

Université Pierre et Marie Curie

Paris VI

**THESE**

*présentée par*

**Ursula BASSLER**

*pour obtenir*

**le titre de Docteur de l'Université Paris VI  
(spécialité Physique des Particules)**

*Sujet:*

**Premières mesures sur l'état final hadronique  
de la diffusion profondément inélastique à HERA**

*soutenue le 14 Mai 1993 devant le jury composé de MM.*

**G. Bernardi  
P. Billoir (président)  
A. Blondel (rapporteur)  
M. Davier  
J. Feltesse  
J. Gayler (rapporteur)  
B. Grossetête**

# Résumé

La structure des événements de la diffusion profondément inélastique à HERA permet une observation détaillée de l'état final hadronique dans le référentiel du laboratoire. Dans cette thèse, nous présentons d'abord différentes méthodes de reconstruction de l'énergie hadronique pour le détecteur H1, en combinant en particulier la mesure calorimétrique avec la mesure des traces chargées. De telles méthodes, appliquées aux événements à faible moment de transfert réduisent le biais sur le rapport entre l'impulsion transversale de l'état final hadronique et de l'électron diffusé de  $-15\%$  à  $-3\%$ .

Utilisant ces techniques de reconstruction hadronique, nous étudions un lot de 351 événements de la diffusion profondément inélastique collectés pendant la première prise de données de H1 en 1992, possédant un angle hadronique entre 90 et 140 degrés. Par l'introduction du formalisme de l'angle et de l'impulsion réduite, nous comparons l'impulsion et l'angle du jet d'interaction avec les prédictions pour le quark diffusé dans le modèle naïf des partons. Dans le plan transversal à l'axe du faisceau, nous définissons l'énergie et l'impulsion de l'état final hadronique, orthogonales à la direction de l'électron diffusé. Ceci nous permet d'étudier les effets du rayonnement QCD final et initial. La mesure de l'énergie transversale orthogonale du jet d'interaction indique une légère augmentation du rayonnement QCD final en fonction du moment de transfert et de la masse invariante de l'état final hadronique. Nous montrons ensuite comment l'impulsion transversale orthogonale mesurée à l'avant du détecteur (i.e. dans la direction des protons incidents) est une observation directe du rayonnement QCD initial.

Nous concluons ce travail en indiquant quelques perspectives ouvertes par l'emploi de l'état final hadronique pour la mesure des fonctions de structure du proton. Nous introduisons alors une nouvelle méthode de reconstruction des variables cinématiques indépendantes de l'énergie initiale de l'électron, ce qui permet de réduire les corrections radiatives sur cette mesure. Cette méthode a aussi pour avantage d'être peu sensible aux fluctuations de la mesure hadronique en particulier à petit  $x_{Bjorken}$ .

Université Pierre et Marie Curie

Paris VI

**THESE**

*présentée par*

**Ursula BASSLER**

*pour obtenir*

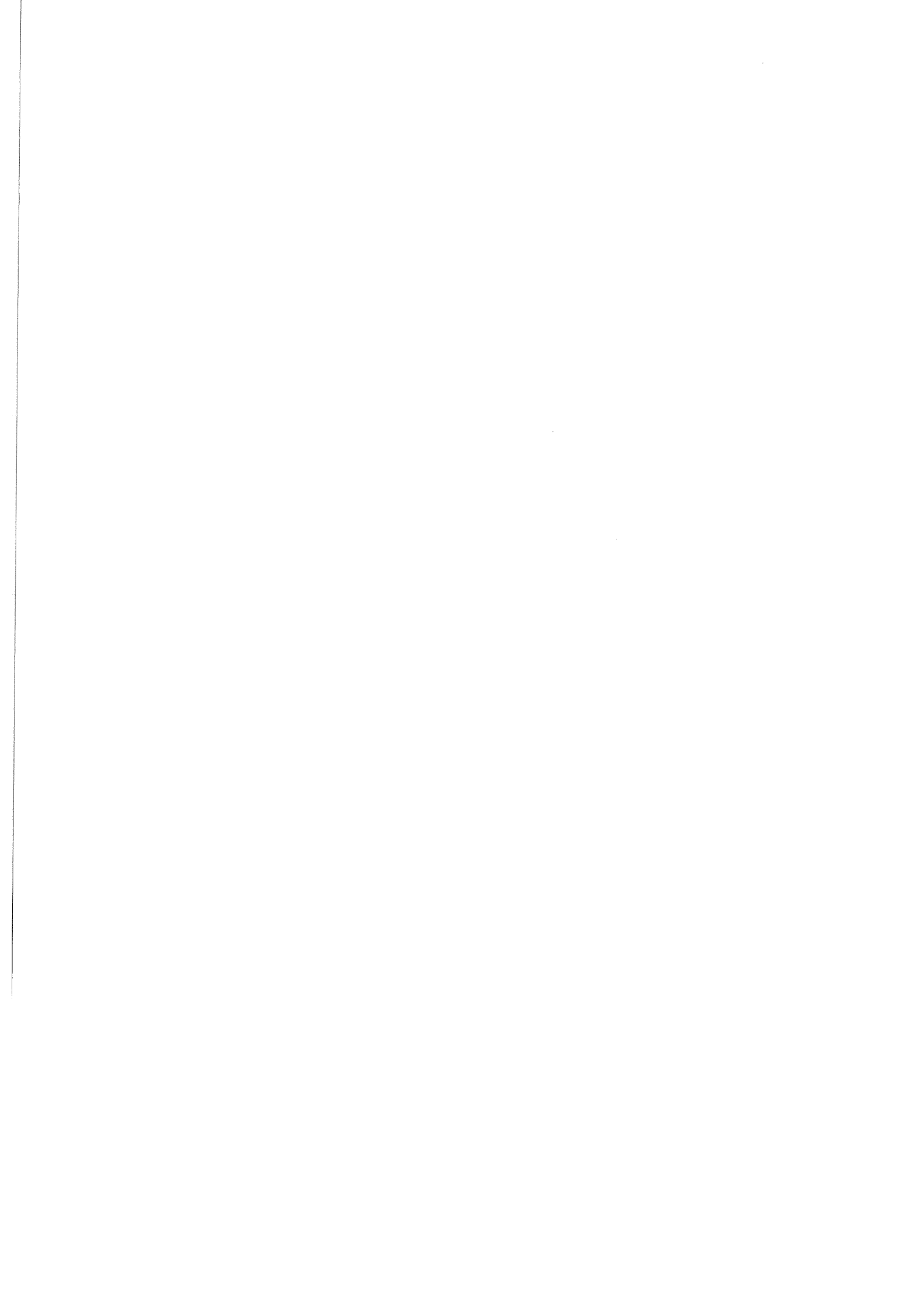
**le titre de Docteur de l'Université Paris VI  
(spécialité Physique des Particules)**

*Sujet:*

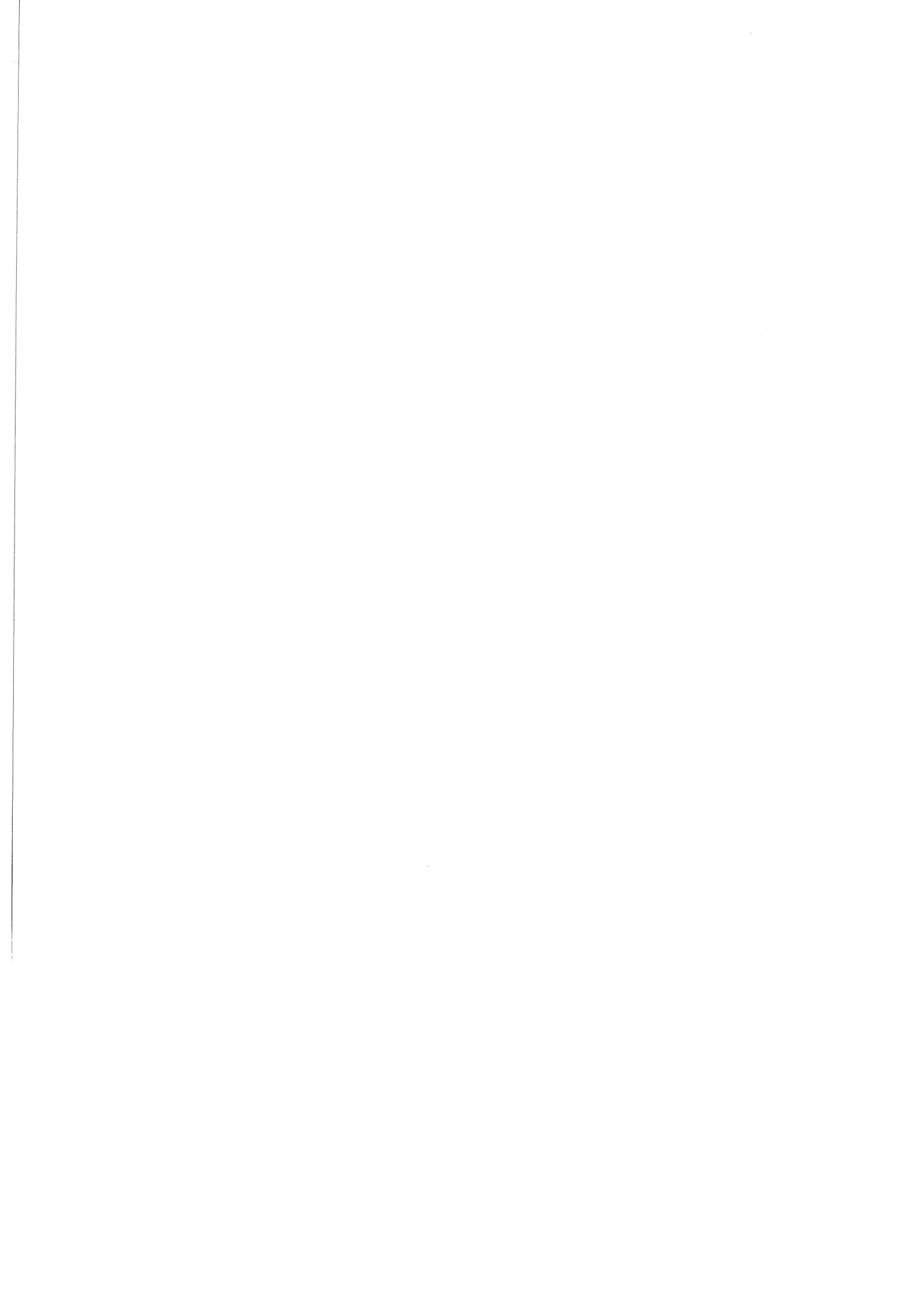
**Premières mesures sur l'état final hadronique  
de la diffusion profondément inélastique à HERA**

*soutenue le 14 Mai 1993 devant le jury composé de MM.*

**G. Bernardi  
P. Billoir (président)  
A. Blondel (rapporteur)  
M. Davier  
J. Feltesse  
J. Gayler (rapporteur)  
B. Grossetête**



*Meinen Eltern*



# Remerciements

Avant tout, je veux exprimer ma reconnaissance à Bernard Grossetête non seulement pour m'avoir accueillie dans son laboratoire afin de pouvoir préparer ma thèse, mais aussi pour son intérêt dans ce travail et pour ses commentaires critiques qui ont donné à cette thèse la forme et le contenu qu'elle a aujourd'hui. Son dévouement pour le laboratoire et notamment son engagement en faveur des jeunes resteront dans notre mémoire.

Ensuite je voudrais surtout remercier Gregorio Bernardi, mon directeur de thèse, pour ses efforts incessants au cours de ces deux dernières années de recherche commune, mais aussi pour son soutien moral et sa patience dans les moments difficiles. Nos discussions ont toujours été ouvertes au développement d'idées nouvelles et le profit que j'ai tiré de nos échanges est inestimable.

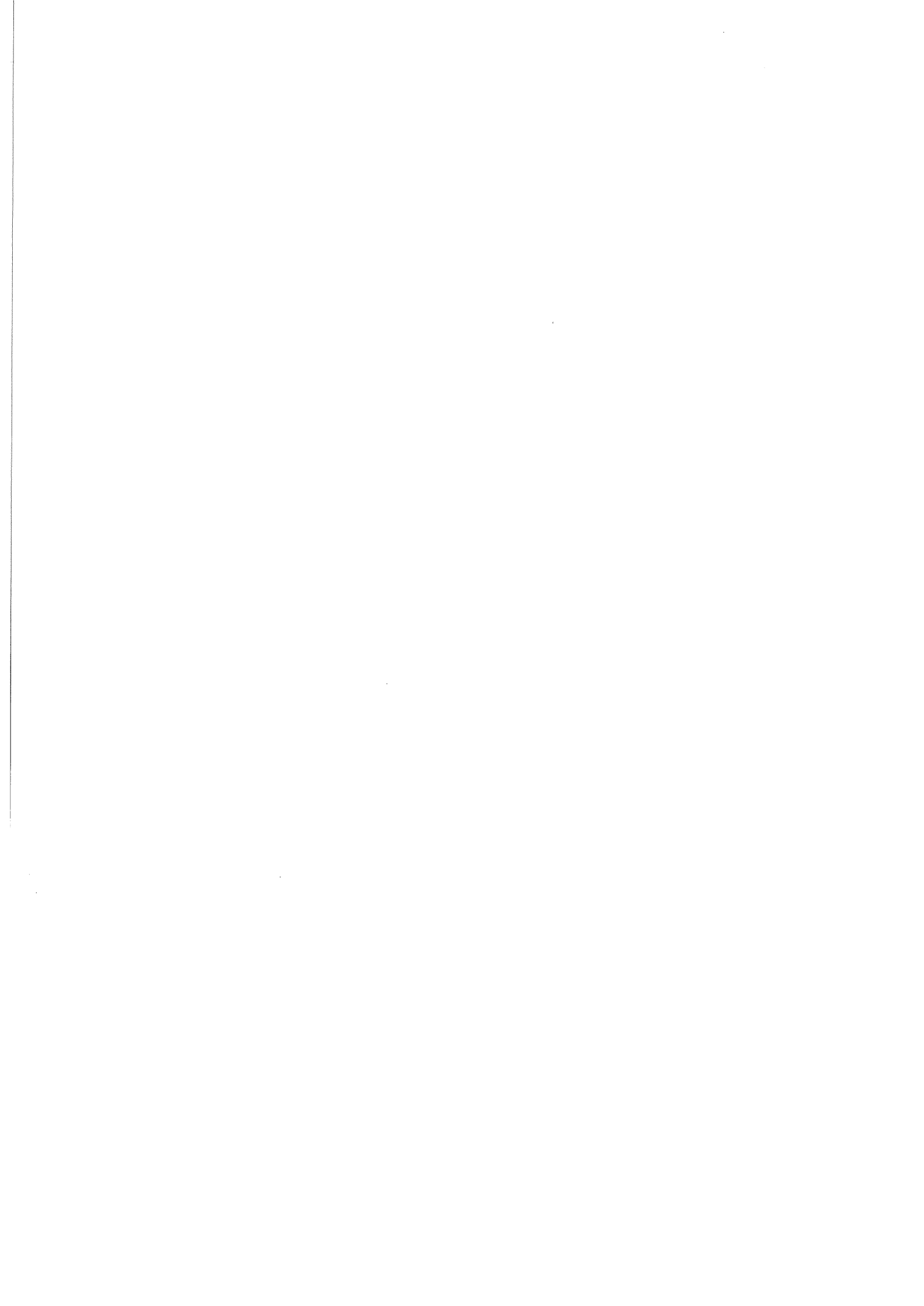
Merci à Etienne Barrelet et à tout le groupe H1 du laboratoire. L'attention constante qu'ils ont porté à mon travail et leur soutien m'ont grandement facilité l'entrée dans le monde de la physique et je suis sûre que notre collaboration future continuera d'être fructueuse.

Je remercie tous les membres de mon jury de thèse de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'en faire partie, en premier lieu Pierre Billoir pour en avoir été le président, Joël Feltesse et Michel Davier pour m'avoir fait part de leurs commentaires malgré des délais très brefs, ainsi que mes deux rapporteurs Alain Blondel et Jörg Gayler, dont les commentaires et les corrections ont eu un grand impact sur la rédaction finale du manuscrit.

Pierre Astier et Roger Georges ont pris beaucoup de soins dans la lecture du manuscrit et pour les corrections indispensables de mon orthographe, je leur en suis très reconnaissante.

Merci également aux autres membres et amis du laboratoire, de H1 et de DESY, pour leur accueil chaleureux et pour toutes les discussions sur la Vie, l'Univers et le Reste, qui ont rendu cette période de ma vie bien plus agréable.

Finalement je veux exprimer toute ma gratitude envers mes parents pour leur soutien tout au long de mes années d'études, mon frère qui a su me faire partager son amour pour les sciences et surtout merci à Vic, qui m'a toujours accompagnée avec beaucoup de compréhension et avec toute son aide.





# Introduction

Le nouveau collisionneur HERA ouvre non seulement un nouveau domaine cinématique pour la physique électron-proton, mais permet aussi l'étude de différents sujets de physique de manière tout à fait originale: pour la première fois des interactions électron-proton peuvent être observées autrement que par des collisions sur cible fixe. Contrairement à ce qui se passe dans ces expériences dites de "cible fixe", la structure des événements à HERA offre la possibilité d'une observation précise de l'état final hadronique et son emploi dans la détermination de la cinématique des événements.

Parmi les sujets étudiés à HERA se trouvent la photoproduction, la recherche de nouvelles particules, mais le but principal des expériences auprès de HERA, auquel nous nous sommes particulièrement intéressés est l'étude de la diffusion profondément inélastique (D.I.S), qui permettra de grandes avancées dans la compréhension de la structure du proton, ainsi que la chromodynamique quantique, tant dans ses aspects perturbatifs que non-perturbatifs.

Depuis plus de vingt ans, la mesure des fonctions de structure du proton a permis de mettre en évidence le caractère composite des hadrons, mais leur détermination sur un grand domaine cinématique a montré aussi que l'approche simple des premiers modèles de partons ne suffisait pas à rendre compte de tout les phénomènes observés. Le développement de la chromodynamique quantique (QCD) nous a permis de comprendre de nombreux effets observés dans la diffusion profondément inélastique. Citons par exemple la violation d'échelle de la fonction de structure ou encore la production de jets supplémentaires dans l'état final hadronique issus du rayonnement partonique.

A HERA, la mesure des fonctions de structure est possible dans deux domaines cinématiques particulièrement intéressants:

- à petit  $x$  (ce qui signifie que le quark interagissant porte une faible fraction de l'impulsion du proton), le comportement des gluons influe fortement sur la structure du proton. La densité des gluons augmente considérablement dans cette région cinématique, et les prévisions théoriques issues de différents modèles sont loin de toutes concordées entre elles. Une avancée théorique est maintenant attendue, après les premiers résultats présentés par H1.
- à grand  $Q^2$ , donc avec un très grand pouvoir de résolution du photon virtuel échangé, les tests de QCD seront très sévères et l'observation d'une éventuelle sous-structure des quarks pourrait être possible. De même la présence de nouvelles particules telle que le leptoquark laisseraient une signature caractéristique dans les fonctions de structure mesurées.

Avec la luminosité obtenue depuis le démarrage de la prise des données à HERA en juillet '92, le nombre d'événements à grand  $Q^2$  est trop faible pour une mesure des fonctions de structure, mais deviendra possible avec les données prises pendant l'année à venir. Par contre pour les études à petit  $x$ , la statistique s'est révélée déjà suffisante.

Au début de cette thèse, les derniers préparatifs pour la prise de données avec H1 étaient en train de se faire, aussi bien au niveau du détecteur que pour le traitement

“off-line” des données. La préparation de l’analyse des données s’était effectuée en partie par un “workshop” commun à H1, ZEUS et aux théoriciens qui s’est conclu à l’automne ’91. Pour la mesure de  $F_2$ , le problème de la reconstruction de la nouvelle cinématique de HERA a mobilisé des efforts importants. En particulier les méthodes dites du double-angle (de l’électron et du jet d’interaction), et “mixte” ( $Q^2$  est obtenu par l’électron,  $y$  par les hadrons) y ont été introduites et étudiées. Dans cette thèse, nous avons également poursuivi cet effort en introduisant une nouvelle méthode indépendante de la radiation QED initiale, et plus généralement en étudiant systématiquement la cinématique.

Le problème de l’emploi de l’état final hadronique à petit  $x$  et petit  $Q^2$  se manifeste sous deux aspects. D’une part les particules hadroniques sont de faible énergie, d’autre part plus  $x$  est petit, plus elles ont tendance à aller à l’arrière du détecteur (par rapport à la direction du proton incident) qui n’a pas été conçu pour une mesure précise des particules hadroniques. Un des buts de cette thèse a été de dépasser ces obstacles d’une part par l’emploi combiné de la mesure de l’impulsion des particules chargées et de la mesure calorimétrique des particules neutres, d’autre part par l’emploi de notre nouvelle méthode de reconstruction des variables cinématiques. De cette manière, la première mesure de la fonction de structure  $F_2$  à HERA a pu être présentée par H1 lors des “Rencontres de Moriond ’93”, comprenant la comparaison avec la méthode basée uniquement sur la mesure de l’électron diffusé qui renforce la crédibilité du message physique: la densité de gluons montre un comportement croissant à petit  $x$ .

L’emploi de l’état final hadronique dans la mesure de  $F_2$  nécessite pour une plus grande statistique une étude approfondie des effets systématiques sur cette mesure. Pour cela il est indispensable d’avoir une bonne connaissance des processus QCD qui déterminent la topologie de l’état final hadronique. Ainsi nous distinguons entre les effets du rayonnement QCD initial et final, bien que une telle distinction soit impossible d’un point de vue quantique. Néanmoins le caractère colinéaire des émissions de partons permet une définition de ce que nous allons appeler “initial” et “final” par rapport à l’espace de phase accédé.

Pour étudier nous avons introduit des variables inclusives supplémentaires du système hadronique, défini par rapport à la direction de l’électron diffusé. Des effets d’anisotropie dans la balance des moments transversaux ainsi observés nous ont mené à une interprétation en termes de rayonnement QCD initial perdu dans le tube à vide. Une détermination empirique du jet d’interaction (jet de particules issu du “quark diffusé”), nous a permis de mesurer son énergie transverse dans différents domaines cinématiques. L’observation d’une augmentation de cette énergie avec le moment de transfert  $Q^2$  et la masse invariante du système hadronique  $W^2$  indique l’augmentation du rayonnement QCD final en fonction de ces variables.

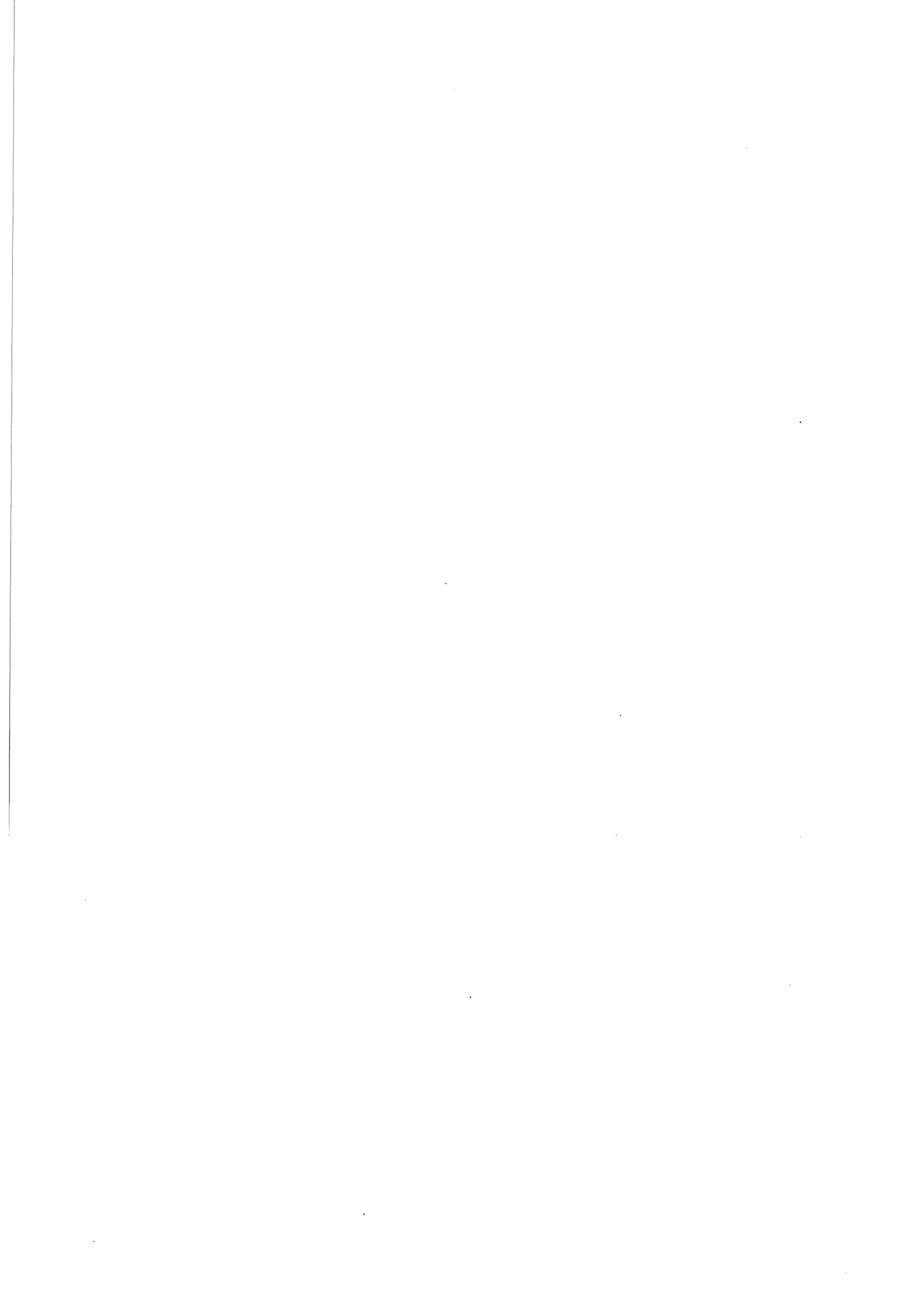
Le chapitre des fonctions de structure ne fait que s’ouvrir à HERA, et les thèmes abordés comprennent forcément un mélange de premiers résultats physiques, mais aussi des moyens développés pour les obtenir. Nous espérons y faire progresser nos connaissances en utilisant toutes les possibilités que nous offre cette machine d’un type nouveau.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>HERA et l'expérience H1</b>	<b>13</b>
1.1	L'accélérateur HERA . . . . .	13
1.1.1	HERA lors de la prise de données de 1992 . . . . .	15
1.2	H1, un détecteur à fine granularité . . . . .	16
1.2.1	La mesure des traces chargées et le champ magnétique . . . . .	18
1.2.2	Le calorimètre à Argon liquide . . . . .	21
1.2.3	Le calorimètre arrière (BEMC) . . . . .	25
1.2.4	Le fer instrumenté . . . . .	25
1.3	Conclusion . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Effets QCD dans la diffusion électron-proton</b>	<b>30</b>
2.1	La diffusion profondément inélastique . . . . .	31
2.1.1	La section efficace électron-proton . . . . .	32
2.1.2	La section efficace $\gamma^*$ -proton . . . . .	33
2.1.3	La section efficace électron-quark . . . . .	34
2.2	La chromodynamique quantique dans la diffusion profondément inélastique . . . . .	34
2.2.1	Les éléments de matrices à l'ordre $\alpha_s$ . . . . .	35
2.2.2	Les fonctions de "splitting" . . . . .	36
2.3	Le modèle des cascades de partons . . . . .	38
2.3.1	Les cascades du genre temps . . . . .	39
2.3.2	Les cascades du genre espace . . . . .	42
2.3.3	L'échelle de la virtualité maximale . . . . .	43
2.4	Le modèle élément de matrice + cascade de parton (ME+PS) . . . . .	43
2.5	Le résidu du proton . . . . .	44
2.6	L'hadronisation . . . . .	45
2.7	Perspectives . . . . .	47

<b>3</b>	<b>Variables inclusives du système hadronique</b>	<b>53</b>
3.1	La reconstruction inclusive de l'état final . . . . .	54
3.1.1	La reconstruction de l'électron . . . . .	54
3.1.2	La reconstruction de l'état final hadronique . . . . .	57
3.2	Méthodes de reconstruction hadronique . . . . .	60
3.2.1	Traitement de la partie avant du détecteur . . . . .	60
3.2.2	Traitement de la partie centrale du détecteur . . . . .	62
3.2.3	Traitement de la partie arrière du détecteur . . . . .	65
3.2.4	Comparaison des différentes méthodes . . . . .	67
3.3	Variables caractérisant le système hadronique . . . . .	70
3.3.1	Angle et énergie du quark diffusé . . . . .	70
3.3.2	Angle et impulsion du jet d'interaction . . . . .	71
3.3.3	Angle et impulsion réduite de l'état final . . . . .	72
3.3.4	Energie transverse du système hadronique . . . . .	73
3.4	Variables contraintes par l'électron . . . . .	74
3.4.1	Impulsion transverse parallèle et orthogonale . . . . .	74
3.4.2	Energie transverse parallèle et orthogonale . . . . .	75
3.5	Conclusion . . . . .	76
<b>4</b>	<b>L'état final hadronique</b>	<b>78</b>
4.1	La sélection des événements . . . . .	81
4.1.1	Effets systématiques . . . . .	83
4.2	Mise en évidence des partons dans le proton . . . . .	87
4.2.1	L'observation d'un jet d'interaction . . . . .	87
4.2.2	Le jet d'interaction dans le centre de masse $\gamma^*$ -proton . . . . .	88
4.3	L'observation du rayonnement QCD . . . . .	91
4.3.1	L'énergie transverse produite par les processus QCD . . . . .	92
4.3.2	La distribution angulaire de l'énergie transverse . . . . .	93
4.3.3	Autres sources d'énergie transverse . . . . .	94
4.4	La détermination du jet d'interaction . . . . .	94
4.4.1	L'approximation colinéaire . . . . .	96
4.4.2	L'impulsion résultante du jet d'interaction . . . . .	99
4.4.3	L'angle de diffusion du quark . . . . .	101
4.4.4	L'énergie transverse orthogonale du jet d'interaction . . . . .	102
4.4.5	Mesure de l'énergie transverse du jet en fonction de $Q^2$ et $W^2$ . . . . .	103
4.5	Le rayonnement initial QCD . . . . .	105
4.5.1	Les effets anisotropes du rayonnement initial . . . . .	106
4.5.2	L'observation du rayonnement initial . . . . .	107
4.6	Comparaison des modèles ME+PS et PS( $WQ$ ) . . . . .	108
4.7	L'état final: de EMC à H1 . . . . .	110
4.8	Conclusion . . . . .	112

<b>5</b>	<b>Perspectives</b>	<b>116</b>
5.1	Le principe de mesure de $F_2$	118
5.2	La reconstruction des variables cinématiques	119
5.3	Les variables cinématiques indépendantes de la radiation QED initiale	121
5.4	Effets QCD sur la reconstruction de $y_h$	128
5.5	Conclusion	131
<b>A</b>	<b>La mesure des traces centrales</b>	<b>133</b>
A.1	Le principe d'une chambre à dérive	133
A.2	L'acquisition des chambres à dérive	134
A.3	La reconstruction des traces centrales	138
<b>B</b>	<b>La mesure de l'énergie dans le calorimètre à Argon liquide</b>	<b>139</b>
B.1	Le principe d'un calorimètre à Argon liquide	139
B.1.1	L'interaction avec le milieu dense	140
B.1.2	Les gerbes électromagnétiques	140
B.1.3	Les gerbes hadroniques	141
B.1.4	L'interaction avec le milieu actif	142
B.2	L'acquisition du calorimètre	143
B.3	La reconstruction de l'énergie	145
B.3.1	La transformation de la charge mesurée en énergie	145
B.3.2	Le regroupement en amas de cellules	145
B.3.3	La pondération en énergie	148
B.3.4	La suppression du bruit ETNS	149



# Chapitre 1

## HERA et l'expérience H1

Le nouvel accélérateur HERA, Hadron Elektron Ring Anlage, situé auprès du laboratoire DESY à Hambourg, est le premier collisionneur lepton-nucléon jamais construit. Aux deux points d'interaction équipés des expériences H1 et ZEUS, des collisions électron-proton ont pu être mesurées depuis la fin mai 92. Les premiers résultats physiques dans les domaines de la photoproduction [1, 2], la diffusion profondément inélastique [3, 4] et la recherche des nouvelles particules [5], comme le leptoquark ou des états excités de l'électron, issus de l'analyse des données prises en juillet ont été publiés au cours de cette année. Dans la suite de ce chapitre nous allons présenter, les principales caractéristiques de HERA et du détecteur H1.

### 1.1 L'accélérateur HERA

Les interactions électron-proton à HERA ouvrent un nouveau domaine cinématique à leur étude. HERA accélère des électrons jusqu'à une énergie de 30  $GeV$  et des protons à 820  $GeV$ , afin de produire une énergie dans le centre de masse de la collision de  $\sqrt{s} = 314 GeV$  [6]. Jusqu'à présent les diffusions lepton-nucléon se sont limitées à des expériences sur cible fixe, avec des énergies au centre de masse de quelque dizaine de  $GeV$  typiquement ( $\sqrt{s} = 23 GeV$  pour l'expérience EMC au SPS, CERN). Pour obtenir une énergie dans le centre de masse comparable à HERA, il faudrait un faisceau d'électrons d'une énergie de 52  $TeV$  ce qui montre l'intérêt de produire des diffusions dans le mode collisionneur.

L'accélération de particules de masses différentes à des énergies différentes nécessite deux anneaux indépendants. Ceci constitue une des différences principales par rapport aux collisionneurs électron-positron ou proton-antiproton. Les anneaux ont une circonférence de 6.3 km avec 4 points d'interaction, dont deux sont actuellement équipés avec les détecteurs H1 et ZEUS (Fig. 1.1) La différence en énergie entre les deux faisceaux produit une asymétrie marquée dans la structure des événements qui n'existe pas dans les collisionneurs particule-antiparticule et qui se reflète dans la structure globale des détecteurs.

Après sept ans de construction et une année de mise en service, les premières collisions électron-proton ont été observées en octobre 91 avec des électrons de 12  $GeV$  et des protons de 480  $GeV$ . Pendant l'arrêt de la machine durant l'hiver, les deux détecteurs

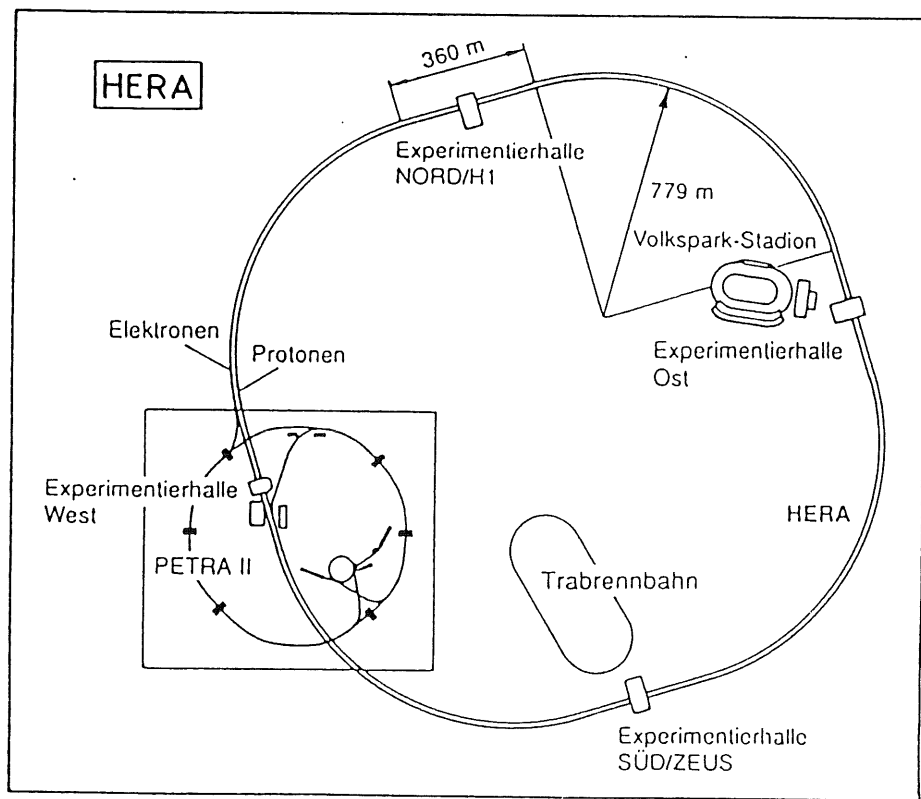
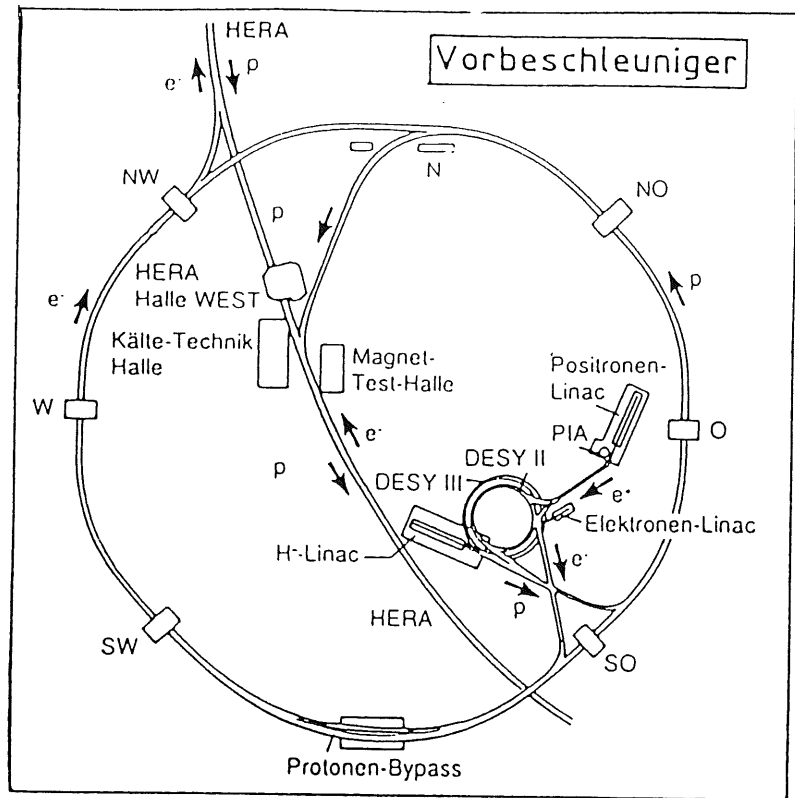


Figure 1.1: L'accélérateur HERA et son système de préaccélérateurs.



	HERA 92	HERA nominal
énergie des électrons	26.7 GeV	30 GeV
énergie des protons	820 GeV	820 GeV
$\langle I \rangle_{paquet}$ électrons	280 $\mu A$	300 $\mu A$
$\langle I \rangle_{paquet}$ protons	200 $\mu A$	800 $\mu A$
$I_{max}$ électrons	3 mA	60 mA
$I_{max}$ protons	3 mA	160 mA
Nombre de paquets	10	210
Luminosité maximale	$3 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Tableau 1.1: HERA lors des prises de données 92 en comparaison avec les valeurs nominales.

ont été mis dans leur position finale, et les premiers événements ont été observés dans les détecteurs ZEUS et H1 fin mai 92 ( $E_e = 26.7 \text{ GeV}$ ,  $E_p = 820 \text{ GeV}$ ). La prise de données utilisable pour les analyses de physique a débuté en juillet 92.

Néanmoins le programme de recherche de HERA ne se limite pas à la collision électron-proton. Ainsi peut-on imaginer de remplacer le faisceau d'électron par un faisceau de positron, ce qui permet une comparaison lors de l'étude des interactions faibles. Le faisceau de protons pourrait aussi être remplacé par un faisceau de Deuterium, de particules  $\alpha$  ou même d'ions plus lourds comme le Fer. L'étude des collision deutérium-électron permet d'extraire les densités de quarks du neutron en comparaison avec les résultats de la diffusion proton-électron. Enfin une autre expérience, HERMES, est prévue dans quelques années [7]. Elle se servira du faisceau d'électrons après polarisation qui sera envoyé sur une cible polarisée, pour l'étude des fonctions de structure polarisées. Cette étude a pour but de mieux comprendre la distribution du spin à l'intérieur du nucléon, qui ne se comporte pas aussi simplement que le voudrait le modèle naïf des partons.

### 1.1.1 HERA lors de la prise de données de 1992

Pendant la prise de données 92, HERA était encore dans un état de développement. Les différences entre les résultats obtenus en 92, et les valeurs prévues sont récapitulées dans le tableau 1.1.

L'énergie du faisceau d'électrons a été de 26.7 GeV, au lieu de 30 GeV. La différence est due à l'absence d'une cavité résonante dans l'anneau des électrons. L'énergie de faisceau de protons a atteint la valeur nominale de 820 GeV.

Pour le courant moyen par paquet d'électrons, la valeur nominale de 300  $\mu A$  a été presque atteinte. Les paquets de protons ont par contre eu un courant moyen d'un quart de la valeur nominale, c'est à dire 200  $\mu A$  contre 800  $\mu A$ . La raison de cette grande différence est liée à des instabilités lors de l'injection du faisceau de DESY III dans PETRA, qui sont à l'origine d'une efficacité d'injection de 65%.

Le faisceau d'électrons a été limité dans son courant maximal à environ 3 mA comparé aux 60 mA espérés, qu'il devrait être possible d'atteindre avec 210 paquets. En fait dès que l'intensité du faisceau d'électrons dépassait environ 3 mA le temps de vie du faisceau se raccourcissait à quelques minutes. C'est uniquement après la prise de données que le

problème a été trouvé: l'intensité du courant a pu être augmentée après remplacement de deux chambres à vide, ce qui laisse espérer un redémarrage avec une luminosité instantanée 10 ou 20 fois plus forte. Pendant la prise de données 92, HERA a donc été rempli avec 10 paquets de particules, et les essais-machine après la prise de données ont permis d'augmenter le nombre de paquets à 160, sans problème remarquable.

Pour les études de bruit de fond, chaque faisceau a possédé un paquet de particules sans paquet correspondant dans l'autre faisceau ("pilot bunch"). Ces paquets de contrôle ne rentrent donc pas en collision avec un autre paquet. La réponse du détecteur durant la fenêtre temporelle correspondant à ces paquets peut alors être utilisée pour estimer le nombre et le type d'événements de collision avec le gaz résiduel qui peuvent être attendus.

Le temps de vie moyen des faisceaux a été de  $\sim 24$  h pour le faisceau de protons, qui était ensuite arrêté lorsque son intensité devenait trop faible. Le faisceau d'électrons a eu en moyenne un temps de vie d'environ 6 h.

La luminosité maximale de  $3 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  correspond à 2% de la luminosité nominale ( $1.510^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Après la prise de données 92, une luminosité totale d'environ  $23 \text{ nb}^{-1}$  est utilisée pour les analyses physiques. En fait, environ le double a été enregistré si l'on compte les périodes ou au moins un des sous-détecteurs majeur a eu un problème.

## 1.2 H1, un détecteur à fine granularité

Le caractère particulier de HERA, se reflète aussi dans les caractéristiques des détecteurs des expériences ZEUS et H1. L'asymétrie en énergie des faisceaux demande également une structure asymétrique du détecteur. Les protons, dont l'énergie est plus grande que celle des électrons, vont déplacer la structure des événements vers l'avant, défini comme la direction des protons incidents. Par conséquent, les détecteurs doivent avoir un système de mesure plus important dans cette direction. En outre, l'anisotropie des événements fait de l'herméticité des détecteurs un des paramètres cruciaux: la distribution de l'énergie dans une certaine direction peut correspondre à un type d'événement physique bien déterminé. Ne pas pouvoir la mesurer, signifie donc perdre de l'information physique. Le meilleur exemple pourrait bien être le rayonnement de gluons dans l'état initial, qui a tendance à partir dans le tube à vide avant, comme nous le verrons dans le chapitre 4.

On peut distinguer dans H1 trois parties qui contiennent les sous-détecteurs suivants (Fig. 1.2), si l'on se déplace de l'intérieur vers l'extérieur.

- l'avant du détecteur ( $1^\circ < \theta < 25^\circ$ ):
  - le système de mesure de traces vers l'avant
  - la partie vers l'avant du calorimètre à Argon liquide
  - le Fer instrumenté vers l'avant
  - le "Plug" (calorimètre bouchon)
  - le spectromètre de muon
- le centre du détecteur ( $25^\circ < \theta < 155^\circ$ ):
  - le système de mesure des traces centrales
  - la partie centrale du calorimètre à Argon liquide
  - la partie centrale du Fer instrumenté

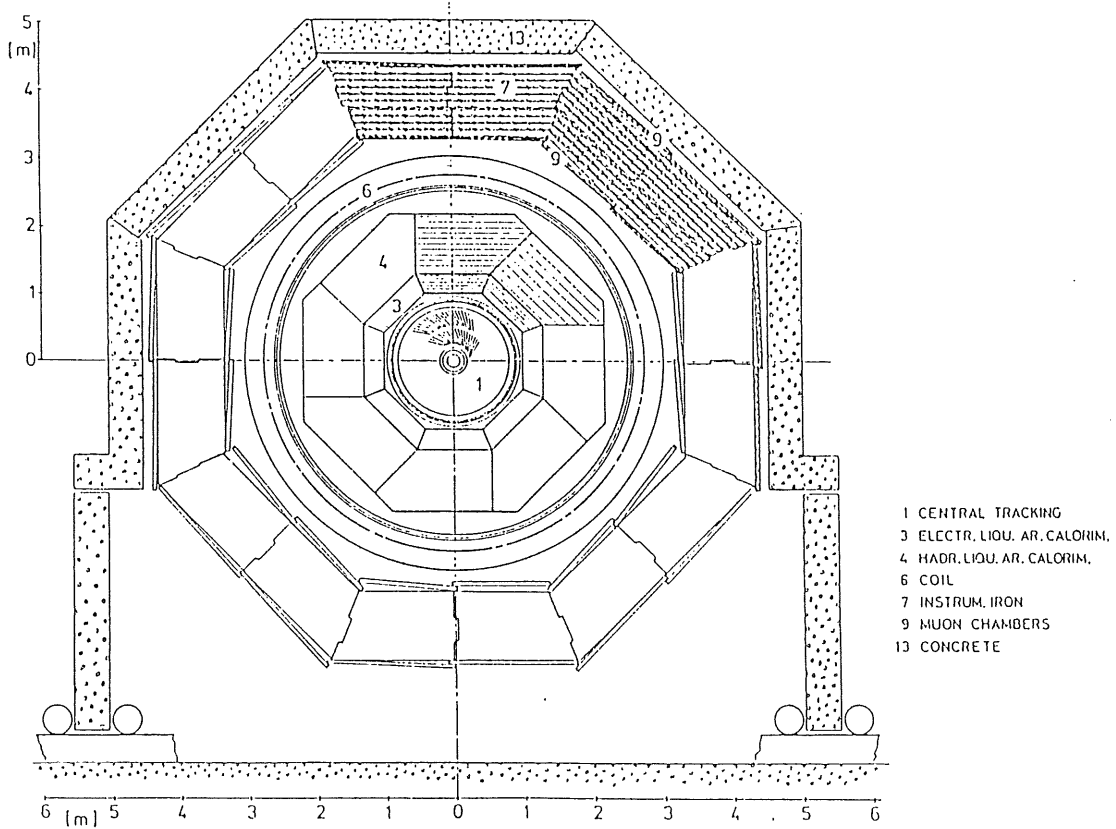
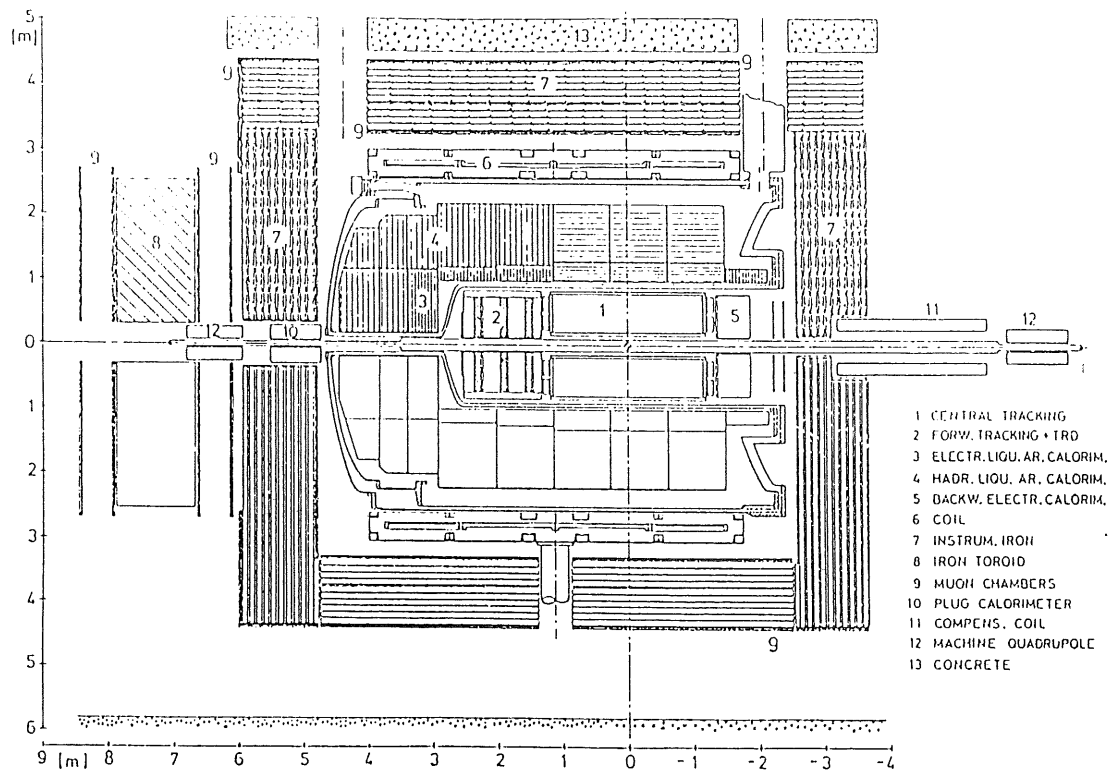


Figure 1.2: Le détecteur H1, vue longitudinale et transversale.

- l'arrière du détecteur ( $155^\circ < \theta < 175^\circ$ ):
  - la chambre proportionnelle arrière (BPC)
  - le calorimètre électromagnétique arrière (BEMC)
  - les hodoscopes (TOF)
  - le Fer instrumenté arrière

Le système des coordonnées est défini tel que la direction des protons incidents donne l'axe  $z$ , l'axe  $y$  est vertical ascendant, et l'axe  $x$  horizontal orienté vers l'intérieur de l'anneau (référentiel direct), ayant comme origine le point d'interaction. On définit de manière habituelle les angles polaires  $\theta$  et  $\phi$ .

Dans la suite, nous allons surtout décrire les parties du détecteur intervenant dans l'analyse (à l'exception du système de mesure de traces avant que l'on espère utiliser en 93). Plus de détails peuvent être trouvés dans [8, 12, 10, 11]. Le but est de donner une idée de leur fonction et de l'état de leur fonctionnement lors de la prise de données de 92.

### 1.2.1 La mesure des traces chargées et le champ magnétique

Le parcours des particules chargées peut être mesuré grâce à leurs propriétés ionisantes. Si ces particules traversent en plus un champ magnétique, leur impulsion peut être déterminée grâce à la courbure de leur trajectoire induite par la force de Lorentz.

Pour cela le système de mesure des traces de H1 est plongé dans un champ de  $1.2 T$ , engendré par une bobine supraconductrice située à l'extérieur du calorimètre à Argon liquide (Fig. 1.2) et refroidie à partir du système cryogénique de HERA. Pour refermer les lignes de champ, le détecteur est entouré par des plaques de fer. Celles ci, instrumentées avec des tubes à décharge ("streamer") servent aussi à détecter des muons et à mesurer les fins de gerbes hadroniques. Au niveau du faisceau, des aimants de compensation sont nécessaires afin d'éviter toute perturbation du faisceau par le champ magnétique du détecteur.

La collaboration ZEUS a choisi une autre voie: le solénoïde qui produit le champ magnétique est placé directement autour du système de mesure des traces. Ceci permet de disposer d'un champ magnétique plus fort ( $1.8 T$ ) et donc de pouvoir mesurer des particules d'impulsion plus grande. Le désavantage est l'accumulation de matériaux morts (c'est à dire non-instrumentés) devant le calorimètre, ce qui en dégrade la résolution. Outre l'instrumentation incomplète des chambres, les performances de l'aimant de ZEUS en 92 n'ont pas atteint les prévisions, si bien que le champ magnétique produit n'a été que de  $1.4$  Tesla. L'utilisation de la mesure des traces a donc été limitée à la détermination du vertex [12].

### Le système de mesure des traces centrales

La mesure des traces dans la partie centrale du détecteur est effectuée par plusieurs sous-détecteurs ayant des fonctions spécifiques (Fig. 1.3):

#### La mesure des traces en $r, \phi$ : CJC1 et CJC2

CJC1 et CJC2 sont deux grandes chambres à dérives cylindriques ("Central Jet Chambers"), avec une couverture angulaire de  $10^\circ$  à  $170^\circ$  pour la chambre intérieure (CJC1) et entre  $25^\circ$  à  $155^\circ$  pour CJC2.

Les fils sont tendus parallèlement à l'axe du faisceau (Fig. 1.4), et regroupés dans des cellules qui font un angle de  $30^\circ$  avec la direction radiale. Cet angle, appelé "angle de Lorentz", doit compenser l'effet du champ magnétique sur la dérive des électrons (force de Lorentz). En outre, cette manière d'arranger les cellules lève l'ambiguïté gauche-droite inhérente à chaque chambre à dérive puisque toute particule doit traverser au moins deux cellules adjacentes. Selon le même principe, chaque particule traverse la chambre au moins une fois en croisant un fil, donc avec un temps de dérive quasi nul. Ceci permet d'identifier des traces dans le détecteur appartenant à un même événement, bien que le temps de dérive maximale soit de  $1.5\mu s$ , 15 fois supérieur au temps de croisement du faisceau.

Pour limiter les interactions secondaires et la diffusion multiple, il a été important de réduire l'épaisseur des parois des chambres au maximum. Une bonne solution a été trouvée par un mélange de plastique et de fibre de verre, dont  $10\text{ mm}$  suffisent pour donner la stabilité nécessaire aux chambres.

