaboration, Results from a test of PB-Cu liquid argon calorimeter, DESY 87-098
- [8] R.Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986
- [9] B.Rossi, High-Energy Particles, Prentice Hall, New York 1952
- [10] R.Wigmans, On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters, CERN/EP 86-18, Genf 1986
- [11] Particle Data group, Review of particles properties, Physics Letters B170 (1986)
- [12] Particle Data group, Review of particles properties, Physics Letters (1990)
- [13] F.Halzen, A.D.Martin, Quarks and Leptons, John Wiley and Sons, New York 1984
- [14] Traudl-Hansl-Kozanecka, Deep inelastic scattering $e+e-$ annihilation and hadron-hadron scattering, LPNHE 92-03t, Paris 1992
- [15] J.F.Laporte, Diffusion profondément inélastique à HERA et calibration absolue de la mesure en énergie d'un électron dans le calorimètre à argon liquide de l'expérience H1, dissertation de l'université de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1991)

- [16] P.Loch, Kalibration des H1 Fluessig-Argon Kalorimeters unter Beruecksichtigung des Gewichtungsmethode fuer Teilchenjets , Dissertation, Hamburg 1992
- [17] J.Gayler, Simulation of H1 calorimeter test data with GHEISHA and FLUKA, DESY 91-175
- [18] J. del Peso, E.Ros, Monte carlo investigation of the transition effect, DESY 90-045
- [19] ZEUS-collaboration, Status Report 1987, DESY, Hamburg 1987
- [20] H1-collaboration, Technical Proposal for the H1-detector, DESY, Hamburg 1986
- [21] S.Egli, Bos modules in H1 software, H1 software note 12.
- [22] M. Rudowicz, Hadronische Schauersimulation für den H1-Detektor, Dissertation, MPI-PHD/92/14, Hamburg 1992.
- [23] M. Rudowicz, Algorithmen zur Kalorimetersimulation mit parametrisierten Schauern am Beispiel des H1-Detektors, Diplomarbeit, MPI-PAE, Hamburg 1989.
- [24] P. Perodo, Etude du calorimètre à l'expérience H1 à HERA. Simulation rapide des gerbes produites par les hadrons dans un calorimètre, et étude des méthodes de pondération pour la mesure de l'énergie initiale des hadrons, thèse 1988, Ecole polytechnique.
- [25] R.L. Ford, W.R. Nelson, The EGS Code System SLAC-210 UC-32, Stanford 1978.
- [26] Fesefeldt H., RWTH Aachen Pitha 85/02.
- [27] Aarnio P.A., et al.: CERN Fluka89 User Guide (1990).
- [28] G.Bernardi, W. Hildesheim, M.Kuhlen, M. Rudowicz, Calibrated Energies in H1 Detector Simulation, H1 software note 26.
- [29] R. Brun et al., GEANT3 User's Guide, CERN-DD/EE 84-1, Genf 1986.
- [30] V. Blobel, The BOS management, dynamic memory management, Hamburg 1987.
- [31] H1-collaboration Guide to simulation program H1SIM, software note 3, DESY 1991.
- [32] S.Egli, Bos modules in H1 software, H1 software note 12.
- [33] G. Bernardi, M. Jaffre, H. Kuester, Y. Sirois, Calorimeter Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing, H1 software note 14.
- [34] H.Kuester, ASCALE User Guide, H1 software note 24.
- [35] W.Hofmann et al., NIM135(1976), p.151.
- [36] J.Gayler et al., Determination of the electromagnetic scale for the IF calorimeter, H1-04/91-171.

- [37] H.P.Wellisch, Documentation of LAR Clustering, H1 -12/91-204.
- [38] H.P.Wellisch, privat communication.
- [39] V.Shekelyan, privat communication.
- [40] M.Kuhlen, talk of lindau meeting, 1992.
- [41] V.Shekelyan, privat communication.
- [42] H.Abramowicz, K.Charchula, DESY 90-107.
- [43] J.Feltesse, HERA workshop 87,33.
- [44] S.Bentvelsen et al., HERA workshop 92.
- [45] N.Huot, Ph.D. thesis, University of Paris, 1992.
- [46] G. Bernardi, W. Hildesheim, A detailed simulation of F_2 measurability at HERA, HERA workshop 1992.
- [47] U.Bassler, thèse à l'université de Paris, 1992.

Remerciements

Je remercie Bernard Grossetête, directeur du laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Université de Paris 6-7, de m'avoir permis de réaliser cette thèse dans son laboratoire et d'avoir effectué pendant ce temps mes premiers enseignements dans la maîtrise de physique nucléaire.

Je remercie tous les membres de mon jury de thèse, de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'en faire partie. Je remercie tout particulièrement Franz Eisele et Louis Fayard d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Gregorio Bernardi qui a soigneusement dirigé ma thèse. Son enthousiasme pour la physique et son attention constante m'ont fait une vive impression. Sans son aide et sa collaboration mon travail n'aurait pas été possible.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Genevieve Moguilny pour ses nombreux conseils en ce qui concerne l'informatique au début de ma thèse.

Je souhaite remercier Michael Kuhlen pour toutes les discussions enrichissantes que j'ai eues avec lui et pour les nombreuses heures où nous avons travaillé ensemble.

Merci à Nicole Boniface qui a tapé une partie de cette thèse. Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Luigi Del Buono et à Marcel Goldberg pour la lecture du manuscrit.

Je remercie chaleureusement mon ami Jochen Flörchinger pour son aide pendant la mise en page des figures.

Toute ma gratitude va à mes parents et mes frères qui ont toujours suivi et généreusement soutenu mes études à Munich et à Paris.

Enfin, je tiens à remercier Colli Boye pour son soutien moral pendant la longue durée de la maladie qui avait interrompu la rédaction de ce travail. Sans elle je n'aurais pas fini cette thèse.