En 92, leur résolution a été de :

$$\sigma_{r,\phi} = 0.21\text{ mm} \quad \sigma_z = 23.5\text{ mm} \quad \sigma_{p_T}/p_T^2 = 10^{-2}\text{ GeV}^{-1}$$

La valeur nominale de  $\sigma_{p_T}/p_T^2 = 3 \cdot 10^{-3}\text{ GeV}^{-1}$  n'a pas été atteinte à cause du mélange du gaz utilisé: une fuite dans la chambre a imposé pour des raisons de sécurité un mélange Argon/Ethane, à la place du mélange trop inflammable  $Ar/CO_2/CH_4$ . Cette fuite a été réparée depuis l'"ouverture" du détecteur. Ainsi, l'utilisation du mélange original est devenue possible.

La résolution sur la détermination de la perte d'énergie  $dE/dx$  d'une particule est d'environ 10%, et permet une identification des particules, utilisée pour la réjection des événements de bruit de fond.

### La détermination de la position en z: CIZ,COZ

La faible résolution en  $z$  de la position d'une trace obtenue par division de charge dans les chambres CJC1 et CJC2 est améliorée par les chambre CIZ ("Inner Z-Chamber") et COZ ("Outer Z-Chamber").

Dans ces chambres, les fils sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et disposés en couches polygonales cylindriques. La chambre intérieure possède quatre couches de fils, séparés en 15 segments, situés devant la CJC1. Les fils de plusieurs couches successives font un angle de  $45^\circ$ , ce qui donne la meilleure résolution pour des particules qui la traversent avec un angle  $\theta$  de  $60^\circ$  ou de  $120^\circ$ . D'autre part ceci lève l'ambiguïté droite-gauche, car uniquement 3 fils sur 4 peuvent être touchés simultanément: soit le premier fil, soit le dernier est touché suivant que la particule passe à gauche ou à droite. Mais cette méthode fait que la déposition de charge est plus faible sur les fils vers l'intérieur, qui deviennent très sensibles à des différences de potentiel. Des variations de l'ordre du pourcent peuvent entraîner des chutes d'efficacité de mesure tel que la reconstruction de la trace devient impossible.

La résolution obtenue avec cette chambre est de  $\sigma_z = 0.32\text{ mm}$  et  $\sigma_{p,\phi} = 25\text{ mm}$ .

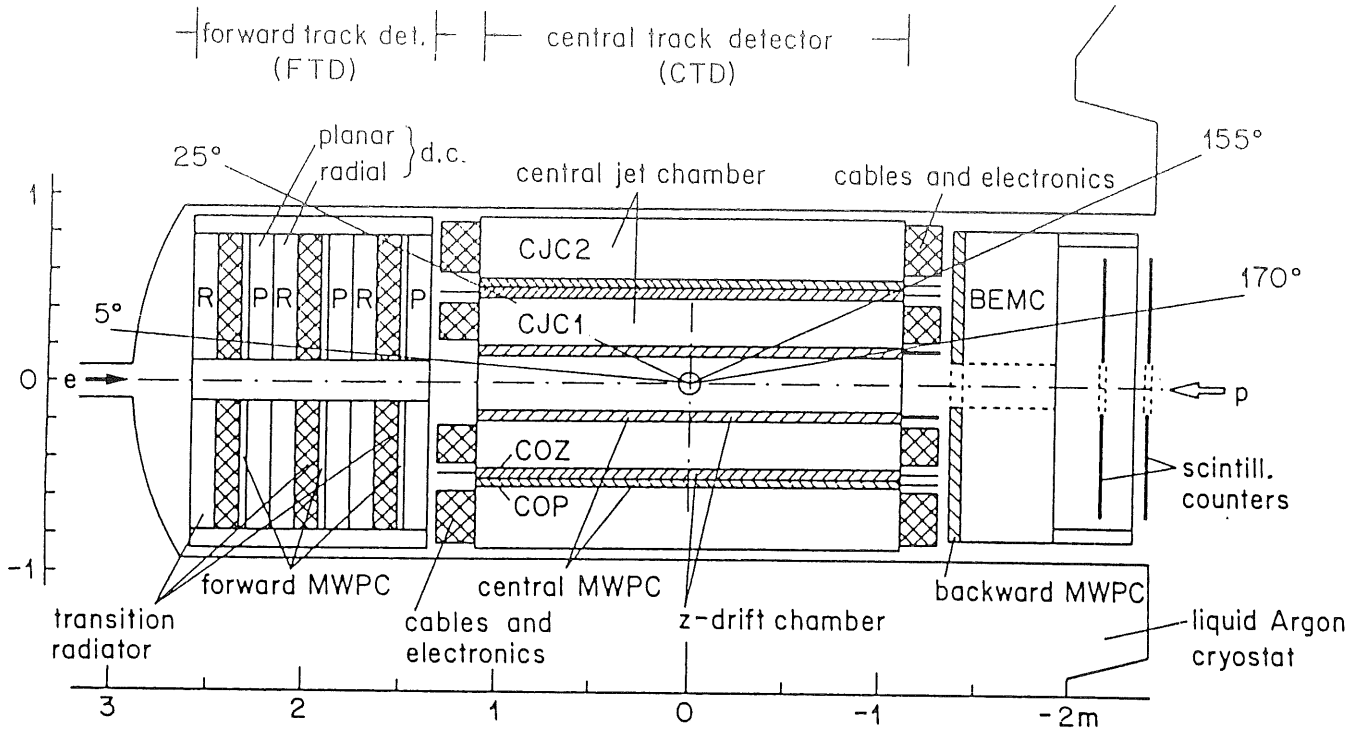


Figure 1.3: Le système de mesure des traces, vue longitudinale.

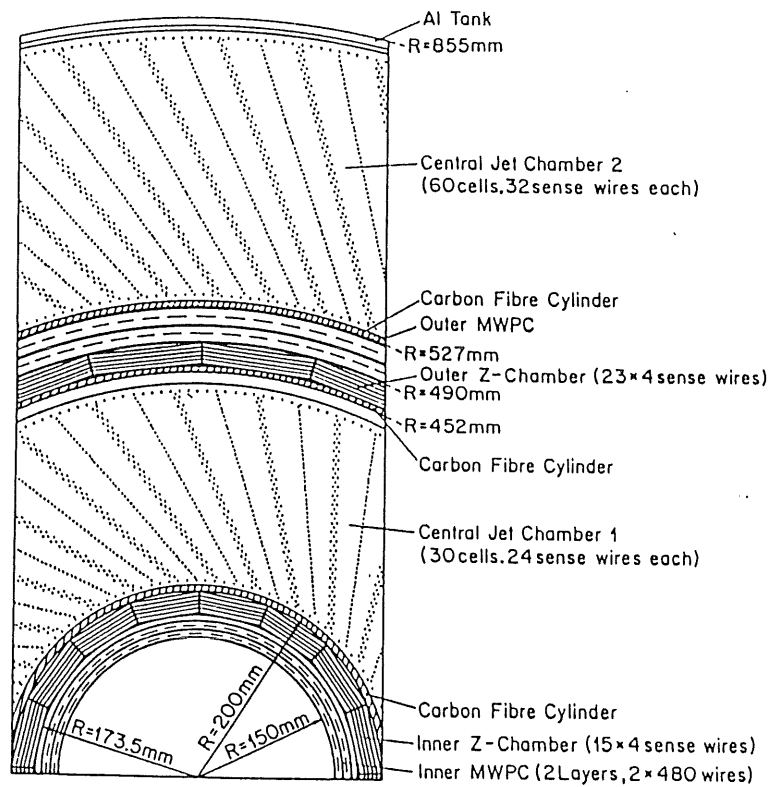


Figure 1.4: Les chambres à derive centrales, vue transversale.

La chambre extérieure se situe entre la CJC1 et la CJC2. Elle est formée de 4 couches de fils, divisés en 24 segments dans la direction de  $z$ . La COZ permet une mesure de la position  $z$  avec une résolution de  $\sigma_z = 0.35 \text{ mm}$ . La résolution en  $r, \phi$  est la même que pour la CIZ.

Lorsqu'on combine ces mesures avec celles des CJC, on obtient donc une mesure très précise de  $(r, \theta, \phi)$ .

### La détermination des traces à l'arrière: BPC

Bien que située vers l'arrière du détecteur, la chambre proportionnelle multifils arrière (BPC), est incluse dans le système de détection des traces centrales. Cette chambre a essentiellement 2 fonctions: d'une part elle sert dans la décision de déclenchement, d'autre part elle donne une mesure de la position des particules chargées qui vont vers l'arrière du détecteur: à ces angles la mesure avec les chambres centrales devient moins bonne, car les traces ne les traversent pas entièrement.

La BPC est formée de 4 plans de fils dans le plan  $xy$ , inclinés de  $45^\circ$  les uns par rapport aux autres. La mesure de la position de traversée d'une particule est effectuée avec une précision de 2mm. Lors de la prise de données 92 la moitié d'un des 4 plans n'a pas pu être utilisée, ce qui a réduit légèrement l'efficacité de la chambre à des valeurs de l'ordre de 90%. Cette chambre sera remplacée en 94 afin d'améliorer encore la précision sur la mesure des traces.

### 1.2.2 Le calorimètre à Argon liquide

Les calorimètres sont le cœur des détecteurs de HERA et leur choix révèle l'originalité de chacune des expériences. Les deux expériences sont équipées suivant les techniques courantes avec des calorimètres à échantillonnage, caractérisés par le choix des matériaux absorbants, du milieu actif et de la lecture du signal.

La collaboration ZEUS travaille avec un calorimètre Uranium-scintillateur. Les avantages d'un tel calorimètre sont surtout une mesure de l'énergie "compensée" (un avantage donc par rapport à H1), ce qui veut dire que le calorimètre fournit à énergie incidente égale la même réponse pour des particules électromagnétiques que pour des particules hadroniques. La lecture des scintillateurs se fait avec des photo-multiplicateurs, ce qui a déterminé le placement du solénoïde à l'intérieur du calorimètre, directement autour du système de mesure de traces. L'inconvénient déjà cité est l'accumulation de matière morte devant le calorimètre [13].

Pour le détecteur H1, le choix a porté sur un calorimètre à Argon liquide. Ce calorimètre est non-compensé, mais une pondération différente de l'énergie électro-magnétique et hadronique lors de la reconstruction assure une réponse uniforme aux deux types de particules. Le calorimètre à Argon liquide offre par ailleurs une granularité fine et une très bonne segmentation longitudinale. L'inertie chimique de l'Argon, ainsi qu'un système de purification garantissent en outre une grande stabilité en temps, que nous pouvons mesurer continuellement.

Le calorimètre à Argon liquide couvre une zone angulaire de  $4^\circ < \theta < 152^\circ$ . Une couverture totale n'est pas possible, car il faut laisser un espace pour pouvoir introduire les chambres dans la partie intérieure du calorimètre (Fig. 1.5).

Pour garder la plus grande homogénéité possible, le calorimètre entier est plongé dans un seul cryostat, dans lequel l'Argon est maintenu à une température constante de  $90K$  sous une pression de  $1.35 \text{ bar}$ .

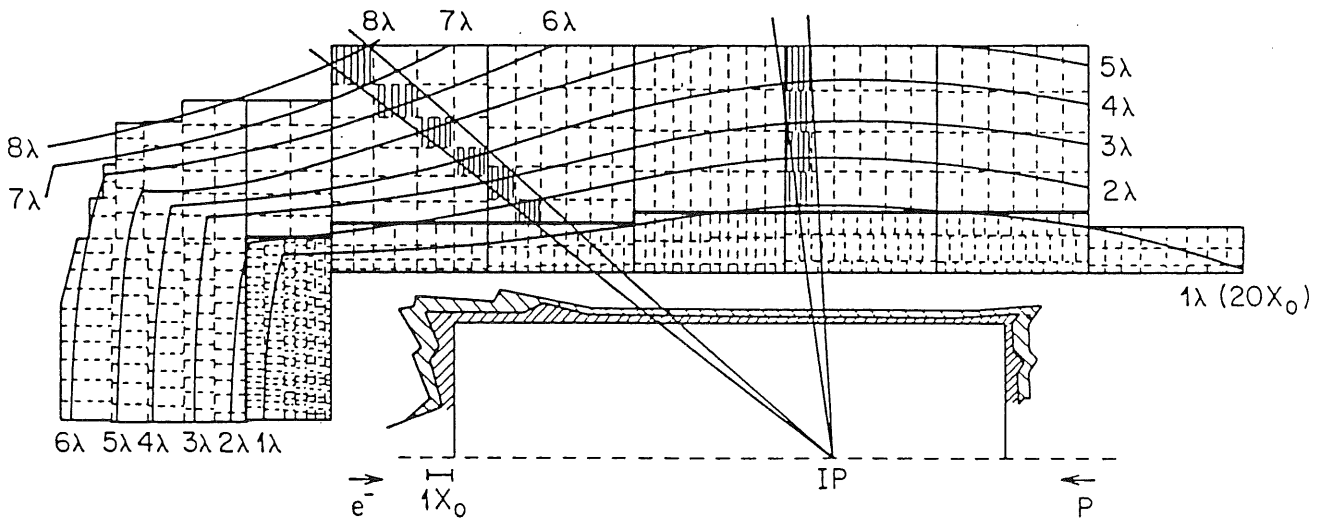
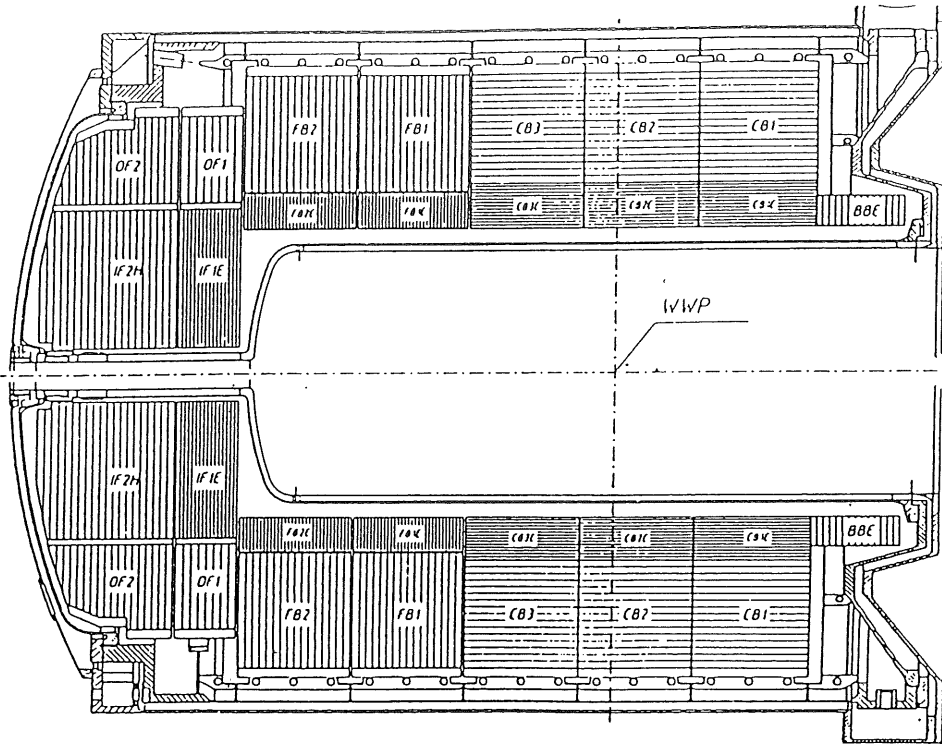


Figure 1.5: Le calorimètre à Argon liquide, vue longitudinale des 8 roues avec les modules électromagnétiques et hadroniques:

- (a) orientation des plaques absorbantes
- (b) lignes de longueur de radiation constante ( $X_0$ ) pour les gerbes électromagnétiques et de longueur d'interaction constante ( $\lambda$ ) pour les gerbes hadroniques



## Calorimétrie électromagnétique et hadronique

Le calorimètre est divisé en deux grandes parties. La partie électromagnétique est située juste après le système de mesure des traces. Avec au moins 20 longueurs de radiation<sup>1</sup>, elle permet la mesure complète de l'énergie des gerbes électromagnétiques, produites par des électrons et des photons (Fig. 1.5 b). La partie hadronique du calorimètre assure la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques, plus étendues que les gerbes électromagnétiques. Avec 5 à 8 longueurs d'interaction<sup>2</sup> la fin des gerbes très énergétiques va être mesurée dans le fer instrumenté à l'extérieur du calorimètre à Argon liquide.

La partie électromagnétique contient des plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur qui constituent le milieu absorbeur, suivi par une couche active de 2.35 mm d'Argon liquide (Fig. 1.6). Une haute tension de 1500 V est appliquée de part et d'autre des couches d'argon liquide de manière à faire dériver les charges produites par ionisation dans l'Argon liquide vers les plaques de lecture ("pad"). Ces plaques de lecture ont une taille de  $3-5 \times 3-5 \text{ cm}^2$  dans la région de  $\theta < 80^\circ$  et d'environ de  $8 \times 8 \text{ cm}^2$  pour la partie centrale du calorimètre. Plusieurs de ces "cellules élémentaires" sont ensuite regroupées en un canal de lecture (que nous appellerons cellule par la suite). Finalement la partie électromagnétique contient environ 30000 canaux. Cette fine segmentation latérale et longitudinale de la partie électro-magnétique est nécessaire pour une bonne séparation des gerbes produites par des pions et des électrons. La résolution en énergie est de  $\sigma_E/E \simeq 12\%/\sqrt{E}$  avec un terme constant inférieur à 1% [14].

La partie hadronique ne nécessite pas une granularité aussi fine que la partie électromagnétique, car elle n'intervient pas dans l'identification des particules. Les cellules ont une taille qui fait entre le double et le quadruple des cellules électromagnétiques, ce qui fait que même en occupant un plus grand volume que la partie électromagnétique le nombre de canaux de lecture se réduit à environ 13000 cellules. Pour avoir une rigidité mécanique suffisante, le milieu absorbant est constitué des plaques d'acier de 16 mm pour un milieu actif de 2.3 mm d'Argon liquide (Fig. 1.7) La résolution obtenue après pondération pour la mesure hadronique dans les faisceaux tests au CERN est de :  $\sigma_E/E \simeq 50\%/\sqrt{E}$  avec un terme constant inférieur à 2% [15].

Le calorimètre est divisé en différentes parties: d'abord on distingue 8 roues, elles mêmes divisées en 8 octants pour les 6 roues centrales (CB, FB, BBE), afin de garder une forme la plus cylindrique possible tout en limitant les zones mortes en  $\phi$ . Ces zones ("cracks") sont disposées de manière non-projective dans la partie hadronique du calorimètre, afin de permettre une correction de l'énergie non-mesurée. Les cellules de lecture sont aussi arrangées de manière non-projective en  $\theta$  pour minimiser l'effet des pertes d'énergie intercellulaires. Dans chaque octant les plaques d'absorbeur peuvent être orientées de manière horizontale ou verticale, car le meilleur fonctionnement d'une cellule est assuré si les particules traversent les plaques avec un angle incident inférieur à  $45^\circ$  à sa normale (Fig. 1.5 a). Dans la partie avant et arrière, le calorimètre a par conséquent une structure en plaques verticales, tandis que dans la partie centrale les plaques sont disposées horizontalement.

---

<sup>1</sup>une longueur de radiation étant la distance après laquelle un électron a perdu  $1 - e^{-1} \simeq 2/3$  de son énergie par Bremstrahlung.

<sup>2</sup>une longueur d'interaction représente le libre parcours moyen d'un hadron entre deux interactions.

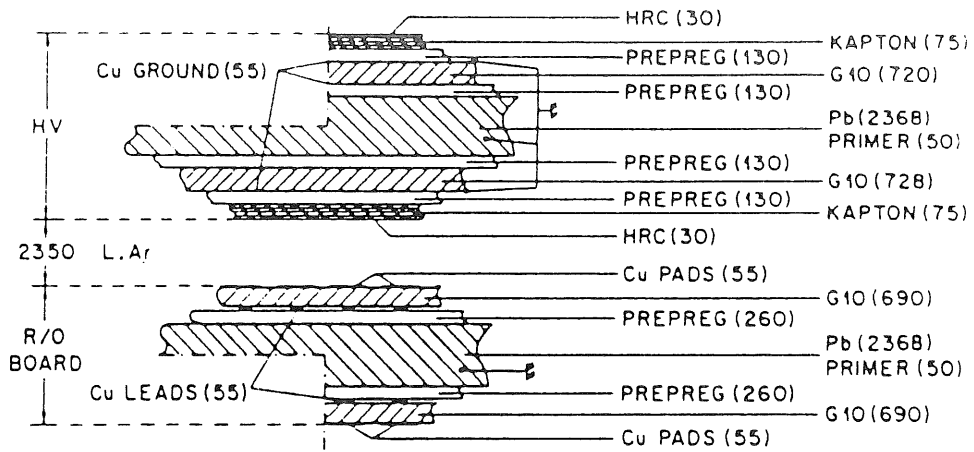


Figure 1.6: Schéma d'une cellule électromagnétique.

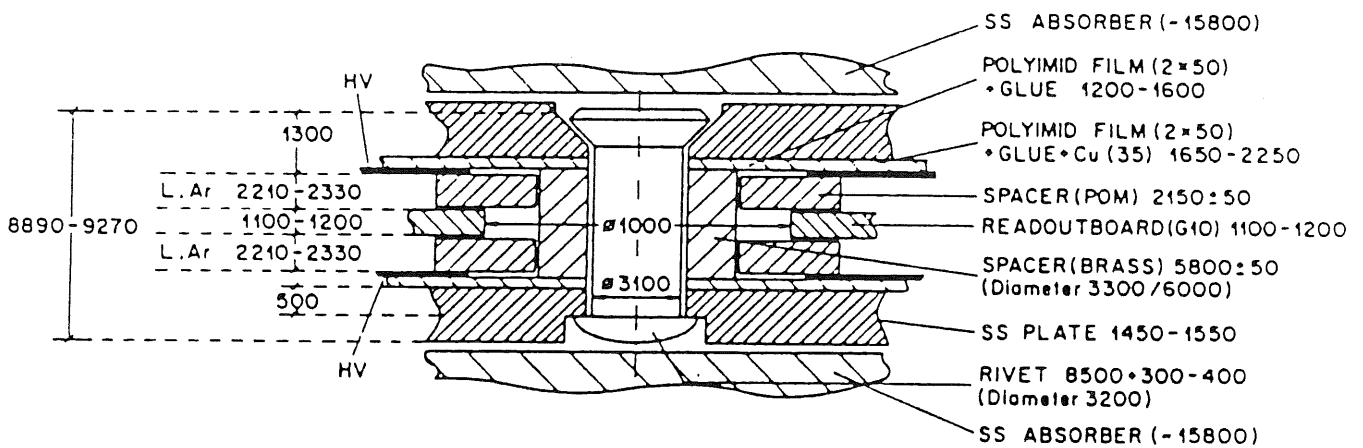


Figure 1.7: Schéma d'une cellule hadronique.

### 1.2.3 Le calorimètre arrière (BEMC)

Le calorimètre qui couvre la partie arrière du détecteur ( $152^\circ < \theta < 176^\circ$ ) est un calorimètre électromagnétique Plomb/Scintillateur, d'une profondeur de 22 longueurs de radiation ce qui représente moins d'une longueur d'interaction. Sa première fonction est de mesurer l'électron diffusé pour des interactions à faible transfert d'impulsion. Une bonne mesure des hadrons n'est possible qu'en combinaison avec le fer instrumenté.

Le BEMC est formé de 88 modules, parallèles au faisceau (Fig. 1.8). Chaque module a une taille de 16 x 16 cm avec une longueur de 34 cm et contient 50 couches d'échantillonnage (4 mm de scintillateur) mises en "sandwich" avec des couches de plomb de 2.5 mm d'épaisseur (Fig. 1.9). La lumière de scintillation est transportée jusqu'à des diodes de lecture par des "wave-length-shifter" situés sur chaque face latérale du module et sur sa longueur complète. Des WLS supplémentaires, destinés à fournir une information "hadronique" recueillent la lumière uniquement des 12 derniers scintillateurs.

L'homogénéité du calorimètre est moins bonne que pour l'Argon liquide ( $\sim 3\%$ ), la résolution en énergie comparable ( $\sim 10\%/\sqrt{E}$ ). Afin d'améliorer la mesure de l'énergie hadronique vers l'arrière le remplacement du BEMC par un calorimètre du type SPACAL est prévu pour 94.[16]

### 1.2.4 Le fer instrumenté

Le fer instrumenté, situé à l'extérieur de la bobine supraconductrice, sert à refermer ses lignes de champ. Il est aussi équipé de tubes à décharge qui remplissent deux fonctions:

- la détection de muons et la mesure de leur impulsion par la reconstruction de leur trace.
- la mesure des fins de gerbes du calorimètre hadronique.

Le fer a une structure octogonale dans la partie qui entoure le détecteur. Il est fermé par deux "murs" de plaques de fer à ses deux extrémités. Chaque octant (et aussi les plaques des extrémités) contiennent 10 plaques de fer de 7.5 cm d'épaisseur, espacées de 2.5 cm ou 5 cm.

Cette structure feuilletée permet justement d'insérer des tubes à décharge entre les plaques de fer, mais aussi de considérer le fer comme milieu absorbant d'un calorimètre à échantillonnage, avec les tubes à décharge qui mesurent l'énergie déposée (Fig. 1.11). La lecture des tubes à décharge peut être faite à partir de damiers de cuivres de taille variable (entre  $25 \times 25 \text{ cm}^2$  et  $50 \times 40 \text{ cm}^2$ ), ou par des bandes de cuivre de 1.7 mm (Fig. 1.10). Les damiers sont lus de manière analogique, pour les mesures calorimétriques, les bandes de cuivre et les fils dans les tubes le sont par contre de manière digitale, pour la détermination de la trajectoire des muons [17]. En mode calorimétrique, la résolution en énergie est de l'ordre de  $100\%/\sqrt{E}$ .

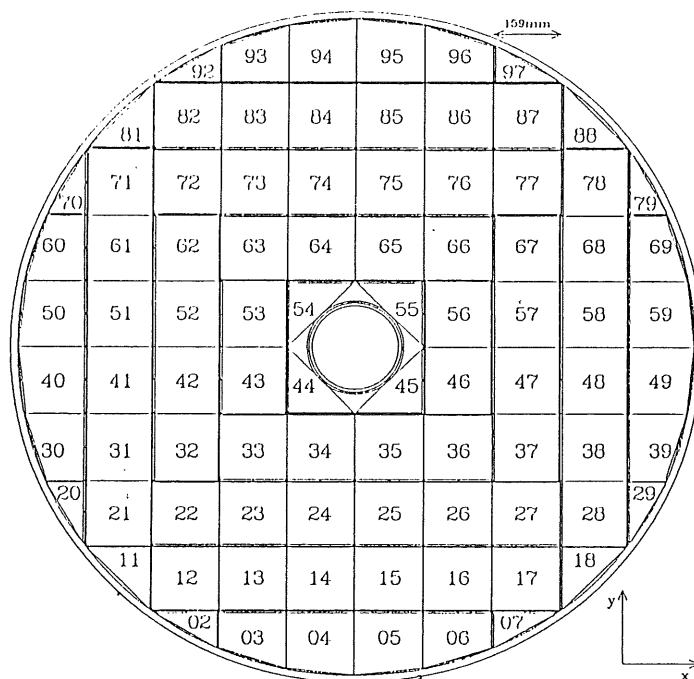


Figure 1.8: Le calorimètre arrière, BEMC, vue transversale à partir du point d'interaction: structure et numérotation des modules.

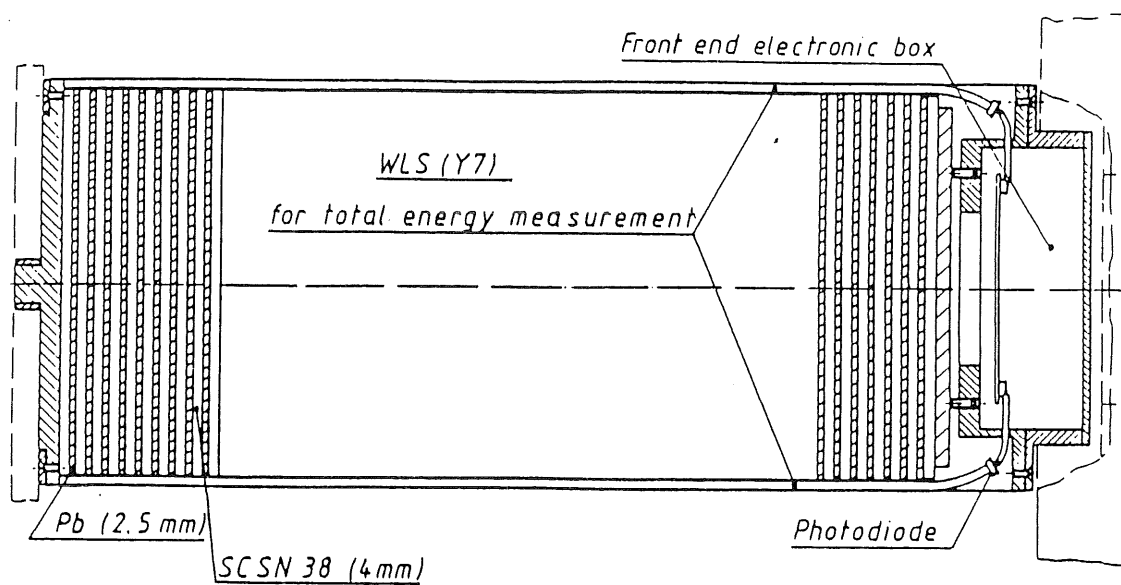


Figure 1.9: Vue longitudinale d'un module du BEMC.

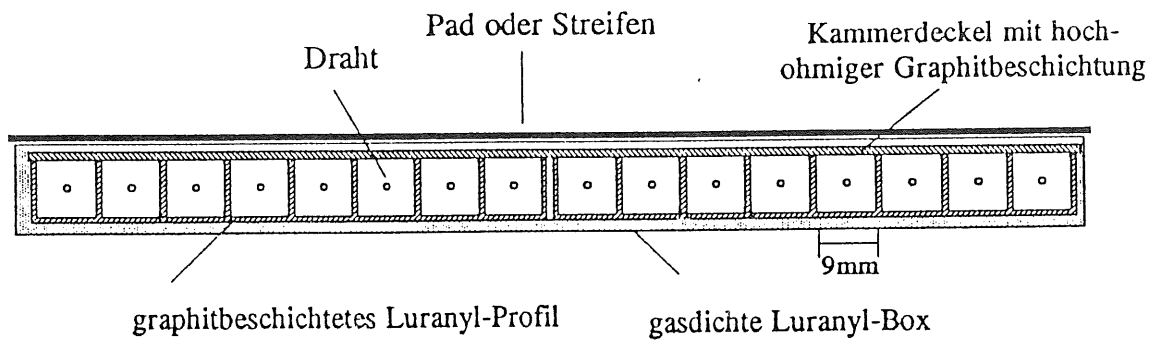


Figure 1.10: Schématisation d'un tube à décharge.

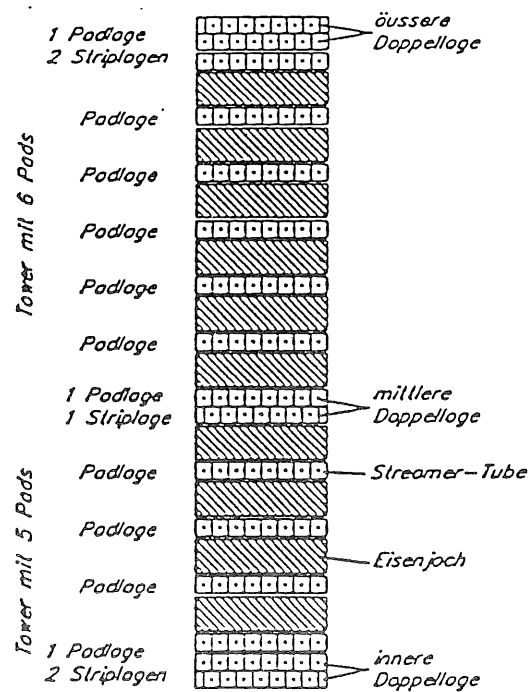


Figure 1.11: Disposition des tubes à décharge dans le fer instrumenté.

### 1.3 Conclusion

L'ouverture du domaine cinématique pour les interactions électron-proton est sûrement un des atouts principaux de HERA, mais aussi la topologie des événements qui permet des études détaillées de l'état final hadronique, aussi bien dans la photoproduction que pour les événements de la diffusion profondément inélastique. Après la première prise de données nous avons surtout pu étudier des événements à petit  $x$  et petit  $Q^2$ , domaine dans lequel la mesure de la fonction de structure  $F_2$  pour des événements de la diffusion profondément inélastique s'est montrée particulièrement intéressante.

Le fonctionnement des parties principales du détecteur H1 a été très satisfaisant pendant la première prise de données 92. Pour nos analyses, il a été fondamental de pouvoir disposer des mesures d'énergies fiables aussi bien pour l'électron diffusé que pour l'ensemble de l'état final. Le calorimètre à Argon liquide, ainsi que le système de mesure des traces centrales se sont montrés très performants notamment dans la mesure hadronique. Aussi bien par leur conception que par leur réalisation, ils nous permettent des mesures de très haute précision, nécessaire pour la fiabilité des résultats physiques attendus.

# Bibliographie

- [1] H1 Collaboration, Phys. Lett. B297 (1992) 205.
- [2] H1 Collaboration, Phys. Lett. B299 (1993) 374.
- [3] H1 Collaboration, Phys. Lett. B298 (1993) 469.
- [4] H1 Collaboration, Phys. Lett. B299 (1993) 385.
- [5] H1 Collaboration, Nucl. Phys. B396 (1993) 3.
- [6] HERA, Proposal DESY 81-10 (1981).
- [7] HERMES Collaboration, Proposal (1990).
- [8] H1 Collaboration, "H1 Technical Proposal" (1986).
- [9] H1 Collaboration, "The H1 Detector at HERA", DESY 93-103 (1993).
- [10] G. Cozzika, DAPNIA-SPP-92-29, H1-10/92-252 (1992).
- [11] F. Brasse, DESY-92-140B (1992).
- [12] B. Forster et al., OUNP-92-14 (1992).
- [13] R. Yoshida, NIKHEF-H/92-15, DESY 92-159 (1992).
- [14] M. Flieser, MPI-Phe/92-08, H1-07/92-231 (1992).
- [15] H1 Calorimeter Group, DESY 93-047 (1993).
- [16] H1 Collaboration, H1-09/92-243 (1992).
- [17] M. Steenbock, H1-09/91-194 (1991).

## Chapitre 2

# Effets QCD dans la diffusion électron-proton

Bien que le processus de base dans la diffusion profondément inélastique soit simple (diffusion élastique d'un électron sur un quark par échange d'un boson virtuel), l'interaction complète est elle difficile à décrire exactement. Différents processus s'y ajoutent, produisant des effets complexes, que l'on essaie de prédire par des modèles analytiques ou phénoménologiques. La diffusion électron-quark se fait par interaction électrofaible, mais les processus QCD interviennent à plusieurs niveaux, ne serait ce que parce qu'un quark ou un gluon ne se trouvent jamais à l'état libre.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire les différents modèles employés lors de notre étude de l'état final hadronique. Pour nous, cette étude a une double motivation:

- D'une part, comprendre l'état final hadronique en tant que reflet des processus partoniques prédits par QCD, et donc se mettre en mesure d'interpréter les observations originales que permettent les nouvelles conditions cinématiques offertes par HERA.
- D'autres part, comprendre quels processus peuvent induire des erreurs systématiques lorsqu'on se sert du système hadronique pour déterminer la cinématique de l'événement, dans l'optique d'une mesure de précision des sections efficaces différentielles.

Cependant la seule manière de tenir compte de tous les effets QED et QCD est d'utiliser un "générateur": c'est un programme de simulation qui engendre des "événements", c'est à dire des ensembles de quadrivecteurs d'énergie et d'impulsion associés à des particules issues d'une interaction. Ces générateurs permettent d'une part de constituer des lots d'événements correspondant aux sections efficaces obtenues par les calculs des modèles théoriques, mais aussi de réaliser une simulation des processus complexes pour lesquels des calculs analytiques sont trop difficiles. Le résultat de ces générateurs doit ensuite être digéré par les programmes de simulation et de reconstruction de H1, avant de pouvoir être comparé aux données reconstruites de la même manière.



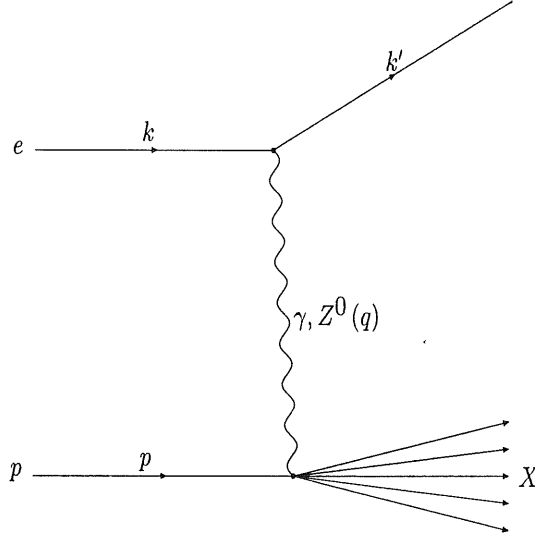


Figure 2.1: Diagramme de Feynman du processus  $e^- p^+ \rightarrow e^- X$ .

## 2.1 La diffusion profondément inélastique

Les sections efficaces et aussi les fonctions de structures de la diffusion profondément inélastiques sont en générale décrites en fonction des variables cinématiques  $x$  et  $Q^2$  [1].

Dans les notations de la figure 2.1, qui représente la diffusion profondément inélastique électron-proton à courant neutre, nous obtenons l'expression de  $x$ , la fraction du moment du proton, portée par le quark au moment de l'interaction avec le boson, et  $Q^2$ , la virtualité du boson échangé en termes d'invariant de Lorentz.

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \quad (2.1)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.2)$$

Un autre invariant de Lorentz est le paramètre d'inélasticité de l'interaction  $y$

$$y = \frac{pq}{pk} \quad (2.3)$$

lié à  $x$  et  $Q^2$  par la relation

$$x = \frac{Q^2}{ys}, \quad (2.4)$$

où  $s = (p + k)^2$  désigne le carré d'énergie dans le centre de masse. L'état final hadronique produit dans une telle interaction est décrit par sa masse invariante:

$$W^2 = (p + q)^2 = m_p^2 + Q^2 \left( \frac{1-x}{x} \right) \quad (2.5)$$

Ces variables peuvent être calculées pour des événements à courant neutre soit par le lepton diffusé, soit par la mesure inclusive de l'état final hadronique, soit par toute combinaison entre les deux, comme nous allons voir dans la suite.

### 2.1.1 La section efficace électron-proton

La section efficace différentielle d'un processus  $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3\dots$  est donnée par

$$d\sigma = \frac{|M_{fi}|^2 D^{(n)}}{F} \quad (2.6)$$

avec  $F$ , le flux incident,  $D^{(n)}$ , le facteur d'espace de phase décrivant l'état final à  $n$  particules cinématiquement accessibles et  $M_{fi}$  la matrice de transition entre l'état initial et l'état final [2]. Le calcul de cet élément de matrice est possible par les tenseurs, ainsi  $M_{fi}$  est exprimée en fonction de  $L^{\mu\nu}$ , le tenseur leptonique et  $W^{\mu\nu}$  le tenseur hadronique.

$$|M_{fi}|^2 = \frac{e^4}{4q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (2.7)$$

L'expression du tenseur leptonique est obtenue directement à partir des courants  $j^\mu$  caractérisant les interactions des particules ponctuelles suivant les règles de Feynman. Dans le cas d'une interaction purement électromagnétique et de particules non-polarisées de spin 1/2, le tenseur leptonique s'écrit:

$$L^{\mu\nu} = \sum_{spin} j^\mu j^{\nu*} = 4(k'^\mu k^\nu + k'^\nu k^\mu - g^{\mu\nu} k'k) \quad (2.8)$$

Vu que l'on ne connaît rien sur l'état final hadronique dans le cas d'une diffusion profondément inélastique, le tenseur hadronique est exprimé le plus généralement possible:

$$W^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} W_1 + \frac{p^\mu p^\nu}{M^2} W_2 - \frac{i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha q_\beta}{2M^2} W_3 + \frac{q^\mu q^\nu}{M^2} W_4 + \frac{(p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu)}{2M^2} W_5 + \frac{i(p^\mu q^\nu - p^\nu q^\mu)}{2M^2} W_6 \quad (2.9)$$

Comme le tenseur leptonique est symétrique dans une interaction électromagnétique, les termes asymétriques du tenseur hadronique vont disparaître lors de la multiplication tensorielle. En outre, la conservation du courant hadronique,  $q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0$ , nous amène dans le cas d'une interaction électromagnétique aux relations

$$W_5 = -2\frac{pq}{q^2} W_2 \quad (2.10)$$

$$W_4 = \frac{M^2}{q^2} W_1 + \left(\frac{pq}{q^2}\right)^2 W_2 \quad (2.11)$$

En posant  $F_1(x, Q^2) = MW_1(Q^2, \nu)$  et  $F_2(x, Q^2) = \nu W_1(Q^2, \nu)$  ou  $\nu$  est donné par  $\nu = pq/M$ , on obtient la section efficace différentielle en fonction de  $F_1, F_2$ , les fonctions de structure du proton:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} (xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)) \quad (2.12)$$

Si on tient compte non pas uniquement de l'interaction électromagnétique, mais aussi de l'interaction faible à courant neutre par échange d'un boson  $Z_0$ , un troisième terme  $F_3$  se rajoute dans l'expression de la section efficace différentielle. Il provient d'un terme supplémentaire, antisymétrique dans le tenseur leptonique, produisant une contribution supplémentaire en  $W_3$  après avoir effectué le produit tensoriel. Cette contribution peut être négligée dans les interactions électron-proton jusqu'à des moments transférés  $Q^2 < 10^3$ .

### 2.1.2 La section efficace $\gamma^*$ -proton

On peut aussi considérer la diffusion profondément inélastique comme l'interaction d'un photon virtuel avec le proton. La section efficace d'un tel processus s'écrit:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi^2\alpha}{K} \epsilon_\mu^\lambda \epsilon_\nu^{\lambda*} W^{\mu\nu} \quad (2.13)$$

$\epsilon_\mu^\lambda$  est le quadrivecteur de la polarisation du photon ( $\lambda = 0$ , pour sa polarisation longitudinale et  $\lambda = \pm 1$  les deux polarisations transversales) et  $K$ , le facteur de flux. La différence entre un photon réel et un photon virtuel se manifeste dans les différents états de polarisation qu'ils peuvent atteindre. Un photon réel ne peut être polarisé que transversalement, tandis qu'un photon virtuel possède la polarisation longitudinale en plus. Ceci permet de séparer la section efficace en une composante transversale et une composante longitudinale qui s'expriment en fonction des fonctions de structure  $F_1$  et  $F_2$ . Le rapport  $R$  de ces deux sections efficaces s'écrit alors:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2}{2xF_1} \left( 1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2} \right) - 1 \quad (2.14)$$

Pour des interactions avec des moments de transfert  $Q^2$  au-delà de quelques  $GeV^2$  la masse du proton peut être négligée, ce qui nous mène à l'expression:

$$R = \frac{F_2 - 2xF_1}{2xF_1} = \frac{F_L}{2xF_1} \quad (2.15)$$

La section efficace différentielle peut donc être réécrite en termes de  $F_2$  et  $R$  tel que

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left( (1 + (1-y)^2) - \frac{y^2 R}{1+R} \right) F_2(x, Q^2) \quad (2.16)$$

$R$  ou  $F_L$  expriment donc la relation entre les fonctions de structure  $F_1$  et  $F_2$ . Extraire  $F_1$  et  $F_2$  et donc  $R$  et  $F_L$  des mesures de la section efficace différentielle, n'est donc possible que pour des valeurs de  $y$  distinctes, ce qui veut dire des valeurs de  $s$ , énergie dans le centre de masse, différentes. Pour HERA, plusieurs scénarios sont envisageables: changer l'énergie d'un des faisceaux [3], ou se servir des électrons ayant rayonné un photon de grande énergie avant la diffusion avec le proton [4]. L'intérêt de la mesure de  $F_L$  est surtout sa forte dépendance de la densité des gluons à petit  $x$ , qui en fait presque une mesure directe.

### 2.1.3 La section efficace électron-quark

Une autre manière de voir la diffusion profondément inélastique consiste à exprimer l'interaction électron-proton, comme une diffusion élastique électron-quark, dont la section efficace s'écrit pour des quarks de spin 1/2

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} \left( (1 + (1-y)^2) \delta\left(x - \frac{Q^2}{ys}\right) \right) \quad (2.17)$$

avec  $e_i$  la charge du quark considéré. En comparant cette expression avec l'équation (2.16) on obtient la contribution d'un quark du type  $i$  à la fonction de structure  $F_2$

$$F_2^i = e_i^2 x \delta\left(x - \frac{Q^2}{ys}\right) \quad (2.18)$$

Si nous exprimons par  $q_i(x, Q^2)$  la densité de probabilité de trouver un quark  $i$  avec une fraction d'impulsion  $x$  pendant une interaction à  $Q^2$  donné, l'identification avec la section efficace (2.16), permet d'exprimer  $F_2$  par:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_i \int_0^1 dx q_i(x, Q^2) e_i^2 x \delta\left(x - \frac{Q^2}{ys}\right) = \sum_i e_i x q_i(x, Q^2) \quad (2.19)$$

où la somme porte sur toutes les saveurs des quarks-antiquarks. Dans l'approximation d'une diffusion élastique électron-quark on obtient alors  $R = 0$  ce qui correspond à la relation de Callan-Gross.

$$F_2(x, Q^2) = 2x F_1(x, Q^2) \quad (2.20)$$

Ce modèle simple n'arrive pourtant pas à rendre compte de la valeur de  $R$  mesuré qui est de  $R \sim 0.2$  à  $Q^2 \sim 10 \text{ GeV}^2$ . Pour reproduire cette valeur de  $R$ , il faut aller au-delà des approximations faites dans ce modèle simple. En tenant compte des processus QCD dans la diffusion profondément inélastique, ainsi que des moments primordiaux, dus au mouvement de Fermi des partons dans le proton et de la masse du proton, on estime la valeur de  $R \sim 0.4$  à  $x \sim 10^{-4}$  [5]. Il est donc nécessaire en toute rigueur de connaître  $R$  pour pouvoir déterminer  $F_2$  à partir des sections efficaces différentielles mesurées.

## 2.2 La chromodynamique quantique dans la diffusion profondément inélastique

Pour décrire correctement le processus de la diffusion profondément inélastique, il ne suffit pas de considérer l'interaction électron-quark uniquement à l'ordre  $\alpha$ . La "violation de l'échelle" [2], ainsi que le fait que les quarks ne portent qu'environ 50 % de l'impulsion totale du proton [2] et encore l'observation des événements multijet dans les annihilation  $e^+e^-$  [15], ont amené au développement de la chromodynamique quantique (QCD).

### 2.2.1 Les éléments de matrices à l'ordre $\alpha_s$

Pour des événements à 3 jets (1 jet de radiation, 1 jet d'interaction et 1 jet spectateur), on distingue 2 processus à l'ordre  $\alpha_s$

- la radiation d'un gluon dans l'état initial ou final  $e^-q \rightarrow e^-qg$  (Fig. 2.2 (a),(b))
- la fusion boson-gluon  $e^-g \rightarrow e^-q\bar{q}$  (Fig. 2.2 (c))

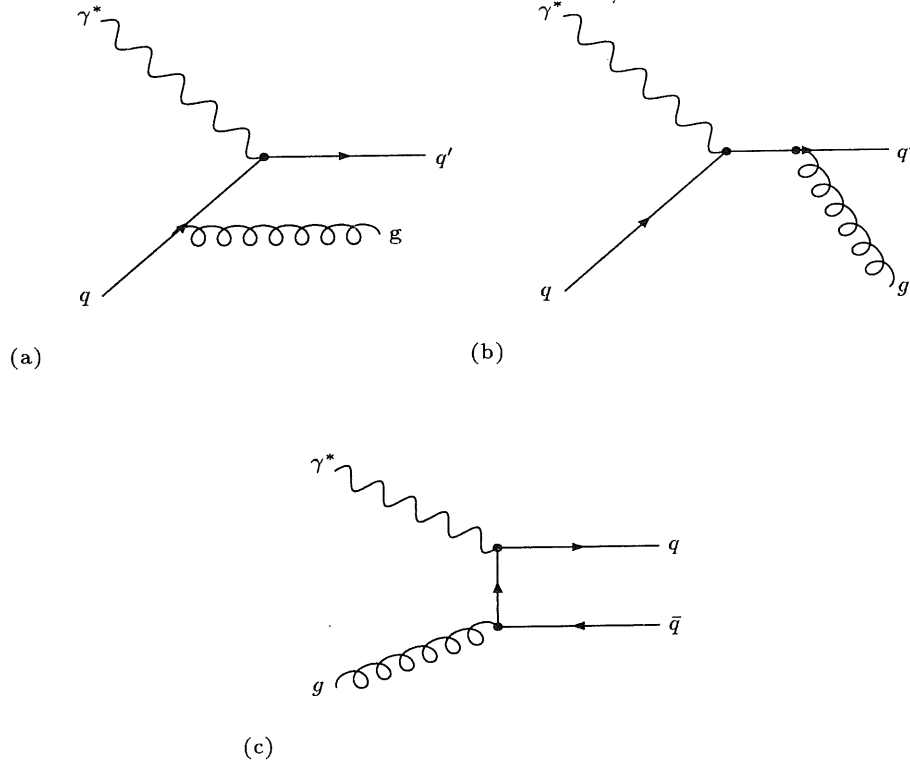


Figure 2.2: Diagrammes de Feynman de l'interaction  $\gamma q$  au premier ordre en  $\alpha_s$ :  
(a) rayonnement d'un gluon initial (b) rayonnement d'un gluon final  
(c) boson-gluon fusion

Considérons maintenant le processus du rayonnement d'un gluon. L'élément de matrice de ces processus s'obtient d'une manière similaire à celle des processus de la diffusion de Compton. On obtient en fonction des variables de Mandelstam  $s, t, u$  [15]

$$|M_{fi}|^2 = 32\pi^2(e_i^2\alpha_s)\frac{3}{4}\left(-\frac{t}{s} - \frac{s}{t} + \frac{2uQ^2}{st}\right) \quad (2.21)$$

Dans les notations de la figure 2.2 (a,b), nous exprimons avec  $s = (q+p_q)^2 = (p_g+p'_q)^2$ , l'énergie disponible dans le référentiel photon-quark,  $t = (p_q - p_g)^2$  le moment transféré entre le quark incident et le gluon, et  $u = (p_q - p'_q)^2$ .

Remarquons que le premier terme de l'élément de matrice  $-t/s$ , qui correspond à l'émission d'un gluon final, devient singulier lorsque l'angle entre le quark final et le gluon

émis devient nul <sup>1</sup>. De la même manière, nous observons que le deuxième terme  $-s/t$ , correspondant au graphe de l'émission d'un gluon initial, possède une singularité, lorsque l'angle entre le quark incident et le gluon émis tend vers 0. Ainsi, aussi bien un gluon initial que final est émis préférentiellement de manière colinéaire. Dans les deux cas une singularité supplémentaire apparaît lorsque le gluon émis possède une énergie nulle. Ce cas est connu sous le nom de singularité infrarouge.

L'élément de matrice pour le processus de la fusion boson-gluon s'écrit

$$|M_{fi}|^2 = 32\pi^2(e_i^2\alpha_s) \frac{3}{4} \left( \frac{u}{t} - \frac{t}{u} + \frac{2sQ^2}{tu} \right) \quad (2.22)$$

Dans les notation de la figure 2.2(c), nous obtenons les expressions pour  $s = (p_q + p_{\bar{q}})^2$ ,  $t = (p_g - p_q)^2$  et  $u = (p_g - p_{\bar{q}})^2$ .

Les divergences colinéaires et infrarouges qui apparaissent, sont régularisées en tenant compte des corrections virtuelles: bien que ces processus soient à l'ordre  $\alpha_s^2$  (Fig. 2.3), les termes d'interférences font apparaître des contributions en  $\alpha_s$ , qui doivent être soustraites des sections efficaces obtenues [7].

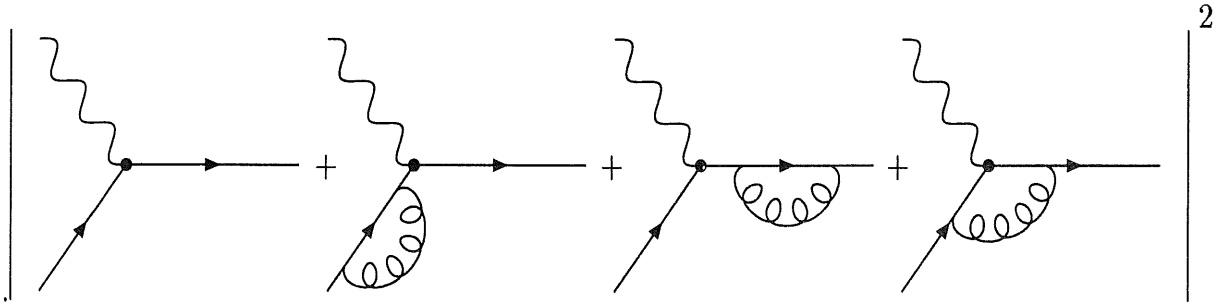


Figure 2.3: Diagrammes de Feynman des corrections radiatives produisant par leur interférence des contributions au premier ordre en  $\alpha_s$ .

Pour un calcul numérique, il est par contre nécessaire d'introduire une coupure, afin d'éviter la génération des événements non-physiques, supprimés dans le calcul analytique par la présence des termes de rayonnement virtuel.

Une des possibilités consiste à exiger que la masse invariante  $m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2$  entre les deux partons de l'état final soit telle que  $m_{ij}^2 > y_{cut}W^2$ .

Le paramètre  $y_{cut}$  est en général choisi le plus petit possible, afin de restreindre l'espace de phase le moins possible. D'autre part, il doit quand même être suffisamment grand pour éviter des contributions non-physiques, issues du comportement singulier des éléments de matrices [9].

## 2.2.2 Les fonctions de "splitting"

Les interactions au premier ordre en  $\alpha_s$  peuvent aussi être décrites par les sous-processus comme  $q \rightarrow qg$  ou bien  $g \rightarrow q\bar{q}$ . On distingue quatre différents processus élémentaires (Fig. 2.4), qui sont caractérisés par leur fonction de "splitting".

<sup>1</sup>nous considérons ici que toutes les particules ont une masse nulle.

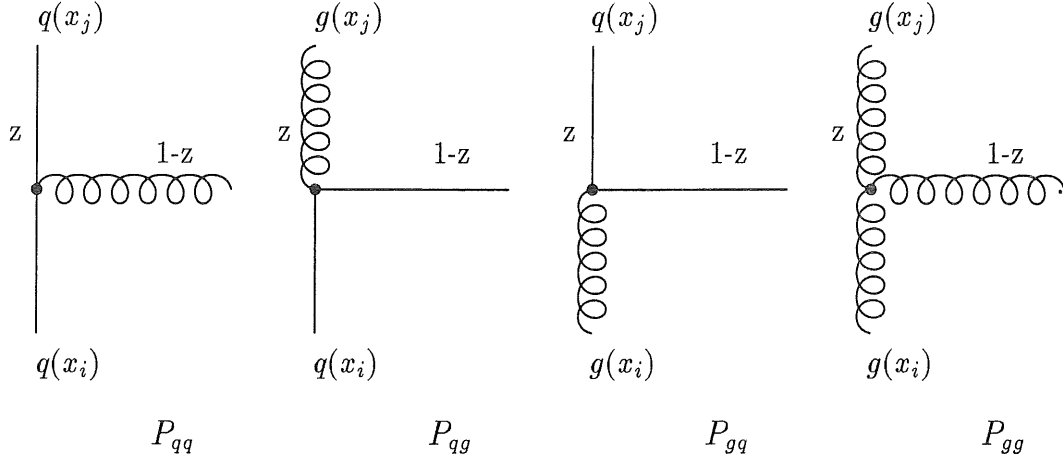


Figure 2.4: Les 4 processus élémentaires d'interaction entre quarks et gluons à l'ordre  $\alpha_s$  décrits par les fonctions de "splitting" correspondant. Un parton  $q_i(x_i)$  devient un parton  $q_j(x_j)$  après émission d'un troisième parton. Le processus est caractérisé par  $z$ , la fraction du moment de  $q_j$  par rapport à celui de  $q_i$ .

Pour le processus  $q \rightarrow qg$ , on obtient la fonction de splitting  $P_{qq}$  en considérant la section efficace de l'interaction  $\gamma^*q \rightarrow qg$  [2]

$$\sigma \propto \left( \frac{1}{2(1-z)} - \frac{2z}{(1-z)} + \frac{(1+z^2)}{(1-z)} \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \right) \quad (2.23)$$

avec  $p_q$  le quadrivecteur du quark incident qui définit  $z = \frac{Q^2}{2p_{q\bar{q}}}$  pour l'interaction électron quark en analogie avec la variable  $x$  définie pour l'interaction électron-proton. Pour des interactions à grand  $Q^2$ , le terme en  $\ln Q^2$  devient dominant. Lorsqu'on néglige les autres termes on se place dans l'approximation dite "des logarithmes dominants" (LLA), pour laquelle on exprime la section efficace par la fonction de splitting  $P_{qq}$

$$\sigma \propto P_{qq}(z) \ln \left( \frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \quad (2.24)$$

Par un calcul semblable, on obtient la fonction de splitting  $P_{gg}(z)$ , associée au processus  $g \rightarrow q\bar{q}$ . Pour la fonction de splitting  $P_{gg}(z)$ , ils nous faut évaluer le vertex à trois gluons  $g \rightarrow gg$ . Les fonctions de splitting représentent la probabilité de trouver un parton  $q_j$  à partir du parton  $q_i$  portant la fraction du moment  $z = x_j/x_i$ . Nous obtenons la fonction de splitting  $P_{gg}$  par la relation  $P_{gg} = P_{qq}(1-z)$ . Les quatre fonctions de splitting s'écrivent donc:

$$q \rightarrow qg \quad P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left( \frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (2.25)$$

$$q \rightarrow gq \quad P_{qg}(z) = \frac{z^2 + (1-z)^2}{2} \quad (2.26)$$

$$g \rightarrow q\bar{q} \quad P_{gq}(z) = \frac{4}{3} \left( \frac{1+(1-z)^2}{z} \right) \quad (2.27)$$

$$g \rightarrow gg \quad P_{gg}(z) = 6 \left[ z(1-z) + \frac{1-z}{z} + \left( \frac{z}{1-z} \right) \right] + \frac{33-2n_f}{6} \delta(1-z) \quad (2.28)$$

## 2.3 Le modèle des cascades de partons

Le calcul des éléments de matrice au premier ordre en  $\alpha_s$ , pour la radiation d'un gluon et la fusion boson gluon, donne la contribution exacte de ces processus à la section efficace de l'interaction  $ep$ , mais ne décrit pas l'émission de 2, 3, N partons lors de l'interaction électron-quark. Bien que les calculs des éléments de matrice soient poussés jusqu'au 2<sup>ème</sup> ordre en  $\alpha_s$ , cette approche ne pourrait pas être étendue à tous les ordres, afin de rendre compte du rayonnement multiple de partons.

Dans cette perspective le modèle des cascades de partons a été développé, en se basant sur l'émission successive de partons, créant ainsi des cascades de partons "initiales" (avant l'interaction  $e^-q$ ) et "finales" (après l'interaction  $e^-q$ ) [9]. Ces cascades se distinguent par la virtualité du parton "émetteur", en cascade du genre temps ou bien cascade du genre espace.

Une cascade du genre espace est produite soit à partir d'une particule sur sa couche de masse soit à partir d'une particule du genre espace. Elle émet une particule du genre espace et une particule qui se trouve soit sur sa couche de masse soit de virtualité du genre temps (Fig. 2.5 (b)). On obtient par contre une cascade du genre temps si une particule de genre temps émet des particules qui se trouvent, elles, plus proche de leur couche de masse que la particule initiale (Fig. 2.5 (a)).

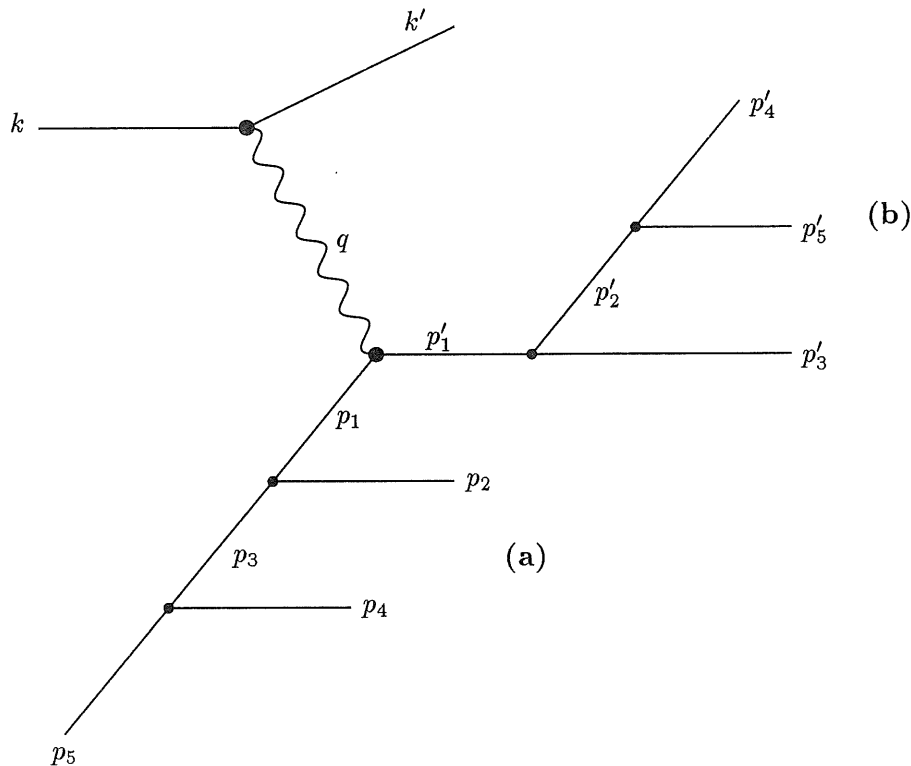


Figure 2.5: Les cascades de partons du genre espace (a) et du genre temps (b).

Des cascades du genre espace décrivent alors l'évolution du parton qui va interagir avec le photon virtuel. Ce parton, lorsqu'il est à l'intérieur du proton, se trouve soit sur sa couche de masse, soit avec une faible masse virtuelle du genre espace. Sa virtualité



augmente par émission successive jusqu'au point d'interaction avec le photon. Le quark issu de l'interaction peut être soit sur sa couche de masse, soit avec une virtualité du genre temps, auquel cas, il va la perdre en produisant une cascade du genre temps. Les partons du genre temps émis lors de la cascade initiale vont faire de même.

Cette séparation de l'émission des partons en cascade initiale et finale est un des points faibles du modèle des cascades de partons: tout terme d'interférence n'est pas pris en compte, ce qui fait que le modèle n'est pas invariant de jauge. Ceci n'est pas le cas dans le modèle des "dipôles colorés" (Colour Dipole model, CDM), développé dans le programme ARIADNE [10]: pour une diffusion profondément inélastique, un dipôle de couleur est créé entre le quark diffusé et le résidu du proton qui rayonne des gluons. Dans les analyses que nous présentons ici, seuls des modèles basés sur des cascades de partons ont été étudiés, je me réfère donc à [11] pour une description plus détaillée du modèle des dipôles colorés.

Dans la suite, nous allons d'abord décrire les cascades du genre temps, développées initialement pour décrire des événements multijets dans des expériences d'annihilation  $e^+e^-$  et qui décrivent bien les données de PETRA, PEP, TRISTAN et LEP [12, 13, 14].

Pour la simulation des cascades du genre espace, d'importants progrès ont été faits ces dernières années. La comparaison avec les données se fait plus difficilement, car elle n'était possible que sur les réactions  $p\bar{p}$  [15, 16, 17] avant le démarrage de HERA.

### 2.3.1 Les cascades du genre temps

Une cascade est formée d'embranchements successifs de quarks et de gluons, avec trois différents types de branchement possibles:  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  et  $g \rightarrow q\bar{q}$  caractérisés par la fonction de splitting correspondante (cf 2.2.2). Pour chaque parton  $a$ , de masse virtuelle  $m_a^2 > 0$ , nous pouvons exprimer la probabilité d'embranchement  $a \rightarrow bc$  [29]:

$$dP_{a \rightarrow bc}(z, m_a^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \frac{dm_a^2}{m_a^2} P_{a \rightarrow bc}(z) dz \quad (2.29)$$

$P_{a \rightarrow bc}(z)$  est la fonction de splitting associée avec le processus  $a \rightarrow bc$ .  $z$  représente comme précédemment la fraction d'impulsion portée par le parton  $b$  par rapport au parton  $a$  et se définit de manière covariante par:

$$z = \frac{p'_a p'_b}{p'_a p'_c} \quad (2.30)$$

L'argument de  $\alpha_s$ ,  $Q^2$  est généralement une fonction de  $m_a^2$  et  $z$ . Des études d'effets de cohérence [14, 20] ont montré, que la meilleure échelle est donnée par l'impulsion transverse de partons:

$$Q^2 = p_T^2 \sim z(1-z)m_a^2 \quad (2.31)$$

La probabilité,  $d\bar{P}$ , qu'un branchement n'ait pas lieu s'exprime alors par:

$$d\bar{P}_{a \rightarrow bc} = 1 - \frac{dm_a^2}{m_a^2} \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \quad (2.32)$$

où les bornes  $z_{min}, z_{max}$  dépendent de la masse virtuelle  $m_a^2$ . La sommation de ce terme entre une virtualité  $m_{min}^2$  et  $m^2$  est obtenue par exponentiation de l'équation 2.29

$$S_a(m^2) = \exp \left( - \int_{m_{min}^2}^{m^2} \frac{dm_a^2}{m_a^2} \int_{z_{min}(m_a^2)}^{z_{max}(m_a^2)} dz \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \right) \quad (2.33)$$

appelé le facteur de forme de Sudakov. Un embranchement est ensuite engendré en résolvant suivant  $m$ , l'expression

$$S_a(m^2) = \frac{S_a(m_{max}^2)}{R} \quad (2.34)$$

avec  $R$ , un nombre aléatoire entre 0 et 1. Avec le facteur de forme de Sudakov, on peut ainsi déterminer la virtualité  $m^2$  du parton qui rayonne, la fraction d'impulsion  $z$  et  $1 - z$  emportées par les partons fils, ainsi que leur nature. On applique le même traitement au partons fils, jusqu'à ce que leur virtualité soit en-dessous d'une coupure  $m_0^2 \sim 1 \text{ GeV}$  [21].

### Effets de cohérence

Dans des cascades de partons, l'émission de gluons de faible énergie est supprimée du fait d'interférences destructives, appelées effets de "cohérence" [22]. On comprend mieux ce que cela veut dire, si on considère d'abord l'exemple d'un photon émis par une paire  $e^+e^-$  dans une cascade QED (Fig. 2.6). Prenons l'exemple du photon émis à partir de l'électron. On estime le temps nécessaire pour rayonner un photon à partir de la relation d'incertitude d'Heisenberg.

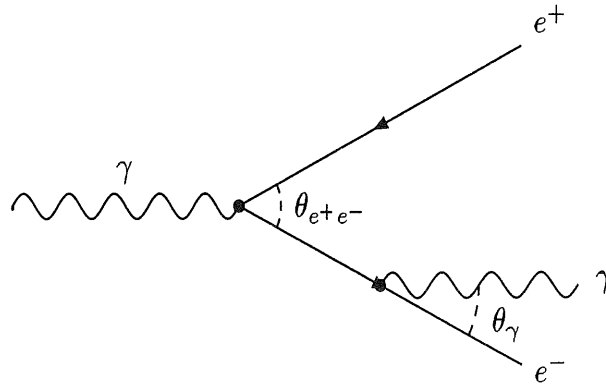


Figure 2.6: Emission d'un photon d'une paire  $e^+e^-$  dans une cascade QED. Le processus tel que  $\theta_\gamma > \theta_{e^+e^-}$  est fortement supprimé.

$$t_{form} \sim \frac{1}{k\theta_{\gamma e}} \sim \frac{\lambda_{perp}}{\theta_{\gamma e}} \quad (2.35)$$

avec  $k$  l'impulsion du photon,  $\theta_{\gamma e}$  l'angle entre l'électron et le photon émis et  $\lambda_\perp$  la longueur d'onde transverse du photon.

Pendant ce temps d'émission la paire  $e^+e^-$  s'est séparée d'une distance transverse

$$\rho_{\perp}^{e^+e^-} \sim \theta_{e^+e^-} t_{form} \sim \lambda_{\perp} \frac{\theta_{e^+e^-}}{\theta_{\gamma e}} \quad (2.36)$$

Dans le cas d'un grand angle d'émission du photon, la distance qui sépare la paire  $e^+e^-$  peut alors devenir plus petite que la longueur d'onde transverse du photon émis. Ceci implique que le photon émis ne peut pas "voir" l'électron et le positron séparément, mais uniquement l'ensemble des deux, avec une charge électrique globale "nulle". En ce cas, le photon n'a plus de raison d'être émis et le processus est fortement supprimé. L'émission d'un photon n'est donc possible que dans les cas, où il y a ordonnancement angulaire [23].

$$\theta_{\gamma e} < \theta_{e^+e^-} \quad (2.37)$$

D'une manière similaire, on peut imaginer l'émission des gluons de faible énergie dans des cascades QCD. Pour le rayonnement énergétique, de telles considérations ne sont pas nécessaires, parce que le fort ordonnancement des masses virtuelles implique automatiquement un fort ordonnancement angulaire [24].

La différence entre les effets de cohérence dans le cas des cascades QED par rapport aux cascades QCD, est dû à l'autocouplage des gluons (Fig. 2.7). Si l'angle d'émission du gluon  $\theta_{gq}$  est maintenant supérieur à l'angle d'ouverture entre la paire  $q\bar{q}$ , l'émission n'est plus impossible: le gluon émis se comporte comme s'il était émis du gluon "parent" de la paire  $q\bar{q}$ .

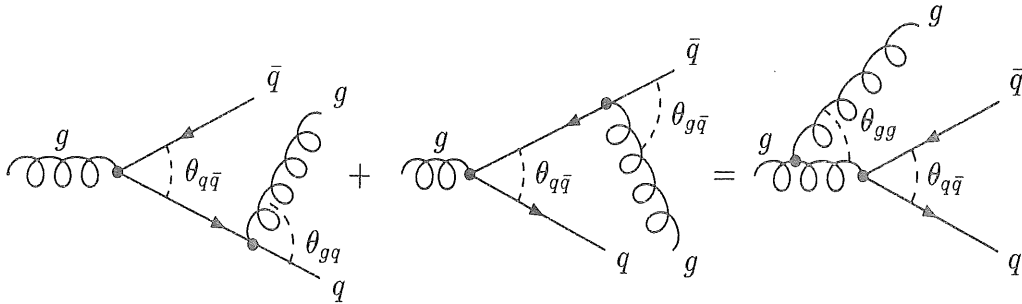


Figure 2.7: Emission d'un gluon à partir d'une paire  $q\bar{q}$  dans une cascade QCD: lorsque l'angle  $\theta_{gq}, \theta_{g\bar{q}} > \theta_{q\bar{q}}$  le gluon rayonné apparaît comme émis à partir du gluon initial.

On décrit donc correctement l'émission des gluons "mous", si on impose l'ordonnancement angulaire.

- $\theta_{gq}, \theta_{g\bar{q}} < \theta_{q\bar{q}}$   
l'angle d'émission du gluon est inférieur à l'angle entre la paire  $q\bar{q}$ , l'émission a lieu à partir d'un quark.
- $\theta_{gg} > \theta_{q\bar{q}}$   
l'angle d'émission est plus grand que l'angle d'ouverture entre la paire  $q\bar{q}$ , le gluon est émis à partir du gluon parent.

Le même raisonnement est aussi valable pour l'émission d'autres partons, et on exige l'ordonnement angulaire dans la simulation des cascades de partons. En tenant compte des ces effets de cohérence "intra-jet", une meilleure description des configurations multi-jets dans les annihilations  $e^+e^-$  a été obtenue [12].

### 2.3.2 Les cascades du genre espace

Dans le modèle de l'approximation des logarithmes dominants, on imagine les partons à l'intérieur du proton dans un processus perpétuel d'émission et de recombinaison. Quand il y a interaction entre un parton et le photon, ce dernier amène l'énergie nécessaire pour que toute la cascade de partons antérieurs au parton interagissant devienne réelle. Le résidu du proton ne peut donc pas rayonner.

En termes de simulation, il est plus simple de simuler la cascade initiale à partir du parton qui a interagi avec le photon, que d'ajuster l'interaction principale après avoir simulé des cascades à partir d'un parton issu du proton: on parle d' "évolution vers l'arrière" (backward evolution) [15, 17]. Afin de décrire les cascades initiales, on doit tenir compte des densités de partons du proton. Déterminée par la mesure des fonctions de structures, leur évolution en termes de  $x$  et  $Q^2$  est décrite par les équations d'Altarelli-Parisi dans l'approximation des logarithmes dominants [25].

$$df_b(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} dt \sum_a \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{dx'}{x'} f_a(x', t) P_{a \rightarrow bc} \left( \frac{x}{x'} \right) \quad (2.38)$$

Avec  $t = \ln Q^2$ , et  $f_b$  la densité du parton  $b$  en fonction de la densité du parton "parent"  $f_a$ . La probabilité que le parton  $b$  soit "réabsorbé" par le parton parent  $a$  lors d'une variation de sa virtualité  $dt$ , s'écrit [26]:

$$\begin{aligned} dP_b(x, t) &= \frac{df_b(x, t)}{f_b(x, t)} \\ &= |dt| \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_a \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x', t)}{f_b(x, t)} P_{a \rightarrow bc} \left( \frac{x}{x'} \right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

La sommation de toutes les contributions  $dt$  entre  $t$  et  $t_{max}$  est obtenue par exponentiation, de la même manière que pour les cascades du genre temps. Le facteur de Sudakov pour les cascades du genre espace s'écrit alors

$$S_b(x, t_{max}, t) = \exp \left( - \int_t^{t_{max}} dt' \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} \sum_a \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x', t')}{f_b(x', t')} P_{a \rightarrow bc} \left( \frac{x}{x'} \right) \right) \quad (2.40)$$

Ce facteur de forme exprime alors la probabilité que le parton  $b$  qui possède un certain moment  $x$ , reste un parton  $b$ , si sa virtualité baisse de  $t_{max}$  à  $t$ .

Pratiquement on génère  $S_b$  aléatoirement entre 0 et 1 et on résout l'équation 2.40 suivant  $t$ , virtualité à laquelle  $b$  était émis. Si cette virtualité est plus petite qu'une valeur minimale  $t_0 \sim 1 \text{ GeV}$ , le parton  $b$  provient du proton [15].

Une des différences entre les cascades initiales et finales se trouve dans l'influence des densités de partons à l'intérieur du proton sur les cascades initiales. Ceci se manifeste dans une émission réduite de cascades initiales surtout à grands  $x$  et  $Q^2$  et introduit une dépendance de la quantité des partons rayonnés dans l'état initial de la fonction de structure choisie lors de la simulation [27].

Comme la décroissance des virtualités spatiales implique un ordonnancement angulaire, les effets de cohérence qui ont été discutés pour les cascades du genre temps sont pris en compte automatiquement. Seul dans le cas d'émission très "molle" ( $z \rightarrow 1$ ), les contraintes cinématiques deviennent moins importantes et des phénomènes de cohérence peuvent intervenir [28].

### 2.3.3 L'échelle de la virtualité maximale

Dans le modèle des cascades de partons, il reste un paramètre libre, la virtualité maximale,  $t_{max}$  ou  $m_{max}$ , qui détermine le point de départ du développement des cascades. Suivant ce paramètre, la dureté et la quantité des partons émis varient, ce qui se manifeste dans la multiplicité et la fraction d'événements multijets simulés [30].

Le développement du modèle des cascades a commencé par l'étude de l'état final hadronique lors de l'annihilation  $e^+e^-$ , processus dans lequel la virtualité maximale intervient uniquement pour une cascade du genre temps, déterminée de manière non ambiguë par l'énergie au centre de masse,  $Q^2$  du boson créé.

Pour des réactions faisant intervenir des cascades initiales et finales, le choix de cette échelle est plus arbitraire. L'interaction et l'état final hadronique sont caractérisés à la fois par le moment transféré du boson échangé,  $Q^2$ , et la masse invariante de l'état final  $W^2$ : toute fonction des deux quantités peut a priori être valable. Dans le cas de la diffusion profondément inélastique,  $W^2$  et  $Q^2$  sont liées par la fraction du moment du proton portée par le quark qui interagit:

$$W^2 = m_p^2 + Q^2 \left( \frac{1-x}{x} \right) \simeq Q^2 \left( \frac{1-x}{x} \right) \quad (2.41)$$

Les expériences précédentes de diffusion profondément inélastique possédaient un domaine accessible en  $x$  typiquement entre  $0.01 < x < 0.9$ , par conséquent la différence entre  $Q^2$  et  $W^2$  n'excédait pas un facteur 20. A HERA par contre, comme  $x$  peut prendre des valeurs inférieures à  $10^{-4}$ , la différence entre  $Q^2$  et  $W^2$  peut atteindre un facteur  $10^5$ , ce qui provoque des comportements très différents pour les deux échelles.

La comparaison de différentes échelles avec les données de H1 par des distributions caractéristiques de l'état final, sera un des sujets du chapitre 4.

## 2.4 Le modèle élément de matrice + cascade de parton (ME+PS)

Jusqu'à présent deux différentes manières de tenir compte des processus QCD ont été présentées: le calcul exact des éléments de matrices pour les réactions au premier ou même au deuxième ordre en  $\alpha_s$  et le modèle des cascades de partons dans l'approximation des

logarithmes dominants. Le calcul des éléments de matrices est limité par la complexité des calculs aux ordres supérieurs, mais a l'avantage d'une description exacte du rayonnement "dur", où le modèle des cascades sera toujours limité par son approche approximative. Celui-ci livre par contre une bonne description du rayonnement "mou". Il semble donc naturel de combiner les deux approches pour obtenir le modèle "ME+PS" (matrix element + parton shower).

Dans cette approche on simule d'abord l'interaction principale au premier ordre en  $\alpha_s$  et on rajoute ensuite le rayonnement plus "mou" grâce à la technique des cascades de partons. L'échelle de virtualité maximale est définie de manière à ne pas simuler deux fois le même processus.

Pour cela la coupure  $m_{ij}^2 > y_{cut} W^2$  introduite afin d'éviter des régions singulières lors du calcul des éléments de matrice, sert en même temps d'échelle de virtualité maximale, s'il n'y a pas eu de rayonnement "dur" généré.

Pour un événement ayant deux partons dans l'état final de l'interaction principal,  $gq$  ou bien  $q\bar{q}$ , la masse invariante de cette paire de partons  $(p_i + p_j)^2$ , définit l'échelle de virtualité maximale pour les cascades finales. Dans le cas d'un gluon émis après le vertex  $\gamma^*$ -parton, ceci correspond à la virtualité du propagateur du quark avant l'émission du gluon et représente donc la virtualité maximale possible plus toute émission supplémentaire. Si le parton "dur" a été émis avant le vertex boson-quark cette définition reste valable lorsqu'on considère les deux partons finaux comme un système qui engendre les cascades de partons [9].

La détermination de l'échelle de virtualité maximale reste par contre ambiguë pour les cascades initiales. La virtualité maximale est donnée par la masse virtuelle du quark avant l'interaction avec le boson, obtenue par le quadrivecteur du boson échangé et les quadrivecteurs des partons de l'état final. Ce propagateur dépend par contre du diagramme de Feynman sous-jacent et différentes combinaisons sont alors possibles. En fait on choisit la virtualité maximale du propagateur du quark comme échelle des cascades initiales.

Bien que l'échelle de virtualité maximale ne soit pas définie de manière unique par le calcul des éléments de matrices, le choix est tout de même considérablement limité, et le calcul exact de l'émission "dure" reste un avantage incontestable [30].

## 2.5 Le résidu du proton

Le résidu du proton, c'est à dire la partie du système hadronique constituée des partons spectateurs qui ne participent pas à l'interaction, est d'une part caractérisé par la nature du parton ayant interagit (quark de valence, quark de la mer, gluon), d'autre part par les contraintes cinématiques qui lui donnent une énergie résiduelle, ainsi que des moments transverses entre les partons spectateurs.

N'ayant pas reçu une impulsion transverse comme le quark "d'interaction", les partons appartenant au résidu du proton ne vont pas créer des cascades de partons observables, ce qui simplifie leur détermination [9].

Si le quark d'interaction est un quark de valence, le résidu du proton est alors un diquark, constitué des deux autres quarks de valence, qui se fragmente ensuite. La simulation de l'hadronisation est décrite ci-dessous (Fig. 2.8 (a)).

Dans le cas d'un quark de la mer comme quark d'interaction, un système de quatre partons reste pour former le résidu. La conservation de la saveur impose qu'un antiquark de la saveur du quark d'interaction se rajoute aux quarks de valence. Un antiquark de saveur  $u$  ou  $d$ , va tout simplement s'annihiler avec le quark de valence correspondant, laissant un diquark comme dans le cas précédant avant les processus d'hadronisation (Fig. 2.8 (b)).

Pour des antiquarks possédant une saveur différente, un méson est formé par l'association avec un quark de valence arbitrairement choisi, ainsi qu'un diquark avec les deux quark de valence restants. L'énergie et le moment  $p_z$  sont distribués entre le méson et le diquark. Un faible moment transverse égal et opposé est introduit entre les deux systèmes, déterminé à partir d'une distribution gaussienne (Fig. 2.8 (c)).

On traite de façon similaire le résidu du proton dans le cas d'interaction entre un antiquark de la mer et le boson. Quatre quarks restent alors et vont former d'une part un baryon avec deux quarks de valence et le quark de la mer et un quark de valence tout seul. La cinématique de ces deux systèmes est développée de la même manière que précédemment (Fig. 2.8 (d)).

La fusion boson-gluon produit un état d'octet de couleur entre les trois quarks de valence qui forment en ce cas-là le résidu. Ils sont divisés dans la suite en quark et diquark avec la distribution de l'énergie et du moment entre les deux et l'introduction d'un moment transverse entre les deux (Fig. 2.8 (e)).

Certains générateurs tiennent compte en plus des interactions qu'il peut y avoir entre le résidu du proton et des débris de l'interaction, comme par exemple les partons issus des cascades initiales, qui vont dans la même direction que le résidu. Un tel processus est appelé "événement sous-jacent" (soft underlying event, SUE), ouvrant la possibilité de produire des hadrons supplémentaires à faible moment transverse. La simulation des événements sous-jacents a été développée dans le contexte d'une hadronisation par "amas" (clusters) que nous n'avons pas utilisé dans la suite. Une description plus détaillée peut être trouvée dans [31].

## 2.6 L'hadronisation

Jusqu'à ce point la simulation du système hadronique a été traitée au niveau des partons, considérés à l'état libre. Les distances mises en jeu dans les processus décrits sont suffisamment petits pour que  $\alpha_s(Q^2) \ll 1$  et les interactions peuvent être calculées de manière perturbative. Lorsque les échelles deviennent plus grandes, on entre dans le domaine non-perturbatif de la QCD, dans lequel les partons n'existent plus à l'état libre, mais sont confinés en hadrons.

Avant donc de pouvoir simuler la réponse du détecteur, il faut modéliser les processus d'hadronisation, qui recombinent les partons de manière à former des hadrons. Pour cela différentes modélisations existent, à commencer par la "fragmentation indépendante" introduite par Feynman et Fields [32], le modèle des cordes (Lund-fragmentation string model) [33] ou encore l'hadronisation par amas (cluster-model) [34]. Notre intérêt par la suite

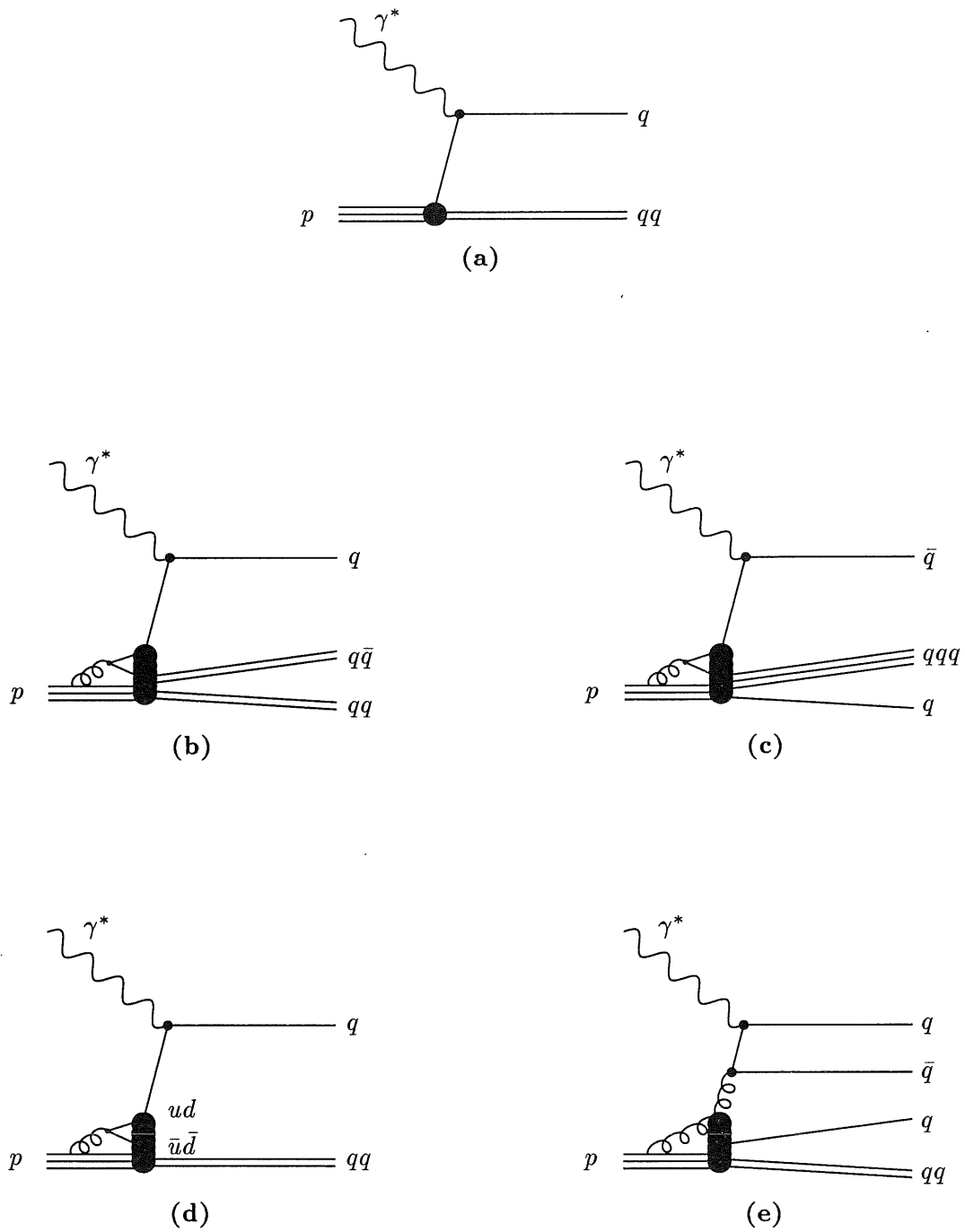


Figure 2.8: La simulation du résidu du proton:

- |   |                          |
|---|--------------------------|
| (a) interaction: quark de valence                 | résidu: diquark          |
| (b) interaction: quark de la mer autre que u ou d | résidu: diquark et méson |
| (c) interaction: antiquark de la mer              | résidu: baryon et quark  |
| (d) interaction: quark de la mer u ou d           | résidu: diquark          |
| (e) interaction: fusion boson-gluon               | résidu: diquark et quark |



sera surtout porté sur la description de l'hadronisation lors de la diffusion profondément inélastique avec le modèle des cordes, que nous avons utilisé dans les programmes de simulation de nos analyses.

Le modèle des cordes décrit les processus de fragmentation par "des cordes de couleurs" étirées entre quarks-antiquarks et diquarks produits lors de l'interaction  $e - p$ .

Quark et antiquark s'éloignent, en transformant leur énergie cinétique en énergie potentielle de couleur entre eux. Cette énergie fournie au champ de couleur fait que son extension transversale devient petite devant son extension longitudinale. On représente ce champ par une corde, dont la tension augmente d'autant plus que les partons s'éloignent. La distribution d'énergie est supposée linéaire le long de la corde. Au fur et à mesure que l'énergie sur la corde croît, celle-ci peut se casser en deux morceaux, en produisant spontanément une paire quark-antiquark qui forment les nouvelles extrémités de la corde.

Regardons ce processus maintenant dans le cas de la fragmentation d'un proton dans une diffusion profondément inélastique, dans laquelle le photon virtuel a interagi avec un quark de valence, appelé I (Fig. 2.9). Avant l'interaction, on considère le proton comme "incolore", les trois quarks de valence possèdent par exemple les couleurs "rouge", "vert" et "bleu". Après l'interaction le champ de couleur est alors "étiré" entre le quark ayant interagi et le diquark du résidu du proton. L'évolution de ce "tube" s'arrête, quand les quarks ont cédé toute leur énergie cinétique à l'étirement du tube, on se trouve avec le quark d'interaction à une des extrémités du tube, le quark K le plus énergétique du résidu à l'autre extrémité et le troisième quark J, qui assure la jonction entre les deux autres.

Si le quark K est par exemple rouge, les quarks I et J vont être antirouge et le champ entre le quark K et le système I et J rouge-antirouge. De même pour l'autre côté, si le quark I est bleu, J et K vont être antibleu ensemble et le champ entre I d'une part et J et K de l'autre sera bleu-antibleu (Fig. 2.10).

Dans ces champs, on crée maintenant des paires  $q\bar{q}$ , à l'exception de l'endroit du quark de jonction, où on produit en ce cas un baryon (Fig. 2.11).

Les gluons, issus par exemple des cascades de partons, interviennent comme des points à partir desquels la corde est tirée dans une direction transverse. Plus énergétiques ils sont, plus forte est la tension. (Fig. 2.12). La fragmentation d'une telle corde "étirée" produit alors des hadrons entre le gluon et la paire quark-antiquark.

Pour les états multipartoniques, les partons sont arrangés tel que le quark à chaque extrémité de corde possède l'anticouleur de l'extrémité de la corde voisine tout en gardant chaque corde incolore en soi-même (Fig. 2.13) [28].

Les hadrons obtenus par ces différents processus d'hadronisation, souvent instables, sont en suite désintégrés proportionnellement aux rapports d'embranchement connus, afin de simuler la réponse du détecteur.

## 2.7 Perspectives

La diffusion profondément inélastique ne peut pas être correctement décrite sans tenir compte des effets QCD qui interviennent dans l'interaction électron-proton. Parmi ces effets on compte les processus de QCD perturbative comme les rayonnements QCD, dans

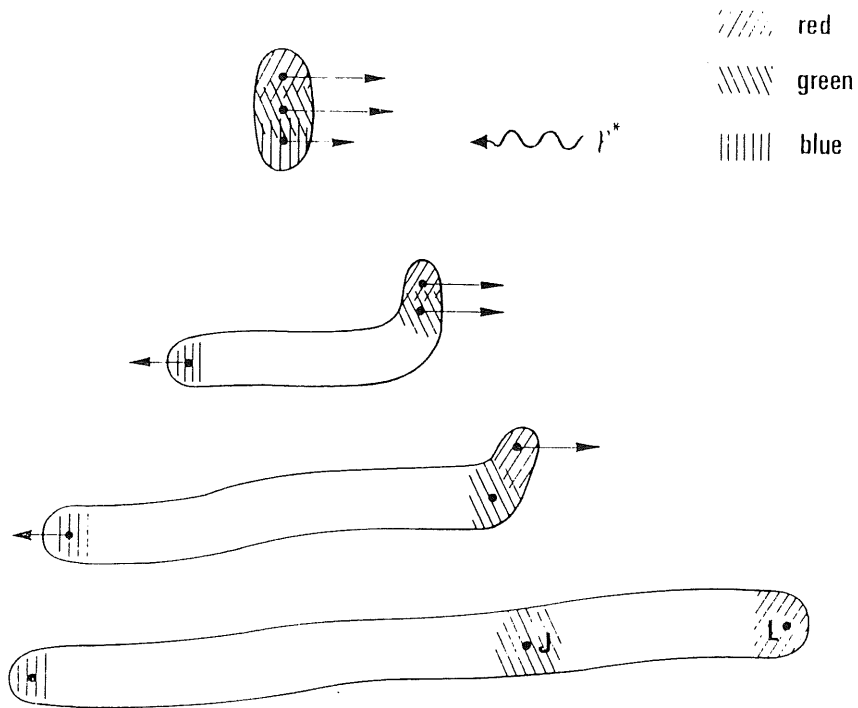


Figure 2.9: Etirement du champs de couleur d'un proton dans un processus DIS.

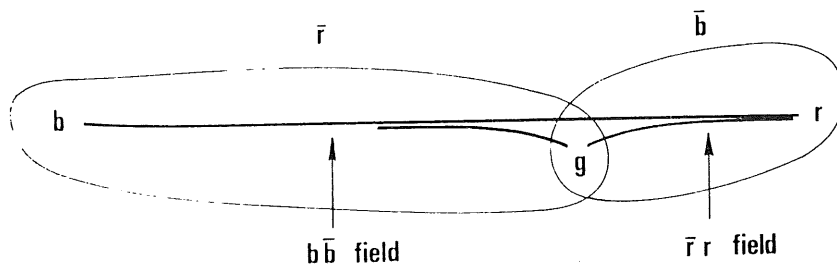


Figure 2.10: Champ de couleur entre les quarks d'un proton après DIS.

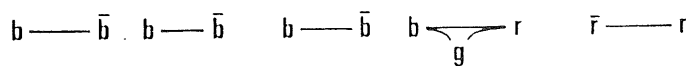


Figure 2.11: Fragmentation d'un proton en  $q\bar{q}$  et baryon.

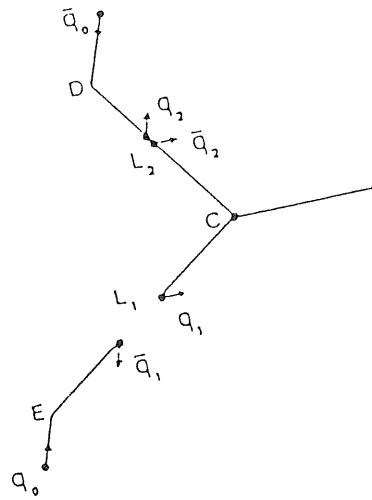


Figure 2.12: Les gluons dans le modèle des cordes.

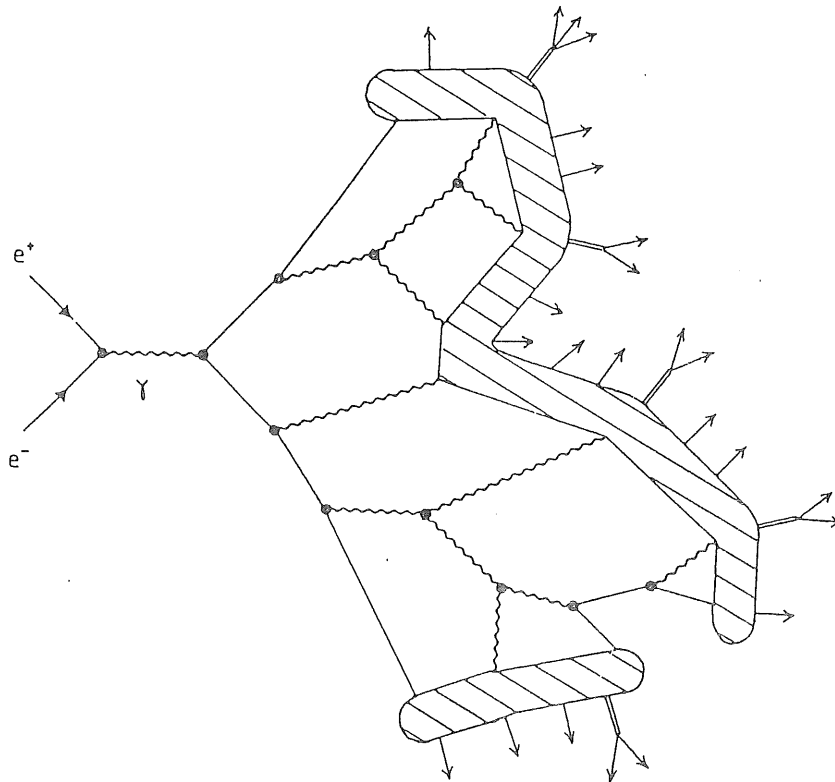


Figure 2.13: La fragmentation multipartonique dans le modèle des cordes.

l'état initial et final du quark qui interagit. Ils sont décrits d'une part par le calcul des éléments de matrices à l'ordre  $\alpha_s$ , ou même à l'ordre  $\alpha_s^2$ , d'autre part dans l'approximation des logarithmes dominants dans le modèle des cascades de partons, ou bien par la combinaison des deux. Par ailleurs, pour la simulation des processus d'hadronisation qui échappent au calcul perturbatif, différents modèles phénoménologiques sont utilisés.

HERA permet l'accès à des domaines cinématiques, dans lesquels une grande incertitude existe notamment pour les modèles faisant appel à l'approximation des logarithmes dominants. A petit  $x$ , le fort ordonnancement angulaire pour l'émission des gluons, n'est plus justifié et peut nous amener à une incompatibilité avec les observations faites sur la structure des événements enregistrés. Le libre choix du paramètre de virtualité maximale rend une infirmation de tels modèles par contre très difficile.

Le calcul des éléments de matrices au premier ordre en  $\alpha_s$  a été par contre insuffisant pour décrire l'état final hadronique observé aussi bien dans les expériences de diffusion profondément inélastiques antérieures [35], que dans les expériences d'annihilation  $e + e^-$  [12].

La combinaison des deux modèles semble par contre prometteuse:

- le calcul exact des éléments de matrices permet une description exacte des processus de Compton QCD, ainsi que de la fusion boson-gluon.
- les cascades de partons décrivent le rayonnement QCD "mou", mais dans un espace de phase limité, ce qui réduit l'incertitude sur les virtualités maximales.

Nos études sur l'état final hadronique seront accompagnées par une comparaison du modèle de cascades de partons et de l'approche ME+PS, bien que leur but ne soit pas une étude de modèle de simulation. Nous introduirons des variables qui permettent une distinction plus nette des effets produits par les différents modèles, ainsi qu'une comparaison plus quantitative des événements simulés et les données.

Le modèle LUND d'hadronisation s'est montré en bon accord avec les résultats obtenus aussi bien sur les expériences LEP que par EMC, si bien que notre intérêt ne s'est pas porté sur son étude.

# Bibliographie

- [1] G. Ingelman et al., "Proceedings of the HERA-Workshop I" (1987) 3.
- [2] F. Halzen, A.D. Martin, "Quarks & Leptons", John Wiley & Sons (1984).
- [3] A.M. Cooper-Sarkar et al., "Physics at HERA I" (1991) 155.
- [4] M.W. Krasny et al., "Physics at HERA I" (1991) 171.
- [5] J. Blümlein et al., "Proceedings of the HERA-Workshop I" (1987) 67.
- [6] P. Renton "Electroweak Interactions", Cambridge University Press (1990) 363.
- [7] R.D. Peccei et R. Rückl. Nucl. Phys B162 (1980) 125.
- [8] G. Ingleman, "Physics at HERA III" (1991) 1366.
- [9] M. Bengtsson et al., Nucl. Phys. B301 (1988) 554.
- [10] L. Lönnblad, "Physics at HERA III" (1991) 1440.
- [11] G. Gustafson, U. Petterson, Nucl. Phys. B306 (1988) 746.
- [12] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Phys. Lett. B185 (1987) 435.
- [13] JADE Collaboration, Z. Phys. C33 (1986) 23.
- [14] J. Drees, "Properties of quark and gluon jets" University GHS Wuppertal (1993).
- [15] T. Sjostrand, Phys. Lett. B157 (1985) 321.
- [16] L. DiLella, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 107.
- [17] M. Bengtsson et al. Z. Phys. C32 (1986) 67.
- [18] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B289 (1987) 810.
- [19] D. Amati et al., Nucl. Phys. B173 (1980) 429.
- [20] G. Curci et al., Nucl. Phys. B175 (1980) 27.
- [21] M. Bengtsson et al., "Proceedings of the HERA Workshop I" (1987) 149.
- [22] Y. Dokshitzer et al. "Basics of perturbative QCD", Editions Frontières (1991).

- [23] A.E. Chudakov, *Isv. Akad. Nauk, SSSR, Ser.Fiz.*19 (1955) 650.
- [24] G. Marchesini, B.R. Webber *Nucl.Phys.* B238 (1984) 1.
- [25] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl.Phys.* B126 (1977) 298.
- [26] M. Bengtsson, T. Sjöstrand, *Z. Phys.* C37 (1988) 465.
- [27] G. Grindhammer, "Physics at HERA III" (1991) 1153.
- [28] B.R. Webber, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*36 (1986) 253.
- [29] M. Bengtsson et al., *Nucl. Phys.* B289 (1987) 810.
- [30] N. Brook et al., "Physics at HERA I" (1991) 275.
- [31] B.R. Webber, "Physics at HERA III" (1991) 1354.
- [32] R.D. Field, R.P. Feynman, *Nucl. Phys.* B136 (1978) 1.
- [33] B. Anderson et al., *Phys. Rep.* 97 (1983) 31.
- [34] B.R. Webber, *Nucl. Phys.* B238 (1984) 492.
- [35] G. Ingelman et al., *Nucl. Phys.* B206 (1982) 239.

## Chapitre 3

# Variables inclusives du système hadronique

A HERA, la cinématique de la diffusion profondément inélastique des courants neutres peut être reconstruite de manière plus redondante que dans les expériences de cible fixe où l'on se servait exclusivement du lepton chargé. Nous reviendrons plus tard sur cette redondance. Ici nous allons explorer les voies que permettent l'état hadronique final, en partant du niveau le plus bas, jusqu'à définir des variables utiles pour étudier la topologie de ces événements. L'état final hadronique est bien plus compliqué à appréhender que l'électron car il est constitué d'un grand nombre de particules soumises à une dynamique pas entièrement maîtrisée. Le calcul des variables cinématiques  $x, y$  et  $Q^2$  de ces événements est cependant possible en utilisant les variables inclusives du système hadronique, telles par exemple: l'énergie, la résultante des impulsions transverses ou longitudinales de toutes les particules de l'état final hadronique. De cette manière on est indépendant de tout modèle de la structure du proton (nous négligeons pour l'instant l'influence des pertes dans le tube à vide). Au-delà du calcul des variables cinématiques  $x, y$  et  $Q^2$ , nous verrons que les quantités inclusives que nous définirons permettent la description du système hadronique et la mise en évidence des processus physiques sous-jacents, sans avoir recours à des algorithmes de jet.

Pour la reconstruction des variables inclusives j'ai procédé en deux étapes. D'abord la reconstruction des "quantités de base" du système hadronique qui sont les sommes des énergies et des projections de l'impulsion suivant les axes  $x, y$  et  $z$  de toutes les particules "hadroniques" (les photons provenant des  $\pi^0$  appartiennent à cette catégorie). Ensuite, à partir de ces quantités, les variables inclusives (par exemple l'impulsion et l'énergie transverse, l'angle et l'impulsion réduite) sont déterminées. Pour effectuer cette mesure, ainsi que plus généralement pour reconstruire la cinématique des événements, j'ai conçu le programme HIKINE, implanté au sein du programme de reconstruction de H1 qui traite tous les événements enregistrés par l'expérience. Une description technique destinée à l'utilisateur de programme peut être trouvée dans [1].

Ce chapitre se divise donc en deux grandes parties: la première va expliquer les méthodes que j'ai développées pour la reconstruction inclusive du système hadronique et de l'électron diffusé, tandis que la deuxième introduira et définira les variables utilisées pour l'analyse de l'état final du prochain chapitre, ainsi que leur raison d'être. De nouvelles méthodes de reconstruction des variables cinématiques ( $x, y, Q^2$ ) seront elles introduites dans le dernier chapitre, car leurs conséquences sont plus importantes pour la mesure des fonctions de structure que pour l'étude de l'état final.

### 3.1 La reconstruction inclusive de l'état final

Un détecteur de particules actuel, nous permet en général de mesurer d'une part l'impulsion des particules chargées par la détermination de leur trace dans un champ magnétique, d'autre part l'énergie déposée par des particules, chargées ou neutres, de manière localisée dans un calorimètre. Une description de la reconstruction de l'énergie calorimétrique et de l'impulsion des traces chargées à partir du signal mesuré se trouve en appendice. A partir de ces deux quantités nous sommes amenés à distinguer au minimum entre l'électron diffusé et ce qu'on appelle "l'état final hadronique" et de reproduire la cinématique de l'événement considéré.

De ces quantités mesurées, on doit donc extraire l'énergie et les angles  $\theta$  et  $\varphi$  de l'électron diffusé et la mesure inclusive de la distribution d'énergie hadronique, ce qui veut dire les sommes de projections du dépôt d'énergie sur les axes d'un système de coordonnées. Afin d'alléger l'écriture des équations, nous allons noter, avec la direction des axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  définit dans 1.2:

$$\sum_{hadrons} E_h \sin \theta_h \cos \varphi_h = \sum p_x \quad (3.1)$$

$$\sum_{hadrons} E_h \sin \theta_h \sin \varphi_h = \sum p_y \quad (3.2)$$

$$\sum_{hadrons} E_h \cos \theta_h = \sum p_z \quad (3.3)$$

$$\sum_{hadrons} E_h = \sum E \quad (3.4)$$

Du fait que les particules ne sont pas identifiées, nous sommes amenés à ne faire aucune distinction entre l'impulsion et l'énergie d'une particule: dans toute la suite, les masses des particules sont négligées. Cette approximation est sûrement valable pour les mesures calorimétriques, puisque le seuil de détection des hadrons est d'environ un demi GeV (la majorité des hadrons produits sont des pions). La mesure de l'impulsion ne souffre donc pas de cette approximation, la mesure de l'énergie par contre peut être légèrement biaisée, si la fraction d'énergie de l'état final hadronique portée par les particules chargées de faible impulsion (de l'ordre de 100 Mev/c) est grande.

#### 3.1.1 La reconstruction de l'électron

La luminosité de  $23 \text{ nb}^{-1}$  utilisable pour l'analyse, que nous avons accumulée pendant la première année de la prise de données dans H1, livre une statistique suffisamment forte d'événements DIS (Deep Inelastic Scattering) dans le domaine des faibles transferts d'impulsion ( $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ) pour permettre la détermination des sections efficaces différentielles en  $Q^2$  et  $x$ . Dans ce domaine cinématique, des électrons d'énergie supérieur à  $10 \text{ GeV}$  sont diffusés avec des angles  $\theta > 155^\circ$  (Fig. 3.1), ce qui correspond à la limite angulaire inférieur du volume fiduciel du calorimètre arrière (BEMC). Pour des angles de diffusion  $155^\circ < \theta < 174^\circ$  l'énergie de l'électron est donc mesurée dans le BEMC après qu'il ait traversé la chambre proportionnelle arrière (BPC) qui donne une détermination précise de sa direction.



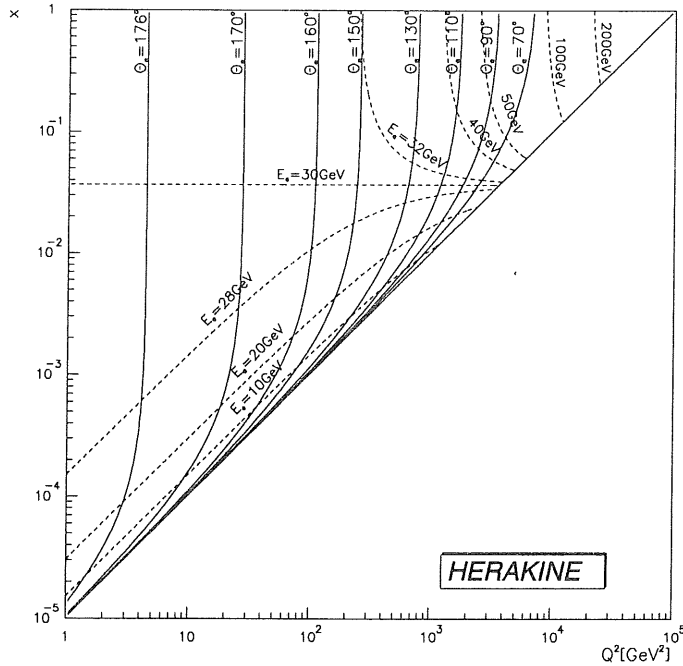


Figure 3.1: Iso-angles et iso-énergies de l'électron diffusé dans le plan cinématique  $x, Q^2$ .

Le déclenchement du système d'acquisition de H1 pour des événements DIS à bas  $Q^2$  est basé sur cette caractéristique: à partir du signal détecté dans le BEMC, une première analyse recherche un amas d'énergie supérieure à 4 GeV qui est identifié en première approximation à l'électron diffusé [2].

Dans la sélection des événements DIS pour les analyses, l'identification minimale requise de l'électron pour les événements à petit  $Q^2$  se définit comme suit: un candidat électron diffusé est identifié s'il existe un amas dans le calorimètre arrière (BEMC) d'énergie supérieure à 8 GeV, qui est relié à une trace chargée. Si plusieurs candidats existent, on prend le candidat de plus grande énergie. A petit  $Q^2$ , une fraction importante des événements ne possèdent pas de trace reconstruite dans la chambre centrale CJC (cf 1.2.1), on ne considère donc pour définir la trace chargée que les impacts dans la chambre arrière (BPC) qui se trouve juste avant le BEMC. Dans le cas idéal, un seul point est mesuré dans la chambre arrière devant cet amas (Fig. 3.2) ce qui permet une détermination précise de l'angle de l'électron une fois le vertex principal connu.

En se basant sur des événements simulés, on observe que la misidentification des électrons de la diffusion inélastique selon ces critères est inférieure à 1%. Dans les données réelles, la misidentification de l'électron diffusé survient surtout pour des événements de photoproduction: l'électron diffusé n'est pas détecté, il part dans le tube à vide et un hadron est faussement pris pour un électron.

L'énergie reconstruite dans l'amas ainsi identifié nous donne alors l'énergie de l'électron après une correction moyenne de +2.7% pour les pertes dans les matériaux morts. La calibration absolue de cette énergie s'effectue avec une précision meilleure que 2% à partir

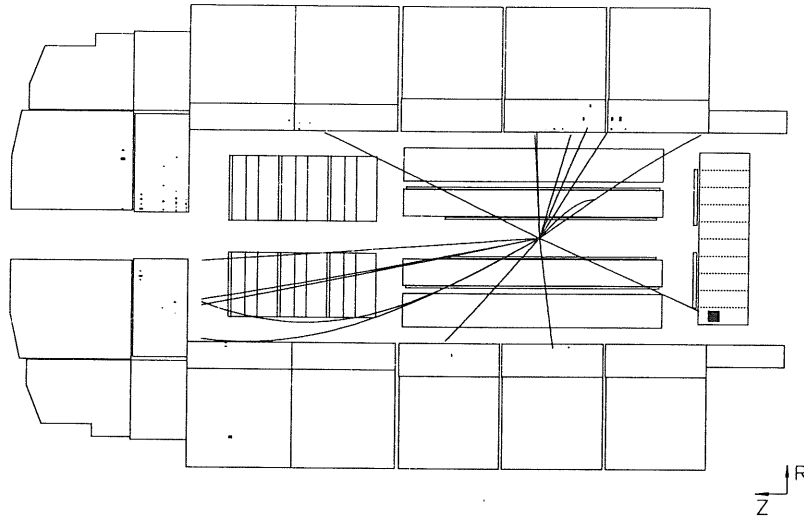


Figure 3.2: Evénement de diffusion profondément inélastique à petit  $Q^2$  avec détection de l'électron dans le calorimètre arrière et l'état final hadronique dans la partie centrale et avant du détecteur.

des événements D.I.S. à grand  $x$  et petit  $Q^2$  qui forment un "pic" cinématique à l'énergie du faisceau dans le calorimètre arrière [3]. Par ailleurs on peut essayer d'estimer la précision de la reconstruction par simulation: dans la figure 3.3, l'énergie de l'électron diffusé est comparée avec l'énergie de l'électron simulé. Les événements ont été simulés avec le générateur LEPTO 6.1 [4], donc sans rayonnement QED, puisque l'intérêt porte ici sur la qualité "pure" de la reconstruction.

Les angles  $\theta$  et  $\varphi$  sont déterminés à partir de la position de l'électron mesuré dans la BPC. Le résultat est unique dans le cas d'un seul point mesuré, dans le cas de plusieurs points, différentes méthodes existent:

- La position est donnée par le point le plus proche mesuré par la BPC et le centre de gravité de l'amas d'énergie dans le BEMC.
- La moyenne de tous les points dans un rayon de 15 cm autour de l'amas du BEMC, détermine la position.

La comparaison des deux méthodes (Fig. 3.4) montre une meilleure résolution pour la méthode des moyennes si on compare les angles reconstruits par rapport aux angles simulés.

Ceci se comprend si on regarde de plus près la manière dont est déterminé le centre de gravité d'un amas: il correspond à la position moyenne pondérée par l'énergie des centres

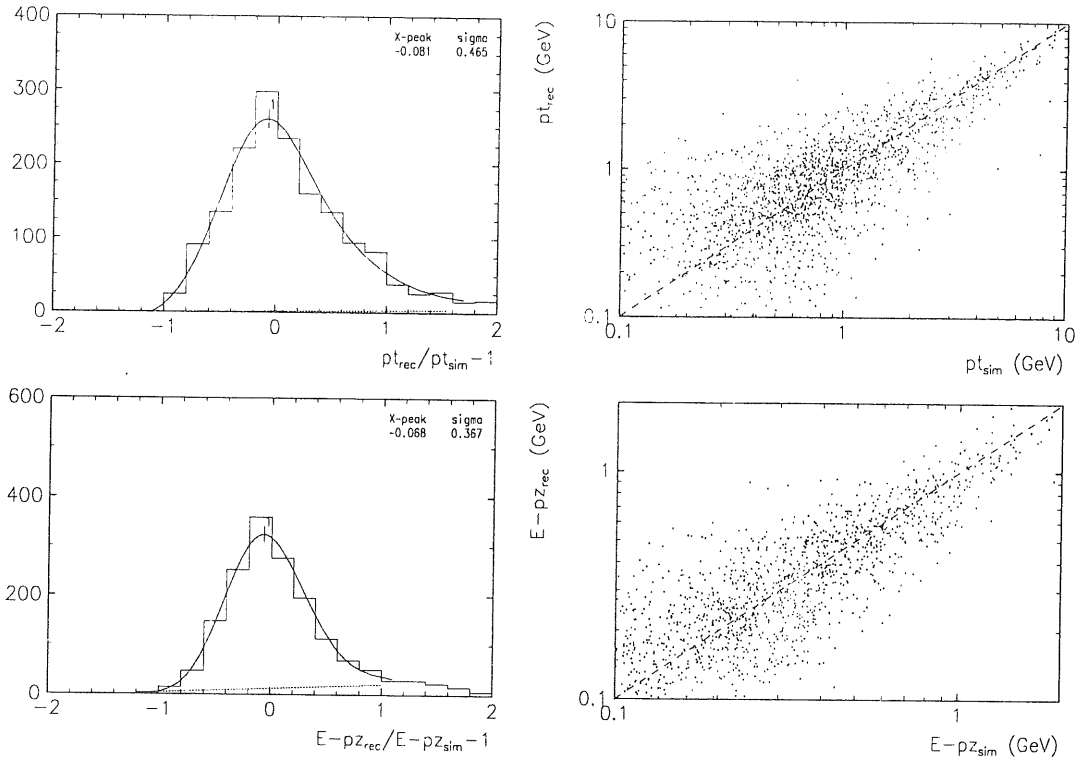


Figure 3.3: L'énergie reconstruite de l'électron diffusé par rapport à l'énergie de l'électron simulé.

géométriques des cellules appartenant à l'amas. Les cellules ont une taille de  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  et une position de la coordonnée  $z$  fixée [5]. Le centre de l'amas peut donc être très loin du vrai point d'impact de la particule. Pour les données réelles, il est tout de même possible d'utiliser séparément l'information donnée par les 4 photodiodes liées à chaque cellule, ce qui permet de ne plus positionner systématiquement l'énergie d'une cellule en son centre géométrique, mais correctement en fonction de la densité d'énergie dans la cellule. On obtient ensuite une détermination plus réaliste de la position du centre de gravité de l'amas puisqu'il est souvent dominé par une ou deux cellules de grande énergie. Cette méthode est difficile à utiliser en simulation, car la modélisation de la déposition d'énergie dans les photodiodes après passage de la lumière des scintillateurs à travers des guides de lumière qui modifient la longueur d'onde n'est pas encore suffisamment précise.

### 3.1.2 La reconstruction de l'état final hadronique

Pour la reconstruction des variables cinématiques, l'état final hadronique est mesuré de manière inclusive. Ceci signifie qu'on ne s'intéresse ni à la reconstruction individuelle des différentes particules, ni au comportement en jet de l'état final hadronique. Ce que l'on veut connaître par contre, ce sont les sommes d'énergie et d'impulsion de toutes les particules, après avoir exclu l'électron diffusé préalablement identifié.

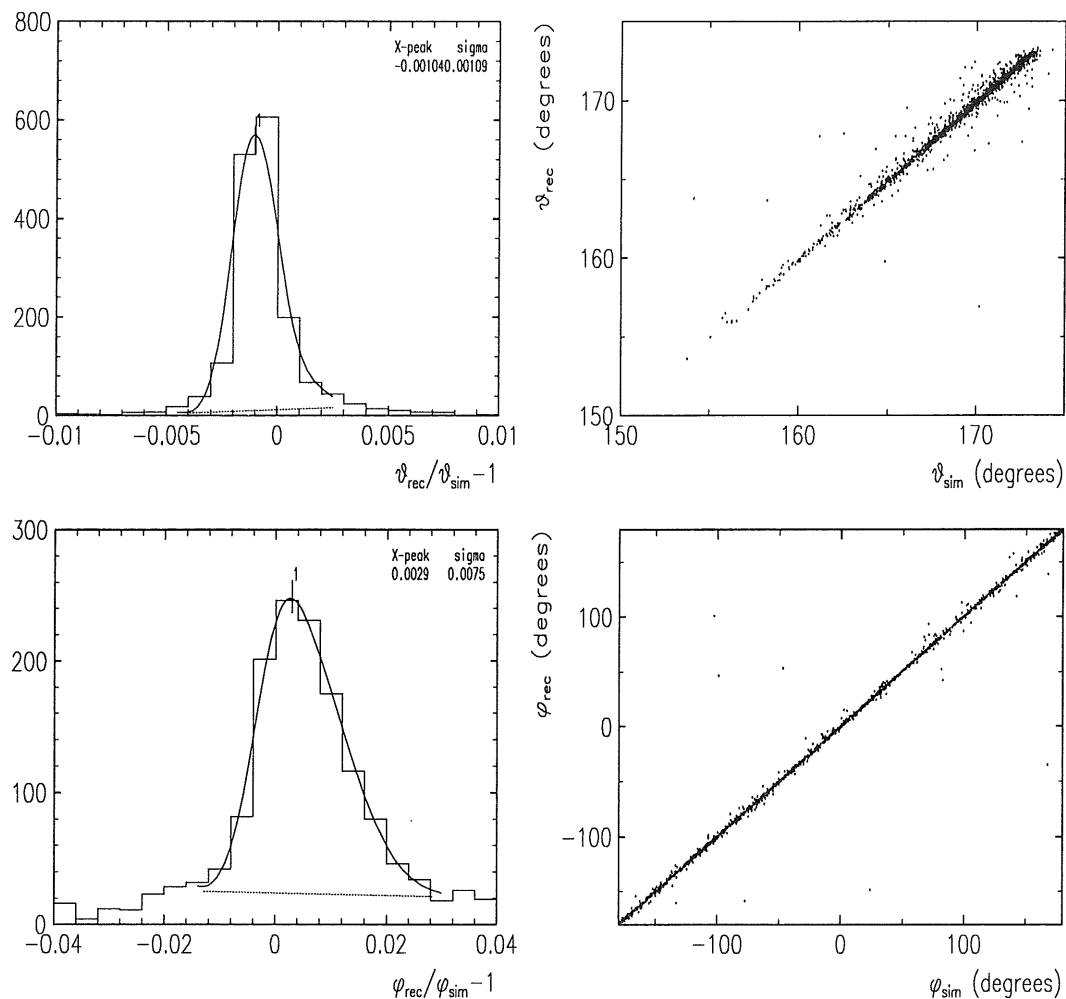


Figure 3.4: Détermination de  $\theta$  et  $\phi$  avec la méthode de la position moyenne des points de la BPC autour de l'amas d'énergie correspondant à l'électron diffusé.

Les deux quantités fondamentales pour la détermination des variables cinématiques sont d'une part l'impulsion transverse résultante

$$T = \sum \vec{p}_t$$

qui est directement liée à la reconstruction du moment transféré  $Q^2$  et l'énergie antilon-  
gitudinale

$$\Sigma = \sum E - p_z$$

sur laquelle est basée le calcul du paramètre d'inélasticité  $y$  (cf 5.3).

Contrairement au cas de l'électron, la reconstruction de l'état final hadronique fait en général appel aux mesures faites dans différents sous-détecteurs. Nous avons déjà

mentionné que les particules chargées sont détectées à la fois par le système de mesure des traces et par la mesure calorimétrique. Une combinaison des deux mesures se montre avantageuse surtout dans la partie centrale du détecteur, comme nous allons le montrer par la suite.

L'énergie des particules neutres n'est par contre mesurée que par calorimétrie, tout de même, différents calorimètres peuvent intervenir:

- le calorimètre à Argon liquide
- le calorimètre arrière
- le fer instrumenté
- le calorimètre bouchon

Après la reconstruction du signal mesuré, nous avons différents "objets" à notre disposition pour effectuer les sommation des énergies et leurs projections. Ainsi on distingue l'énergie reconstruite des cellules des différents calorimètres et celle des amas. La différence entre les deux, dans le calorimètre à Argon liquide, s'exprime essentiellement par le traitement du bruit (cf Appendice): Dans le premier cas interviennent aussi des cellules d'énergie négative d'un signal inférieur à  $2 \sigma_{\text{bruit}}$ . Comme ces cellules ne sont à l'origine que du bruit électronique, elles compensent statistiquement les cellules de bruit positif, si on suppose une distribution isotrope du bruit. Lors de la formation des amas, les cellules négatives ne sont pas prises en compte, car on ne voudrait pas se retrouver avec des amas négatifs, qui gêneraient les études exclusives. Par contre les corrections pour les matériaux morts et la pondération de l'énergie hadronique sont appliquées tant au niveau des cellules que des amas [16].

Les amas d'énergie existent à différents niveaux de complexité de reconstruction. Ils sont définis d'une part séparément pour chaque sous-détecteur, en séparant aussi la partie électromagnétique et hadronique du calorimètre à Argon liquide, mais aussi comme "amas généralisés", faisant la connection entre amas des différents calorimètres. En vue de la faible énergie des particules dans le domaine cinématique à petit  $Q^2$ , que nous avons utilisé pour nos analyses, l'emploi combiné du fer instrumenté et du calorimètre à Argon liquide n'a pas été justifié: les gerbes produites dans le calorimètre sont entièrement contenues dans l'Argon liquide et l'usage du fer instrumenté n'aurait introduit que du bruit supplémentaire. Uniquement dans la partie arrière, faiblement équipée pour la mesure des hadrons, des méthodes de reconstruction basées sur l'emploi du fer instrumenté et des amas généralisés ont été développées.

La détermination de  $p_x$ ,  $p_y$  et  $p_z$  nécessite la connaissance de l'emplacement du dépôt d'énergie mesurée. Les angles  $\theta$  et  $\varphi$  d'une cellule ou d'un amas, ont été calculés en considérant la position du centre de la cellule, ou bien du centre de gravité pour les amas, et le point d'interaction de l'événement.

La mesure calorimétrique est tout de même limitée pour des particules de faible énergie. Ainsi une combinaison de la mesure de l'impulsion des particules chargées par la mesure des traces et la mesure de l'énergie "neutre" par le calorimètre peut permettre une meilleure détermination de l'énergie des particules du système hadronique, dans la mesure où l'on évite le double comptage de l'énergie. Ceci est possible en appliquant des "masques"

dans les régions du calorimètre derrière les traces. L'énergie contenue dans ces masques est ensuite exclue de la sommation. Tant que la multiplicité des particules reste petite, le nombre de particules neutres "masquées" accidentellement le reste aussi. Mais si les "jets" de particules sont très concentrés, trop d'énergie calorimétrique est ainsi exclue. La combinaison de la mesure des traces et de la mesure calorimétrique est donc surtout applicable dans la région centrale pour des événements à petit  $Q^2$ .

Dans la partie arrière, la combinaison de la mesure calorimétrique avec la mesure par les traces des particules pourrait être une possibilité d'amélioration de la reconstruction hadronique. Le BEMC étant un calorimètre électromagnétique représentant environ une longueur d'interaction, est loin d'être capable d'absorber tous les hadrons, mais aussi la mesure des traces présente des difficultés: la résolution sur la mesure des traces se dégrade fortement au fur et à mesure que  $\theta$  augmente [7] car les particules tendent alors à se propager parallèlement aux lignes du champ magnétique et aux fils de la chambre centrale, qui sont eux parallèles à l'axe du faisceau.

Nous allons maintenant voir plusieurs méthodes de reconstruction des hadrons que nous avons développées en combinant différents traitements des parties avant, centrale et arrière du détecteur.

## 3.2 Méthodes de reconstruction hadronique

Pour la reconstruction du système hadronique final, la meilleure précision est atteinte lorsque les différentes caractéristiques du détecteur dans les différentes régions spatiales sont prises en compte.

Ainsi le détecteur a été découpé en trois différentes régions (Fig. 3.5) : la partie avant ( $\theta \lesssim 20^\circ$ ), la partie centrale ( $20^\circ \lesssim \theta \lesssim 155^\circ$ ) et la partie arrière ( $\theta \gtrsim 155^\circ$ ). Dans chaque partie une ou plusieurs manières de déterminer le dépôt de l'énergie sont appliquées. Les contributions de chaque partie peuvent être combinées avec chaque résultat d'une autre partie, la structure du programme est complètement modulaire.

Cette modularité permet d'une part une grande flexibilité, d'autre part, une grande quantité de combinaisons possibles. Les différentes méthodes de reconstruction dans la partie centrale du détecteur seront comparées, afin de déterminer la meilleure méthode possible pour les événements utilisés dans notre analyse.

### 3.2.1 Traitement de la partie avant du détecteur

Dans la partie avant du détecteur, la sommation des  $p_x$ ,  $p_y$  et  $p_z$  se fait uniquement sur les informations calorimétriques. Une combinaison avec la mesure des traces ne semble pas très adaptée, pour plusieurs raisons:

- La structure des événements prévoit une grande multiplicité de particules dans cette partie du détecteur. Dans les masques appliqués derrière les traces, beaucoup d'énergie due aux particules neutres ne va donc pas être prise en compte.

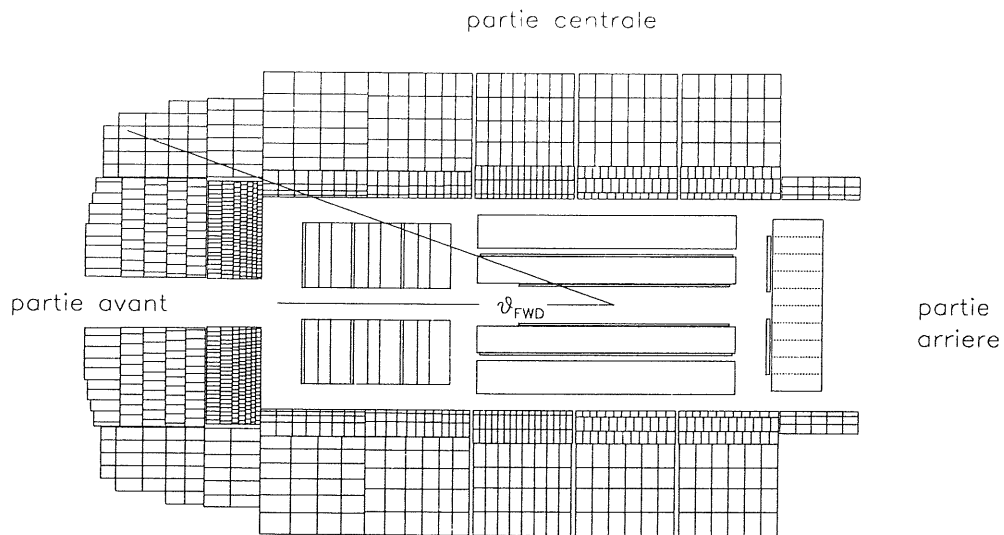


Figure 3.5: Découpage du détecteur en région avant, centrale et arrière.

- La résolution de la mesure des traces se dégrade lorsque l'angle  $\theta$  devient petit. La précision de la mesure calorimétrique devient donc comparable avec la mesure du système des traces.
- Pour la prise de données de '92, le système de mesure des traces n'a pas été entièrement équipé. Une reconstruction des traces dans la partie avant n'a pas été possible avec la précision souhaitée.

Pour ces raisons la région avant est définie par l'acceptance du système de mesure centrale des traces. La coupure est faite entre le vertex et le rayon extérieur de la chambre CJC1 (Fig. 3.5). La dépendance du vertex fait que l'angle de séparation  $\theta_{FWD}$  varie entre  $25^\circ$  et  $16^\circ$ , pour des points d'interaction entre  $\pm 50$  cm.

$\sum p_x$ ,  $\sum p_y$ ,  $\sum p_z$  et  $\sum E$  sont alors déterminés en tenant compte du dépôt d'énergie dans les cellules du calorimètre à  $\theta < \theta_{FWD}$ . La qualité de reconstruction a été vérifiée par la comparaison entre les sommes sur les impulsions transverses et les énergies antilon- gitudinales ( $\equiv E - p_z$ ) des particules simulées et des particules reconstruites (Fig. 3.6).

L'acceptance de la partie avant du calorimètre est limitée par le cryostat à  $\theta > 4^\circ$ . Le calorimètre "bouchon" ( $1.3^\circ < \theta < 4^\circ$ ) placé au delà du cryostat a été conçu afin de limiter les pertes dans le tube à vide. Une instrumentation incomplète et des problèmes de bruit ont rendu son utilisation impossible pour les données prises en '92.

Pour la reconstruction des variables cinématiques, ce sont surtout les pertes en im- pulsion transverse qui sont importantes. La figure 3.7 montre au niveau des particules

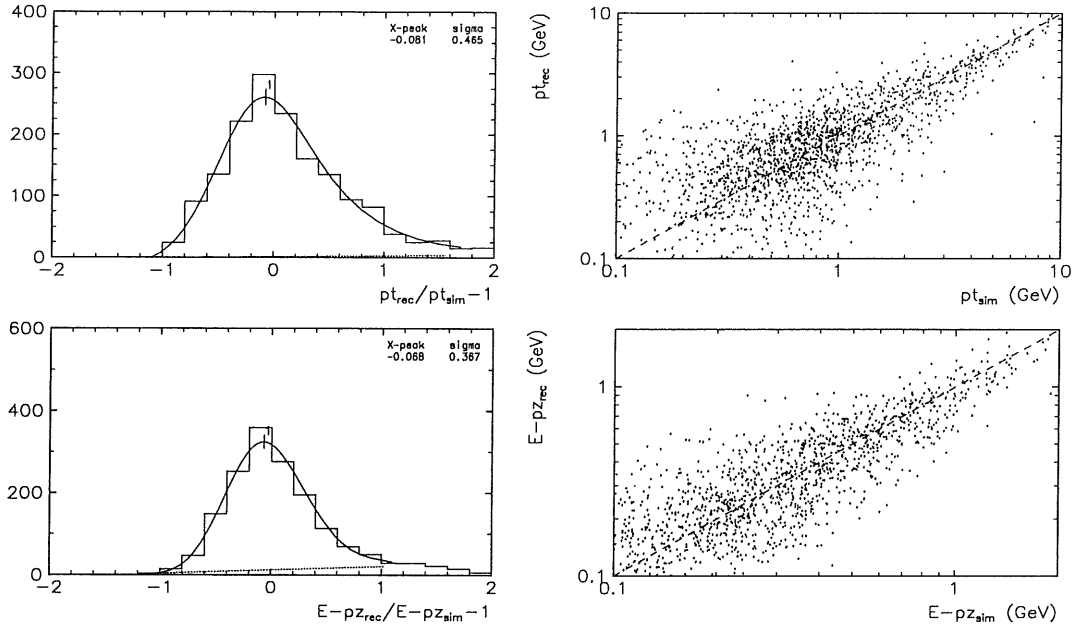


Figure 3.6: La sommation sur  $\vec{p}_t$  et  $E - p_z$  dans la partie avant du détecteur.

simulées l'effet du tube à vide sur l'impulsion transverse résultante et l'énergie anti-longitudinale par des coupures angulaires, correspondant à l'acceptance du calorimètre à Argon liquide ( $\theta_{cut} = 4^\circ$ ) et l'acceptance du calorimètre bouchon ( $\theta_{cut} = 1.3^\circ$ ). Bien que les angles d'ouverture soient petits, l'énergie des particules est tellement grande dans la direction avant, que les pertes en  $p_t$  peuvent être significatives. L'influence du tube à vide sur l'énergie anti-longitudinale est, par contre, très faible: pour des particules émises très à l'avant  $E \approx p_z$ , et la différence négligeable.

### 3.2.2 Traitement de la partie centrale du détecteur

La partie centrale du détecteur permet une mesure calorimétrique de toutes les particules, mais aussi l'utilisation du système de mesure des traces centrales. La combinaison des deux mesures a surtout un intérêt pour la physique à petit  $Q^2$ . Les particules de l'état final sont peu nombreuses et suffisamment bien séparées pour que les pertes dans les masques des traces soient faibles (Fig. 3.2).

De plus ces événements possèdent aussi une quantité non négligeable ( $\sim 20\%$ ) de particules chargées ayant des énergies en dessous du seuil de détection du calorimètre qui est de  $\approx 2\text{GeV}$  pour des  $\pi^\pm$  [8]) avec la coupure de bruit  $2/4 \sigma_{bruits}$  décrite en appendice. L'impulsion des particules chargées est, par contre, mesurée à partir de  $100\text{ MeV}$  par le système des traces avec une efficacité de reconstruction  $95 \pm 2\%$  [9]. En outre avec la résolution de  $dp/p^2 \sim 1\%$  sur la détermination de l'impulsion par les traces permet une mesure plus précise jusqu'à des énergies d'environ  $10\text{ GeV}$  que la mesure de l'énergie par



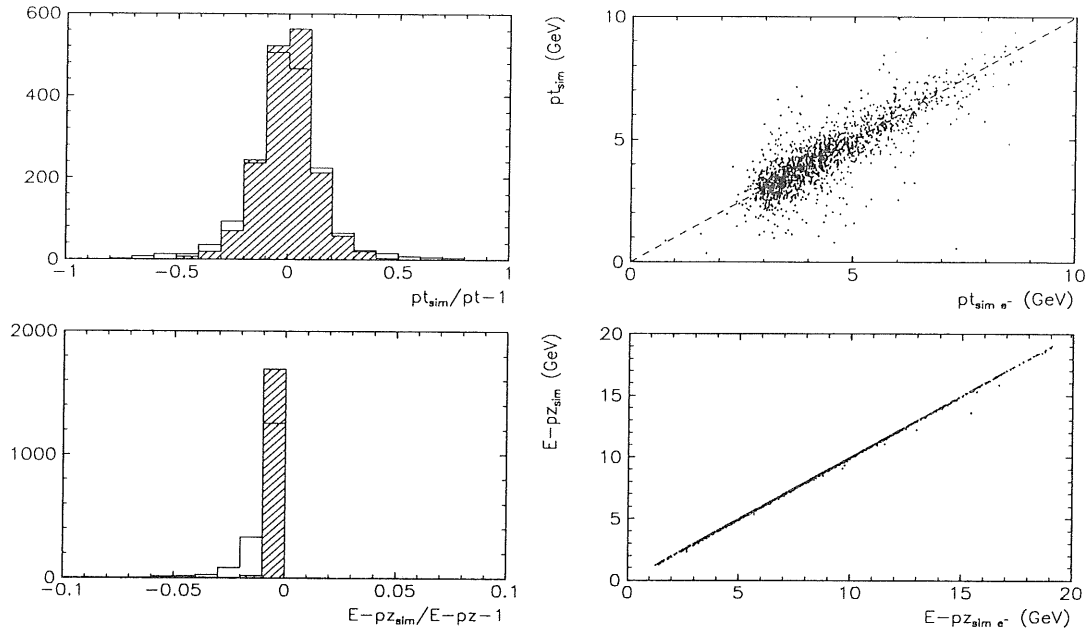


Figure 3.7: La sommation de  $\vec{p}_t$  et  $E - p_z$  des particules simulées pour différentes coupures du tube à vide:

$$- \quad \theta_{cut} = 4^\circ \quad \text{////} \quad \theta_{cut} = 1.3^\circ$$

le calorimètre. Enfin les photons provenant des  $\pi^0$  sont eux mesurés jusqu'à des seuils de  $\approx 400 \text{ MeV}$  dans le calorimètre.

Pour des événements à grand  $Q^2$  par contre, la mesure calorimétrique est sûrement avantageuse: on observe des particules énergétiques dans des jets fortement collimés, pour lesquelles le calorimètre est l'instrument de mesure idéal.

### Reconstruction calorimétrique

La reconstruction calorimétrique peut être faite au niveau des amas ou des cellules. Pour la sommation de leurs contributions, on considère tout le calorimètre à Argon liquide à partir de  $\theta > \theta_{FWD}$ .

Lors de la sommation sur les amas, le double comptage doit être évité dans la région de la séparation, entre la région vers l'avant du détecteur et la partie centrale ( $\theta \simeq \theta_{FWD}$ ). Il peut se produire lorsque le centre de gravité de l'amas est dans la partie centrale, mais des cellules se trouvent aussi de l'autre côté de  $\theta_{FWD}$  (Fig. 3.8). De même, on doit vérifier la situation inverse, où l'on perd de l'énergie lorsque le centre de l'amas est dans la partie avant et des cellules débordent dans la partie centrale.

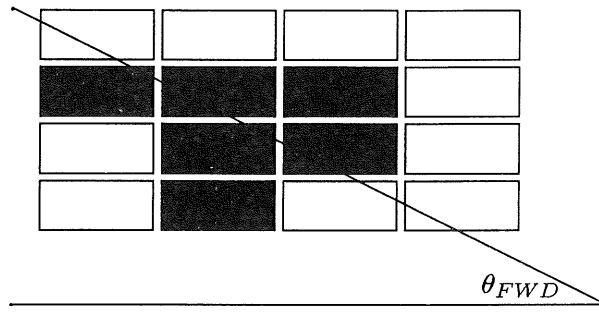


Figure 3.8: Double comptage ou pertes d'énergie lorsque le barycentre d'un amas se trouve de l'un ou de l'autre côté de  $\theta \sim \theta_{FWD}$  pour la combinaison de la méthode des amas d'énergie dans la partie centrale avec des cellules dans la partie avant.

### Combinaison des traces & cellules

Pour la combinaison de la mesure des traces et des cellules, l'extrapolation des traces jusqu'au rayon intérieur du calorimètre sert comme point de départ. À partir de ce point, et de la direction de la trace, on détermine un tube cylindrique le long de l'extrapolation de la trajectoire dans le reste du calorimètre (Fig. 3.9). Le rayon de ce tube varie suivant la partie électromagnétique ( $r = 15 \text{ cm}$ ) ou hadronique du calorimètre ( $r = 25 \text{ cm}$ ).

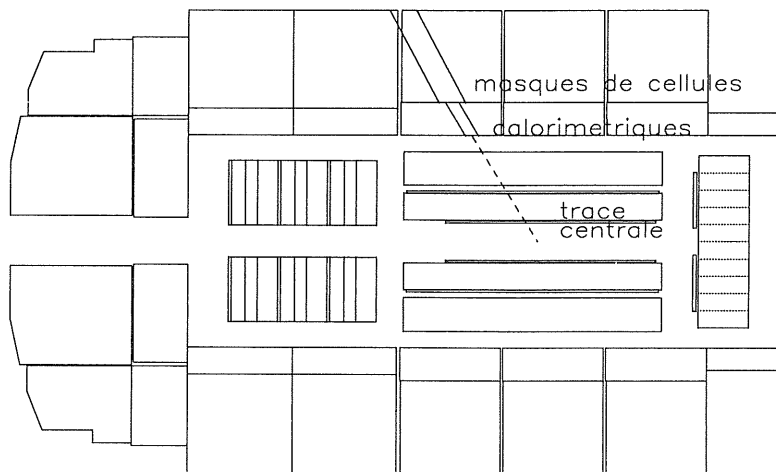


Figure 3.9: Méthode des tubes pour masquer la trace d'une particule chargée dans la méthode Traces & Cellules.

Les contributions des traces et du calorimètre sont ensuite ajoutées, à l'exception de toute cellule à l'intérieur d'un tube. Elles sont considérées comme le dépôt d'énergie de la particule chargée ayant produite la trace.

Lorsque cette méthode est combinée avec d'autres méthodes de sommation sur les cellules, elle est très homogène sur l'ensemble du détecteur. Un de ses avantages est que toute inefficacité du système de mesure des traces est compensée par la mesure calorimétrique, mais cet avantage peut être contrebalancé par une plus grande sensibilité au bruit électronique dans la partie hadronique du calorimètre.

### Combinaison des traces & amas électromagnétiques

La méthode "traces & amas électromagnétiques" consiste à combiner la mesure des traces avec les seuls amas de la partie électromagnétique, part de l'hypothèse que le jet d'interaction, que l'on mesure dans la partie centrale du détecteur, contient essentiellement des pions. L'énergie des pions chargés est ensuite mesurée par le système des traces. Les pions neutres se sont par contre désintégrés en photon ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), dont l'énergie est mesurée dans la partie électromagnétique du calorimètre.

A partir de la position extrapolée des traces à la surface intérieure du calorimètre, on vérifie si le début d'un amas électromagnétique se trouve à l'intérieur d'un rayon  $r = 15 \text{ cm}$  autour de cette position, dans ce cas, on ne tient pas compte de cet amas. Le masque a donc une forme quasi-hémisphérique (Fig. 3.10). Ensuite, on somme sur toutes les traces et tous les amas électromagnétiques dont le début de la gerbe se trouve dans les premiers  $10 \text{ cm}$  du calorimètre.

Cette méthode en comparaison avec la méthode Traces & Cellules est maintenant sensible à toute trace non mesurée, car elle ignore complètement les mesures hadroniques du calorimètre, mais par contre ne présente pas le risque de prendre du bruit pour du signal dans la partie hadronique.

### 3.2.3 Traitement de la partie arrière du détecteur

La reconstruction des hadrons dans la partie arrière du détecteur est rendue plus difficile par le fait que le BEMC est un calorimètre adapté à la mesure des particules électromagnétiques comme les électrons et les photons et plutôt transparent lors du passage des hadrons. En même temps, toute énergie déposée dans cette région intervient avec un facteur  $\sim 2$  dans le calcul de l'énergie antilongitudinale  $\sum E - p_z$ .

La combinaison de la mesure du BEMC avec la mesure des traces et de l'énergie mesurée dans le fer instrumenté, donne des possibilités de corriger cet effet, mais l'usage reste tout de même limité:

- La mesure des traces est soumise à l'acceptance des chambres à dérive centrales. Pour qu'une trace soit encore bien mesurée il faut au moins que la particule ait traversé la chambre CJC1, ce qui limite la mesure à des traces d'angles  $\lesssim 160^\circ$ .
- La limite de précision sur la mesure de l'énergie dans le fer instrumenté n'est pas uniquement due à la résolution de  $\sigma_E/E \sim 100\%/\sqrt{E}$ , mais aussi à des problèmes de bruit et de calibration pour ce sous-détecteur

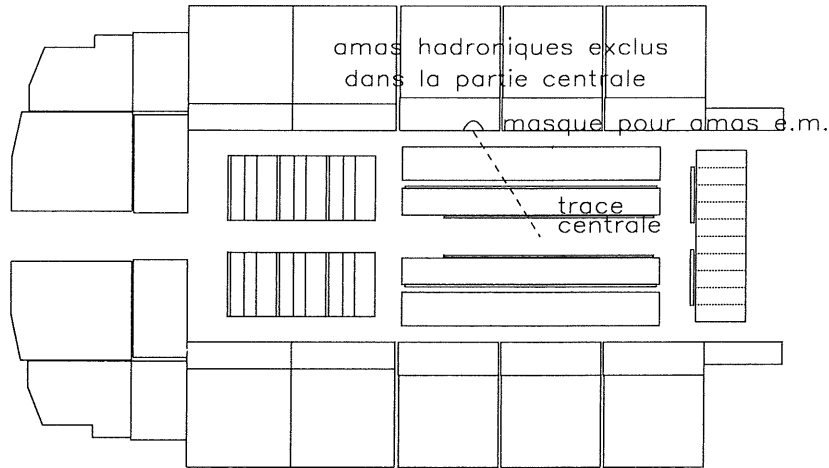


Figure 3.10: Méthode des hémisphères pour masquer la trace d'une particule chargée dans la partie électromagnétique du calorimètre (Traces & amas électromagnétiques).

Les méthodes exposées par la suite sont un premier essai d'amélioration la mesure du BEMC tout seul, mais des études supplémentaires sont nécessaires.

L'installation d'un calorimètre du type SPACAL, prévue pour 1994, qui permettra une bonne mesure de l'énergie hadronique à l'arrière va résoudre ces problèmes à long terme.

### Cellules du BEMC et du fer instrumenté

La sommation au niveau des cellules peut être effectuée uniquement sur les cellules du BEMC, ou bien on peut y rajouter les cellules du fer de la partie arrière du détecteur. Pour cela, on considère toutes les cellules du BEMC et du fer avec un dépôt d'énergie supérieur à  $0.6 \text{ GeV}$ . Cette coupure a été ajustée afin d'obtenir le meilleur résultat avec une méthode simple.

Dans le BEMC, le dépôt d'énergie hadronique doit être pondéré par un facteur  $\frac{e}{\pi} \simeq 1.9$  [10] puisque ce détecteur est calibré sur une échelle électromagnétique. Comme la distinction entre dépôt d'énergie électromagnétique et hadronique n'est pas possible au niveau des cellules, la pondération est faite de manière statistique. On fait l'hypothèse que  $2/3$  de l'énergie déposée provient des  $\pi^\pm$  et  $1/3$  des  $\pi^0$  désintégrés en deux photons. Toute l'énergie déposée dans le BEMC est donc multipliée par un facteur 1.6.

Pour l'énergie dans le fer instrumenté, il s'agit entièrement d'énergie hadronique, dont le facteur de pondération est estimé à 1.6 [10]. Les cellules du fer sont considérées pour

$\theta > 140^\circ$ , ce qui correspond au fer qui ferme le détecteur verticalement. Cette région angulaire tient donc aussi compte du fer qui est dans la région de la dernière roue du calorimètre à Argon liquide, composée de cellules uniquement électromagnétiques (roue BBE).

### Amas du BEMC et amas généralisés (RCLU)

Dans la partie arrière on distingue suivant la classification de la reconstruction deux types d'amas: les amas formés uniquement des cellules du BEMC (appelés BCLR), et les amas "généralisés" qui contiennent des cellules du BEMC et du fer instrumenté, ainsi qu'une correction plus complète des pertes d'énergie dans les matériaux non-instrumentés (appelés RCLU).

Nous avons donc deux méthodes différentes pour l'emploi des amas à notre choix: la sommation uniquement sur les amas du BEMC, ou bien la sommation sur RCLU.

Les amas BCLR sont pondérés d'après le même principe que les cellules du BEMC. Pour les amas RCLU, on connaît par reconstruction la fraction d'énergie déposée dans le BEMC et dans le fer. Un amas électromagnétique est défini comme un amas dont toute l'énergie est déposée dans le BEMC. Pour ces amas, aucune pondération n'est appliquée. L'énergie des amas hadroniques déposée dans le BEMC est par contre pondérée par le facteur 1.9, l'énergie déposée dans le fer par 1.6.

### Combinaison des traces & amas

La combinaison des traces et des amas électromagnétiques se fait pour toutes les traces extrapolées à l'arrière qui ont au moins traversé la chambre CJC1. Cette sélection sévère réduit tout de même le nombre de traces utilisées dans cette région d'un facteur  $\sim 5$ .

Après avoir appliqué une paralaxe de 11 *cm* au point d'impact de la trace avec le BEMC, tout amas BCLR contenu dans un rayon de 10 *cm* dans le plan *xy* est exclu de la sommation.

Une étude plus fine de la qualité des traces dans la partie arrière et des effets d'inhomogénéité du champ magnétique dans cette région pourra permettre une amélioration de la reconstruction de l'énergie hadronique à l'arrière.

#### 3.2.4 Comparaison des différentes méthodes

Pour notre analyse de l'état final hadronique sur les données de 92, nous nous sommes surtout intéressés à trouver la meilleure méthode de reconstruction dans la partie centrale du détecteur pour les événements à petit  $Q^2$ . Nous avons donc comparé l'impulsion transverse et la variable  $y$  obtenues par les particules simulées et par les particules reconstruites dans cette région du détecteur.

Les événements utilisés ont été simulés avec le programme DJANGO 2.0 [11] et sélectionnés suivant les mêmes critères que nous avons utilisés dans la suite pour l'analyse de l'état final hadronique. Ils sont décrits de manière détaillée dans le chapitre suivant (cf 4.1).

Une comparaison entre les données et les événements simulés, est possible lorsqu'on compare l'impulsion transverse et  $y$  reconstruit par les hadrons avec les mêmes quantités simulées pour l'électron diffusé (Fig. 3.11, 3.12).

Le tableau 3.1 résume les performances des différentes méthodes: les méthodes qui utilisent des traces donnent des valeurs moyennes plus centrées avec une largeur plus petite que celles utilisant uniquement les informations calorimétriques. La méthode la plus performante est "traces+cellules" et nous l'utiliserons dans les analyses du prochain chapitre.

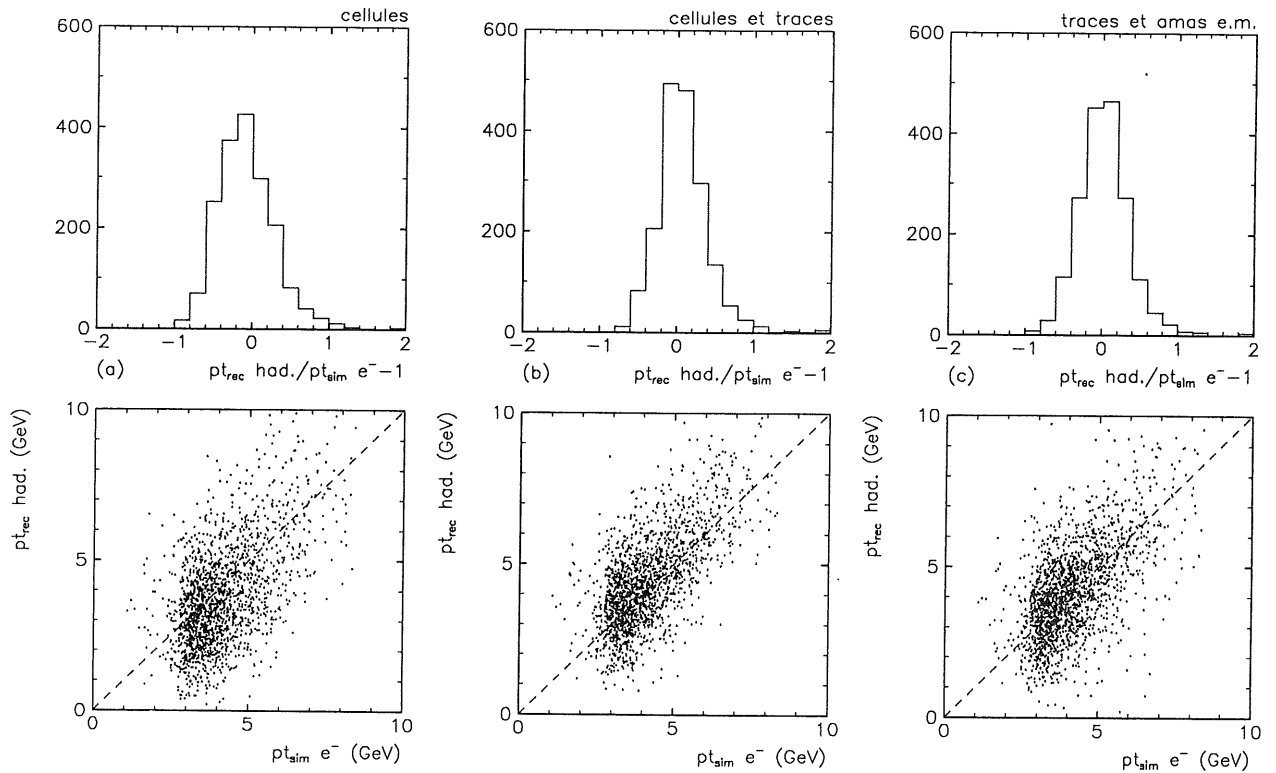


Figure 3.11: Les différentes méthodes de reconstruction dans la partie centrale du détecteur. Comparaison de l'impulsion transverse reconstruite et simulée.

- (a) cellules de l'Argon liquide. (b) traces et cellules.  
(c) traces et amas électromagnétiques.

### Méthode choisie

Pour la suite, nous avons donc choisi une méthode "cellules à l'avant, traces & cellules au centre, cellules du BEMC à l'arrière". Cette méthode à l'avantage d'être basée sur des mesures de base du détecteur (cellules et traces), et on ne risque donc pas d'avoir

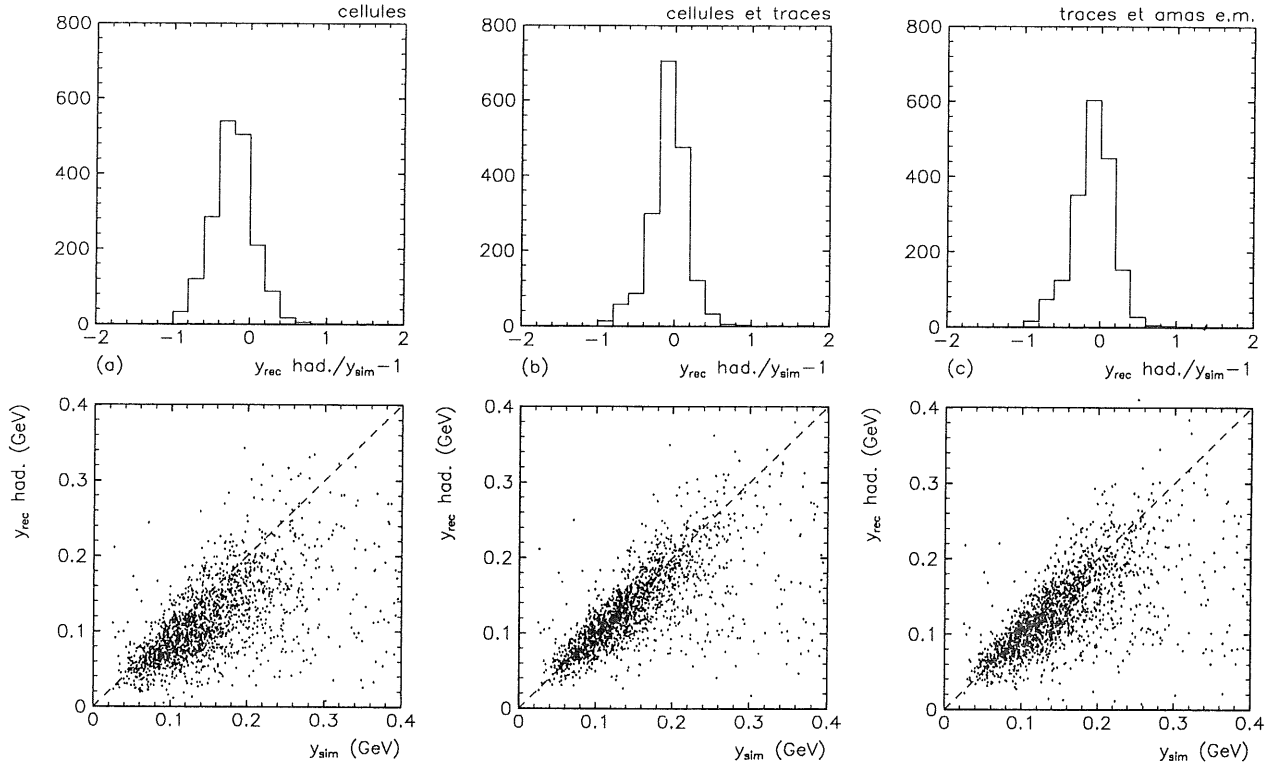


Figure 3.12: Comparaison des différentes méthodes de reconstruction dans la partie centrale du détecteur par  $y_h$  reconstruite et simulée (mêmes méthodes que précédemment).

	$\langle p_t^{rec}/p_t^{sim} - 1 \rangle$	$\langle y^{rec}/y^{sim} - 1 \rangle$
nb d'événements	1815	
Cellules	-0.07	-0.21
$\sigma$	0.39	0.36
Traces & Cellules	0.08	-0.07
$\sigma$	0.34	0.34
Traces & Amas em	-0.04	-0.09
$\sigma$	0.35	0.35

Tableau 3.1: La reconstruction des impulsions transverses et  $y$ . Comparaison de différentes méthodes dans la partie centrale du détecteur.

des systématiques introduites au niveau de la reconstruction des amas par exemple. Les quantités utilisées (énergie des cellules, traces chargées) sont surveillées par la collaboration tout le long de la prise de données, et corrigées immédiatement en cas de changement de conditions expérimentales (variation du bruit électronique par exemple, ou canaux "chauds"). Les performances du détecteur et de ses contrôles sont resumées dans l'article

de revue du détecteur H1 [12].

### 3.3 Variables caractérisant le système hadronique

Pour définir des variables qui rendent compte de l'état final hadronique, il est utile de considérer d'abord la diffusion profondément inélastique dans le modèle de partons "naif". Le processus de l'interaction électron-proton s'interprète alors comme une diffusion élastique électron-quark (Fig. 3.13). Après hadronisation on distingue le jet d'interaction formé à partir du quark diffusé et le jet spectateur qui se crée à partir du résidu du proton. Selon le principe de dualité locale entre partons et jets [13, 14], l'angle du jet d'interaction devrait correspondre en première approximation à la direction dans laquelle le quark a été diffusé, dû à un préconfinement de la couleur.

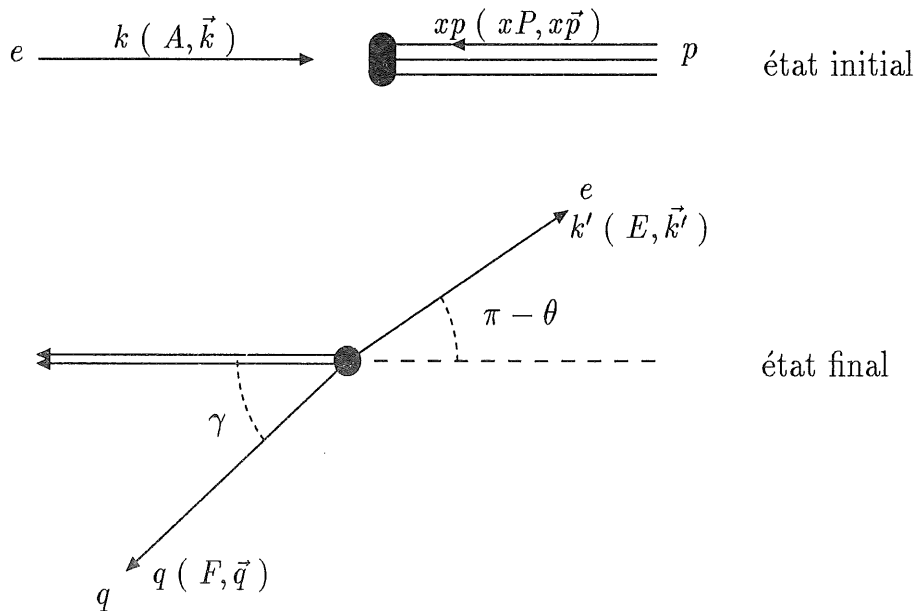


Figure 3.13: La diffusion profondément inélastique dans le modèle QPM.

#### 3.3.1 Angle et énergie du quark diffusé

Dans les notations de la figure 3.13, les énergies initiales de l'électron et du quark sont notées  $A$  et  $xP$  respectivement,  $P$  étant l'énergie du proton incident. L'électron diffusé est déterminé par  $E$  son énergie et  $\theta$  son angle. L'énergie du quark diffusé, et par conséquent du jet d'interaction dans ce modèle simple, est notée  $F$ . On appelle  $\gamma$  son angle de diffusion.

Issue de la conservation de l'énergie-impulsion au niveau électron quark, on obtient les relations suivantes, si on néglige leurs masses:

$$\begin{aligned}
 \text{conservation de l'énergie:} & & xP + A & = & E + F \\
 \text{conservation de l'impulsion longitudinale:} & & xP - A & = & E \cos \theta + F \cos \gamma \\
 \text{conservation de l'impulsion transverse:} & & E \sin \theta & = & F \sin \gamma
 \end{aligned}$$



On obtient alors immédiatement la conservation de l'énergie antilongitudinale, qui s'affranchit de l'énergie initiale du quark, non mesurable de manière directe.

$$2A = E(1 - \cos \theta) + F(1 - \cos \gamma) \quad (3.5)$$

A partir de ces expressions on peut exprimer l'angle du quark  $\gamma$  et son énergie  $F$  en fonction de l'électron.

$$\cos \gamma = \frac{(E \sin \theta)^2 - (2A - E(1 - \cos \theta))^2}{(E \sin \theta)^2 + (2A - E(1 - \cos \theta))^2} \quad (3.6)$$

$$F = \frac{2A - E(1 - \cos \theta)}{1 - \cos \gamma} \quad (3.7)$$

Cependant le modèle "naïf" de quarks, n'est qu'une vue simple des processus lors d'une diffusion profondément inélastique. Ainsi les processus de rayonnement et d'hadronisation doivent être pris en compte. Dans la suite nous allons développer l'expression de  $F$  et  $\gamma$  de manière inclusive sans aucune supposition sur la structure de l'état final hadronique.  $F$  et  $\gamma$  sont alors équivalents à toute autre variable inclusive pour la description cinématique de la diffusion profondément inélastique.

Lorsque nous observons un comportement en jets de particules dans l'état final hadronique, nous pouvons essayer de comparer l'impulsion et l'angle d'un tel jet avec le modèle "naïf" des quarks. Une telle comparaison est faite dans le prochain chapitre, mais une première discussion des effets qui doivent être pris en compte peut être faite ici.

### 3.3.2 Angle et impulsion du jet d'interaction

Durant le "HERA workshop 92" il est apparu que la détermination de la cinématique par la méthode du "double-angle" [15] (angle de l'électron-angle du quark diffusé) présentait l'avantage de s'abstraire de la calibration en énergie du détecteur. Le problème était alors de trouver comment obtenir l'angle du quark diffusé.

Le quark diffusé n'est pas observable directement. Par le principe de dualité locale parton-hadron, le jet de particules après l'hadronisation du quark est supposé conserver l'impulsion et la direction du quark diffusé. Suite à ce principe, on est tenté de définir l'angle  $\gamma$  par l'angle du jet d'interaction. Pour cela on calcule la direction de l'impulsion résultante de toutes les particules qui appartiennent au jet d'interaction, en supposant qu'on sache reconnaître les particules appartenant au jet d'interaction. Une définition empirique du jet d'interaction, indépendante d'un algorithme de jet sera introduite dans le prochain chapitre. Nous allons donc écrire:

$$F_j = \left| \sum \vec{p}_j \right| \quad (3.8)$$

$$\cos \gamma_j = \frac{\sum p_{z j}}{F_j} \quad (3.9)$$

où la sommation porte sur toutes les particules du jet d'interaction. Nous pouvons calculer la masse invariante du jet d'interaction, qui est non nulle et supérieure à la somme des masses des particules du jet lorsqu'il possède plusieurs particules non colinéaires. Puisque les particules observées dans le détecteur sont sur leur couche de masse, le quark diffusé

doit donc être virtuel. Nous pouvons calculer sa masse, en considérant l'énergie du jet d'interaction

$$E_j = \sum |\vec{p}_j| \quad (3.10)$$

La masse du quark diffusé, qui est en même temps la masse du jet, s'obtient alors par

$$m_j^2 = E_j^2 - F_j^2 \quad (3.11)$$

Mais le fait que la diffusion électron-quark produit dans ce contexte un quark massif change aussi les équations de conservation d'énergie et d'impulsion de ce processus avec comme conséquence une différence entre l'angle et l'impulsion du quark diffusé par rapport au modèle "naïf".

La masse virtuelle du quark diffusé est nécessaire pour que l'hadronisation et éventuellement le rayonnement final QCD puissent avoir lieu. Cette masse virtuelle est issue de la combinaison de la masse du genre espace engendrée par l'émission initiale de partons et de la virtualité du photon échangé. Le rayonnement QCD final n'est finalement possible que si la masse du genre temps du quark après l'interaction est suffisamment élevée.

La détermination des variables cinématiques des événements en supposant simplement une identité entre l'angle du quark dans le modèle "naïf" avec l'angle du jet d'interaction, n'est donc qu'une première approximation où l'on néglige tout les effets de masse [16]. Une telle approximation est raisonnable lorsque les jets observés sont faiblement étendus et possèdent ainsi de faibles masses. Par contre, les événements avec trois jets, ne sont plus décrits par une approche si simple.

### 3.3.3 Angle et impulsion réduite de l'état final

Si on considère la diffusion électron-proton dans son ensemble, les relations de conservation de l'énergie et d'impulsion s'écrivent:

$$\begin{aligned} \text{conservation de l'énergie:} & \quad P + A = E + \sum E \\ \text{conservation de l'impulsion longitudinale:} & \quad P - A = E \cos \theta + \sum p_z \\ \text{conservation de l'impulsion transverse:} & \quad E \sin \theta = \sqrt{(\sum p_x)^2 + (\sum p_y)^2} \end{aligned}$$

On voit alors qu'il est astucieux de définir l'énergie "antilogitudinale" qui est globalement conservée dans l'interaction, et qui est définie par  $E - p_z$  pour chaque particule. Cette énergie s'annule pour une particule à  $\theta = 0$ , (cas des particules qui partent dans le tube à vide), et est maximale lorsque les particules vont complètement à l'arrière (cf 3.2.1, 3.2.3). Nous appellerons dans la suite  $\Sigma$  l'énergie antilogitudinale du système hadronique final:

$$\Sigma = \sum E - p_z \quad (3.12)$$

De la même manière nous allons exprimer par  $T$  le module de la somme vectorielle de l'impulsion transverse de toutes les particules de l'état final hadronique.

$$T = \sqrt{(\sum p_x)^2 + (\sum p_y)^2} \quad (3.13)$$

Très proches des "quantités de base" reconstruites,  $\sum p_x, \sum p_y, \sum p_z$ , on a défini par  $\Sigma$  et  $T$ , deux variables inclusives et linéairement indépendantes. La cinématique d'un

événement est aussi bien déterminée par  $[\Sigma, T]$  que par les variables  $[E, \theta]$  de l'électron diffusé, en supposant connues les énergies initiales de l'électron et du proton. Dans ces conditions, toute combinaison de deux variables parmi les quatre peut alors être utilisée pour le calcul des variables cinématiques  $x, y$  et  $Q^2$ . La définition de  $\Sigma$  et  $T$  dans le cadre de la diffusion électron-proton, fait qu'ils sont complètement indépendants d'un modèle sous-jacent de la structure du proton si l'on néglige les pertes dans le tube à vide du faisceau (qui ne le sont malheureusement pas toujours...). Ils rendent aussi bien compte des processus dans le modèle des partons avec formation d'un jet spectateur uniquement, que des interactions au ordres supérieurs en  $\alpha_s$ , avec une éventuelle production d'événements multijets. D'autres part,  $\Sigma$  et  $T$  permettent donc de calculer les variables cinématiques sans qu'il soit nécessaire d'identifier le jet d'interaction, de mesurer son énergie et sa direction.

Plusieurs approches empiriques [15, 16] ont permis d'exprimer l'angle  $\gamma$  du jet d'interaction en fonction des variables inclusives. Mais la définition de  $\Sigma$  et  $T$  nous permettent d'obtenir ce résultat de manière plus immédiate, et qu'il peut être étendu par analogie à une impulsion que nous qualifierons de "réduite" et qui trouve son interprétation en terme d'impulsion du quark diffusé. Le caractère inclusif des variables  $\Sigma$  et  $T$  permet d'appliquer ce formalisme à la diffusion dans le modèle "naïf" de quark. Ainsi nous pouvons exprimer  $\gamma$  et  $F$  en fonction de  $\Sigma = F(1 - \cos \gamma)$  et  $T = F \sin \gamma$  par:

$$\tan \frac{\gamma}{2} = \frac{\Sigma}{T} \qquad F = \frac{\Sigma^2 + T^2}{2\Sigma} \qquad (3.14)$$

Pour un événement donné, nous pouvons exprimer sa cinématique soit au niveau électron-proton, soit dans le formalisme du modèle "naïf". Dans les équations de conservation d'énergie-impulsion, nous remarquons l'expression de l'électron qui intervient de la même manière. Ainsi la valeur de  $\Sigma$  et  $T$  doit être la même aussi bien dans le modèle "naïf" des quarks, que pour les variables inclusives. Lorsque nous mesurons  $\Sigma$  et  $T$  nous pouvons alors calculer la valeur de  $F$  et  $\gamma$  pour une diffusion élastique électron-quark.  $\gamma$  et  $F$  décrivent donc la cinématique d'un événement de diffusion électron-proton de la même manière que  $\Sigma$  et  $T$ . Nous avons donc généralisé leur signification et appellerons dans la suite  $\gamma$  et  $F$  l'angle et l'impulsion réduite du système hadronique.

### 3.3.4 Énergie transverse du système hadronique

Indépendamment de la cinématique de l'événement, on définit l'énergie transverse  $E_t$  du système hadronique, comme la somme de toutes les énergies transverses

$$E_t = \sum_{hadrons} |E_h \sin \theta_h| \qquad (3.15)$$

La différence entre  $T$  l'impulsion transverse, et  $E_t$ , devient claire, si on considère une distribution de particules isotropes:  $T$  devient nulle, par contre  $E_t$  peut être très grande. Ainsi  $E_t$  décrit la quantité de particules produites dans l'état final hadronique, si on suppose en première approximation une impulsion en moyenne similaire des différentes particules de l'état final hadronique. En mesurant  $E_t$  on peut donc observer des phénomènes au delà du modèle "naïf", puisque  $E_t$  n'est pas contraint cinématiquement. En fait il est même intéressant de décomposer cette quantité en plusieurs composantes reliées à la direction de l'électron, ce que nous allons maintenant étudier.

### 3.4 Variables contraintes par l'électron

Lors de la diffusion lepton-nucléon, l'état final est clairement séparé entre le lepton diffusé et le système hadronique produit. Contrairement à la diffusion hadron-hadron où il n'existe pas de direction privilégiée, à HERA l'état final hadronique des événements de courant neutre est cinématiquement contraint par l'électron diffusé. Ceci est évidemment vrai pour les variables introduites ci-dessus (à l'exception de  $E_t$ ), mais jusqu'à présent, nous avons uniquement considéré deux directions dans l'espace. A cause de l'isotropie des événements en  $\varphi$ , ceci est suffisant lors de la détermination de la cinématique pour la mesure des sections efficaces. Dans ce qui suit, nous allons par contre nous intéresser plus particulièrement à la structure des événements dans le plan transverse à l'axe du faisceau. "Variables contraintes par l'électron" signifie alors que l'on regarde la distribution de l'énergie de l'état final dans le plan transverse et par rapport à la direction définie par l'électron diffusé dans ce plan.

#### 3.4.1 Impulsion transverse parallèle et orthogonale

La conservation d'impulsion dans le plan transverse s'écrit le plus simplement lorsqu'on définit un référentiel avec des axes parallèles et orthogonaux à la direction de l'électron diffusé (Fig. 3.14).

$$p_{tp} = \left| \sum p_{th} \cos \varphi_h \right| = T \cos \varphi \quad (3.16)$$

$$p_{to} = \left| \sum p_{th} \sin \varphi_h \right| \quad (3.17)$$

$\varphi_h$  désigne l'angle entre chaque particule de l'état final hadronique et l'électron diffusé dans le plan transverse.  $\varphi$  désigne l'angle entre l'électron diffusé et la résultante de l'impulsion transverse des particules "hadroniques". Dans le modèle "naïf" nous avons donc  $\varphi = 180^\circ$ . Si on se place dans le contexte simple du modèle QPM avec hadronisation, comme schématisé sur la figure 3.13, l'état final hadronique dans le plan transverse est caractérisé par le jet d'interaction et le jet spectateur (Fig. 3.14). Le jet d'interaction est opposé à l'électron. La résultante de l'impulsion transverse parallèle du jet d'interaction balance donc directement l'impulsion transverse de l'électron, les composantes orthogonales s'équilibrent entre elles. Dû à l'hadronisation, les particules du jet spectateur ont également acquis de l'impulsion transverse, mais de manière isotrope, tel que la résultante soit nulle.

Les conservations de l'impulsion transverse parallèle et orthogonale impliquent:

$$p_{tp} = -p_{te-} \quad (3.18)$$

$$p_{to} = 0 \quad (3.19)$$

Cependant les pertes dans le tube à vide ainsi que les fluctuations dans la mesure des énergies font que ces relations ne sont pas satisfaites exactement. Nous verrons dans le prochain chapitre les informations que l'on peut néanmoins en tirer.

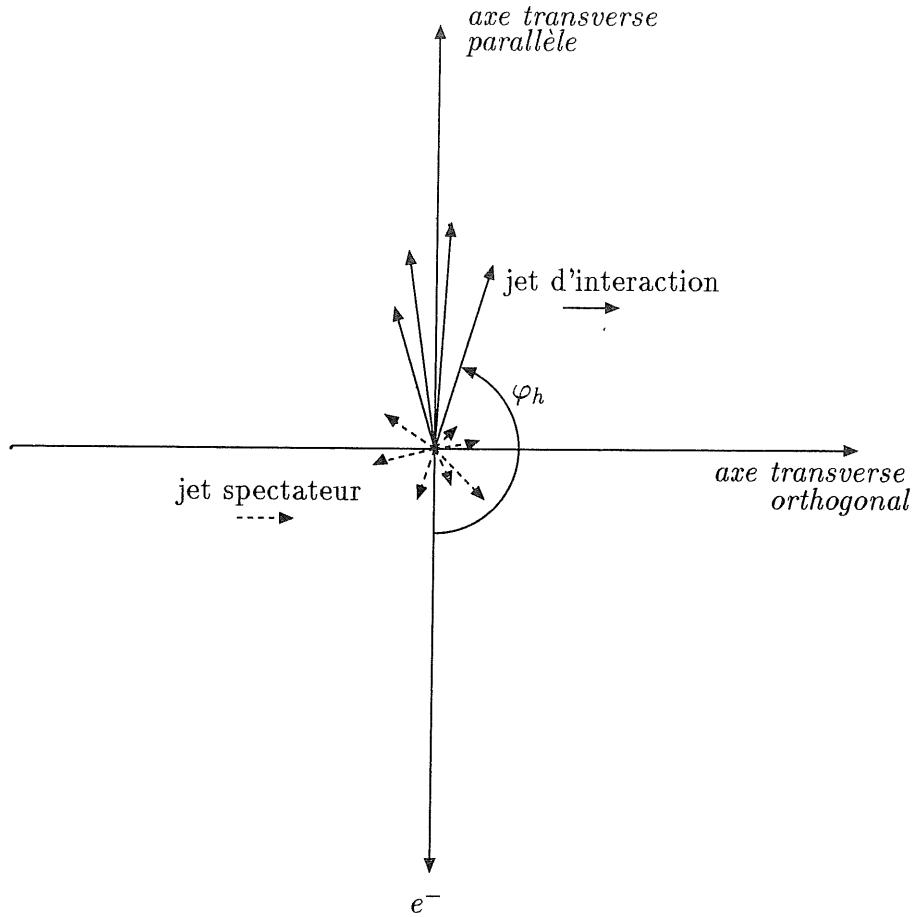


Figure 3.14: Schéma de l'état final d'un événement DIS avec un jet d'interaction et un jet spectateur idéalisé et projeté sur le plan transverse.

### 3.4.2 Energie transverse parallèle et orthogonale

Afin de caractériser la largeur des jets, on définit en analogie avec  $E_t$ , les variables  $E_{tp}$ , l'énergie transverse parallèle et  $E_{to}$ , l'énergie transverse orthogonale. Elles sont calculées en sommant les valeurs absolues des projections des impulsions transverse parallèles et orthogonales de chaque particule de l'état final hadronique (Fig. 3.14)

$$E_{tp} = \sum |E_{th} \cos \varphi_h| \quad (3.20)$$

$$E_{to} = \sum |E_{th} \sin \varphi_h| \quad (3.21)$$

Comment varient ces quantités? Considérons d'abord le jet d'interaction. Plus il s'élargit, plus son énergie transverse orthogonale,  $E_{to}$ , augmente. L'énergie transverse parallèle  $E_{tp}$  ne diffère de l'impulsion transverse parallèle que dans le cas, où des particules du jet d'interaction vont dans la direction de l'électron (Fig. 3.14).

Pour le jet spectateur, il n'y a aucune direction privilégiée dans le plan transverse. Ceci signifie que les contributions du jet spectateur à  $E_{to}$  et à  $E_{tp}$  sont égales en moyenne. Un élargissement du jet se fera aussi de manière isotrope:  $E_{to}$  et  $E_{tp}$  dues au jet spectateur augmentent plus le jet s'élargit.

Il reste à remarquer que  $E_{t_0}$  et  $p_{t_0}$  sont des quantités invariantes par une transformation de Lorentz entre le référentiel du Laboratoire et le référentiel du centre de masse  $\gamma^*$  proton. En effet, la direction de la transformation est déterminée par l'impulsion résultante entre le photon virtuel et le proton. Dans le plan transverse (normal à la direction du proton) le photon virtuel se trouve dans la direction opposée à l'électron diffusé. La direction orthogonale à l'électron diffusé, dans le plan transverse est donc invariante par cette transformation de Lorentz et ainsi toute quantité définie par rapport à cet axe.

### 3.5 Conclusion

Le programme HIKINE est un bon outil pour l'analyse de l'état final hadronique. Sa modularité permet d'utiliser les méthodes de reconstruction les mieux adaptées à une région cinématique donnée. Pour cela nous distinguons essentiellement deux méthodes pour reconstruire les quantités de base du système hadronique,  $\sum E$ ,  $\sum p_x$ ,  $\sum p_y$ ,  $\sum p_z$  : soit uniquement par des mesures calorimétriques, soit par la combinaison des mesures de traces et du calorimètre. Pour des événements à faible transfert d'impulsion ( $Q^2 < 100 GeV^2$ ) la combinaison de la mesure des traces chargées avec des cellules calorimétriques a donné de très bon résultats pour la reconstruction de l'impulsion transverse  $T$  et de l'énergie antilongitudinale  $\Sigma$ , du système hadronique, ce qui était inattendu pour ces jets d'interaction de quelques  $GeV$  seulement.

Avec les variables  $T$  et  $\Sigma$ , les variables cinématiques  $x, y$  et  $Q^2$  peuvent être calculées, comme nous allons le voir dans le chapitre 5. Mais ils permettent aussi de définir un angle du système hadronique  $\gamma$  et son impulsion réduite  $F$ , qui trouvent leur interprétation simple dans le cadre du modèle des partons.

Enfin, au-delà de la détermination des variables cinématiques, nous avons introduit des variables inclusives dans le plan transverse, en les contraignant par l'électron ils nous permettent l'évaluation quantitative de l'état final hadronique que nous allons maintenant aborder.

# Bibliographie

- [1] U. Bassler, G. Bernardi, "H1KINE A package for kinematical reconstruction", H1-software note (1993).
- [2] J. Bán et al., H1-07/92 - 232 (1992).
- [3] H1 Collaboration, Phys.Lett. B 299 (1993) 374.
- [4] G. Ingleman, "Physics at HERA III" (1991) 1366.
- [5] BEMC Group, H1-08/92 - 234 (1992)
- [6] G. Bernardi et al. H1-Software-Note 14-12/90 (1990).
- [7] B. Fominykh, Compte-rendu H1-FLOW 06-92 (1992).
- [8] H. Hufnagel, Compte-rendu H1-FLOW/HELP 01-92 (1992).
- [9] M. Kuhlen, Compte-rendu H1-HADES 01-93 (1993).
- [10] M. Forbusch, Compte-rendu H1-FLOW 06-92 (1992).
- [11] G.A. Schuler, H. Spiesberger, "Physics at HERA III" (1991) 1419.
- [12] H1 Collaboration, "The H1 Detector at HERA", DESY 93-103 (1993).
- [13] Y.I. Azimov et al., Z. Phys C 27 (1985) 65.
- [14] D. Amati, G Veneziano, Phys. Lett. B 83 (1987) 87.
- [15] S. Benvelsen et al., "Physics at HERA I" (1991) 23
- [16] K.C. Hoeger, "Physics at HERA I" (1991) 43

## Chapitre 4

# L'état final hadronique

Les études de l'état final hadronique permettent d'élargir nos connaissances du comportement des partons. Ainsi les événements à trois jets dans l'annihilation  $e^+e^-$ , ont permis il y a plusieurs années déjà, de mettre en évidence le rayonnement de gluons [1]. La topologie de l'état final des événements de la diffusion profondément inélastique met, d'une part, en évidence la présence d'une sous-structure partonique des hadrons, mais aussi un comportement qui ne s'explique qu'en tenant compte des processus de rayonnement QCD. Parmi ces processus, on distingue au premier ordre en  $\alpha_s$  la diffusion Compton-QCD et la fusion boson-gluon. Le rayonnement de plusieurs gluons est le processus prépondérant aux ordres supérieurs [2].

Les premières études de l'état final des événements de HERA sont compatibles avec l'existence de tels processus. L'observation d'événements multijet (Fig. 4.1, 4.2) s'interprète en termes de processus au premier ou deuxième ordre en  $\alpha_s$ . Le rayonnement multiple de partons de plus faible énergie permet par contre une interprétation simple de la distribution de l'énergie transverse dans les événements. Considérons par exemple la distribution de l'énergie transverse des particules du système hadronique en fonction de leur angle  $\varphi$  avec l'électron dans le plan transverse (Fig. 4.3), issue de la première publication de H1 sur ce sujet et basée sur une luminosité de  $1.5 \text{ nb}^{-1}$  [3]: Dans le plan transverse à l'axe du faisceau, l'énergie s'accumule d'une part dans la direction opposée à l'électron diffusé, d'autre part on observe un plateau quasi-uniforme en énergie transverse sur toute la région angulaire. Ce fait trouve une interprétation simple dans le contexte d'une structure partonique du proton: lors d'une diffusion élastique électron-quark, le quark diffusé doit nécessairement balancer le moment transverse de l'électron, il est donc diffusé avec un angle  $\varphi \approx 180^\circ$  par rapport à l'électron, le résidu du proton par contre ne possède que très peu d'impulsion transverse. Issus des processus d'hadronisation du quark diffusé et du résidu du proton se créent ensuite le jet d'interaction et le jet spectateur. Le jet d'interaction produit alors des amas d'énergie dans la direction du quark diffusé. Le jet spectateur, dont la distribution d'énergie est non corrélée à la direction de l'électron diffusé produit par contre le plateau observé. Un élargissement du jet d'interaction et du jet spectateur est possible par la présence du rayonnement QCD: émis préférentiellement de manière colinéaire, le rayonnement QCD "final" aura tendance à élargir le jet d'interaction. Le rayonnement "initial" par contre sera détecté dans la direction du proton incident, vers l'avant du détecteur, et donc dans la direction du jet spectateur et de manière moins corrélée à la direction de l'électron diffusé que le rayonnement final.



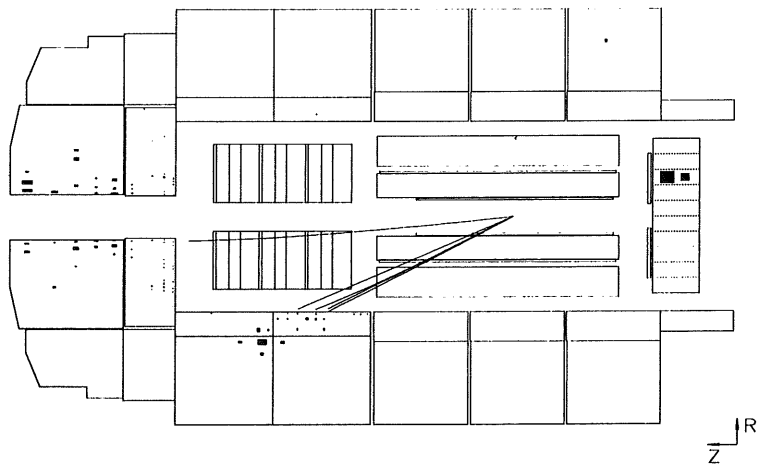


Figure 4.1: Evénements de la diffusion profondément inélastique à 2 jets (jet d'interaction + jet spectateur) avec l'électron diffusé dans le BEMC.

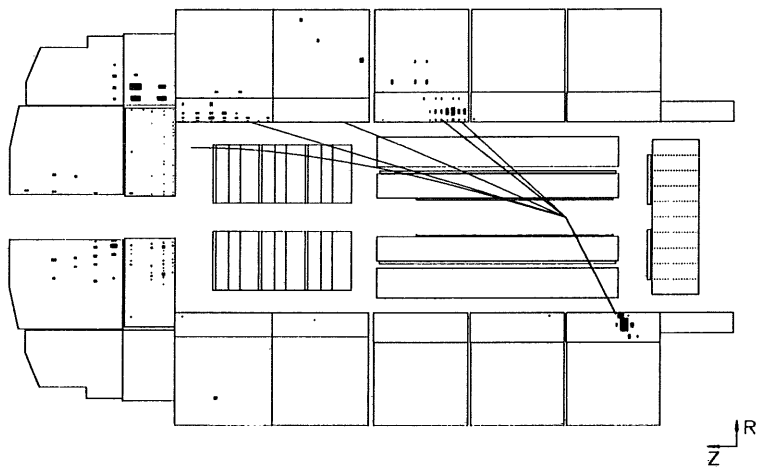


Figure 4.2: Evénements de la diffusion profondément inélastique à 3 jets avec l'électron diffusé dans le calorimètre à Argon liquide.

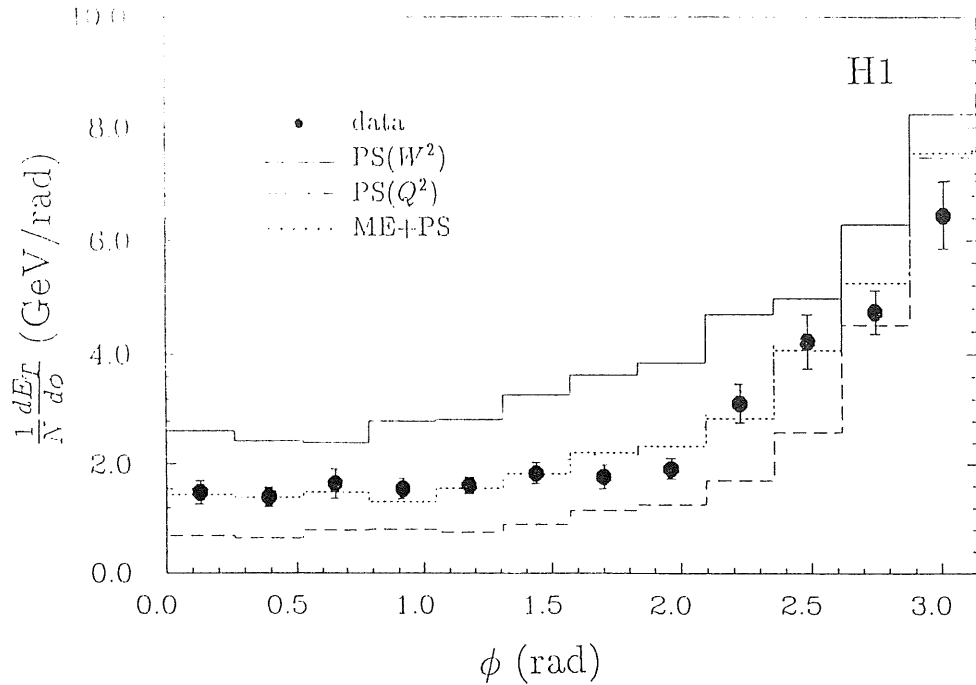


Figure 4.3: L'énergie transverse en fonction de  $\phi$ , angle entre l'électron et les particules de l'état hadronique final:  $\phi = 0$  particule colinéaire avec l'électron;  $\phi = 180$  particules dans le sens opposé.

Pour différents modèles de simulation du rayonnement QCD, nous observons clairement la variation de cette distribution en fonction du taux de rayonnement. Lorsque nous augmentons le taux de rayonnement dans un modèle de cascades de partons en augmentant l'échelle de virtualité maximale ( $W^2 \gg Q^2$ ), la distribution d'énergie transverse déposée par le jet d'interaction s'élargit, ainsi que le plateau d'énergie transverse augmente, bien que l'impulsion transverse doive rester conservée. Dans cette première publication [3], des modèles extrêmes du rayonnement QCD, comme les cascades de partons avec des échelles de virtualité  $W^2$  et  $Q^2$  ont été exclus. L'expérience ZEUS a montré récemment qu'un modèle tenant uniquement compte des processus au premier ordre de  $\alpha_s$  ne donne pas non plus une description correcte des données [4].

Les études de l'état final hadronique se font surtout de manière exclusive par l'analyse des jets. Notre motivation dans l'analyse de l'état final hadronique était plutôt dirigée vers une bonne compréhension de la mesure des variables inclusives du système hadronique dans le cadre de la mesure de  $F_2$ . Chemin faisant, nous nous sommes rendu compte des possibilités offertes par les distributions inclusives de l'énergie et des impulsions, dans les études de l'état final. Nos outils pour l'étude présentée dans ce chapitre ont été surtout les variables inclusives définies dans le chapitre précédent, même si leur emploi nous amène à une identification grossière du jet d'interaction. Le but d'une telle identification est d'une part, de mettre en évidence une structure partonique du proton, mais aussi d'aller plus loin qu'une simple observation du rayonnement QCD. Dans l'approximation d'une émission colinéaire (cf 2.1.4) et par la différence d'espace de phase accessible, nous pouvons essayer de séparer le rayonnement "initial" (avant l'interaction  $\gamma^*$ -quark: "colinéaire" avec le résidu du proton) et le rayonnement "final" ("colinéaire" avec le quark diffusé). Des premières tentatives pour une telle séparation ont été faites dans des collisions  $p - \bar{p}$  [5, 6], tandis que en mode  $e^+ - e^-$ , l'observation du rayonnement QCD se réduit bien sûr à la radiation QCD finale.

L'influence des effets QCD sur la reconstruction des variables cinématiques à partir du système hadronique sera traitée dans le chapitre suivant dans la perspective du rôle de l'état final hadronique dans la mesure de la fonction de structure du proton  $F_2$ .

L'emploi des variables inclusives pour l'étude des différents modèles de simulation QCD permet des comparaisons quantitatives entre les modèles et les données. Nos résultats confirment d'une part les résultats trouvés dans la première publication de l'étude de l'état final hadronique, d'autre part ils permettent aussi de voir des effets plus fins qui distinguent un modèle de cascades de partons d'un modèle ME+PS, favorisé pour la description de nos données. Une bonne simulation de l'état final hadronique est nécessaire non seulement pour mieux connaître les processus physiques lors de la diffusion profondément inélastique, mais aussi pour les études des effets systématiques sur la reconstruction des variables cinématiques.

## 4.1 La sélection des événements

Les accents mis sur la sélection des événements que nous avons étudiés ont été surtout portés sur la possibilité d'une bonne observation de l'état final hadronique dans la partie centrale du détecteur. En même temps, nous nous sommes limités à des événements à faible  $Q^2$  ( $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ ) qui se situent dans un domaine cinématique de grande section efficace.

Une caractéristique de ces événements est l'électron diffusé dans le calorimètre électromagnétique arrière (BEMC) (cf 3.1.1.). Le système de déclenchement demande donc un amas d'énergie supérieur à  $4 \text{ GeV}$ , déposé dans le BEMC dans la fenêtre d'interaction, défini par l'hodoscope. L'efficacité de cette configuration de déclenchement est supérieure à 99% pour des événements avec une énergie de l'électron diffusé supérieur à  $10 \text{ GeV}$  [7].

Pour les premières études de l'état final hadronique, les critères de sélection des événements DIS sont décrits en détail dans [3]. On demande ainsi que l'électron diffusé ait une énergie supérieure à  $14 \text{ GeV}$ , ce qui élimine le bruit de fond des événements de photoproduction (cf 3.1.1). Afin de permettre des mesures sur l'état final hadronique, une masse invariante  $W^2$  minimale est imposée ainsi qu'une trace dans la partie centrale du système de mesure de traces.

Avec cette sélection nous avons obtenu un lot d'environ 1500 événements lors de la première prise de données de H1 en '92, auquel nous avons appliqué les coupures supplémentaires suivantes (Fig. 4.4):

- un moment de transfert  $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$ . Ceci assure une impulsion transverse minimale d'environ  $2 \text{ GeV}$  et une impulsion réduite du système hadronique,  $F$ , d'au moins  $3 \text{ GeV}$ .
- l'angle inclusif  $\gamma$  du système hadronique doit être fixé entre  $90^\circ$  et  $140^\circ$  afin d'assurer le confinement du jet d'interaction dans la partie centrale du détecteur, ce qui implique une bonne séparation entre le jet d'interaction et le jet spectateur et permet d'éviter la partie arrière du détecteur où les hadrons sont mal mesurés.

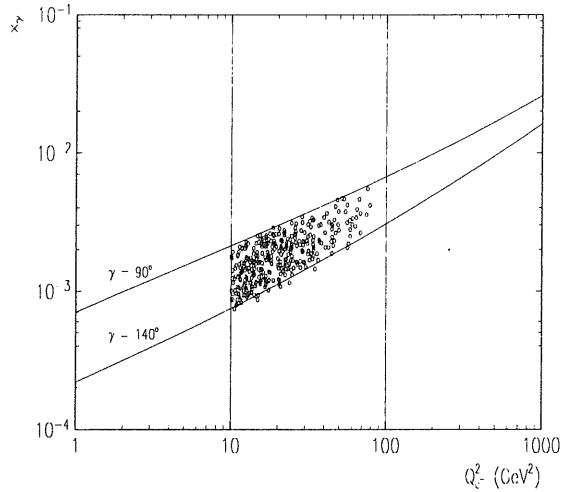


Figure 4.4: Domaine cinématique des événements sélectionnés. Les coupures:  $10 \text{ GeV}^2 < Q_e^2 < 100 \text{ GeV}^2$  et  $90^\circ < \gamma_e < 140^\circ$ .

Le calcul de l'angle hadronique est fait de manière indépendante d'un rayonnement QED initial de l'électron, comme décrit dans le chapitre précédent (cf 3.3.3). L'expression du moment transféré  $Q^2$  est obtenue par

$$Q_e^2 = 2AE(1 - \cos \theta) \quad (4.1)$$

Après toutes les coupures, le lot d'événement a été réduit à 351.

Les mêmes critères de sélection ont été appliqués à des événements simulés suivant différents modèles du rayonnement QCD. Trois lots d'événements simulés emploient le modèle de cascades de partons, PS (cf 2.2), mais avec différentes échelles de virtualité maximale, désignées par PS( $Q^2$ ), PS( $W^2$ ) et PS( $WQ$ )<sup>1</sup>. Un autre lot d'événement a été simulé avec un modèle basé sur les éléments de matrice QCD au 1<sup>er</sup> ordre en  $\alpha_s$ , avec adjonction de cascades de partons pour simuler les ordres supérieurs (ME+PS). Les événements du modèle des cascades ont été simulés avec le générateur DJANGO 1.0 [8], qui inclut le rayonnement QED de l'électron. Les événements du modèle ME+PS ont été simulés avec LEPTO 6.1 [9]. Après génération, les effets du détecteur ont été pris en compte avec le programme H1SIM, basé sur GEANT [10]. Ensuite les événements simulés subissent la même reconstruction que les données.

Enfin, dans les figures 4.5 et 4.6 nous présentons les distributions des variables  $Q_e^2$  et  $W_h^2$ , la masse invariante du système hadronique, ainsi que les distributions de l'énergie globale de l'état final hadronique  $E$ , l'impulsion réduite  $F$ , l'angle polaire hadronique  $\gamma$  et l'angle azimutal du système hadronique  $\varphi$  pour les données et pour différents modèles de simulation. La masse invariante  $W^2 = (p + q)^2 = m_p^2 + ys(1 - x)$  peut être exprimé en

<sup>1</sup>L'échelle empirique  $WQ$  a été introduite dans H1 après avoir constaté l'échec des échelles  $W^2$  et  $Q^2$  à reproduire le comportement des données.

négligeant la masse du proton par

$$W_h^2 = 2 P \Sigma (1 - x) \quad (4.2)$$

$\Sigma$  étant l'énergie antilongitudinale définie dans le chapitre précédent. Dans le domaine cinématique considéré,  $x < 10^{-2}$  et peut être négligé devant 1. De la même manière les variables inclusives  $F$ ,  $\gamma$  et  $\varphi$  sont calculées à partir de l'état final hadronique (cf 3.3.3).

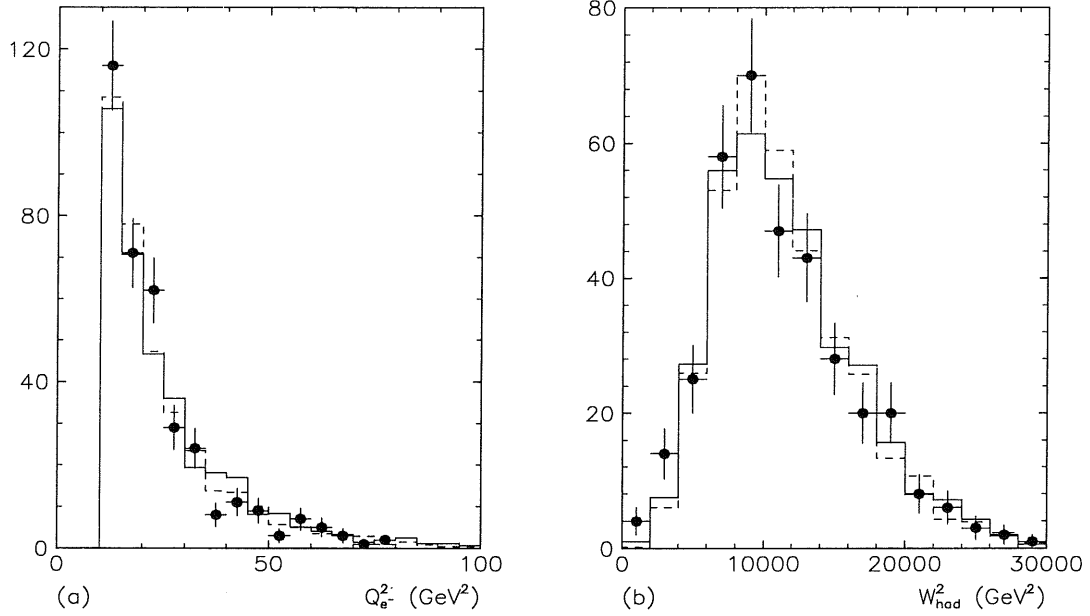


Figure 4.5: Les moments transférés  $Q_e^2$  (a) et les masses invariantes  $W_{had}^2$  (b) des événements sélectionnés.

• données — ME+PS - - - PS(WQ)

#### 4.1.1 Effets systématiques

Pour pouvoir comparer les données avec les événements simulés de manière absolue, il est important de s'assurer d'une bonne calibration du détecteur. La coupure d'angle maximale du système hadronique à  $140^\circ$  implique que le système hadronique des événements que nous avons sélectionnés, est contenu dans le calorimètre à Argon liquide. Le rapport du moment transverse produit par l'état final hadronique et par l'électron diffusé nous permet d'estimer une différence de calibration entre le calorimètre à Argon liquide et le BEMC lorsque nous utilisons la méthode calorimétrique pour la reconstruction de l'état final hadronique.

Le tableau 4.1 récapitule les valeurs obtenues par la méthode de reconstruction de l'état final hadronique par les cellules et par la méthode combinée cellules et traces (cf

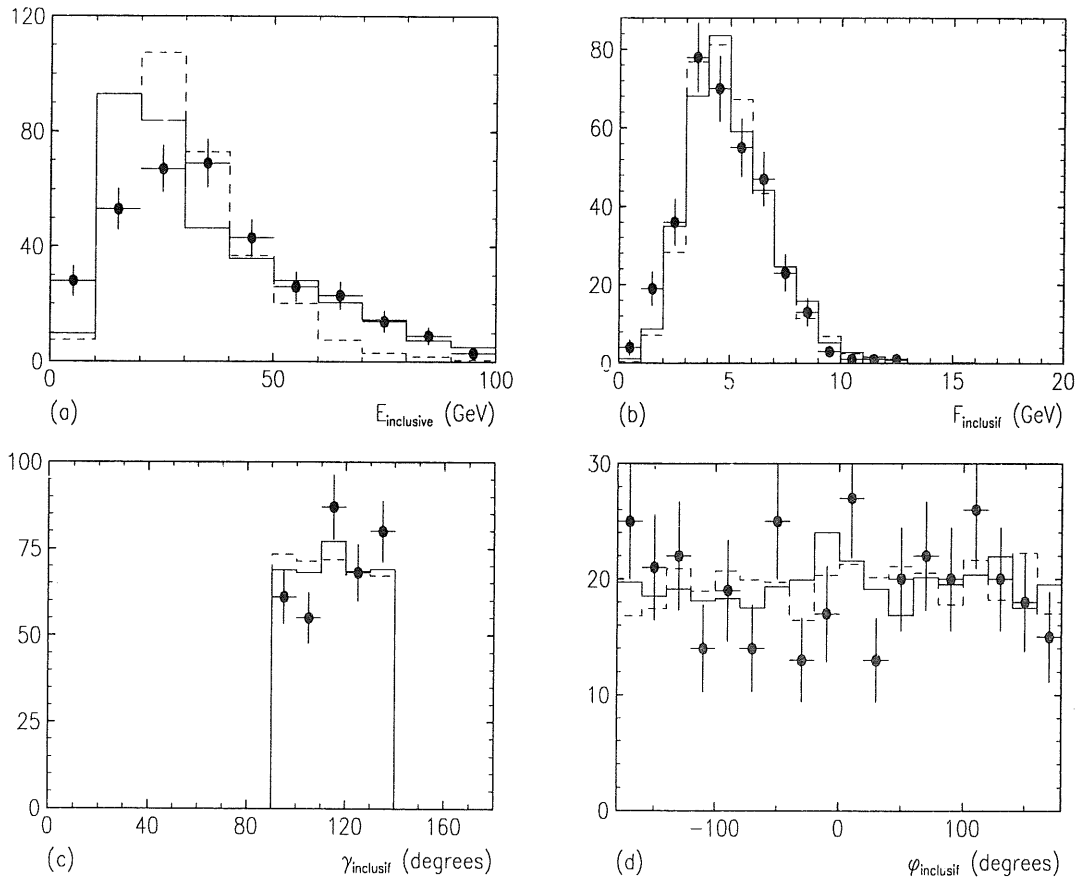


Figure 4.6: Distributions de l'énergie totale dans le détecteur (a) et de l'énergie réduite (b), ainsi que des angles du système hadronique  $\gamma$  (c) et  $\phi$  (d) déterminés de manière inclusive.

● données — ME+PS - - - PS(WQ)

3.2.2). La méthode purement calorimétrique montre une sous-estimation de l'énergie hadronique de presque 20%. Cette différence n'est tout de même pas uniquement due à une miscalibration calorimétrique, mais provient aussi du seuil de détection du calorimètre (cf 3.1.2). Par la méthode des cellules et traces, nous obtenons par contre une faible surestimation de l'énergie hadronique de  $3\% \pm 2\%$ . Cette méthode sera employée dans la suite. Les distributions des données sont bien reproduites par les événements simulés (Fig. 4.7), bien que nous observions une amélioration de la résolution pour la méthode des cellules et traces pour les événements simulés qui ne se produit pas dans les données. Pour la mesure calorimétrique les données montrent une sous-estimation de l'énergie légèrement plus forte que les événements simulés.

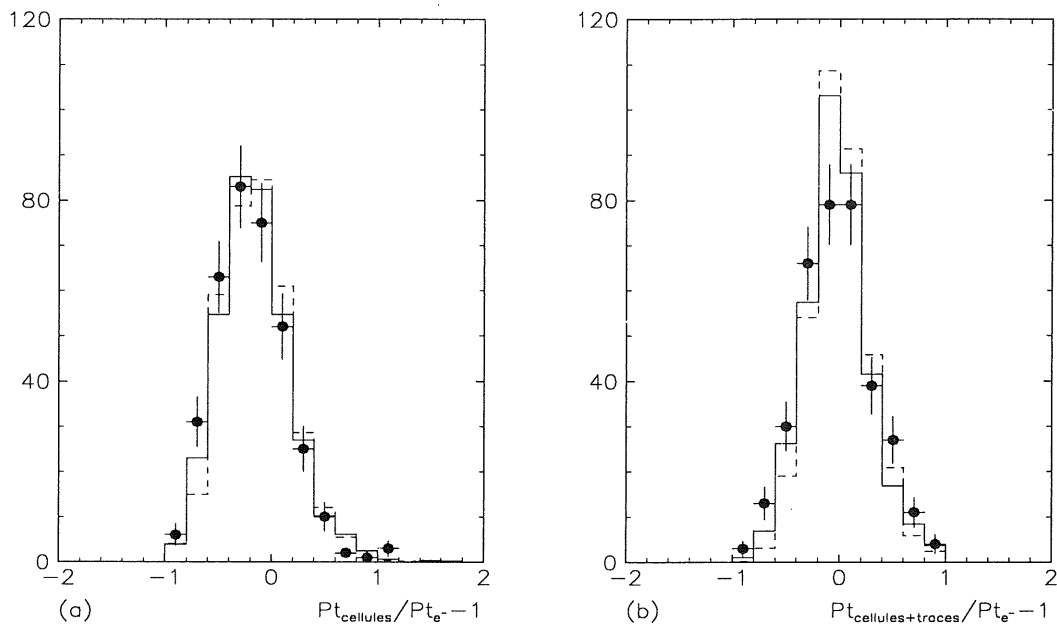


Figure 4.7: Rapport de l'impulsion transverse mesuré par le système hadronique et par l'électron: (a) méthode calorimétrique (b) méthode cellules et traces (cf 3.2.2)

● données — ME+PS - - - PS( $WQ$ )

Nous avons étudié les effets d'une miscalibration de 7% du calorimètre à Argon liquide pour des événements simulés avec le modèle ME+PS. La reconstruction de l'angle hadronique avant toute sélection est très peu affecté par cette miscalibration. L'effet observé est inférieur à 1% (Fig. 4.8).

Une telle miscalibration influence le nombre d'événements sélectionnés de 0.5% et un effets de maximal de 10% sur les quantités étudiées.

Pour les modèles extrêmes, PS( $W^2$ ) et PS( $Q^2$ ), nous avons étudié l'influence des fonctions de structures, en comparant les distributions des variables inclusives sur des

	données	ME+PS	PS(WQ)
nb d'événements	351	1726	1815
$\langle p_t/p_{te} - 1 \rangle_{cellules}$	-0.19	-0.15	-0.14
$\sigma$	0.34	0.34	0.33
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.02$	$\pm 0.01$	$\pm 0.01$
$\langle p_t/p_{te} - 1 \rangle_{cellules\&traces}$	-0.03	-0.02	0.00
$\sigma$	0.35	0.30	0.27
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.02$	$\pm 0.01$	$\pm 0.01$

Tableau 4.1: Impulsion transverse mesurée par le système hadronique et par l'électron diffusé.

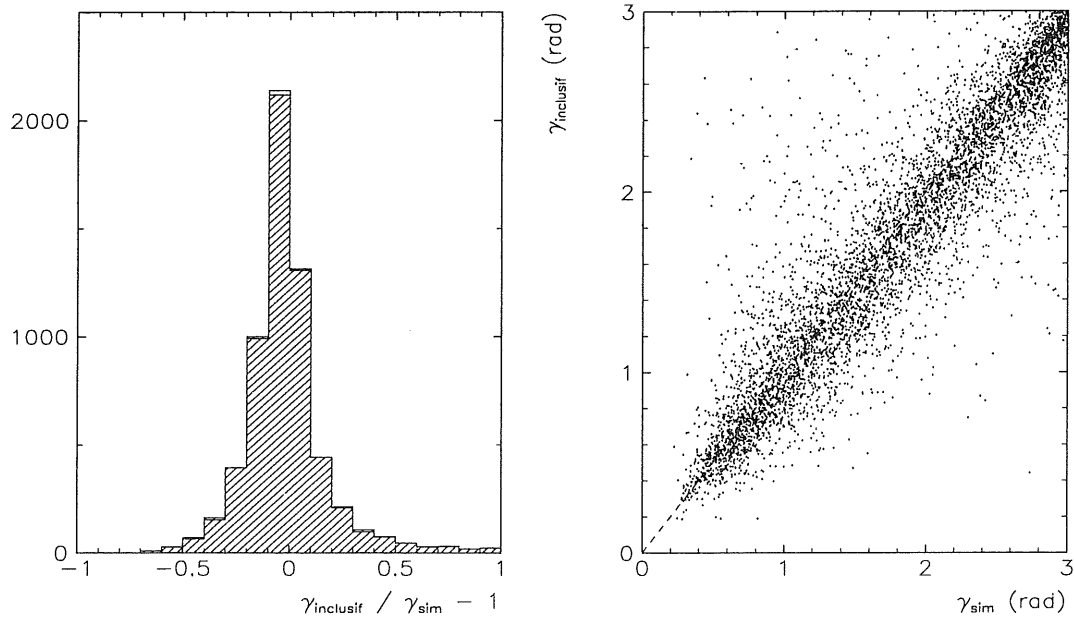


Figure 4.8: Reconstruction de l'angle hadronique  $\gamma$  avant sélection des événements sur les événements simulés avec le modèle ME+PS.

— ME+PS    //// ME+PS misclibré de 7%

événements avec les paramétrisations KMRSD0 et KMRSD- [11] de la fonction de structure  $F_2$ . Sur les variables inclusives employées dans notre analyse, nous observons un changement des valeurs moyennes de moins de 5%, dans la limite donc des erreurs statistiques (Tab. 4.2).



	PS( $W^2$ )D0	PS( $W^2$ )D-	PS( $Q^2$ )D0	PS( $Q^2$ )D-
nb d'événements	136	177	230	226
$\langle p_{to} \rangle$ (en GeV)	0.05	-0.09	0.01	-0.03
$\sigma$	1.22	1.22	0.83	0.77
$\sigma^2/\sqrt{2N}$	$\pm 0.09$	$\pm 0.08$	$\pm 0.03$	$\pm 0.04$
$\langle E_{to} \rangle$ (en GeV)	7.75	8.16	3.88	3.73
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.57$	$\pm 0.43$	$\pm 0.09$	$\pm 0.09$
$\langle p_{tp} \rangle$ (en GeV)	4.25	4.16	4.47	4.16
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.14$	$\pm 0.12$	$\pm 0.10$	$\pm 0.11$
$\langle E_{tp} \rangle$ (en GeV)	9.63	9.71	6.68	6.42
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.53$	$\pm 0.40$	$\pm 0.12$	$\pm 0.13$

Tableau 4.2: Impulsions et énergies transverses pour des événements engendrés avec deux différentes paramétrisations de la fonction de structure.

## 4.2 Mise en évidence des partons dans le proton

La structure des événements de la diffusion profondément inélastique que nous avons sélectionnés (Fig. 4.1), indique deux régions différentes de distribution de l'énergie: une partie de l'énergie est déposée vers l'avant du détecteur dans la direction du proton incident, une autre partie se situe plus dans la région centrale du détecteur et à l'opposé de la direction de l'électron diffusé dans le plan transverse.

Dans le contexte des constituants ponctuels du proton, les partons, la diffusion inélastique se résume en une diffusion élastique électron-parton: le résidu du proton continue sans être perturbé dans sa direction incidente, il est à l'origine du "jet spectateur", le parton ayant interagit donne naissance à un "jet d'interaction", le rayonnement QCD peut produire des "jets de radiation" supplémentaires que nous n'allons pas discuter dans la suite.

L'observation d'un jet d'interaction met donc en évidence la structure partonique du proton. Dans le modèle "naïf" des partons, la direction et l'énergie du jet d'interaction sont déterminés par la cinématique de la diffusion électron-quark (cf 3.3.1). Dans un premier temps, nous allons comparer la direction du flot d'énergie avec ces prédictions du modèle des partons.

La diffusion profondément inélastique peut être vue aussi comme l'interaction proton-photon virtuel. En se plaçant dans le centre de masse de cette réaction, une sous-structure ponctuelle du proton laisse une signature très caractéristique, qui sépare le flot d'énergie très nettement dans le sens du photon incident et à l'opposé. La distribution de l'énergie dans ce référentiel nous offre alors une observation claire du jet d'interaction.

### 4.2.1 L'observation d'un jet d'interaction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré comment se calcule l'angle de diffusion  $\gamma$  du quark dans le modèle de partons, ainsi que son impulsion  $F$  à partir des variables inclusives  $\Sigma$  et  $T$ . La correspondance locale parton-hadron prédit un jet d'interaction

dans la direction du quark diffusé [12, 13], dont les particules ont une impulsion transverse moyenne par rapport à l'axe du jet de  $\langle k_t \rangle \sim 350 \text{ MeV}$ , suite aux processus d'hadronisation [15]. Lorsque le proton possède une sous-structure ponctuelle, la distribution de l'énergie transverse doit donc être maximale dans la direction définie par  $\gamma$ , déposée par les particules appartenant au jet d'interaction. Le jet spectateur n'est pas entièrement observable à HERA: le résidu du proton se dirige en première approximation dans la direction du proton incident, le jet spectateur se perd donc essentiellement dans le tube à vide.

La figure 4.9 [14] montre le dépôt d'énergie transverse autour de la position du quark diffusé. Le point  $(0, 0)$  correspond à la position attendue du parton après interaction dans le modèle "naïf" quark-parton, en pseudorapidité  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  et en angle  $\phi$ . La surface des rectangles est proportionnelle à la quantité d'énergie transverse déposée dans chaque bin  $(\eta, \phi)$ . Une bonne séparation du jet d'interaction est obtenue, par la sélection des événements qui exige l'angle du système hadronique  $\gamma$  entre  $90^\circ$  et  $140^\circ$ .

Pour des événements simulés dans le modèle  $\text{PS}(Q^2)$  la distribution de l'énergie transverse se situe en effet essentiellement autour de la position calculée du quark diffusé (Fig. 4.9 c): ce modèle ne produit que très peu de rayonnement QCD et peut être assimilé au modèle QPM avec hadronisation uniquement. Une augmentation du taux de rayonnement des gluons, nous éloigne du modèle "naïf": pour le modèle  $\text{PS}(W^2)$ , la distribution d'énergie observée s'étale plus dans l'espace de phase accessible. Il devient difficile de déterminer clairement un comportement en jet à partir de cette distribution (Fig. 4.9 d).

Le même procédé a été appliqué aux données. La structure de la distribution de l'énergie transverse (Fig 4.9 a), est semblable aux résultats obtenus dans le modèle des partons: les dépôts d'énergie transverse s'accumulent autour de la position prédite du quark diffusé: l'énergie transverse déposée dans une région  $-0.5 < \eta < 1.5$  et  $-1 < \phi < 1$  est significativement plus forte, que dans le reste du détecteur. En dehors de cette région, la moyenne de l'énergie transverse de tous les événements considérés est quasiment uniforme et beaucoup plus faible. La structure globale des événements est donc compatible en première approximation avec une diffusion élastique électron-quark.

La concentration de l'énergie transverse autour de la direction du quark diffusé, se manifeste de la même manière dans des événements simulés avec un modèle ME+PS (Fig. 4.9 b), qui tient plus rigoureusement compte des contributions QCD au premier ordre en  $\alpha_s$ . L'aspect dominant, qui détermine la structure de l'état final hadronique des événements DIS est donc l'idée commune au modèle des partons et à la QCD: la composition du proton à partir des constituants ponctuels.

#### 4.2.2 Le jet d'interaction dans le centre de masse $\gamma^*$ -proton

Le référentiel le plus naturel pour étudier l'état final hadronique, est le référentiel du centre de masse entre le photon virtuel et le proton. Lorsqu'on réduit la diffusion électron proton à l'interaction photon virtuel proton, l'électron diffusé n'apparaît plus dans l'état final, qui est donc composé uniquement de l'état final hadronique. Dans le centre de masse ceci a comme conséquence que l'impulsion transverse de l'état final hadronique doit être nulle. Dans le cadre du modèle "naïf" de quarks-partons, on prévoit alors, que les partons n'ayant pas interagi avec le photon gardent leur direction initiale. Afin

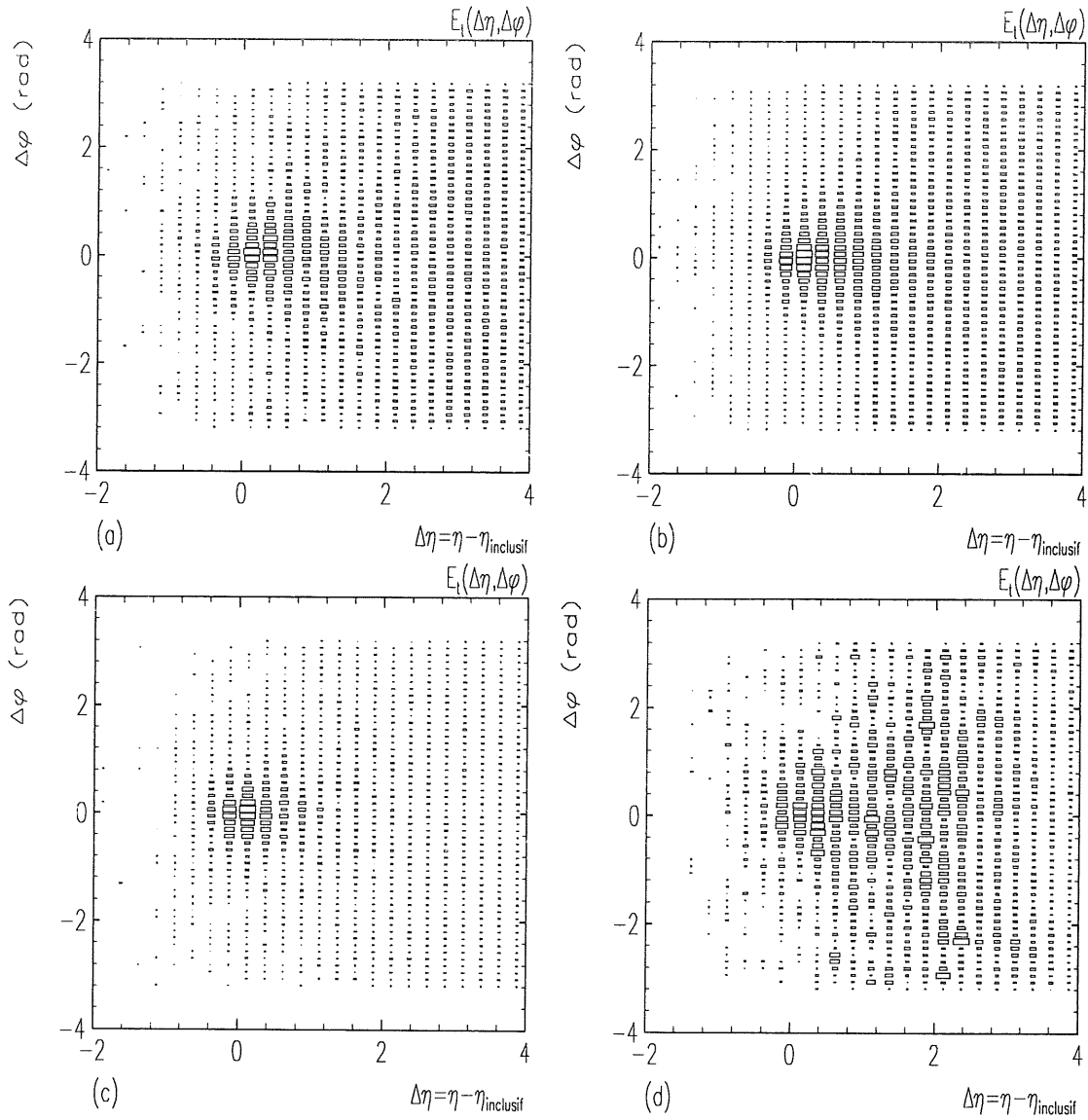


Figure 4.9: L'énergie transverse dans le plan  $(\Delta\eta, \Delta\phi)$  ayant comme origine la position attendue du quark diffusé dans le modèle "naïf" des partons.

(a) données (b) modèle ME+PS (c) modèle  $PS(Q^2)$  (d) modèle  $PS(W^2)$

de conserver le moment transverse nul, le quark ayant interagit est forcé de prendre la direction du photon initial (Fig. 4.10 a). L'hadronisation ensuite, permet aux particules qui forment des jets d'acquérir du moment transverse, tout en conservant le moment transverse total nul (Fig. 4.10 b).

L'influence du rayonnement QCD peut aussi être observée dans le centre de masse. La figure 4.10(c,d) schématise les différentes contributions à la production d'énergie transverse dans ce référentiel. Ainsi le rayonnement final contribue à un élargissement du jet d'interaction dans la direction du photon initial, le rayonnement initial par contre se manifeste en première approximation dans l'hémisphère opposé.

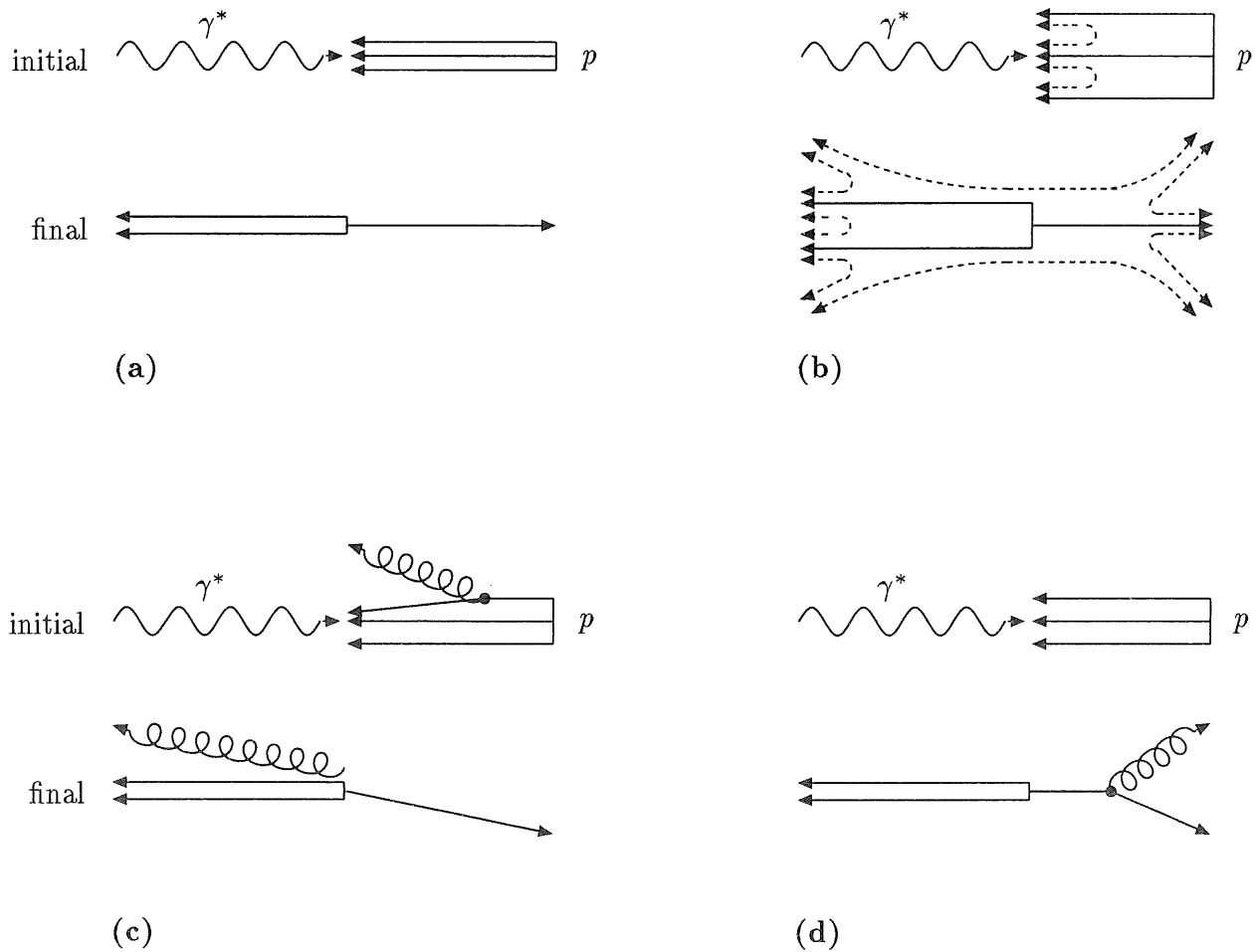


Figure 4.10: L'interaction  $\gamma^*$ , proton dans le centre de masse:

- (a) modèle "naïf" des partons (QPM)
- (b) QPM + effets de l'hadronisation
- (c) QPM + rayonnement QCD dans l'état initial
- (d) QPM + rayonnement QCD dans l'état final

Le changement de référentiel entre le laboratoire et le centre de masse se fait simplement par une transformation de Lorentz le long du quadrivecteur résultant de la somme du photon virtuel initial et du proton. Sur la figure 4.11 [3], la distribution de l'énergie

dans le centre de masse est montrée pour des angles  $\theta^*$  entre  $0^\circ$  et  $35^\circ$  à partir de la direction incidente du photon. Cette énergie provient donc uniquement du jet d'interaction. On observe le jet bien concentré dans cette direction: 80% de l'énergie est dans un cône ayant une ouverture angulaire d'environ  $10^\circ$ . L'acceptance très limitée de des détecteurs à HERA dans le centre de masse, due à la présence des tubes à vide, limite par contre les observations dans la hémisphère arrière.

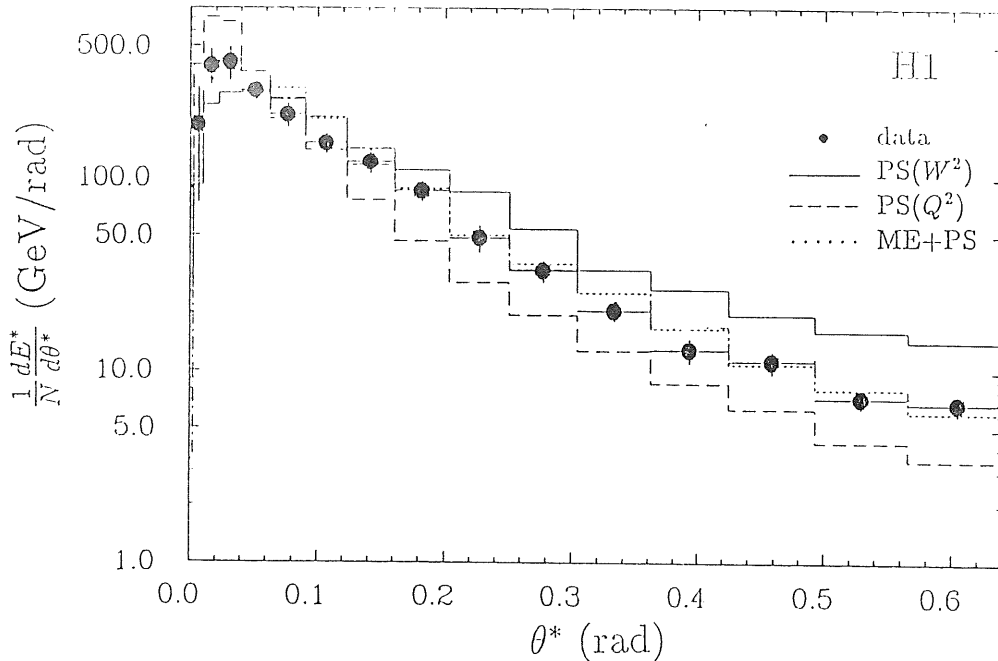


Figure 4.11: L'énergie dans le centre de masse  $\gamma^* - p$  en fonction de  $\theta^*$ , angle entre  $\gamma^*$  et le dépôt d'énergie.

• données — PS( $W^2$ ) - - - PS( $Q^2$ ) . . . ME+PS

La concentration du jet d'interaction est la plus prononcée pour les événements simulés avec le modèle PS( $Q^2$ ) et la moins forte avec le modèle PS( $W^2$ ). Comme dans le référentiel du laboratoire nous observons l'élargissement du jet avec le taux de rayonnement. Le modèle ME+PS, produit une distribution entre ces deux cas extrêmes et décrit mieux le comportement des données.

Aussi bien dans le centre de masse, que directement dans le laboratoire, la structure des événements montre le comportement attendu pour un proton formé de partons et l'existence d'un jet d'interaction. Bien que le modèle "naïf" des partons, ne soit qu'un indicateur pour le comportement observé, il détermine tout de même la structure grossière des événements, aussi bien dans les données que dans les différents modèles de simulation. L'effet des événements multijets sur les distributions étudiées est faible: la structure des distributions indique la prépondérance de la présence d'un seul jet d'interaction.

### 4.3 L'observation du rayonnement QCD

Imaginons maintenant l'état final hadronique d'une manière inclusive. Toute particule observée dans le détecteur contribue à l'énergie transverse de l'événement, avec l'impulsion

transverse qui reste équilibrée. L'énergie transverse produite est donc une caractéristique de la structure des événements (Fig. 4.12).

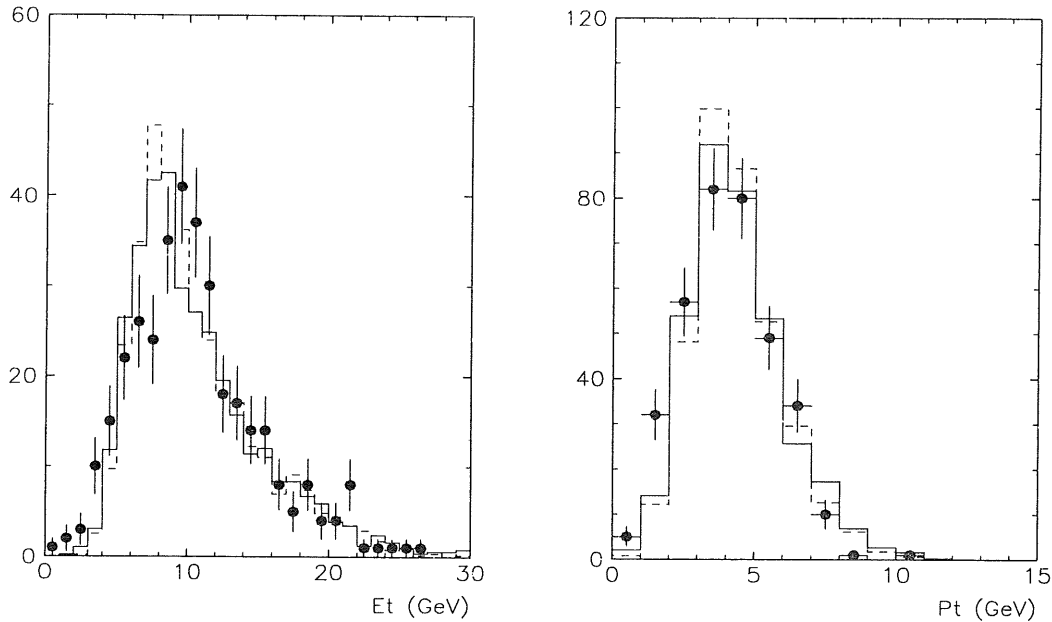


Figure 4.12: Distributions de l'énergie et de l'impulsion transverse.

● données — ME+PS - - - PS(WQ)

Une des sources de production d'énergie transverse est le rayonnement QCD: lorsqu'on augmente le taux de rayonnement, en faisant varier l'échelle de virtualité maximale dans le modèle des cascades de partons (cf 2.2.3), l'énergie transverse produite augmente (Tab. 4.3). En augmentant l'échelle maximale de virtualité, on augmente le taux de rayonnement, donc le nombre de particules produites, mais aussi la "dureté" du rayonnement qui se manifeste par des angles plus grands entre la particule mère et la fille. Les deux processus se renforcent pour augmenter l'énergie transverse.

#### 4.3.1 L'énergie transverse produite par les processus QCD

La différence entre l'énergie transverse et la valeur absolue de l'impulsion transverse,  $E_t - p_t$  est encore plus parlante, puisqu'on s'affranchi de l'énergie transverse qui est nécessairement produite pour assurer la balance en  $p_t$  entre l'électron diffusé et l'état final hadronique. Le modèle PS( $Q^2$ ), produit le moins d'énergie transverse, nous obtenons la différence  $\langle E_t - p_t \rangle = 3.07 \text{ GeV}$  (Tab. 4.3). Dans ce modèle, qui possède aussi l'échelle de virtualité maximale la plus faible, l'importance des processus comme l'hadronisation est prépondérante. Le modèle PS( $W^2$ ) par contre produit en moyenne

8.25 GeV d'énergie transverse supplémentaire. Pour les données, on observe une production moyenne d'énergie transverse de 6.45 GeV, ce qui est compatible avec les valeurs du modèle ME+PS ( $\langle E_t - p_t \rangle = 6.51 \text{ GeV} \pm 0.14$ ) et de PS(WQ) ( $\langle E_t - p_t \rangle = 6.21 \pm 0.11$ ), mais en contradiction avec les modèles PS(Q<sup>2</sup>) et PS(W<sup>2</sup>) qui produisent trop ou trop peu de rayonnement QCD.

	données	ME+PS	PS(WQ)	PS(W <sup>2</sup> )	PS(Q <sup>2</sup> )
nb d'événements	351	1726	1815	136	230
$\langle p_t \rangle$ (en GeV)	4.07	4.37	4.36	4.45	4.56
$\sigma$	1.60	1.67	1.54	1.56	1.52
$\langle E_t \rangle$ (en GeV)	10.52	10.88	10.57	12.70	7.63
$\sigma$	4.61	5.37	4.49	8.88	2.05
$\langle E_t - p_t \rangle$ (en GeV)	6.45	6.51	6.21	8.25	3.07
$\sigma/\sqrt{(N)}$	$\pm 0.26$	$\pm 0.14$	$\pm 0.11$	$\pm 0.79$	$\pm 0.17$

Tableau 4.3: Impulsions et énergies transverses des données et des différentes modèles de simulation.

### 4.3.2 La distribution angulaire de l'énergie transverse

Une première manière d'étudier l'énergie transverse produite est montrée sur la figure 4.13 [3]: l'énergie transverse est représentée en fonction de la pseudorapidité  $\eta$ , entre  $-3 < \eta < 3$ , ce qui correspond à une région angulaire de  $174^\circ < \theta < 6^\circ$ .

Comme nous avons déjà pu le voir pour des valeurs moyennes de l'énergie transverse produite, cette figure illustre encore une fois l'augmentation du dépôt d'énergie transverse, lorsque le taux de rayonnement QCD augmente. Sur cette distribution, les données sont le mieux décrites par le modèle  $ME + PS$ , ou dans le cadre des cascades de partons par l'échelle intermédiaire  $WQ$ . Le rayonnement produit par une échelle en  $W^2$  est par contre trop important pour arriver à une bonne description des données, une échelle en  $Q^2$  trop faible.

Notons, que la distribution en énergie montre très peu d'activité hadronique à l'arrière du détecteur, ce qui correspond aux angles hadroniques anticipés dans ce domaine cinématique. Les influences du rayonnement sont par contre le plus fort pour des pseudorapidités  $\eta > 0$ , ce qui correspond à des angles  $\theta < 90^\circ$ . Plus on produit du rayonnement plus la distribution d'énergie transverse se concentre vers l'avant du détecteur. Le rayonnement QCD a tendance à produire de l'énergie transverse à des angles plus faibles que l'angle de diffusion du quark dans le modèle QPM.

Cet effet se manifeste de manière plus évidente si on compare la direction de l'impulsion résultante du jet d'interaction  $\gamma_j$  avec la direction de l'angle du système hadronique, comme nous allons le voir dans la suite.

### 4.3.3 Autres sources d'énergie transverse

Le rayonnement QCD n'est par contre pas l'unique source de production d'énergie transverse. Comme nous avons déjà mentionné, les processus d'hadronisation produisent de l'énergie transverse puisque les fragments d'un parton ont un moment transverse produit en moyenne de  $\langle k_t \rangle \simeq 0.35 \text{ GeV}$  [15].

Une autre source d'énergie transverse, qui n'est pas liée à la production des particules, est due au mouvement interne des partons dans le proton: le moment transverse primordial. Ingelman et al. ont montré que les données de EMC (diffusion profondément inélastique  $\mu$ -proton à  $\sqrt{s} = 23 \text{ GeV}$ ) peuvent être décrites au mieux avec une valeur de  $\langle k_t^2 \rangle = (0.44 \text{ GeV})^2$ , en tenant compte du rayonnement de gluons [16]. Une telle valeur de  $k_t$  s'explique comme un moment de Fermi des partons dans le proton. Une valeur de  $\langle k_t^2 \rangle = (0.8 \text{ GeV})^2$  sans rayonnement de gluons peut encore décrire quelques spectres de EMC, notamment des distributions de l'impulsion transverse du jet d'interaction [21], bien que cette valeur n'ait plus une interprétation physique simple. Les distributions obtenues dans les deux hémisphères du centre de masse [22] ont par la suite exclues une telle valeur de  $k_t$ . Pour les données de HERA, la distribution des énergies transverses ne peut pas être par contre décrite sans tenir compte du rayonnement QCD (Fig. 4.14) [17].

## 4.4 La détermination du jet d'interaction

La structure des événements à HERA peut être assimilée en première approximation au comportement à un jet d'interaction et jet spectateur. Uniquement 5 à 10% des événements possèdent des jets supplémentaires dans le domaine cinématique considéré ( $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  cf 4.1) [18]. Pour les distributions que nous allons étudier dans la suite, nous ne faisons aucune distinction entre les événements à deux ou plusieurs jets ce qui est justifié d'une part par leur faible contribution, d'autre part parce que la fréquence d'apparition de tels événements dans les événements simulés par les modèles ME+PS et PS(WQ) est similaire à celle des données.

Pour nos études du comportement des variables inclusives, nous avons voulu déterminer le jet d'interaction non pas par des algorithmes de jet, mais par des considérations simples. Ainsi nous avons cherché à définir une coupure angulaire en fonction de l'angle inclusif du système hadronique. Dans cette région se trouvent le quark diffusé et la fraction prépondérante du rayonnement de gluons final, comme nous allons le montrer dans la suite.

La figure 4.15 montre la distribution de l'énergie transverse  $E_t$ , déposée dans le calorimètre en fonction de la différence en pseudorapacité  $\Delta\eta$  entre l'angle du système hadronique et la position du dépôt d'énergie. Les histogrammes obtenus pour les événements simulés ont été normalisés à l'énergie transverse moyenne par événement dans les données.

Sur cette figure, nous pouvons observer une montée de l'énergie transverse à partir de la position attendue du quark diffusé. Pour les données, cette montée atteint son maximum à une valeur de  $\Delta\eta = 0.25$ . La distribution devient minimale à  $\Delta\eta = 1.5$ . Ce pic correspond à l'énergie transverse contenue dans le jet d'interaction. Nous pouvons ainsi définir le **jet d'interaction**, en ne considérant que les particules de pseudorapacité  $\eta$  telle que  $\Delta\eta = \eta - \eta_{inclusif} < 1.5$ .



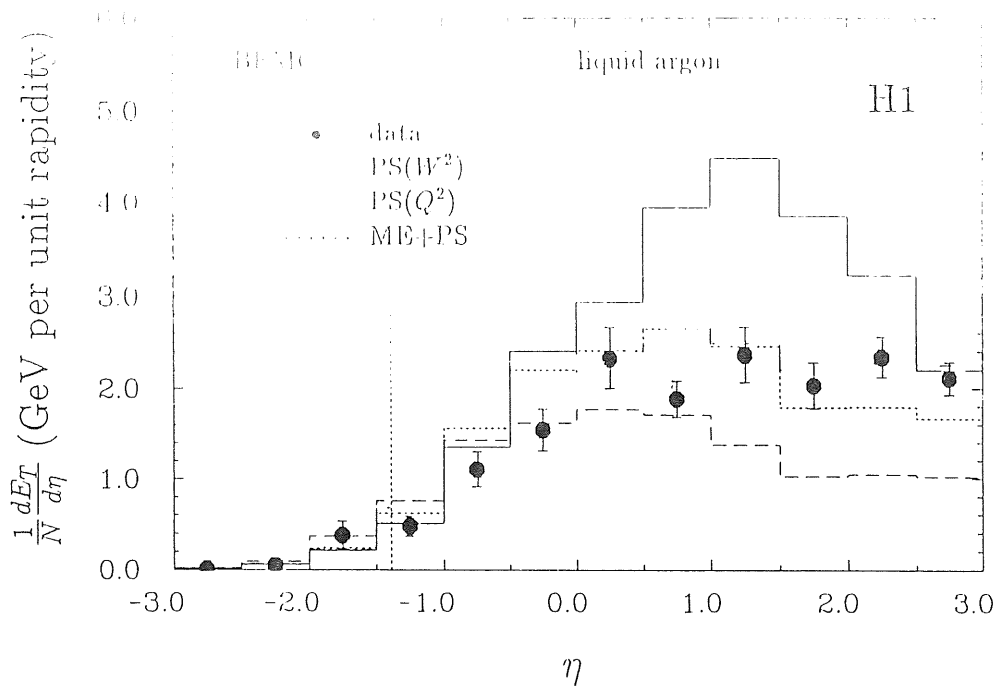


Figure 4.13: L'énergie transverse en fonction de la pseudorapidité, correspondant à une région angulaire  $6^\circ < \theta < 174^\circ$ .

● données — PS( $W^2$ ) - - - PS( $Q^2$ ) ··· ME+PS

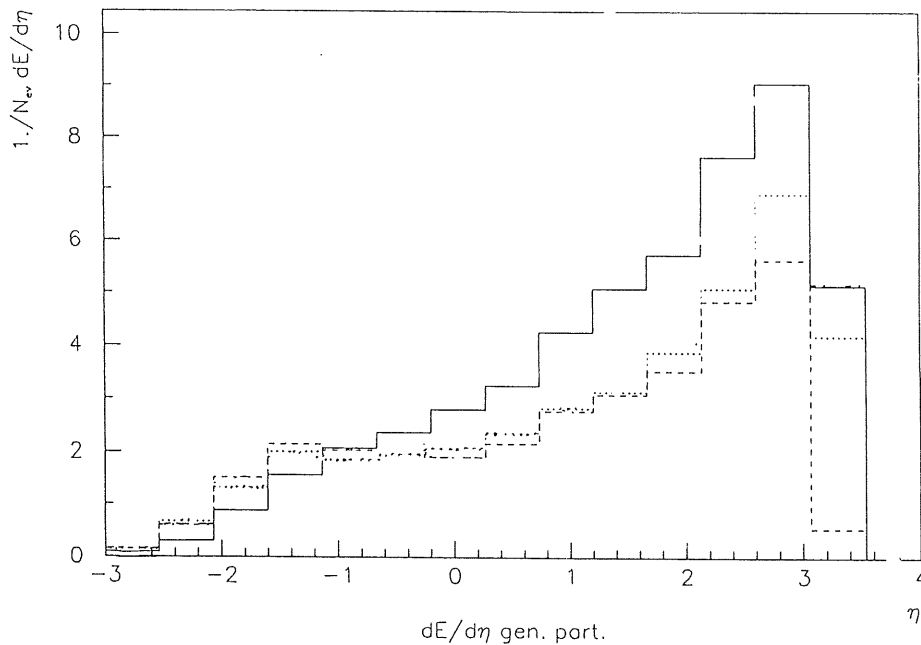


Figure 4.14: L'énergie en fonction de la pseudorapidité, correspondant à une région angulaire  $6^\circ < \theta < 174^\circ$ . Comparaison au niveau générateur pour le modèle ME+PS.

— avec rayonnement QCD - - - sans rayonnement QCD  
 ··· avec un moment primordial de  $\langle k_t^2 \rangle = (0.8 \text{ GeV})^2$

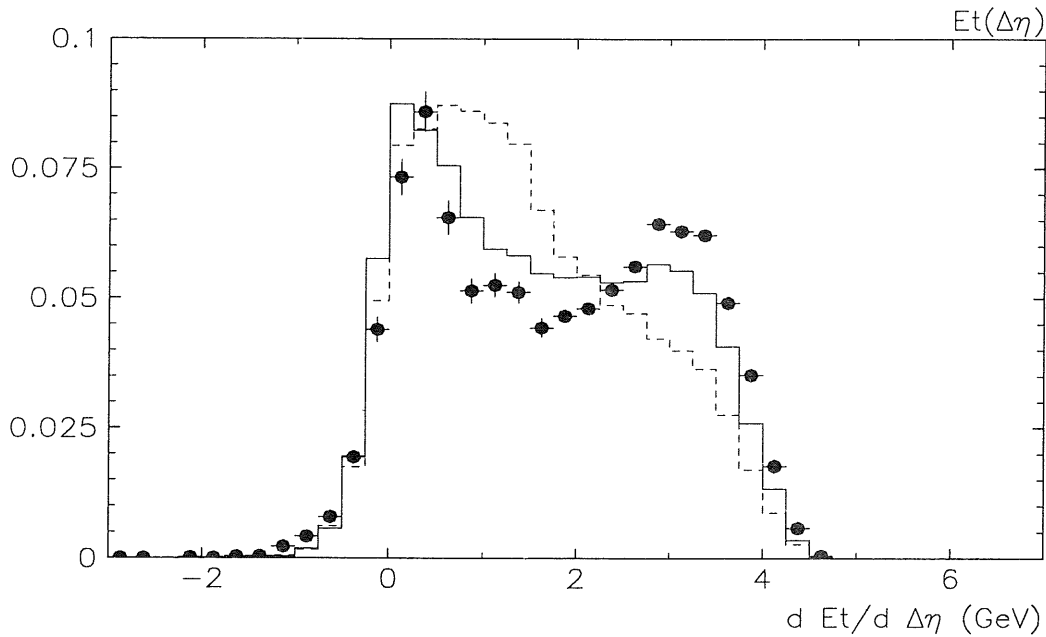


Figure 4.15: L'énergie transverse  $E_t$ , déposée dans le calorimètre en fonction de  $\Delta\eta$ , différence en pseudorapidité de l'angle du système hadronique et de la position du dépôt d'énergie.

Dans les données, nous observons ensuite un deuxième pic lorsque  $\Delta\eta$  augmente, c'est à dire vers l'avant du détecteur. Cet effet est peu visible dans les événements simulés.

Les distributions obtenues pour les modèles ME+PS et PS(WQ) diffèrent en plusieurs points:

- le maximum d'énergie transverse est déplacé plus vers l'avant du détecteur pour le modèle PS(WQ), que dans le modèle ME+PS, qui se trouve en meilleur accord avec les données.
- la distribution du modèle ME+PS possède un pic de l'énergie transverse entre  $-0.25 < \Delta\eta < 1$ , qui se résume ensuite dans un plateau, le modèle PS(WQ) montre par contre une distribution qui décroît continuellement, une fois le maximum ( $\Delta\eta = 0.75$ ) atteint.

Ces différences reflètent les différences dans la simulation du rayonnement QCD entre les deux modèles. Bien que l'accord entre le modèle ME+PS et les données ne soit pas satisfaisant vers l'avant du détecteur, nous observons un comportement plus semblable qu'entre le modèle PS(WQ) et les données.

#### 4.4.1 L'approximation colinéaire

Dans le domaine cinématique à petit  $x$ , le processus dominant en terme de rayonnement partonique est l'émission d'un gluon. Ces gluons sont émis soit à partir d'un quark, qui

va être diffusé par l'électron, soit à partir d'un autre gluon qui va interagir par fusion boson-gluon avec l'électron.

Regardons la section efficace différentielle du processus  $q \rightarrow qg$ . Elle est donnée par [19]

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} \propto \frac{1}{p_t^2} \frac{4}{3} \left( \frac{1+z^2}{1-z} \right) \quad (4.3)$$

où  $p_t$  désigne le moment transverse du quark et du gluon dans le centre de masse  $\gamma^*q$  après l'interaction  $\gamma^*q$  (Fig. 4.16)  $z$  étant la fraction d'impulsion emportée par le quark après rayonnement du gluon.

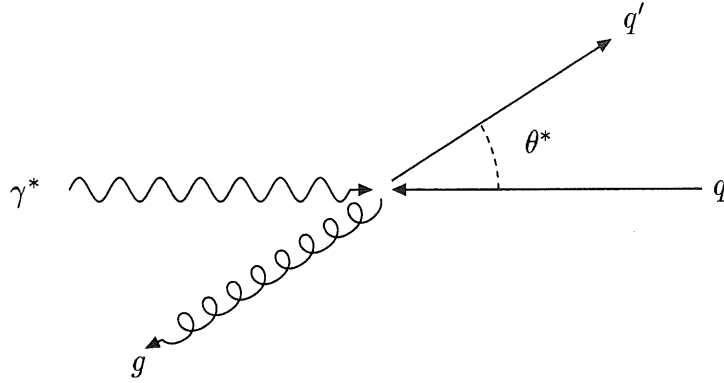


Figure 4.16: L'interaction  $q\gamma^* \rightarrow qg$  dans son centre de masse.

Cette section efficace montre deux singularités

- l'émission colinéaire pour  $p_t^2 \rightarrow 0$
- l'émission d'un gluon de faible énergie:  $z \rightarrow 1$

De par cette singularité colinéaire, le rayonnement initial a tendance à être émis dans la direction du résidu du proton, le rayonnement final dans la direction du quark diffusé. La figure 4.17 ( a,b) montre la distribution des impulsions transverses et longitudinales des gluons pour des événements simulés avec les modèles ME+PS et PS(WQ): l'impulsion longitudinale des gluons  $p_z$  est portée en abscisse, l'impulsion transverse  $p_t$  en ordonnée. Le comportement colinéaire se manifeste par une accumulation de gluons suivant l'abscisse pour le rayonnement initial et suivant l'ordonnée pour le rayonnement final. La singularité d'émission de gluons à faible énergie se montre par un grand nombre de gluons autour de l'origine, non corrélés à une direction privilégiée.

Le modèle ME+PS (Fig. 4.17 a) montre ce comportement de manière plus prononcée que le modèle PS(WQ) (Fig. 4.17 b). Pour ME+PS les gluons vers l'avant du détecteur ( $p_z$  positif, faible  $p_t$ ) sont plus nombreux que dans le modèle de cascades de partons où la majorité des gluons se trouve autour de l'ordonnée. Nous avons vérifié que ces caractéristiques sont inhérentes au modèle de cascades et ne sont pas uniquement liées à l'échelle choisie. En effet le même comportement se manifeste aussi avec les échelles  $Q^2$  et  $W^2$ .

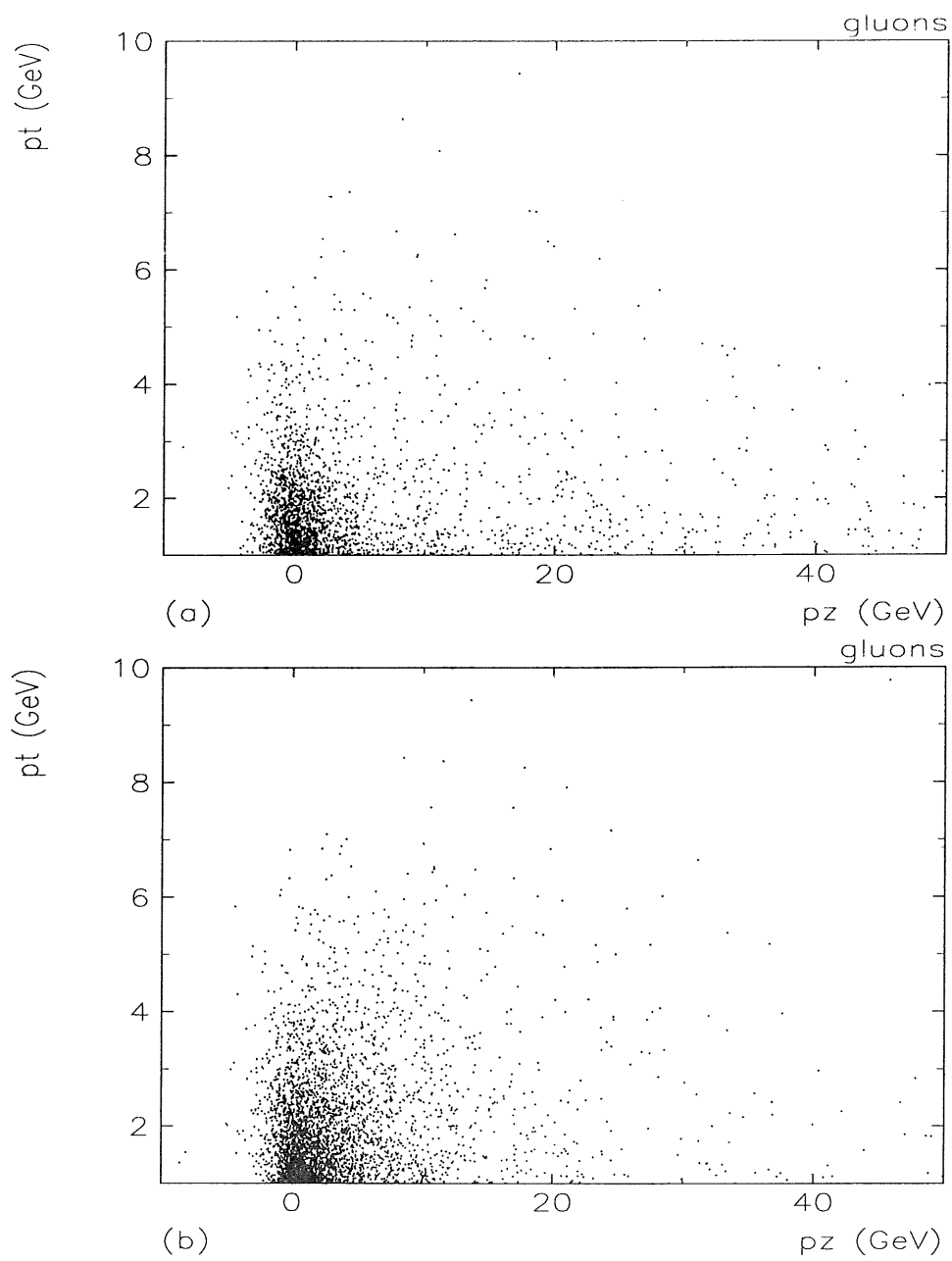


Figure 4.17: L'impulsion transverse et longitudinale des gluons.

(a) modèle ME+PS (b) modèle PS(WQ)

L'approximation colinéaire consiste maintenant à dire que nous considérons les gluons appartenant au jet d'interaction, comme issus d'un rayonnement final. De la même manière nous associons les gluons émis vers l'avant du détecteur au rayonnement QCD initial. Les effets des deux processus doivent en conséquence se manifester par la distribution de l'énergie et de l'impulsion dans les deux régions. En aucun cas nous ne pouvons assurer qu'une certaine particule est issue d'un rayonnement final ou initial de gluons, d'autant plus que les processus de fragmentation ne font pas une distinction entre les gluons issus des deux processus. Dans la suite nous allons étudier plus particulièrement l'influence du rayonnement QCD sur le jet d'interaction et la signature du rayonnement initial dans la balance de l'impulsion transverse entre le système hadronique et l'électron diffusé.

#### 4.4.2 L'impulsion résultante du jet d'interaction

Dans le chapitre précédent nous avons vu que l'impulsion du quark diffusé  $F_q$  dans le modèle "naïf" des partons est identique à l'impulsion réduite du système hadronique  $F$  (cf 3.3.3). Cette "impulsion réduite" n'est qu'indirectement liée à l'énergie globale mesurée dans le calorimètre. La valeur de  $F$  est cinématiquement contrainte par l'électron, ce qui n'est pas le cas pour l'énergie déposée dans le calorimètre. La figure 4.6 montre les distributions pour l'impulsion réduite ainsi que l'énergie globale dans le détecteur obtenues pour les données et les événements simulés des modèles PS(WQ) et ME+PS, normalisés au nombre d'événements des données (ce qui sera le cas pour toutes les distributions dans la suite). Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique sur les données.

On constate, que l'énergie totale dans le détecteur varie beaucoup entre les différents modèles (Tab. 4.4): le modèle PS( $Q^2$ ) ne produit pas, et de loin, assez d'énergie pour décrire les données. La distribution de  $F$ , contrainte par la cinématique de l'événement présente par contre une grande similarité, aussi bien entre les modèles qu'en comparaison avec les données.

Si l'état final hadronique que nous observons, correspond à un processus basé sur la diffusion électron-parton, l'impulsion du "jet d'interaction" devrait correspondre à l'impulsion du quark diffusé calculé par les variables inclusives. La figure 4.18 montre la distribution de la différence  $\Delta F$  entre l'impulsion réduite du système hadronique  $F = F_i$  (i signifie inclusif) et l'impulsion reconstruite du jet d'interaction  $F_j$ , obtenue par somme vectorielle des particules dans le jet d'interaction, définit auparavant (cf 3.3.2). Les moyennes de  $\Delta F = F_i - F_j$  et leurs résolutions sont récapitulées dans la table

La différence entre  $F_i$  et  $F_j$  dans les données est en moyenne de  $0.31 \text{ GeV} \pm 0.09$  ce qui correspondant à environ 7% de l'impulsion du jet d'interaction. Cet écart devient plus important lorsque le taux de rayonnement baisse (modèle PS( $Q^2$ )), tandis que l'impulsion du jet d'interaction  $F_j$  devient plus fort lorsque le rayonnement de gluons augmente. Une miscalibration de l'énergie hadronique de 7% fait varier la valeur de  $\Delta F$  de 10%.

La distribution de  $F_i - F_j$  obtenue par les données est le mieux décrite par le modèle ME+PS. La distribution de  $\Delta F$  pour le modèle plus phénoménologique PS(WQ) est par contre clairement décalée vers des valeurs négatives.

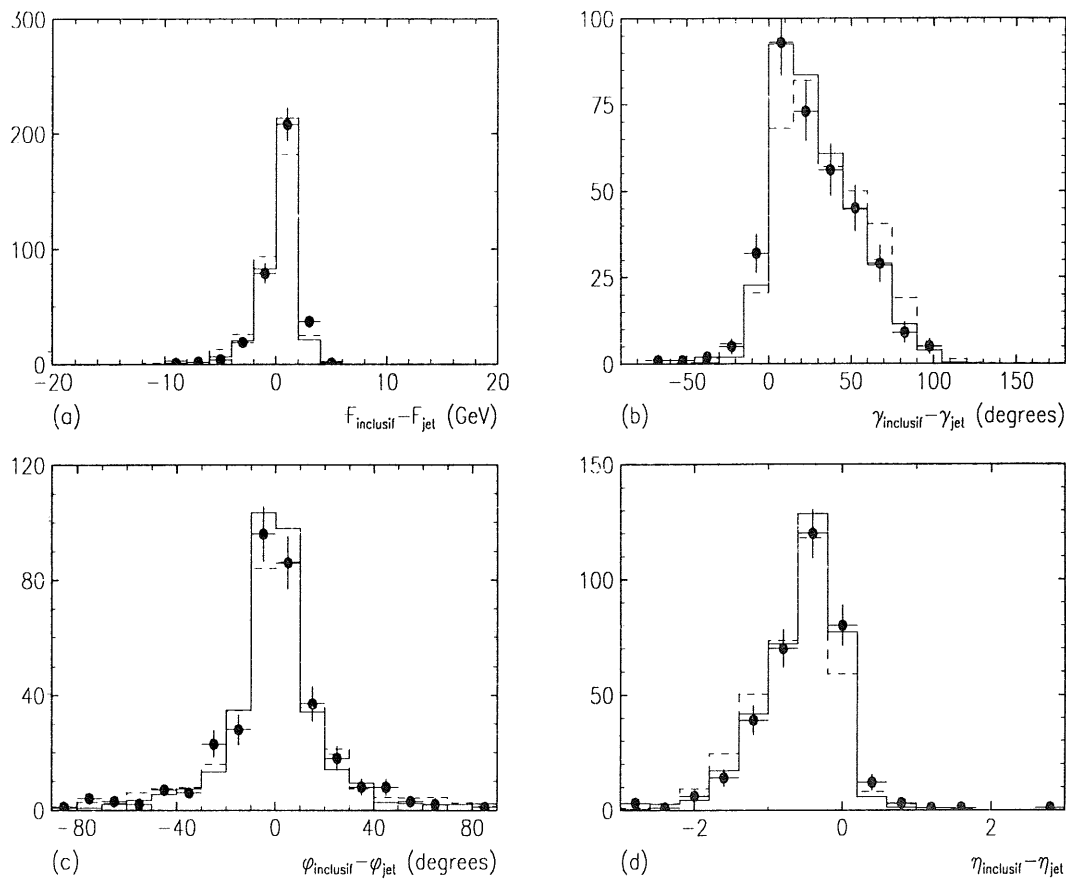


Figure 4.18: Différences entre les mesures inclusives et le jet d'interaction:

- (a) l'impulsion réduite  $F_i$  et l'impulsion résultante du jet d'interaction  $F_j$
- (b) l'angle polaire du système hadronique  $\gamma_i$  et la direction du jet d'interaction  $\gamma_j$
- (c) l'angle azimutal résultant de l'état final hadronique  $\varphi_i$  et du jet d'interaction  $\varphi_j$
- (d) la pseudorapacité  $\eta_i$  de l'angle polaire du système hadronique et  $\eta_j$  du jet d'interaction

● données — ME+PS - - - PS(WQ)

	données	ME+PS	PS(WQ)	PS(Q <sup>2</sup> )
nb d'événements	351	1726	1815	230
$\langle E_i \rangle$ (en GeV)	39.4	36.2	29.5	19.84
$\sigma$	26.3	24.4	14.5	7.74
$\langle E_j \rangle$ (en GeV)	6.30	6.82	7.44	6.33
$\sigma$	2.75	2.98	3.66	1.96
$\langle F_i \rangle$ (en GeV)	4.74	5.00	4.99	5.34
$\sigma$	1.92	1.92	1.77	1.79
$\langle \gamma_i \rangle$ (en deg)	116.5	115.0	114.5	117.4
$\sigma$	14.1	14.4	14.4	14.7
$\langle F_i - F_j \rangle$ (en GeV)	0.31	0.18	-0.19	0.55
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.09$	$\pm 0.04$	$\pm 0.05$	$\pm 0.04$
$\langle \gamma_i - \gamma_j \rangle$ (en deg)	27.1	29.3	33.23	14.07
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 1.39$	$\pm 0.58$	$\pm 0.63$	$\pm 0.97$
$\langle \phi_i - \phi_j \rangle$ (en deg)	-0.82	0.27	-0.62	1.21
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 1.98$	$\pm 0.79$	$\pm 0.91$	$\pm 0.64$
$\sigma$	37.17	32.92	38.86	9.73
$\langle \eta_i - \eta_j \rangle$	-0.52	-0.57	-0.65	-0.26
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.03$	$\pm 0.0$	$\pm 0.01$	$\pm 0.02$

Tableau 4.4: Caractéristiques du jet d'interaction, différences par le calcul direct avec le calcul par les quantités inclusives.

#### 4.4.3 L'angle de diffusion du quark

De la même manière nous pouvons comparer la direction de l'impulsion résultante  $\gamma_j$  et  $\phi_j$  avec les angles du système hadronique  $\gamma_i$  et  $\phi_i$  (Fig. 4.18)

Remarquons tout d'abord, que la distribution de  $\Delta\phi$  est bien centrée sur zéro, ce qui reflète la distribution isotrope de l'impulsion transverse en dehors du jet d'interaction et sa faible contribution à la conservation globale de  $p_t$ . La largeur de cette distribution varie par contre avec le taux de rayonnement de gluons produites. Une explication de ce fait est obtenue si nous supposons que la quantité de particules en dessus de  $\Delta\eta = 1.5$ , donc en dehors du jet d'interaction ainsi que le degré d'anisotropie de leur distribution dépend de la quantité de gluons rayonnés. Ils s'agit donc d'un effet combiné du rayonnement final, non considéré dans le jet d'interaction et de rayonnement initial. L'impulsion transverse résultante de ces deux contributions introduit ainsi une différence en  $\phi$  entre l'angle du jet spectateur et l'angle qu'aurait un quark dans le modèle QPM.

La distribution de  $\Delta\gamma$  est par contre clairement déplacée vers des angles du jet d'interaction inférieur à l'angle réduit du système hadronique. Ceci veut dire que le jet d'interaction est plus dirigé vers l'avant du détecteur, qu'un quark diffusé dans le modèle "naïf". Une première explication de cet effet est possible, si nous tenons compte de la masse du jet. La masse d'un jet devient d'autant plus grande, qu'il contient des particules et que son ouverture angulaire est grande. On appellera  $m_j$ , la masse du jet d'interaction et  $m_s$ , la masse du jet spectateur,  $p_s$  et  $p_j$  désignent leur quadrivecteurs respectifs.

$$W^2 = (p_s + p_j)^2 \simeq m_j^2 + m_s^2 + 2F_s F_j (1 - \cos \gamma) \quad (4.4)$$

Pour la diffusion dans le modèle “naïf”, les masses des jets n’existent pas. Par conséquence, à  $W^2$  constant, l’angle du jet d’interaction devient plus petit que l’angle du quark diffusé si l’énergie du jet reste constante, ce qui est le cas comme nous venons de le voir ( $F_i - F_j = 0.31 \pm 0.09$ ). Cette explication est cohérente avec l’observation, que l’effet est plus faible pour le modèle PS( $Q^2$ ), que pour le modèle PS( $WQ$ ). Les processus QCD contribuent à un élargissement du jet, qui acquiert par conséquent plus de masse, ce qui entraîne un angle du jet plus petit.

La différence moyenne observée entre l’angle attendu dans un modèle “naïf” de partons et les données est par contre loin d’être négligeable: on observe en moyenne une différence de  $-27.1^\circ \pm 1.4^\circ$  ce qui reflète donc une distribution de l’ensemble de particules vers l’avant du détecteur. Les conséquences de cet effet sur la reconstruction des variables cinématiques  $x, y, Q^2$  seront brièvement discutées dans le chapitre suivant.

L’effet d’une miscalibration de 7% de l’énergie hadronique mesurée dans l’Argon liquide est plus faible sur  $\Delta\gamma$  que sur  $\Delta F$ : on observe une différence de 1% entre les résultats obtenus.

#### 4.4.4 L’énergie transverse orthogonale du jet d’interaction

L’énergie transverse du jet d’interaction est la variable qui permet d’une manière directe une mesure de l’énergie produite par le rayonnement QCD et les processus d’hadronisation. Plus de rayonnement est produit, plus “l’énergie transverse du jet d’interaction” augmente. L’énergie transverse du jet se définit de la même manière que l’énergie transverse inclusive (cf 3.3.4), à part que l’on se limite lors de la sommation à l’énergie déposée à  $\Delta\eta < 1.5$ .

Si on suppose la distribution de l’énergie dans le jet uniforme, et sa direction opposé à la direction de l’électron diffusé (ce qui veut dire la contribution en  $p_t$  à  $\Delta\eta > 1.5$  faible) l’énergie transverse orthogonale (cf 3.4.2) est proportionnelle à l’énergie transverse du jet. La mesure de l’énergie transverse orthogonale possède en plus l’avantage d’être invariante sous une transformation de Lorentz qui nous amènerait dans le centre de masse du système  $\gamma^* - p$ . On pourrait donc imaginer, une comparaison directe entre l’énergie transverse orthogonale produite lors de la diffusion profondément inélastique avec l’énergie transverse orthogonale à l’axe d’un jet dans des états finaux hadroniques de l’annihilation  $e^+e^-$ .

La figure 4.19 montre les distributions de l’énergie transverse orthogonale obtenues pour les données et les différents modèles de simulation. En comparant le modèle PS( $Q^2$ ) et PS( $WQ$ ) (Tab. 4.5), on constate, que l’énergie transverse moyenne est plus petite lorsque moins de rayonnement de gluons est produit: la différence d’énergie transverse moyenne produite par le rayonnement entre le modèle PS( $Q^2$ ) et PS( $WQ$ ) est de plus de 1 GeV. La distribution de l’énergie transverse orthogonale définit donc bien une quantité sensible aux différents taux de rayonnement QCD.

Les données sont à nouveau le mieux décrites par le modèle ME+PS. La différence entre l’énergie transverse orthogonale dans les données et les événements simulés avec le modèle ME+PS est de  $240 \pm 89$  MeV en considérant uniquement l’erreur statistique.

Cette mesure de l’énergie orthogonale transverse a été faite par rapport à la direction de l’électron diffusé. Une correction à ces valeurs pourrait être faite car la direction du



	données	ME+PS	PS( $WQ$ )	PS( $Q^2$ )
nb d'événements	351	1726	1815	230
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	2.66	2.82	3.35	2.18
$\sigma$	1.46	1.73	2.16	1.00
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.08$	0.04	$\pm 0.05$	$\pm 0.07$

Tableau 4.5: L'énergie transverse orthogonale du jet d'interaction.

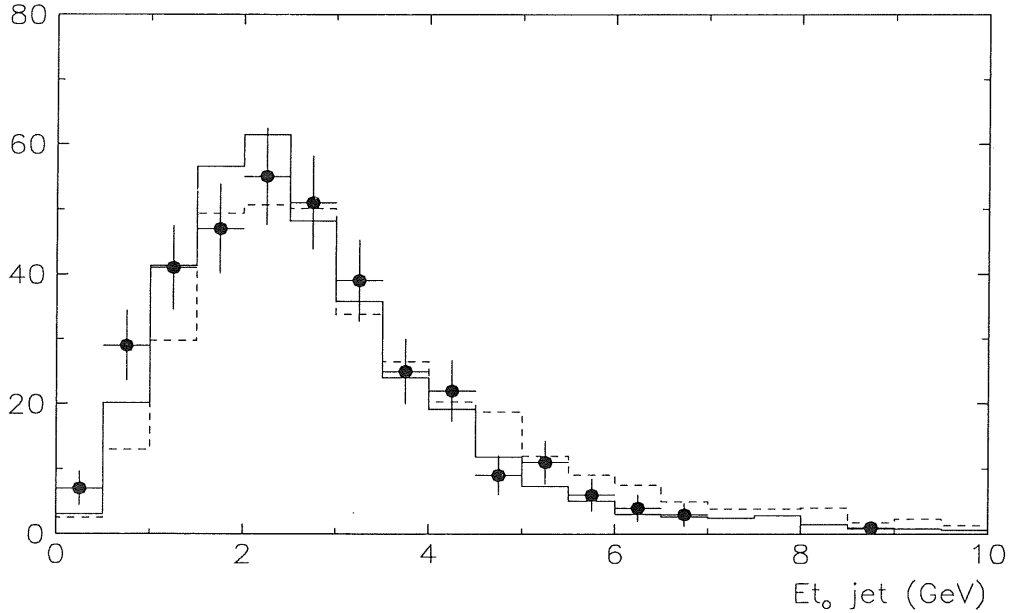


Figure 4.19: L'énergie transverse orthogonale du jet d'interaction.

• données — ME+PS - - - PS( $Q^2$ )

jet d'interaction est souvent légèrement décalée par rapport à la direction de l'électron: le rayonnement initial introduit une contribution d'impulsion transverse, dont il faut tenir compte dans la conservation des moments. L'axe du jet d'interaction est donc dévié par la quantité du moment transverse produite par le rayonnement QCD initial. Nous avons fait cette correction qui se révèle assez petite et ne change rien aux conclusions ci-dessus.

#### 4.4.5 Mesure de l'énergie transverse du jet en fonction de $Q^2$ et $W^2$

Comme nous avons vu, le rayonnement final augmente l'énergie transverse dans le jet d'interaction. Comme toute production de particules, le taux de rayonnement devrait varier en fonction de l'énergie disponible pour produire des gluons. Nous avons donc

étudié la variation de l'énergie transverse orthogonale produite en fonction des variables caractérisant la diffusion inélastique:  $Q^2$ , le transfert d'impulsion entre l'électron et le proton et  $W^2$ , la masse invariante du système hadronique final. La figure 4.20 montre la distribution de  $E_{t_{o,jet}}$  respectivement dans trois régions de  $Q^2$  et  $W^2$  différentes.

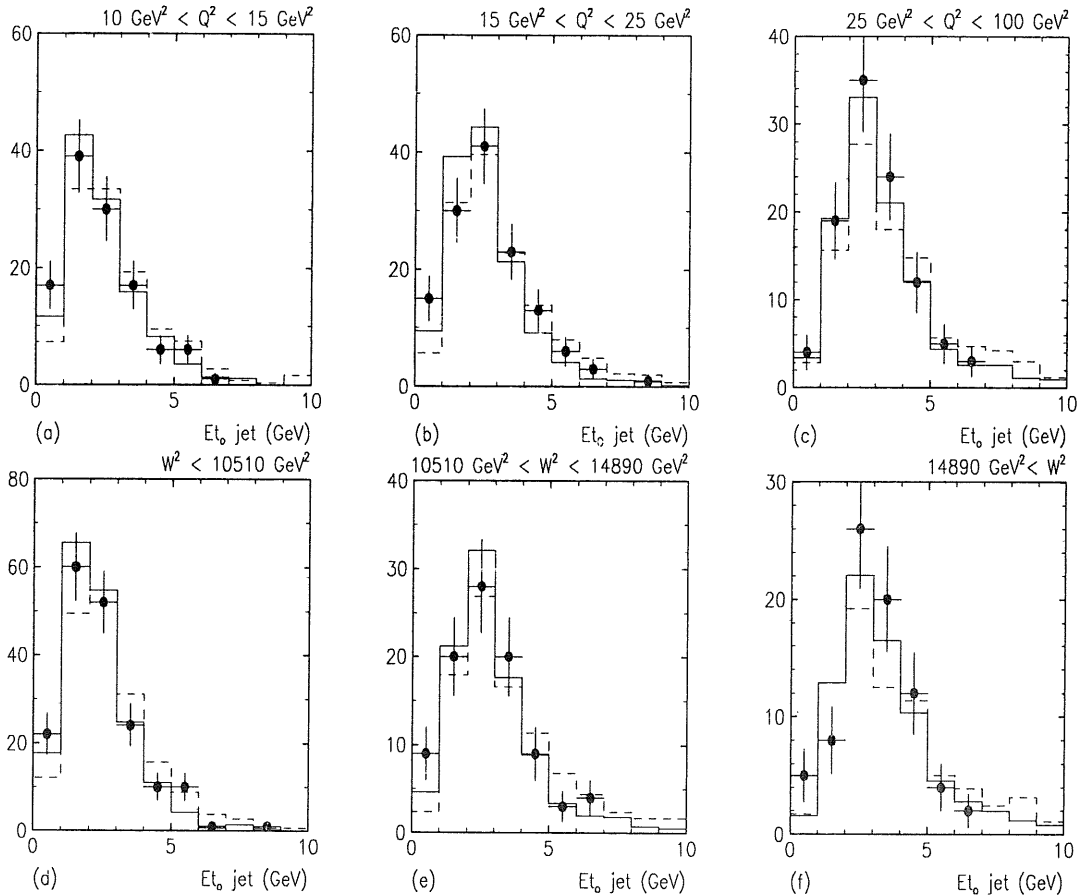


Figure 4.20: L'énergie transverse orthogonale du jet d'interaction dans les régions:

- (a)  $10 < Q^2 < 15 \text{ GeV}^2$     (b)  $15 < Q^2 < 25 \text{ GeV}^2$     (c)  $25 \text{ GeV}^2 < Q^2$   
(d)  $W^2 < 10510 \text{ GeV}^2$     (e)  $10510 < W^2 < 14890 \text{ GeV}^2$     (f)  $14890 < W^2$

• données    — ME+PS    - - - PS(WQ)

Le tableau 4.6 représente les moyennes de l'énergie transverse orthogonale dans ces trois bins de  $Q^2$  ( $10 \text{ GeV}^2 - 15 \text{ GeV}^2$ ,  $15 \text{ GeV}^2 - 25 \text{ GeV}^2$ ,  $25 \text{ GeV}^2 - 100 \text{ GeV}^2$ ). Les valeurs moyennes indiquent une augmentation de l'énergie transverse orthogonale, et donc du taux de rayonnement QCD avec le moment transféré. Les erreurs statistiques sont par contre encore trop grandes pour le dernier bin des données, qui montre aussi une

croissance plus faible de  $E_{to_{jet}}$  que les modèles simulés.

La différence de l'énergie transverse orthogonale pour les deux premiers bins est de  $0.47 \pm 0.18 \text{ GeV}$  pour les données. Dans le modèle ME+PS la différence est de  $0.28 \pm 0.09 \text{ GeV}$  et pour le modèle PS(WQ) de  $0.32 \pm 10 \text{ GeV}$ . On observe donc bien une augmentation de  $E_{to_{jet}}$  en fonction de  $Q^2$ , évolution qui est reproduite (avec de larges incertitudes) par les deux modèles ME+PS et PS(WQ).

	données	ME+PS	PS(WQ)
$10 < Q^2 < 15$			
nb d'événements	116	520	561
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	2.30	2.39	2.84
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.12$	$\pm 0.06$	$\pm 0.07$
$15 < Q^2 < 25$			
nb d'événements	133	576	647
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	2.77	2.67	3.16
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.14$	$\pm 0.07$	$\pm 0.07$
$25 < Q^2 < 100$			
nb d'événements	102	630	607
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	2.91	3.31	4.02
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.13$	$\pm 0.08$	$\pm 0.16$

Tableau 4.6: Energie transverse orthogonale du jet d'interaction en trois bins de  $Q^2$ .

L'effet d'une augmentation de  $E_{to_{jet}}$  est aussi clairement observable en fonction de la masse invariante du système hadronique. L'énergie transverse orthogonale augmente en moyenne de  $0.51 \pm 0.18 \text{ GeV}$  et de  $0.34 \pm 0.23 \text{ GeV}$  pour les données. Dans le modèle PS(WQ), cette augmentation est plus forte, avec  $0.76 \pm 0.11 \text{ GeV}$  et  $0.61 \pm 0.16 \text{ GeV}$ . Pour le modèle ME+PS, nous observons une différence de  $0.63 \pm 0.08 \text{ GeV}$  entre les deux premiers bins en  $W^2$  et de  $0.74 \pm 0.13 \text{ GeV}$  entre les deux derniers.

Une surestimation de l'énergie mesurée dans le calorimètre à Argon liquide de 7% à un effet maximal de 4% sur les valeurs de  $E_{to_{jet}}$  obtenue dans les différents bins.

Nous observons donc nettement une augmentation de  $E_{to_{jet}}$  en fonction de  $W^2$  aussi bien dans les données que dans les modèles simulés. Le modèle ME+PS montre une augmentation plus forte entre les deux derniers bins que les données bien que les valeurs absolues sont en meilleur accord entre le modèle ME+PS et les données qu'entre le modèle PS(WQ) et les données. Les différences dans le dernier bin de  $W^2$  peuvent suggérer une difficulté des modèles de simulation actuels à reproduire l'état final hadronique surtout à petit  $x$ .

## 4.5 Le rayonnement initial QCD

Les limites d'acceptance du détecteur rendent une observation directe du rayonnement initial plus difficile [3]. Ainsi nous allons suivre le chemin inverse et poser la question si nous pouvons observer un effet dans la structure des événements dû à la non-détection

	données	ME+PS	PS(WQ)
$W^2 < 10510$			
nb d'événements	180	816	852
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	2.30	2.32	2.81
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.10$	$\pm 0.04$	$\pm 0.06$
$10510 < W^2 < 14890$			
nb d'événements	93	522	550
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	2.81	2.95	3.57
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.15$	$\pm 0.07$	$\pm 0.09$
$14890 < W^2$			
nb d'événements	78	388	413
$\langle E_{to} \rangle_{jet}$ (en GeV)	3.16	3.69	4.18
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.18$	$\pm 0.11$	$\pm 0.14$

Tableau 4.7: Energie transverse orthogonale du jet d'interaction en trois bins de  $W^2$ .

du rayonnement initial ou d'une partie du rayonnement initial. Un tel effet devrait se manifester surtout dans la balance des impulsions transverses entre l'état final hadronique et l'électron. Dans un premier temps, nous allons donc regarder sur le niveau des partons engendrés dans la simulation des événements, comment des différents taux de rayonnement initial influent la balance en  $p_t$  entre l'électron et l'état final hadronique.

#### 4.5.1 Les effets anisotropes du rayonnement initial

Symbolisons d'abord la cinématique dans le plan transverse des événements avec rayonnement QCD initial par un simple modèle à trois corps (Fig. 4.21). Après avoir rayonné, le quark qui va interagir avec l'électron a acquis du moment transverse. La somme vectorielle entre le moment transverse de l'électron et le quark diffusé équivaut alors ce moment transverse noté  $p_{t_{gluon}}$ .

$$p_{t_{gluon}} = -(p_{t_{e^-}} + p_{t_{quark}}) \quad (4.5)$$

$$p_{t_{gluon}} = -p_{t_{quark}} \quad (4.6)$$

L'exclusion du rayonnement initial influence alors la balance des moments transverses entre le système hadronique final et l'électron diffusé. Dans la suite nous allons surtout nous intéresser au comportement de l'impulsion transverse orthogonale, d'une part puisque cette variable est indépendante de la mesure de l'énergie de l'électron, d'autre part parce que c'est un invariant de Lorentz.

Lorsque nous perdons du rayonnement QCD initial dans le tube à vide, l'impulsion transverse orthogonale perdue se trouve à probabilité égale de part et d'autre de l'électron diffusé. Dans le comportement statistique de  $p_{to}$ , nous devons donc observer un élargissement de la distribution pour une augmentation du nombre de gluons rayonnés, la valeur moyenne, par contre, doit rester nulle.

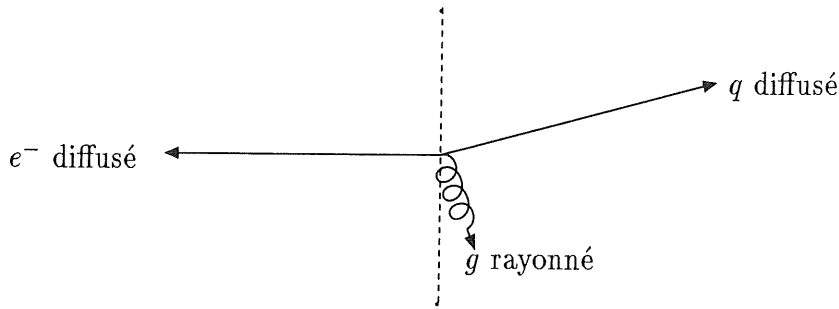


Figure 4.21: L'état final après rayonnement d'un gluon dans le plan transverse pour une interaction électron-quark.

#### 4.5.2 L'observation du rayonnement initial

Pour mettre cet effet en évidence nous avons comparé les distributions de  $p_{t_o}$  des données avec les différents modèles de simulation du rayonnement QCD. La figure 4.22 montrent les distributions de  $p_{t_o}$  pour les données en comparaison avec les modèles ME+PS et PS( $WQ$ ) (a), et PS( $Q^2$ ) et PS( $W^2$ ) (b).

D'abord, constatons que toutes les distributions sont centrées à l'origine, mais qu'elles diffèrent effectivement dans leurs largeurs. La variation de la largeur peut être le plus clairement observée entre les modèles extrêmes PS( $Q^2$ ) et PS( $W^2$ ): moins de gluons sont rayonnés, plus faibles sont les pertes d'impulsion transverse dans le tube à vide, plus étroite la distribution de  $p_{t_o}$ . Les valeurs de résolutions sur  $p_{t_o}$  récapitulées dans le tableau 4.8 confirment le meilleur accord entre les données et le modèle ME+PS. Il est tout de même intéressant de remarquer que le modèle PS( $W^2$ ), que nous avons déjà pu exclure auparavant produit une résolution comparable au modèle ME+PS. Ceci semble indiquer que les modèles des cascades de partons purs produisent trop peu de rayonnement initial par rapport au rayonnement final produit. Remarquons aussi qu'une miscalibration de 7% du calorimètre à Argon liquide a un effet de 4% sur la résolution de  $p_{t_o}$ .

	données	ME+PS	PS( $WQ$ )	PS( $W^2$ )	PS( $Q^2$ )
nb d'événements	351	1726	1815	136	230
$\langle p_{t_o} \rangle$ (en GeV)	-0.02	-0.02	-0.04	0.05	0.01
$\sigma$	1.34	1.22	1.09	1.22	0.83
$\sigma^2/\sqrt{2N}$	$\pm 0.07$	$\pm 0.03$	$\pm 0.02$	$\pm 0.09$	$\pm 0.03$

Tableau 4.8: L'impulsion transverse orthogonale reconstruite

La question qui persiste est si cette variation dans la résolution de  $p_{t_o}$  peut vraiment être associée au rayonnement initial. Pour cela nous avons regardé le modèle ME+PS de manière plus détaillée, puisqu'il permet facilement de distinguer entre cascade initiale et finale et les différents sous-processus.

Les effets du rayonnement QCD initial devront se produire dans la partie avant du détecteur (cf 4.4.1). Nous allons donc comparer les distributions de  $p_{t_o}$  inclusifs et  $p_{t_o}$

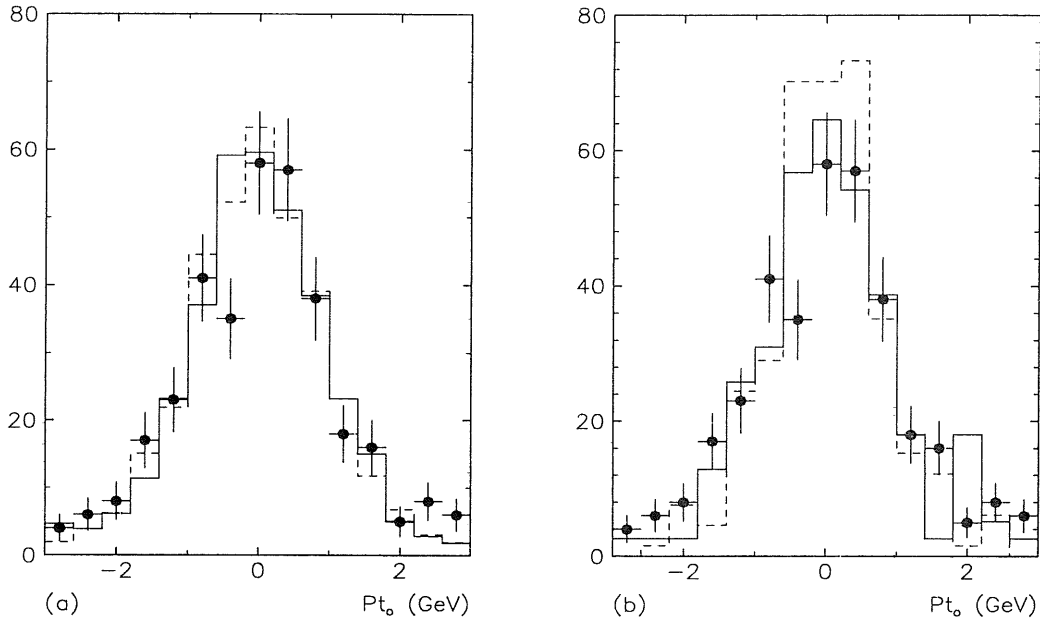


Figure 4.22: L'impulsion transverse orthogonale  $p_{t0}$ .

- (a) ● données — ME+PS - - - PS( $WQ$ )  
(b) ● données — PS( $Q^2$ ) - - - PS( $W^2$ )

des particules au-dessus d'une coupure de  $15^\circ$ , ce qui exclut la région vers l'avant du détecteur.

La figure 4.23 montre les distributions obtenues après avoir exclu différents sous-processus. Lorsque nous considérons tous les processus, nous observons une différence très nette entre l'impulsion transverse orthogonale lorsqu'on inclut (cas dit inclusif) ou lorsqu'on exclut la contribution de la région vers l'avant du détecteur (Tab. 4.9). Nous avons d'abord exclu les processus de la boson-gluon fusion, ce qui entraîne une réduction de l'écart entre la résolution des deux distributions. Leurs résolutions deviennent quasiment identiques lorsque tous les événements possédant des cascades initiales sont exclus. Ces cascades se produisent essentiellement après des interactions au premier ordre en  $\alpha_s$ . Le nombre d'événements a été réduit d'un facteur 2.5 après cette sélection.

Par ces considérations, nous pouvons donc conclure, que le rayonnement QCD initial est la contribution majeure de l'énergie produite dans la région avant du détecteur.

## 4.6 Comparaison des modèles ME+PS et PS( $WQ$ )

Dans le tableau 4.10 nous avons regroupé les résultats qui comparent les distributions en énergie et impulsion transverse des différents modèles de simulation avec les données.

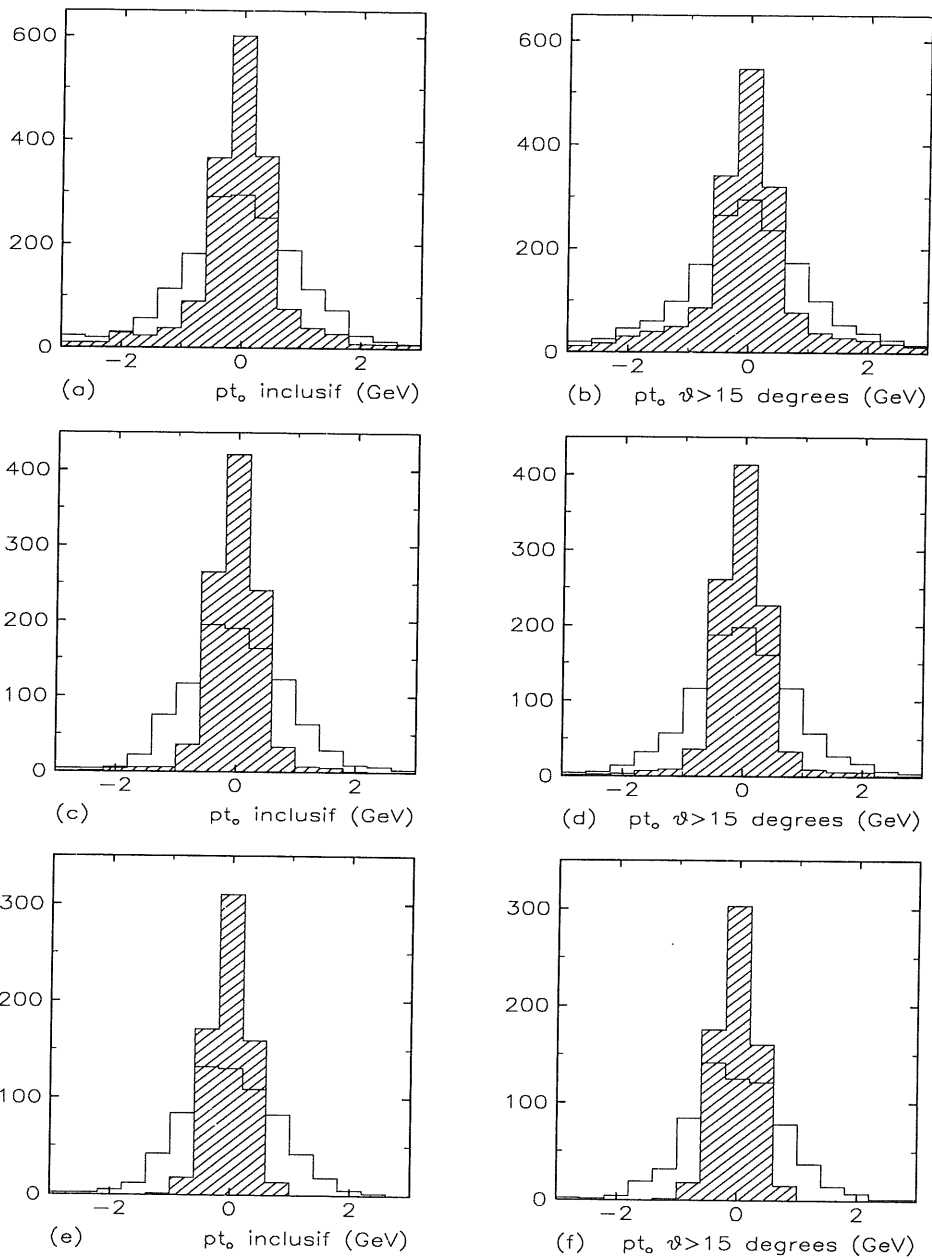


Figure 4.23: L'impulsion transverse orthogonale  $p_{t\perp}$  inclusive et pour  $\theta > 15^\circ$ .

— particules reconstruites    //// partons engendrés

- (a,b) tous les processus
- (c,d) sans boson-gluon fusion
- (e,f) sans boson-gluon fusion et rayonnement QCD initial

	inclusif	$\theta > 15^\circ$
nb d'événements	1726	
$\langle p_{to} \rangle$ tous les processus	-0.02	-0.03
$\sigma$	1.22	1.56
$\sigma^2/\sqrt{2N}$	$\pm 0.03$	$\pm 0.04$
nb d'événements	1027	
$\langle p_{to} \rangle$ sans boson-gluon fusion	-0.02	-0.04
$\sigma$	1.01	1.17
$\sigma^2/\sqrt{2N}$	$\pm 0.02$	$\pm 0.03$
nb d'événements	672	
$\langle p_{to} \rangle$ ss BGF et cascades de partons initiaux	-0.04	-0.04
$\sigma$	0.84	0.85
$\sigma^2/\sqrt{2N}$	$\pm 0.02$	$\pm 0.02$

Tableau 4.9: L'impulsion transverse orthogonale inclusive et pour toutes les particules à  $\theta > 15^\circ$

Le comportement des données exclut d'une manière évidente, une description par les modèles des cascades de partons avec des échelles extrêmes  $W^2$  et  $Q^2$ , alors que les deux modèles ME+PS et PS( $WQ$ ) ne permettent pas une discrimination si nette. Les différences entre les données et les modèles ME+PS et PS( $WQ$ ) nécessitent encore des études supplémentaires sur ces distributions.

Par contre les études du jet d'interaction ont clairement favorisé une description par le modèle ME+PS. Pour le modèle ME+PS un ajustement de l'échelle de virtualité maximale pour les cascades partons initiales devrait permettre d'avoir encore un meilleur accord avec les données. Une description plus "physique" des processus au premier ordre en  $\alpha_s$  par les éléments de matrice, impliquant une réduction de l'espace de phase pour le développement des cascades de partons, est, d'après ce que nous venons de voir, une meilleure approche que l'utilisation exclusive du modèle simplifié des cascades de partons.

## 4.7 L'état final: de EMC à H1

L'intérêt des études de l'état final hadronique à HERA est donné par deux aspects fondamentalement différents des événements par rapport à des expériences sur cible fixe:

- le domaine cinématique.
- la structure des événements.

Avant de conclure ce chapitre, nous allons souligner ces aspects en montrant les différences des études de l'état final hadronique faites lors de l'expérience EMC, avec l'approche que nous avons prise pour les premières données de HERA.

Avec une énergie au centre de masse de  $\sqrt{s} = 23 \text{ GeV}$ , les événements de EMC se situent essentiellement à  $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$  et  $W^2 < 400 \text{ GeV}^2$ , ce qui nous amène à un domaine de  $x > 0.1$ . Le dispositif expérimental de EMC a permis des études de l'état



	données	ME+PS	PS(WQ)	PS(W <sup>2</sup> )	PS(Q <sup>2</sup> )
nb d'événements	351	1726	1815	136	230
$\langle p_{to} \rangle$ (en GeV)	-0.02	-0.02	-0.04	0.05	-0.01
$\sigma$	1.34	1.22	1.09	1.22	0.83
$\sigma^2/\sqrt{2N}$	$\pm 0.07$	$\pm 0.03$	$\pm 0.02$	$\pm 0.09$	$\pm 0.03$
$\langle E_{to} \rangle$ (en GeV)	6.33	6.26	6.35	7.75	3.87
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.18$	$\pm 0.09$	$\pm 0.08$	$\pm 0.57$	0.09
$\langle p_{tp} \rangle$ (en GeV)	3.78	4.11	4.20	4.23	4.47
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.09$	$\pm 0.04$	$\pm 0.04$	$\pm 0.14$	$\pm 0.10$
$\langle E_{tp} \rangle$ (en GeV)	8.23	8.65	8.21	9.63	6.68
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.17$	$\pm 0.10$	$\pm 0.08$	$\pm 0.53$	$\pm 0.12$
$\langle p_{tp} + p_{te} \rangle$ (en GeV)	0.49	0.39	-0.18	-0.28	-0.05
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.08$	$\pm 0.04$	$\pm 0.03$	$\pm 0.12$	$\pm 0.07$
$\langle p_{tp}/E_{tp} - 1 \rangle$	-0.51	-0.48	-0.46	-0.49	-0.34
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.01$	$\pm 0.01$	$\pm 0.00$	$\pm 0.02$	$\pm 0.01$
$\langle E_{to} - (E_{tp} - p_{tp}) \rangle$ (en GeV)	1.88	1.71	2.34	2.36	1.67
$\sigma/\sqrt{N}$	$\pm 0.12$	$\pm 0.07$	$\pm 0.07$	$\pm 0.44$	0.09

Tableau 4.10: Récapitulation des moyennes des fonctions des impulsions et énergies transverses.

final hadronique par les traces chargées produites dans les événements DIS. Les premières études ont montré une augmentation du moment transverse moyen  $\langle p_t^2 \rangle$  en fonction de  $W$  (Fig. 4.24). Cette distribution a été interprétée par une contribution QCD non-perturbative (hadronisation, moment primordial) et une contribution due au rayonnement QCD dans la production de moment transverse [20].

La présence des processus au premier ordre en  $\alpha_s$  a pu être confirmée par l'extraction des événements avec un jet supplémentaire [21]. Pour 90% des événements la production d'un tel jet provient des processus de rayonnement de gluon ou de la fusion boson-gluon [22]. La forte augmentation de  $\langle p_t^2 \rangle$  avec le moment fractionnel du système hadronique  $z = (p_f p_i)/(q p_i)^2$  (Fig. 4.25) a indiqué la présence d'un rayonnement "mou" de gluons. Une bonne description des données a été obtenue par une interprétation en termes de différentes contributions [22].

- les processus d'hadronisation.
- les processus en premier ordre en  $\alpha_s$ .
- les contribution du moment transverse primordial.
- les rayonnements "mous" de gluons.

La différenciation en "rayonnement dur" et "rayonnement mou" peut sembler artificielle, puisque les effets proviennent des mêmes processus sous-jacents. La distinction est surtout due aux différents modèles qui les décrivent: alors que le rayonnement "dur" peut être obtenu par le calcul exact des éléments de matrice au premier ordre en  $\alpha_s$ , la description

<sup>2</sup> $p_i$  et  $p_f$  sont les quadri-vecteurs du proton initial et de l'état final hadronique respectivement

du rayonnement “mou” fait appel au modèle des cascades de partons dans l’approximation des logarithmes dominants.

Outre les analyses faites dans le référentiel du laboratoire, la structure des données de EMC a permis des études détaillées dans le centre de masse. Comme tout l’état final hadronique est mesuré, l’acceptance dans le centre de masse est proche de  $4\pi$ . Ceci permet une identification nette de ce que nous avons appelé le jet d’interaction et le jet spectateur: les valeurs de  $\langle p_t^2 \rangle$  sont plus faibles pour le jet spectateur (Fig. 4.26 a), ainsi que leur augmentation en fonction de  $W^2$  (Fig. 4.26 b). Un tel comportement a permis d’exclure une interprétation des données en termes d’un moment primordial  $\langle k_t^2 \rangle = (0.88 \text{ GeV})^2$ , qui ne produit pas une telle asymétrie [22].

Les collisions électron-proton produites à HERA possèdent une énergie au centre de masse de  $\sqrt{s} \sim 300 \text{ GeV}$ . Avec l’augmentation de l’énergie au centre de masse, l’espace de phase accessible s’agrandit pour les processus QCD, leur importance devient plus grande. Notre étude s’est surtout concentrée sur les événements à petit  $x$ . Dans ce domaine cinématique les prédictions des modèles de cascades de partons varient beaucoup en fonction de l’échelle de virtualité maximale: la différence entre les échelles  $W^2$  et  $Q^2$  devient très grande de part la dépendance en  $x$  de  $W^2$ . Les premières études de l’état final hadronique ont montré qu’aucune de ces deux échelles ne peut reproduire correctement la distribution de l’énergie mesurée, ce qui a mené à l’introduction d’une échelle intermédiaire  $WQ$ . Mais au-delà d’un simple choix d’échelle, se pose la question de savoir si l’approximation des logarithmes dominants ou bien la non considération des termes d’interférence est encore valable.

Contrairement aux études de EMC, nos considérations ne sont pas basées sur des mesures d’impulsions transverses des particules chargées, mais sur les distributions des énergies par l’emploi combiné du système de mesure des traces et le calorimètre. Ce choix a été possible grâce à la fine granularité du calorimètre à Argon liquide, qui a permis une détermination suffisamment précise de la distribution de l’énergie.

La structure des événements est très différente entre des diffusions sur cible fixe et des diffusions en mode collisionneur. Comme nous avons vu, l’état final hadronique sur cible fixe peut le plus aisément être étudié dans le référentiel du centre de masse. Pour HERA, les pertes dans le tube à vide nuisent à un tel traitement: uniquement la partie concernant le jet d’interaction peut vraiment être étudiée dans le centre de masse. Pour cela nous nous sommes concentrés à obtenir une séparation entre le jet d’interaction et le jet spectateur dans le référentiel du laboratoire.

## 4.8 Conclusion

Les distributions montrées lors de la première publication de H1 sur l’état final [3], ont déjà mis en évidence les effets du rayonnement QCD dans la diffusion profondément inélastique.

Notre but a été de distinguer entre les effets du rayonnement initial et final, bien qu’une séparation n’est possible qu’approximativement. Pour cela nous avons séparé les contributions en énergie provenant du jet d’interaction et du jet spectateur.

La mesure de l’énergie transverse orthogonale produit dans le jet d’interaction, nous a permis d’observer une augmentation en fonction de la masse invariante de l’état final

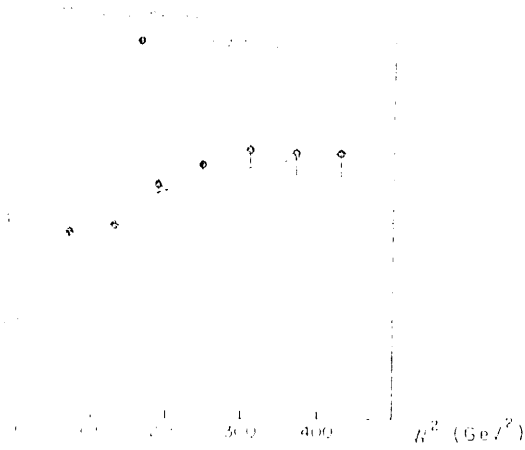


Figure 4.24: Evolution de  $\langle p_t^2 \rangle$  du système hadronique en fonction de  $W^2$  pour des événements de EMC pour  $0.2 < z < 1$  avec une paramétrisation incluant des contributions QCD perturbatives et non-perturbatives.

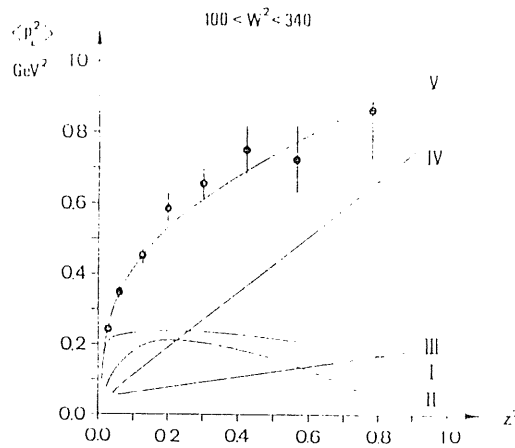


Figure 4.25: Evolution de  $\langle p_t^2 \rangle$  du système hadronique en fonction de  $z^2$  pour des événements de EMC avec différentes contributions simulées. I: fragmentation et hadronisation, II: premier ordre en  $\alpha_s$ , III: moment primordial de  $0.44z^2(\text{GeV}^2)$ , IV: rayonnement QCD, V=I+II+III+IV.

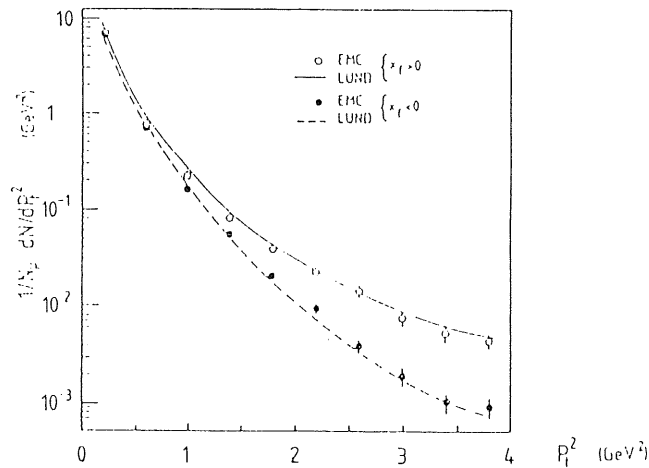


Figure 4.26: Distribution de  $\langle p_t^2 \rangle$  du système hadronique dans le centre de masse pour des événements de EMC (a), et en fonction de  $W^2$  (b).

- mesures EMC, hémisphère de  $\gamma^*$  incident      — modèle LUND, même hémisphère
- mesures EMC, hémisphère opposé              - - - modèle LUND, hémisphère opposé

hadronique  $W^2$  et en fonction du moment transféré  $Q^2$ . Le comportement différent entre les modèles de simulation PS(WQ) et ME+PS montre que les données sont mieux décrites par le modèle ME+PS.

Finalement il nous a été possible mettre en évidence le rayonnement QCD initial par des pertes d'impulsion transverse dans le tube à vide.

# Bibliographie

- [1] P. Söding, G. Wolf *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 31 (1981) 231.
- [2] R.G. Roberts “The structure of the proton”, Cambridge University Press (1990).
- [3] H1 Collaboration, *Phys. Lett.* B298 (1993) 469.
- [4] ZEUS Collaboration, DESY 93-030.
- [5] R.K. Ellis, W.G. Scott “Proton-Antiproton Collider Physics”, World Scientific (1989) 131.
- [6] M. Greco, *Z. Phys. C* 26 (1985) 567.
- [7] H1 Collaboration, *Phys. Lett.* B299 (1993) 385.
- [8] G.A. Schuler, H. Spiesberger, “Physics at HERA III” (1991) 1419.
- [9] G. Ingleman, “Physics at HERA III” (1991) 1366.
- [10] R. Brun et al., CERN-DD/EE 84-1 (1992).
- [11] A.D. Martin et al., DTP-92-16 (1992).
- [12] Y.I. Azimov et al., *Z. Phys C* 27 (1985) 65.
- [13] D. Amati, G. Veneziano, *Phys. Lett. B* 83 (1987) 87.
- [14] V. Shekelyan *Compte-rendu H1-HADES 12-92* (1992).  
presentation by G. Grindhammer “H1 Physics Meeting” 11/2/93.
- [15] P. Renton, “Electroweak Interactions”, Cambridge University Press (1990).
- [16] G. Ingleman et al., *Nucl. Phys.* B206 (1982) 239.
- [17] A. Wegener, Privat communication.
- [18] A. Wegener, *Compte-rendu H1-HADES 11-92* (1992).
- [19] F. Halzen, A.D. Martin, “Quarks & Leptons”, John Wiley & Sons (1984).
- [20] EMC Collaboration, *Phys. Lett* 95B (1980) 306.
- [21] EMC Collaboration, *Phys. Lett.* 100B (1981) 433.
- [22] EMC Collaboration, *Z. Phys.* C36 (1987) 527.

## Chapitre 5

# Perspectives

Les études du comportement de l'état final hadronique nous ont donné une meilleure compréhension des effets des processus QCD dans la diffusion profondément inélastique. Munis de ces connaissances, nous allons maintenant esquisser les possibilités qui sont offertes par l'emploi des variables inclusives hadroniques dans la mesure de la fonction de structure du proton à HERA. Notre intérêt sera porté plus particulièrement sur la reconstruction des variables cinématiques. Lors des expériences sur cible fixe, la cinématique des événements de la diffusion profondément inélastique a été déterminée uniquement par la mesure de l'électron (ou le muon) diffusé. L'emploi de l'état final hadronique, qui s'est prêté beaucoup plus difficilement à une mesure exacte dans un tel dispositif expérimental a été limité à des expériences de diffusion de neutrinos, pour lesquelles la mesure de l'état final leptonique n'est pas possible.

La structure des événements à HERA permet à la fois la mesure de l'électron diffusé et de l'état final hadronique dans les événements de courant neutre, ce qui offre un grand nombre de possibilités de combinaison des variables de ces deux systèmes pour la détermination des variables cinématiques. Une classification détaillée de ces méthodes peut être trouvée dans une note que nous avons écrite [1]. Dans la suite nous résumerons les principales méthodes employées, ainsi que la reconstruction des variables cinématiques indépendamment du rayonnement QED initial de l'électron. Une telle approche est possible sur un grand domaine cinématique, grâce à la bonne mesure des hadrons par le calorimètre à Argon liquide et le système de mesure des traces centrales. Les limites imposées à l'arrière du détecteur par le calorimètre électromagnétique, BEMC, ne seront tout de même pas oubliées, surtout qu'ils apparaissent dans le domaine cinématique à petit  $x$ , où les premières mesures de  $F_2$  ont pu être effectuées.

L'enjeu physique dans ce domaine cinématique est donné par le comportement des gluons: leur densité devient singulière lorsque  $x \rightarrow 0$  si on considère une évolution suivant l'équation de Lipatov [2, 3]. Mais une augmentation de la densité des gluons représente aussi un rapprochement spatial, et les interactions de gluons ne pourraient plus être négligées. Ainsi des processus de recombinaison doivent apparaître, lorsqu'on approche une saturation de la densité de gluons [4]. Une autre image est possible si nous considérons la densité de gluons dans un modèle de Regge: la densité de gluons est alors décrite par la fonction  $xg(x, Q^2) \sim \text{constante}$  [5]. Ces différents scénarios se reflètent dans le comportement de  $F_2$ . Suivant la paramétrisation de la densité des gluons,  $F_2$  croît plus ou moins fortement lorsque  $x$  devient petit (Fig. 5.1) [6]. Les premières mesures de  $F_2$  à H1 seront présentées à la fin de ce chapitre.

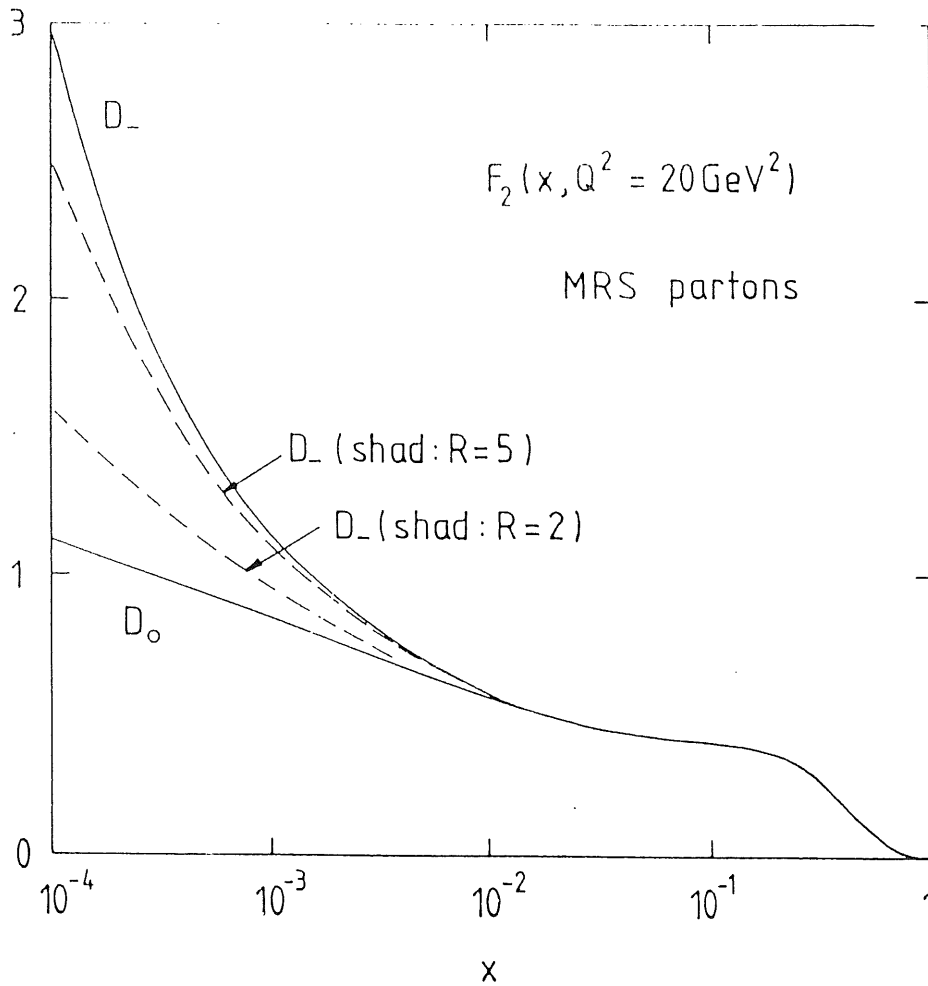


Figure 5.1: Paramétrisation MRS de la fonction de structure  $F_2$  pour une distribution de gluons plate  $xg \sim \text{constante}$  ( $D_0$ ) et croissante  $xg \propto x^{-\lambda}$  ( $D_-$ ). - - - Paramétrisation  $D_-$  en tenant compte d'un terme de recombinaison (GLR) de différents "rayons de saturation".

## 5.1 Le principe de mesure de $F_2$

Les sections efficaces différentielles de la diffusion profondément inélastique s'expriment comme nous avons vu par les fonctions de structure du proton.  $d^2\sigma/dxdQ^2$  est obtenue en fonction de la fonction de structure  $F_2$  et de  $R$ , rapport entre la fonction longitudinale et  $F_2$  (cf 2.1.3).

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} \left( (1 + (1 - y)^2) - \frac{y^2 R}{1 + R} \right) F_2(x, Q^2) \quad (5.1)$$

Pour la déconvolution de  $F_2$  à partir des sections efficaces différentielles, la valeur de  $R$ , bien que dépendante de  $F_2$ , est gardée constante dans un premier temps, avec  $R = 0.5$  [7].

La mesure des sections efficaces dans des "bins" du plan cinématique permet alors d'extraire la valeur de  $F_2$  pour la valeur de  $x$  et  $Q^2$  du bin donné. Ainsi il est fondamental de connaître le plus précisément possible la cinématique de chaque événement. Pour les événements de HERA, la mesure de  $Q^2$  et de  $y$ , paramètre d'inélasticité, est tout de même plus immédiate. La détermination de  $x$  est ensuite possible, grâce à la relation  $Q^2 = xys$ ,  $\sqrt{s}$  étant l'énergie au centre de masse.

Bien que le principe de la mesure de  $F_2$  soit simple, un certain nombre d'effets systématiques doivent être pris en compte. Loin d'une description détaillée des effets systématiques sur la mesure de  $F_2$ , nous allons uniquement donner une idée des effets liés à la détermination de la cinématique des événements.

- **acceptance et migrations dans le plan cinématique :**

La détermination de la cinématique de chaque événement se fait à partir de la mesure des énergies et des positions des particules dans le détecteur. Comme toute quantité mesurée, elles contiennent des erreurs liées d'une part à la résolution du détecteur, et d'autre part à des effets systématiques comme une miscalibration absolue, un mauvais fonctionnement d'une partie du détecteur, ainsi que des efficacités de détection ou encore des effets de bruit. De plus, la couverture spatiale d'un détecteur est toujours limitée, ce qui a pour effet que des particules appartenant à un événement ne sont pas prises en compte. Une erreur sur ces mesures peut entraîner une mauvaise détermination de la cinématique d'un événement avec comme conséquence une migration de l'événement dans le domaine cinématique.

- **corrections radiatives:**

L'expression de la section efficace ci-dessus est valable pour les processus dits de "Born", désignant l'interaction électron-proton à l'ordre  $\alpha$ . Les événements mesurés dans le détecteur sont issus par contre des interactions qui peuvent avoir des vertex QED supplémentaires. Le calcul de la contribution de ces processus donne les corrections radiatives à la section efficace mesurée. Les termes correctifs pour un "bin" donné peuvent atteindre 20% à 50% et sont essentiellement dus à la radiation d'un photon de la ligne leptonique [8]. Il faut souligner que le rayonnement émis de l'électron incident change la cinématique de l'événement car il se produit à une énergie dans le centre de masse plus basse que l'énergie nominale. La reconstruction de l'énergie incidente de l'électron est donc un problème de cinématique important pour la mesure de  $F_2$ .



- **bruit de fond:**

On distingue essentiellement deux sources d'événements de bruit de fond: des événements issus des processus de photoproduction et des interactions du faisceau avec le tube à vide ou bien le gaz résiduel. Les événements de photoproduction sont caractérisés par un électron diffusé dans le tube à vide. Un amas d'énergie dans la région arrière du détecteur, produit par un hadron chargé, peut en ce cas être identifié comme un électron. Par des considérations de conservation d'énergie et d'impulsion de tout l'état final et l'emploi de différents estimateurs d'identification d'électron, une réjection de ces événements est possible, lorsque l'électron diffusé est suffisamment énergétique. Il reste qu'une estimation correcte des événements de bruit de fond qui ne sont pas rejetés est cruciale, car ceux-ci ont tendance à s'accumuler à faible énergie, donc là où le signal de la physique à petit- $x$  se trouve.

La contamination par des événements d'interaction électron/proton-gaz résiduel, électron/proton-tube à vide, est estimée en utilisant les "pilot bunchs" (cf 1.1.1). Ceux-ci sont des paquets de particules dans un des faisceaux qui ne possèdent pas de paquet correspondant dans le faisceau opposé. Le taux d'événements produits par ces paquets de particules ayant passés tous les critères de sélection est supposé correspondre au taux d'événements produits de la même manière par les paquets qui peuvent entrer en collision avec le faisceau opposé de protons.

Ce bref panorama des problèmes que l'on doit affronter lors de la mesure de  $F_2$  est loin d'être exhaustif. Ainsi nous ne devons pas oublier l'importance d'une mesure exacte de la luminosité, le rôle crucial de l'efficacité du système déclenchement, etc. Tout de même, dans les points que nous avons mentionnés, on peut relever une constante: la précision avec laquelle la cinématique est déterminée est fondamentale. Nous allons maintenant passer brièvement en revue les principales manières de reconstruire la cinématique, dans un premier temps par les méthodes simples, puis par des méthodes plus élaborées qui ne nécessitent plus la connaissance de l'énergie incidente de l'électron.

## 5.2 La reconstruction des variables cinématiques

Les quantités mesurées dans le détecteur sont d'une part,  $[E, \theta]$  l'énergie et l'angle de l'électron diffusé, ainsi que  $[\Sigma, T]$  l'énergie antilongitudinale et l'impulsion transverse du système hadronique. Comme nous l'avons montré (cf 3.3), le système hadronique peut aussi bien être défini par son impulsion réduite  $F$  et son angle hadronique  $\gamma$ . Pour la détermination de la cinématique nous avons donc quatre variables indépendantes à notre disposition (2 variables leptoniques, 2 variables hadroniques). Lorsque nous considérons l'énergie incidente de l'électron et du proton connue, la détermination de la cinématique nécessite l'emploi de deux variables parmi les quatre. En désignant par  $A$  l'énergie incidente de l'électron, nous obtenons alors les expressions des variables  $y$  et  $Q^2$  à partir de l'état final hadronique ou de l'électron diffusé:

- **la mesure de l'électron  $[E, \theta]$ :**

$$y_e = 1 - \frac{E(1 - \cos \theta)}{2A} \qquad Q_e^2 = 2AE(1 + \cos \theta) \qquad (5.2)$$

- les variables inclusives du système hadronique  $[F, \gamma]$ :

$$y_h = \frac{F(1 - \cos \gamma)}{2A} \quad Q_h^2 = \frac{F^2 \sin^2 \gamma}{1 - y_h} \quad (5.3)$$

- la méthode de Jacquet-Blondel [9][ $\Sigma, T$ ]:

$$y_h = \frac{\Sigma}{2A} \quad Q_h^2 = \frac{T^2}{1 - y_h} \quad (5.4)$$

Les équations 5.3, 5.4 sont liées entre elles par les relations entre  $[F, \gamma]$  et  $[\Sigma, T]$  (cf 3.3.3).

Toute combinaison des variables mesurées peut aussi être utilisée pour exprimer  $y$  et  $Q^2$ . Particulièrement intéressante est la méthode du double angle [10, 11].

$$y_{da} = \frac{\sin \theta (1 - \cos \gamma)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad Q_{da}^2 = 4A^2 \frac{\sin \gamma (1 + \cos \theta)}{\sin \gamma + \sin \theta - \sin(\theta + \gamma)} \quad (5.5)$$

L'intérêt de cette méthode est surtout l'indépendance de la calibration absolue du détecteur. D'une part nous ne dépendons pas de la mesure de l'énergie de l'électron, d'autre part, l'expression de l'angle hadronique est aussi indépendante de la calibration absolue:

$$\tan \frac{\gamma}{2} = \frac{\Sigma}{T} \quad (5.6)$$

De la même manière nous pouvons combiner la mesure de l'énergie de l'électron diffusé et du système hadronique,  $[E, F]$ . Vues les lignes d'iso-énergies dans le plan cinématique  $(x, Q^2)$  (Fig. 5.2), les lignes sont presque parallèles, nous attendons un comportement ayant moins de précision que pour les méthodes précédentes.

La détermination de la cinématique par l'électron donne une très bonne détermination de  $Q^2$  sur tout le domaine cinématique (Fig. 5.3). La mesure de  $y$  est excellente à petit  $x$  et grand  $y$ . Elle se dégrade par contre très vite pour des petites valeurs de  $y$ , de par la dépendance en  $1/y$  de la résolution de  $y$  [12], ce qui se répercute ensuite sur la détermination de  $x$  pour des grandes valeurs de  $x$ .

La reconstruction des variables cinématiques par les hadrons uniquement ne donne pas des résultats aussi performants que la reconstruction par l'électron. La résolution de  $y$  à grand  $y$  est limitée par la mesure des hadrons dans le BEMC. La mesure de  $Q^2$  est mauvaise à petit  $Q^2$  à cause de l'importance des pertes de l'impulsion transverse dans le tube à vide. Ces effets deviennent moins importants à grand  $Q^2$ , domaine cinématique des événements à courant chargé pour lesquels la cinématique peut uniquement être déterminée par cette méthode.

La méthode du double angle (Fig. 5.4) a une résolution moins bonne sur la détermination de  $y$  à grand  $y$  que la méthode par l'électron, mais elle est plus uniforme sur tout le domaine cinématique. Nous observons aussi, que les valeurs mal reconstruites de  $y$  sont systématiquement plus petites que les valeurs engendrées. Cet effet provient essentiellement des inefficacités de mesure des hadrons en particulier dans la partie arrière du détecteur. La reconstruction de  $Q^2$  est comparable à celle de l'électron. Pour  $x$  par contre, nous observons un comportement plus uniforme.

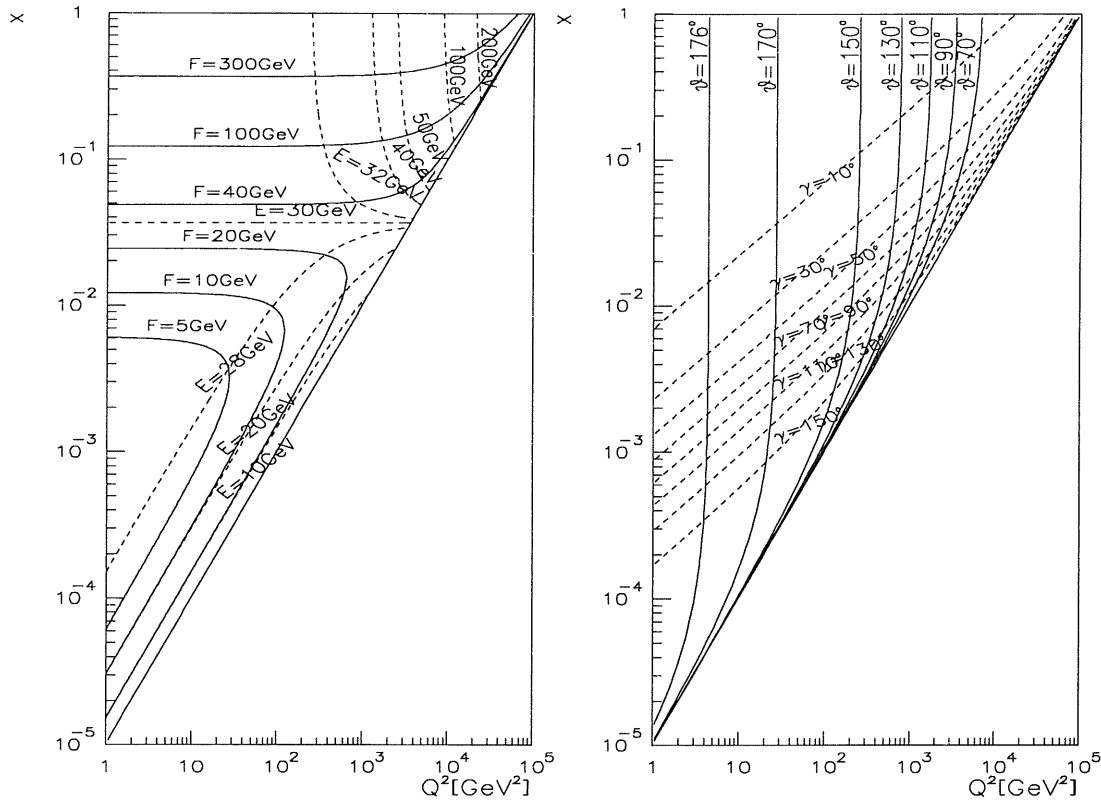


Figure 5.2: Lignes d'iso-énergies (a) et d'iso-angles (b) de l'électron diffusé et du système hadronique.

### 5.3 Les variables cinématiques indépendantes de la radiation QED initiale

Les méthodes de reconstruction décrites précédemment dépendent toutes de l'énergie initiale de l'électron, normalement déterminée par l'énergie du faisceau d'électrons. Ceci n'est pas le cas, lorsque l'électron incident a rayonné un photon dans l'état initial. Son énergie devient plus faible, de même que l'énergie disponible dans le centre de masse: la cinématique de l'événement change. Ces processus, ainsi que les processus de rayonnement final et des termes d'interférence sont pris en compte dans les mesures des sections efficaces par le calcul des corrections radiatives. Une autre approche consiste à reconstruire l'énergie incidente de l'électron à partir de l'état final de la réaction. Pour cela il est tout de même nécessaire que le photon soit émis de manière colinéaire. Ainsi il est perdu dans le tube à vide et ne contribue pas à l'état final. De la même manière, l'émission d'un photon dans l'état final n'influence pas la mesure, s'il est détecté dans le même amas d'énergie que l'électron.

Pour remonter à l'énergie initiale de l'électron il nous faut une variable de plus, c'est à dire 3 variables à extraire des 4 variables caractérisant l'électron et le système hadronique.

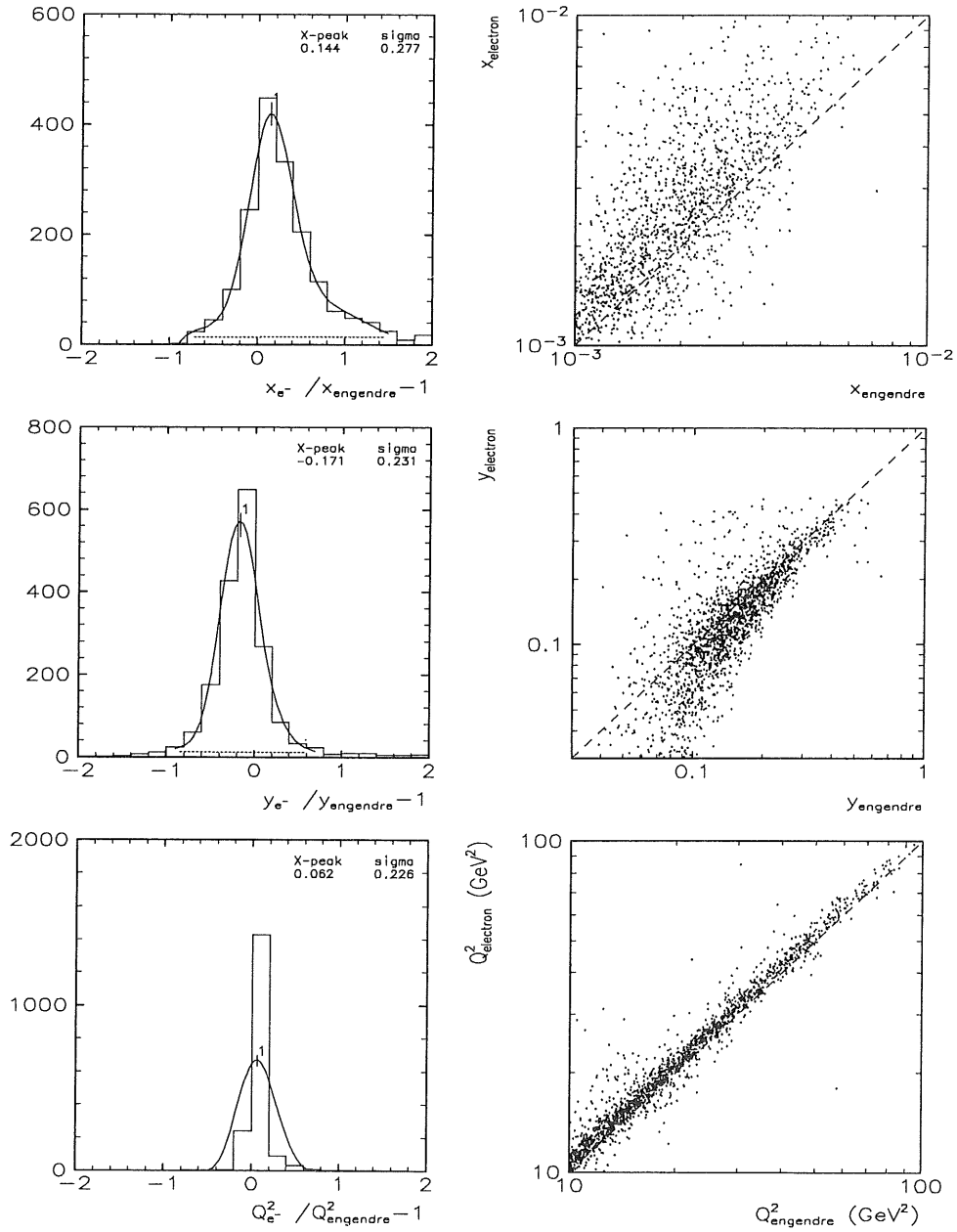


Figure 5.3: Reconstruction de  $x, y$  et  $Q^2$  à partir de l'électron diffusé pour des événements radiatifs.

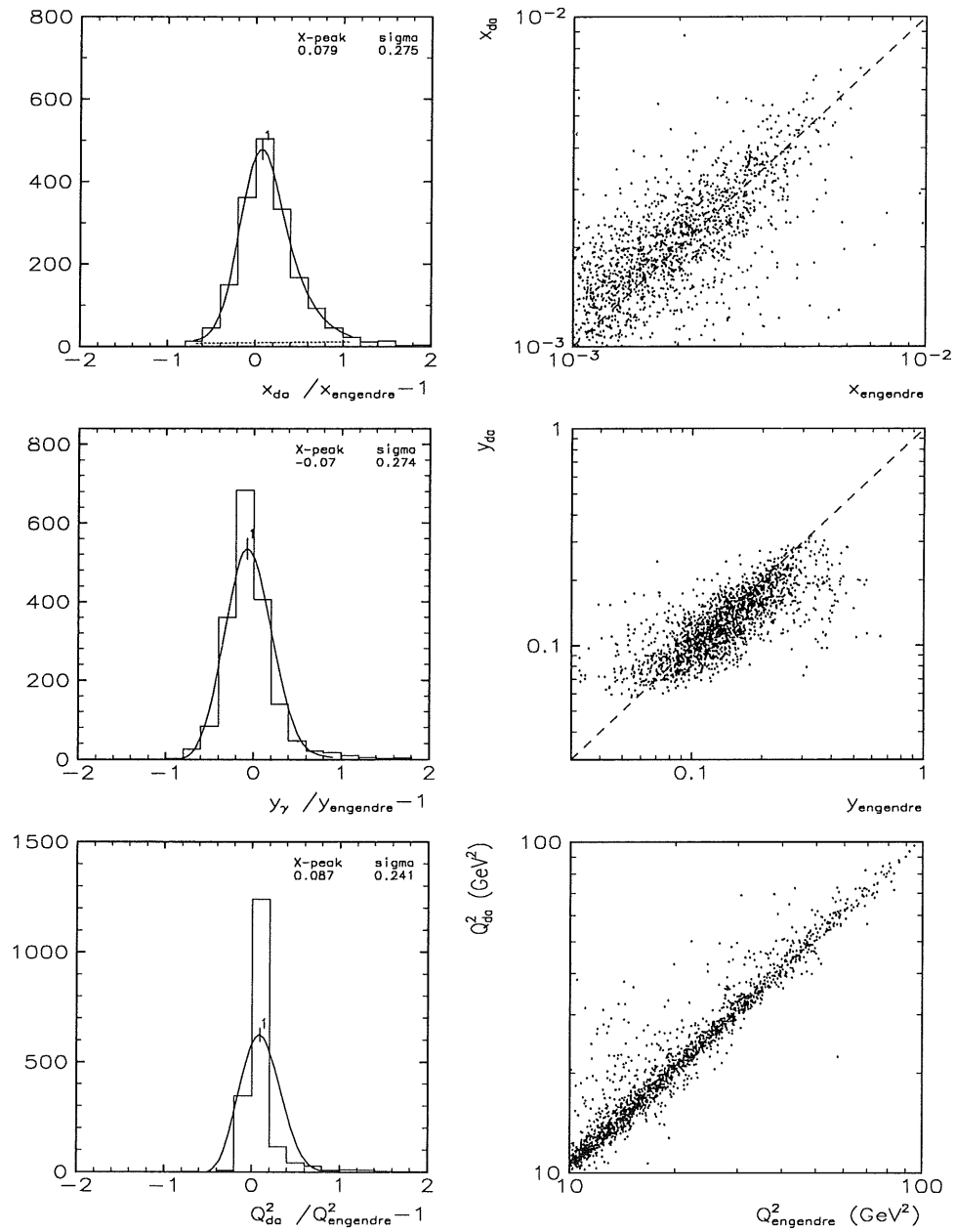


Figure 5.4: Reconstruction de  $x, y$  et  $Q^2$  pour la méthode du double angle pour des événements radiatifs.

En fait les deux variables caractérisant le système hadronique qui sont le mieux mesurées à HERA sont  $\Sigma$  et  $\gamma$ . Nous avons donc étudié les 4 combinaisons possibles de 3 variables à partir des 4 variables :  $[E, \theta, \Sigma, \gamma]$ . Rapidement nous nous sommes aperçus que les deux combinaisons contenant deux variables hadroniques étaient nettement moins précises que les deux autres, nous ne les considérerons donc pas ici. Des deux méthodes restantes, nous avons observé que l'une correspondait à la méthode du double angle indépendante de la radiation initiale introduite par Bentveltsen et al. [10], tandis que l'autre n'avait jamais été utilisée, et présentait un comportement très intéressant à grand  $y$ .

- **la méthode du double angle indépendante de la radiation**

Pour la reconstruction de l'énergie initiale de l'électron nous avons de nouveau plusieurs possibilités. La première méthode consiste à utiliser les variables  $[E, \theta, \gamma]$  qui mène à une modification de la méthode du double angle. Ainsi l'énergie incidente est obtenue par (Fig. 5.5 (a))

$$A_\gamma = E \frac{\sin \theta + \sin \gamma - \sin(\theta + \gamma)}{2 \sin \gamma} \quad (5.7)$$

Remarquons tout d'abord que l'expression de  $y$  dans la méthode du double angle est déjà indépendante de l'énergie initiale de l'électron par son expression en fonction de deux variables seulement. En remplaçant l'expression de  $A_\gamma$  dans les expressions de  $Q^2$  et  $x$ , nous obtenons:

$$Q_\gamma^2 = E^2 \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\gamma + \theta)(1 + \cos \theta)}{\sin \gamma} \quad (5.8)$$

$$x_\gamma = \frac{E \sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{P 2 \sin \gamma} \quad (5.9)$$

La reconstruction indépendante de la radiation initiale se manifeste surtout pour la reconstruction de  $x$  (Fig. 5.6). La résolution s'améliore et nous avons une très bonne corrélation entre  $x$  reconstruit et  $x$  engendré sur tout le domaine cinématique.

- **La méthode de l'énergie "antilingitudinale"  $\Sigma$**

En fait, nous avons été mis sur la piste de cette méthode lorsque nous avons essayé une modification de la détermination de  $y$  obtenu par la méthode de Jacquet-Blondel, qui consistait à remplacer  $A$  par l'énergie de l'électron reconstruite. A partir de la conservation d'énergie et d'impulsion, l'énergie initiale de l'électron s'exprime en fonction de  $[E, \theta, \Sigma]$  par (Fig. 5.5 (b))

$$A = \frac{\Sigma + E(1 - \cos \theta)}{2} \quad (5.10)$$

En utilisant ces variables, nous obtenons ainsi les expressions des variables cinématiques

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E(1 - \cos \theta)} \quad (5.11)$$

$$Q_\Sigma^2 = \frac{E^2 \sin^2 \theta}{1 - y_\Sigma} \quad (5.12)$$

$$x_\Sigma = \frac{E \cos^2 \frac{\theta}{2}}{P 1 - y_\Sigma} \quad (5.13)$$

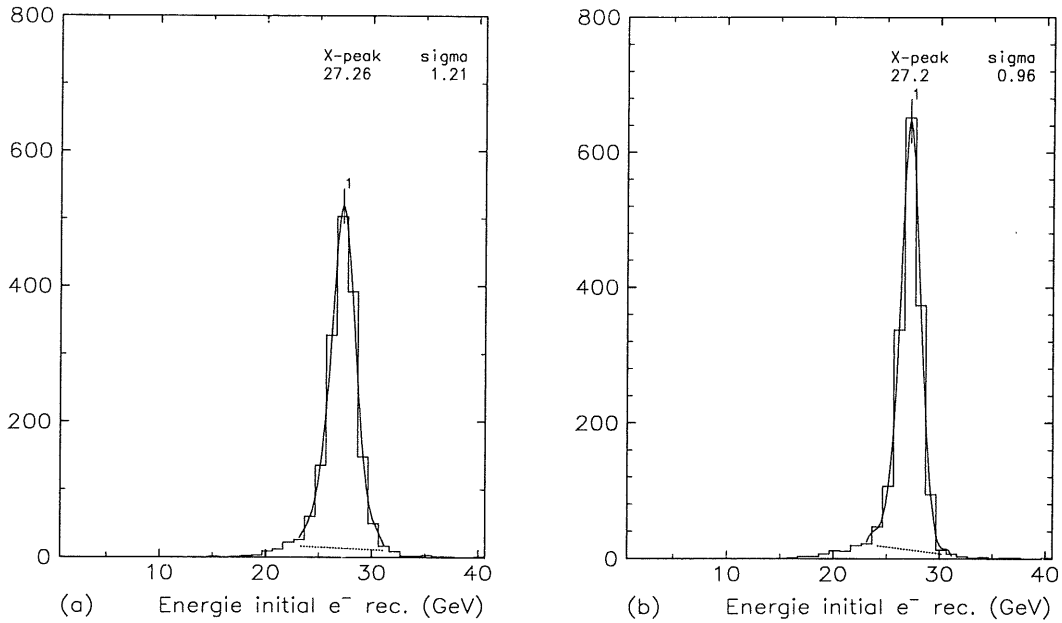


Figure 5.5: Reconstruction de l'énergie de l'électron incident pour des événements simulés sans radiation.

(a)  $A_\gamma$       (b)  $A_\Sigma$

La figure 5.7 montre la qualité de reconstruction pour ces trois variables pour des événements simulés avec radiation initiale de l'électron. Nous remarquons que  $Q_\Sigma^2$  possède maintenant un comportement semblable au comportement obtenu par la reconstruction avec l'électron. Cette propriété provient essentiellement du fait, que la détermination de l'impulsion transverse est basée sur la mesure de l'électron et non pas sur la détermination de l'impulsion transverse résultante du système hadronique, qui est plus sensible au perte dans le tube à vide, comme nous allons le voir dans la suite. La résolution de  $x_\Sigma$  est plus large lorsque nous la comparons à la détermination par l'électron dans la région des petits  $x$ . Elle reste par contre quasiment uniforme sur tout le domaine cinématique, ce qui implique des migrations plus stables.

La détermination de  $y$  par les variables  $[E, \theta, \Sigma]$  ne donne pas uniquement une reconstruction indépendante de la radiation initiale de l'électron, mais améliore aussi la reconstruction à grand  $y$  par rapport à la reconstruction de  $y$  par Jacquet-Blondel. Dans ce domaine le terme  $E(1 - \cos \theta)$  devient petit devant  $\Sigma$ . Par conséquent les fluctuations sur la mesure de  $\Sigma$  se comportent de la même manière dans le numérateur et le dénominateur, ce qui permet une reconstruction optimale de  $y$ . Cet effet est particulièrement intéressant, puisque à grand  $y$  l'énergie hadronique est surtout mesurée vers l'arrière du détecteur, avec toutes les difficultés de mesure que nous avons déjà mentionnées. Cette nouvelle méthode est donc particulièrement adaptée à la mesure de  $F_2$  à petit  $x$ .

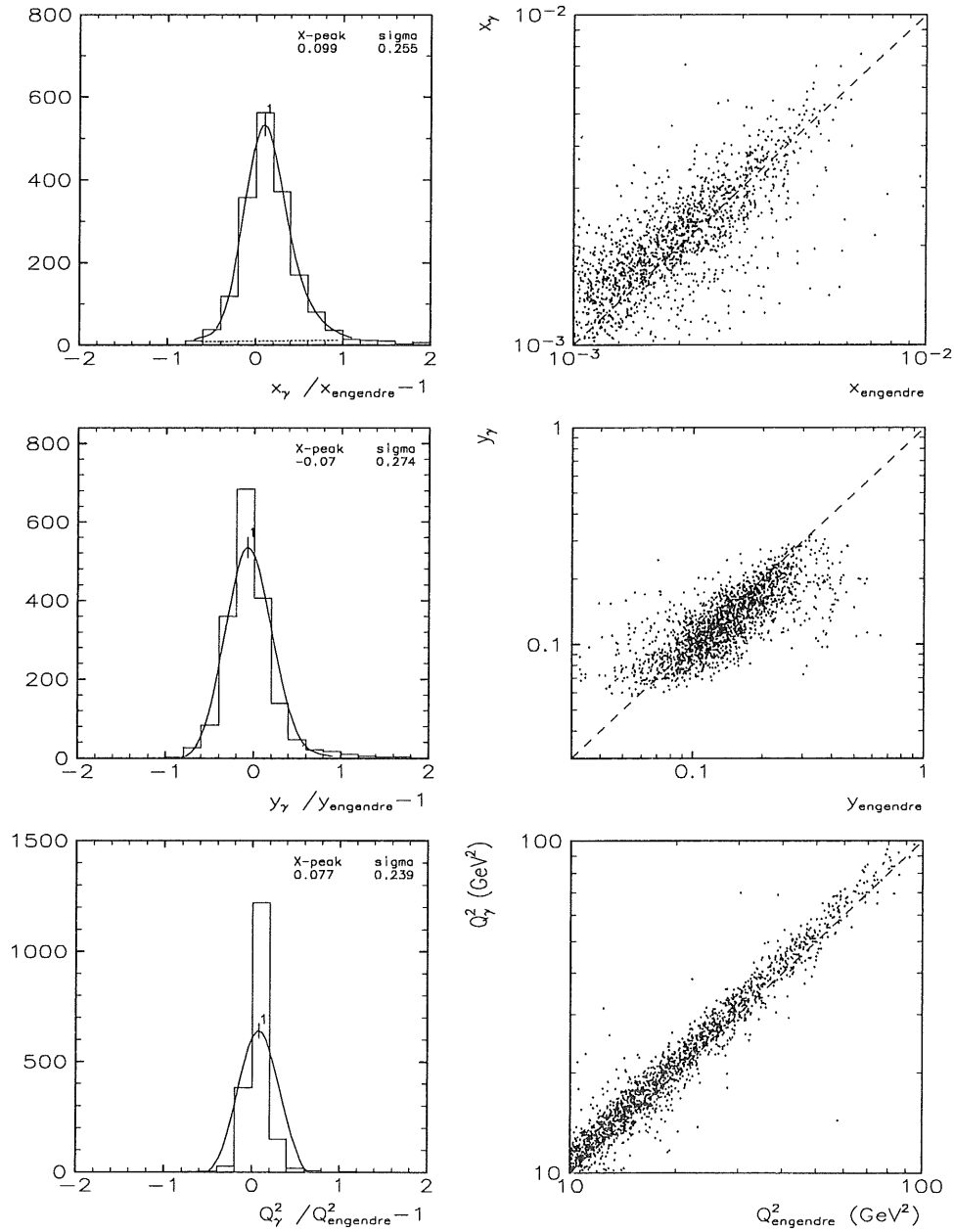


Figure 5.6: Reconstruction de  $x, y$  et  $Q^2$  par la méthode des doubles angles indépendante du rayonnement QED initial de l'électron pour des événements radiatifs.



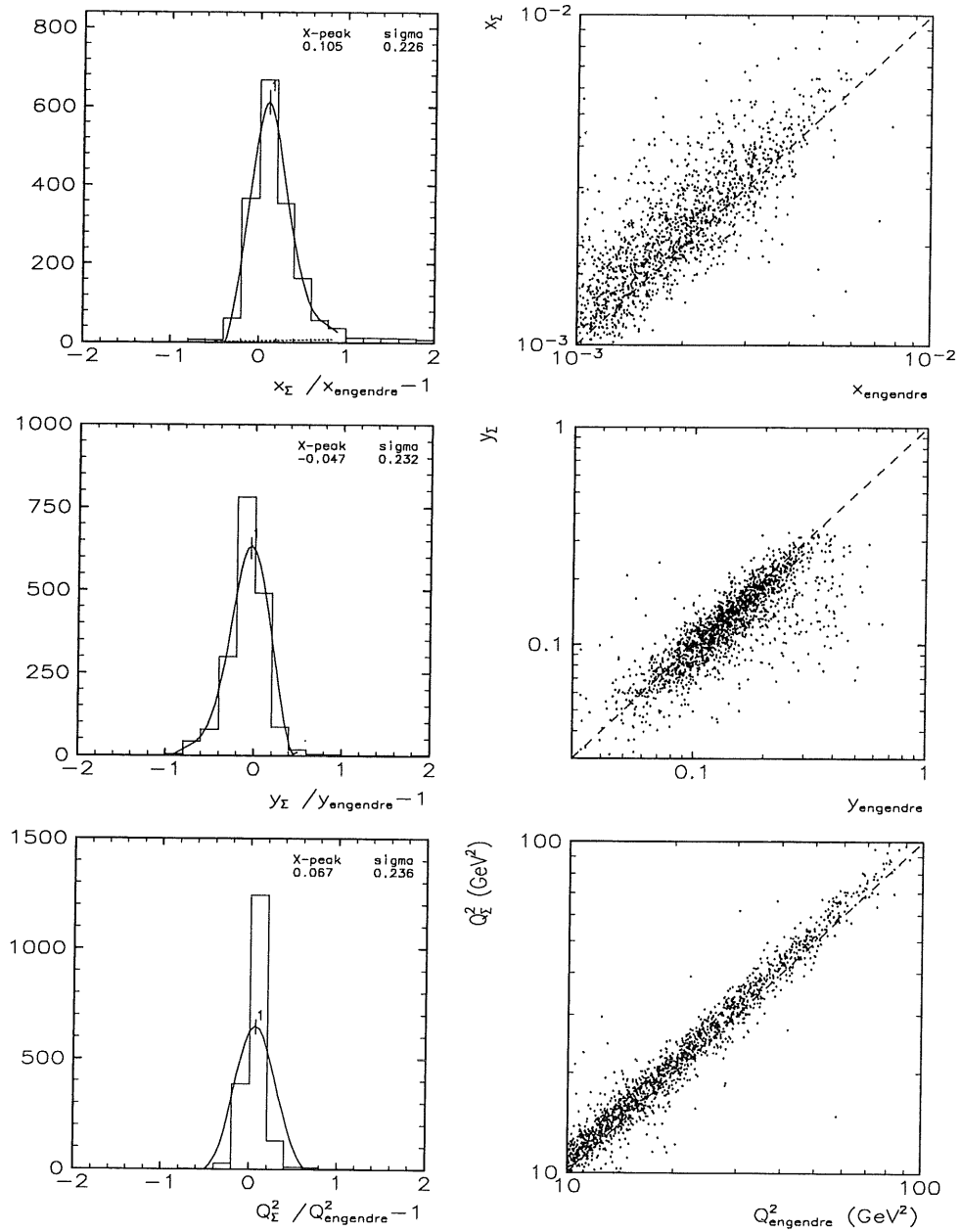


Figure 5.7: Reconstruction de  $x, y$  et  $Q^2$  par la méthode de Jacquet-Blondel modifié pour des événements radiatifs.

En dehors d'une mesure de  $F_2$  indépendante de la radiation initiale avec les variables  $[E, \theta, \Sigma]$ ,  $y_\Sigma$  peut aussi être employée dans la combinaison avec d'autres variables. Ainsi une première analyse des fonctions de structures a été faite en utilisant  $Q^2$  reconstruite par la mesure de l'électron et  $x$  par un mélange des deux méthodes

$$x_{mix} = \frac{Q_e^2}{y_\Sigma s} \quad (5.14)$$

Une telle approche est justifiée par le fait que la détermination de  $Q^2$  est peu sensible aux effets de la radiation initiale et l'expression de  $x_{mix}$  est donc peu influencée par l'énergie initiale de l'électron. Si nous comparons uniquement la qualité de reconstruction entre les différentes méthodes par une comparaison entre  $x$  reconstruit et  $x$  engendré avec des événements non-radiatifs (Fig. 5.8), nous observons que  $x_{mix}$  améliore surtout la reconstruction à grand  $x$  par rapport à l'électron. Les deux méthodes indépendantes de la radiation initiale livrent par contre une meilleure reconstruction à petit  $x$  que  $x_{mix}$ , sans atteindre la résolution de l'électron mais en contrepartie avec une plus grande uniformité sur tout le domaine cinématique.

La collaboration H1 a présenté en février 93 [7] ses résultats préliminaires sur la mesure de  $F_2$ , basés sur les 23  $nb^{-1}$  obtenus en 92. Les résultats de cette analyse sont montrés dans la figure 5.9. On peut voir que le comportement de  $F_2$  obtenu par la méthode mixte que nous venons de décrire et celui obtenu par une analyse faite uniquement par l'électron sont parfaitement compatibles, renforçant la validité de la mesure.

Nous observons la tendance de  $F_2$  d'augmenter fortement à petit  $x$ , comportement le mieux décrit par des paramétrisations, faisant appel à un comportement croissant de la densité des gluons à petit  $x$  comme  $MRS D^-$  [13] ou bien GRV [14].

## 5.4 Effets QCD sur la reconstruction de $y_h$

La reconstruction des variables cinématiques par le système hadronique est sensible à plusieurs effets:

- la calibration du détecteur et son efficacité de détection,
- les pertes dans le tube à vide

Puisque la mesure de l'état final hadronique fait appel à plusieurs sous-détecteurs avec des comportements différents, la structure du système hadronique influence la qualité de la reconstruction des variables cinématiques. Dans le chapitre précédent nous avons vu qu'une variation des taux de rayonnement QCD influençait l'angle du jet d'interaction: lorsque plus de masse est créée dans un événement, l'angle du jet d'interaction a tendance à être plus petit que l'angle calculé par les variables inclusives. La distribution de l'énergie hadronique va être plus vers l'avant du détecteur. Comme l'efficacité de détection du BEMC pour les hadrons est faible, cet effet du déplacement du système hadronique vers l'avant va avoir des effets positifs sur la reconstruction des variables cinématiques à grand  $y$ , donc à grand angle hadronique. Une reconstruction par les variables hadroniques sera donc possible même pour des angles hadroniques inclusifs supérieurs à  $140^\circ$ .

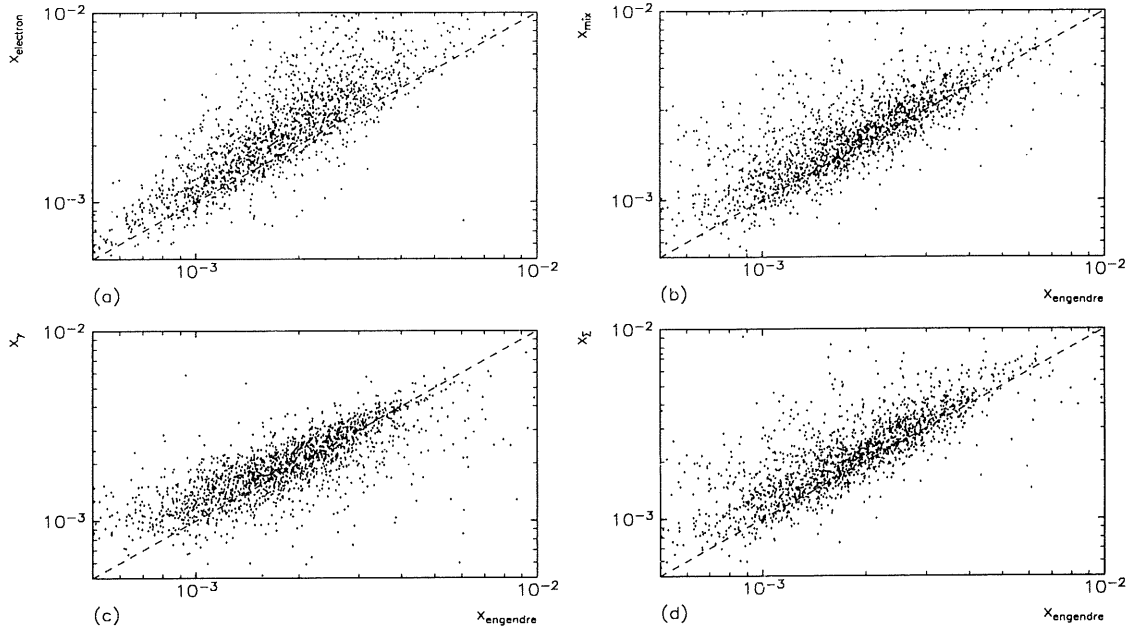


Figure 5.8: Reconstruction de  $x$  pour des événements non-radiatifs.

- (a) reconstruction par l'électron.
- (b) méthode  $x_{mix}$ .
- (c) méthode du double angle modifié.
- (d) méthode de l'énergie antilongitudinale.

Une différence du taux de rayonnement influence aussi les pertes de particules dans le tube à vide. Lorsque le taux de rayonnement initial augmente, plus de particules énergétique sont perdues dans le tube à vide. Cet effet n'influence pas beaucoup la reconstruction de  $y$ , puisque  $E - pz$  devient très petit pour des particules vers l'avant du détecteur. Par contre l'influence de pertes dans le tube à vide pour la reconstruction de  $T$  est considérable. Bien que des particules perdues soient émises à petit angle ( $\theta_{tube \text{ à vide}} < 4^\circ$ ), elles peuvent posséder de grandes énergies. La production d'impulsion transverse perdue dans le tube à vide ne provient par contre pas uniquement du rayonnement QCD. Il faut considerer aussi le moment primordial qui peut être emporté par le résidu du proton, qui ne peut pas être détecté, ainsi que des moments intrinsèques du résidu qui peuvent produire une asymétrie dans l'impulsion transverse détectée. En tenant compte de tous ces processus, on comprend mieux la mauvaise reconstruction de  $Q^2$  par le système hadronique.

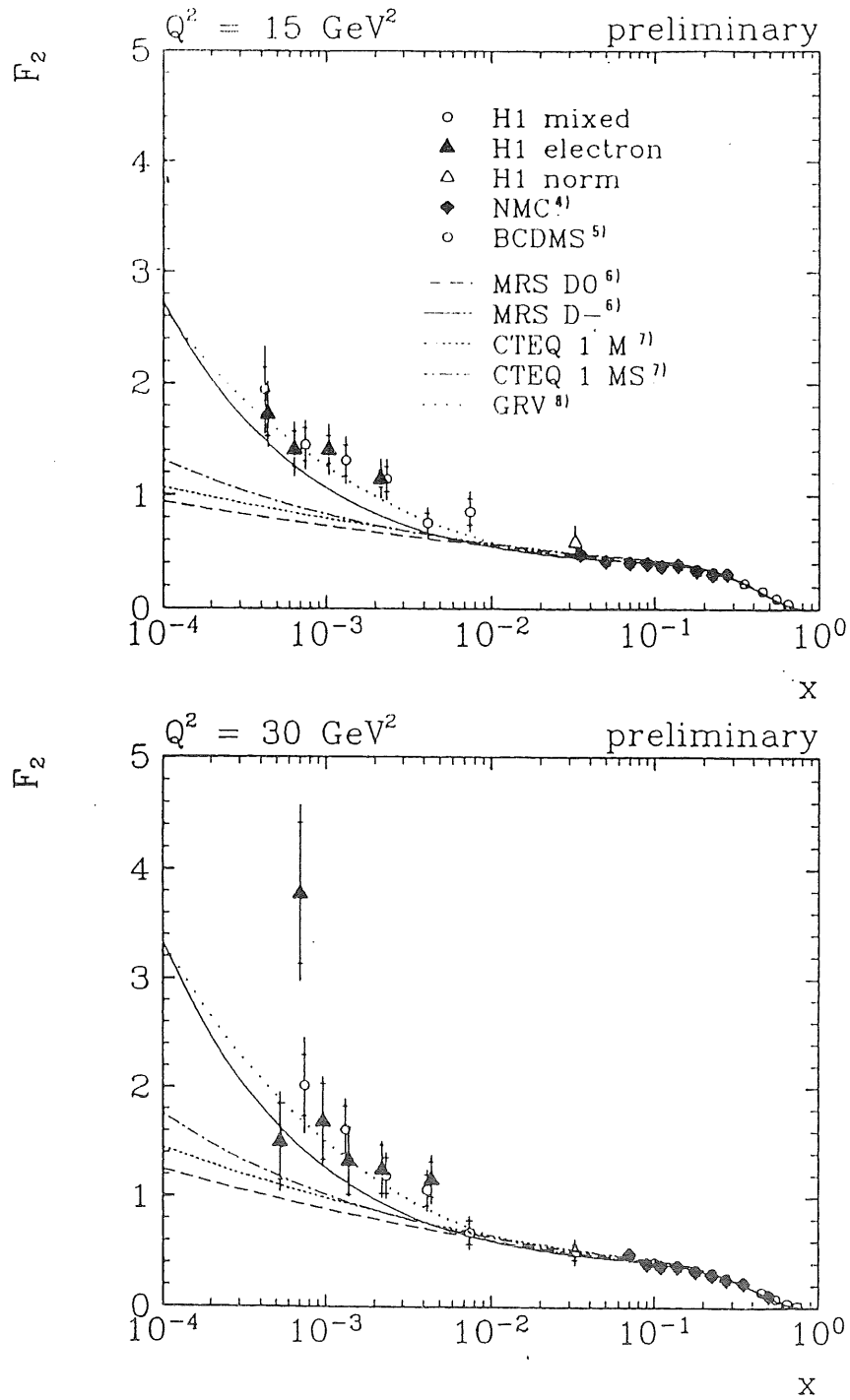


Figure 5.9: La mesure de  $F_2$  (résultats préliminaires) par la méthode  $x_{mix}, Q_e^2$  et  $x_e, Q_e^2$  Pour  $\langle Q^2 \rangle = 15 \text{ GeV}^2$  et  $\langle Q^2 \rangle = 30 \text{ GeV}^2$ .

## 5.5 Conclusion

L'emploi du système hadronique pour la détermination de la fonction de structure du proton est prometteur: une première analyse utilisant les variables  $y_\Sigma$ ,  $Q_e^2$  et  $x_{mix}$  a été présentée avec des résultats compatibles avec la méthode de l'électron lors de la mesure de  $F_2$ . Une réduction des erreurs systématiques sera obtenue par la reconstruction des variables cinématiques de manière indépendante de la radiation QED initiale. Nos études ont montré que ceci était possible avec la structure et la qualité des événements observés dans le détecteur H1.

Pour une mesure de  $F_2$  indépendante de la radiation initiale, les variables  $y_\Sigma$ ,  $Q_\Sigma^2$  et  $x_\Sigma$  définissent d'une manière cohérente la cinématique des événements. Toutes les quantités employées [ $E, \theta, \Sigma$ ] sont bien mesurées. En comparaison avec la méthode du double angle modifié, on constate un comportement de la résolution des variables cinématiques semblable. Cependant, la méthode du double angle fait appel à la variable  $T$ , l'impulsion transverse du système hadronique pour le calcul de l'angle  $\gamma$ . Comme nous avons vu,  $T$  est sensible aux pertes de particules dans le tube à vide, elles-mêmes dépendantes des différents modèles de rayonnement QCD, de la fragmentation et du comportement du résidu du proton. Pour la variable  $\Sigma$  par contre, cette dépendance est beaucoup moins forte. Ainsi l'étude des effets systématiques de  $\Sigma$  est moins dépendante des modèles employés dans la simulation que pour l'angle  $\gamma$ .

Mais au-delà de la nécessité d'une bonne connaissance de l'état final hadronique pour l'étude des effets systématiques dans la mesure de  $F_2$ , il ne faut pas oublier qu'une compréhension approfondie de l'état final hadronique observé à HERA peut nous mener à une meilleure compréhension des interactions entre quarks et gluons.

# Bibliographie

- [1] U. Bassler, G. Bernardi H1-03/93-274 (1993).
- [2] J. Kwiechcinski et al. Phys. Rev. D44 (191) 2640.
- [3] J. Kwiechcinski et al. Phys. Lett. B264 (1991) 199.
- [4] L. V. Gribov et al. Phys. Rep. 100 (1983) 1.
- [5] A.D. Martin, DTP-92/70 (1992).
- [6] A.D. Martin et al., DTP-92/16 (1992).
- [7] C. Vallée, presentation at “Rencontres de Moriond”, H1-06/93-299 (1993).
- [8] W. Hollik “Proceedings of the HERA-Workshop II” (1987) 579.
- [9] A. Blondel, F. Jaquet, Proceedings of the study of an ep facility for Europe, DESY 79/48 (1979) 391.
- [10] S. Bentvelsen et al. “Physics at HERA I” (1991) 23.
- [11] C. Hoeger, “Physics at HERA I”(1991) 43.
- [12] J. Feltesse,“ Proceedings of the HERA-Workshop I” (1987) 33.
- [13] A.D. Martin et al., DTP-92-16 (1992).
- [14] M. Glück e al. Z. Phys. C48 (1990) 471.

# Annexe A

## La mesure des traces centrales

Les traces des particules chargées peuvent être détectées grâce à leur pouvoir d'ionisation des milieux gazeux. En appliquant un champ magnétique, la trace des particules chargées devient courbée: la direction de la courbure est déterminée par la charge de la particule, c'est à dire qu'on observe une courbure gauche ou droite suivant que la particule est positive ou négative. Le rayon de courbure de la trace est proportionnel à l'impulsion de la particule pour un champ magnétique donné.

Les traces dans la partie centrale du détecteur ( $25^\circ < \theta < 155^\circ$ ) sont détectées par des chambres à dérive (cf 1.2.1):

- CJC1/CJC2 pour la détermination de la position  $r/\phi$  et une détermination grossière de  $z$
- CIZ/COZ pour la détermination précise de la position en  $z$

### A.1 Le principe d'une chambre à dérive

La figure A.1 montre la composante d'une chambre à dérive qui participe à la formation du signal [1]. Plongées dans un mélange de gaz, en général  $Ar/CO_2/CH_4$ ; dans les proportions 89 : 10 : 1, deux lignes de haute tension, la cathode (-HV1) et le fil de signal (+HV2), créent un champ électrique. Des fils de potentiel assurent deux différentes régions du champ électrique: on distingue la région de dérive entre les deux ligne de haute tension, où le champ électrique est homogène et la région d'amplification qui possède un champ radial.

Lorsque une particule chargée arrive, elle ionise le gaz. Grâce au champ électrique, les ions attirés vers la cathode se séparent des électrons, eux attirés vers l'anode qui est en même temps le fil de signal. Les électrons possèdent une vitesse de dérive quasi-constante ( $v_D \sim 50 \mu m/ns$ ): accélérés vers l'anode, ils se cognent contre des atomes et des molécules du gaz qu'ils ionisent à nouveau en perdant de l'énergie. Dans la région d'amplification par contre, l'accélération des électrons devient tellement plus forte, qu'ils produisent des avalanches d'ionisation. Les électrons issus de ces ionisations produisent un dépôt de charge mesurable sur le fil de signal.

Le temps de dérive, c'est à dire le temps entre l'interaction et l'arrivée du signal sur l'anode est donc proportionnel à la distance entre la trace de la particule ionisante et le fil. La vitesse de dérive des ions est d'environ quatre ordres de magnitude plus petit que la vitesse des électrons, ils ne sont donc pas considérés lors de la formation du signal.

Lorsque la charge arrive sur l'anode, elle se divise et se dirige vers les extrémités du fil. Suivant la loi d'Ohm, la fraction de la charge qui se dirige vers une extrémité du fil est proportionnelle à la fraction de la résistance du fil qu'elle traverse et donc à la longueur du fil traversé. La charge complète par contre, recueillie sur les deux extrémités est proportionnelle à l'impulsion et à la masse de la particule. Le premier modèle classique caractérisant la perte d'énergie des particules dans la matière a été élaboré par Bohr, [2], tandis que Bethe et Bloch y ont inclut la mécanique quantique [3]. Aujourd'hui on obtient la meilleure description des valeurs observées par le modèle de l'absorption du photon [4] (Fig. A.2).

Une chambre à dérive est constituée de plusieurs de ces unités de base. La répétition de la mesure de la position de la particule permet donc de déterminer sa trace dans la chambre.

## A.2 L'acquisition des chambres à dérive

L'acquisition du signal des chambres à dérive est illustrée sur la figure A.3 [5].

Après un temps de dérive entre  $0 - 1.5 \mu s$ , la charge est recueillie sur le fil de signal. Le fil de signal et le fil de potentiel mis à la masse constituent les entrées différentielles du préamplificateur. Le fil de signal passe d'abord par un condensateur qui filtre la haute tension constante de la variation du signal.

L'impédance d'entrée de  $200 \Omega$  du préamplificateur est un compromis entre

- une détermination optimale du temps de dérive avec une impédance d'entrée de  $\simeq 400 \Omega$ .
- l'utilisation de la méthode de "division de charge" pour la détermination de  $z$  (analyse QT), qui devient meilleure pour une impédance la plus basse possible.

Le préamplificateur livre un signal de sortie bipolaire, qui est digitalisé par les flash-ADC (convertisseur analogique-digital rapide). Les bins ont une largeur de  $96 ns$  et sont synchronisés avec la fréquence de collision. Dans chaque bin, l'impulsion analogique est traduite en information digitale sur 8 bits. La droite de charge des FADC est non-linéaire, ce qui minimise l'erreur de digitalisation pour les petites tensions d'entrée. Chaque FADC est suivi par une mémoire digitale de 256 bits, qui garde la digitalisation des dernières  $2.5 \mu s \sim 26$  collisions du faisceau.

Si le système déclenchement a donné une réponse positive, toutes les mémoires correspondant à cet événement sont lues par un "scanner", qui cherche les fils ayant enregistré un signal. Le début d'un signal est défini comme 2 bins successifs au-dessus d'un seuil, la fin du signal par 2 bins successifs en-dessous du seuil. Les adresses du début et de la fin du signal sont mises dans la mémoire du "scanner" et uniquement les bins contenant du



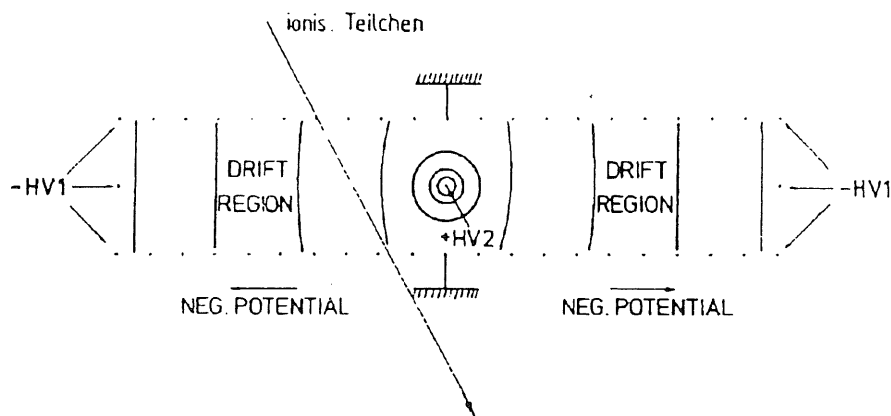


Figure A.1: L'unité minimale d'une chambre à dérive.

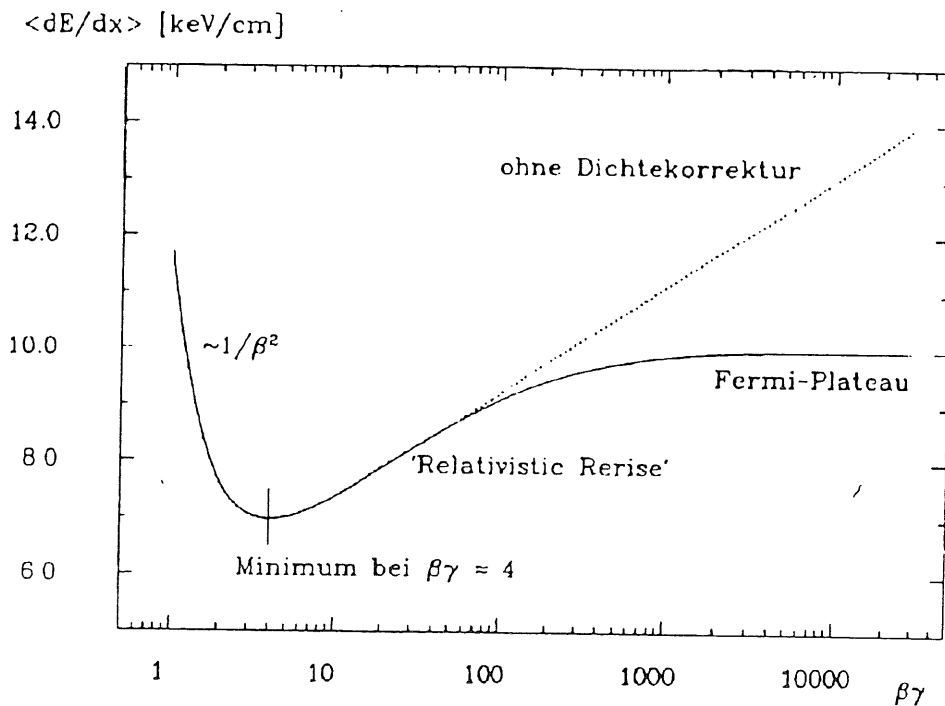


Figure A.2: La perte d'énergie d'une particule par unité de longueur en fonction du quotient impulsion/masse =  $\beta\gamma$ .

signal seront traités dans la suite. Ceci représente une première réduction des données: de 1.35 *MByte* qui représente le volume de mémoire occupé par l'information complète provenant des chambres à 4.5 *kByte* qui contiennent les adresses et la digitalisation du signal.

Une prochaine réduction des données est obtenue lors de l'analyse QT (charge et temps). Elle a pour but de déterminer le temps de début du signal et la charge recueillie à chaque extrémité du fil. L'analyse QT se fait en plusieurs pas [6]:

### 1. La linéarisation de la réponse des FADC

En vu de la non-linéarité de la droite de charge, cette procédure va rétablir à l'aide des tableaux de conversion une relation de proportionnalité entre les coups de FADC et la charge déposée.

### 2. La recherche du signal

Pour être acceptée, la pente de montée du signal dans les premiers 18 *ns* doit dépasser une certaine valeur minimale. 18 *ns* correspondent au temps de montée moyen d'un signal de 20% à 80% de son intensité. La forme de la montée du signal doit être convexe, et le rapport entre le bin maximal et le bin minimal précédent doit être supérieur à 1.3 pour permettre une bonne séparation des signaux successifs (Fig. A.4).

### 3. La détermination du pedestal

La valeur moyenne des six bins qui précèdent le signal est déterminée et soustraite dans la suite du signal.

### 4. La combinaison des signaux des 2 extrémités du fil

Les signaux a chaque extrémité sont associés, si les montées du signal à chaque extrémité du fil ne sont pas espacées de plus de deux 2 bins (2 collisions de faisceaux) ou bien les signaux se superposent entre la montée et le maximum du signal. Si uniquement une extrémité du fil porte du signal, le maximum doit être plus grand que 40 coups de FADC pour être gardé.

### 5. La détermination du temps de dérive

La meilleure détermination du temps de dérive est obtenue avec les premiers électrons qui arrivent sur le fil. Pour cela, on détermine d'abord le maximum du signal, ainsi que la pente maximale de la montée. Par interpolation linéaire, on obtient le moment où le signal est à 50% de son maximum. A partir de la valeur moyenne de la pente et du moment  $t_{50\%}$  des deux extrémités du fil, on peut calculer le moment où le signal a atteint 10% de son intensité maximale. Ce temps  $t_{10\%}$  est défini comme le temps de dérive.

### 6. La détermination de la charge totale

La durée d'un signal est de 20 bins ( $\sim 2 \mu s$ ) en moyenne. Pour obtenir la charge totale collectionnée sur le fil, on intègre le signal sur 8 bins après le moment où le signal a atteint 50% de son intensité maximale. Un intervalle d'intégration inférieur, réduit trop la précision de la mesure. Un intervalle plus grand serait trop sensible aux fluctuations à la fin du signal.

Les résultats de l'analyse QT sont stockés dans des banques avec le numéro du fil concerné et employés dans la suite pour la reconstruction des traces.

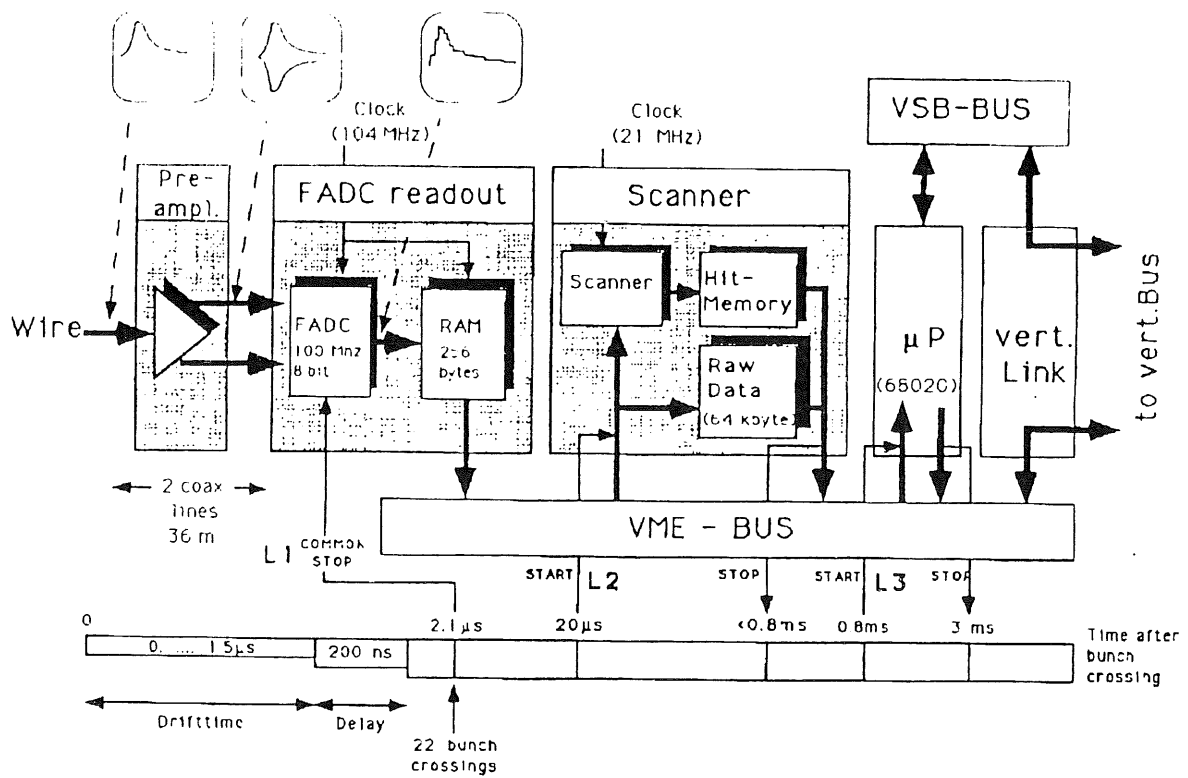


Figure A.3: L'acquisition des chambres à dérive.

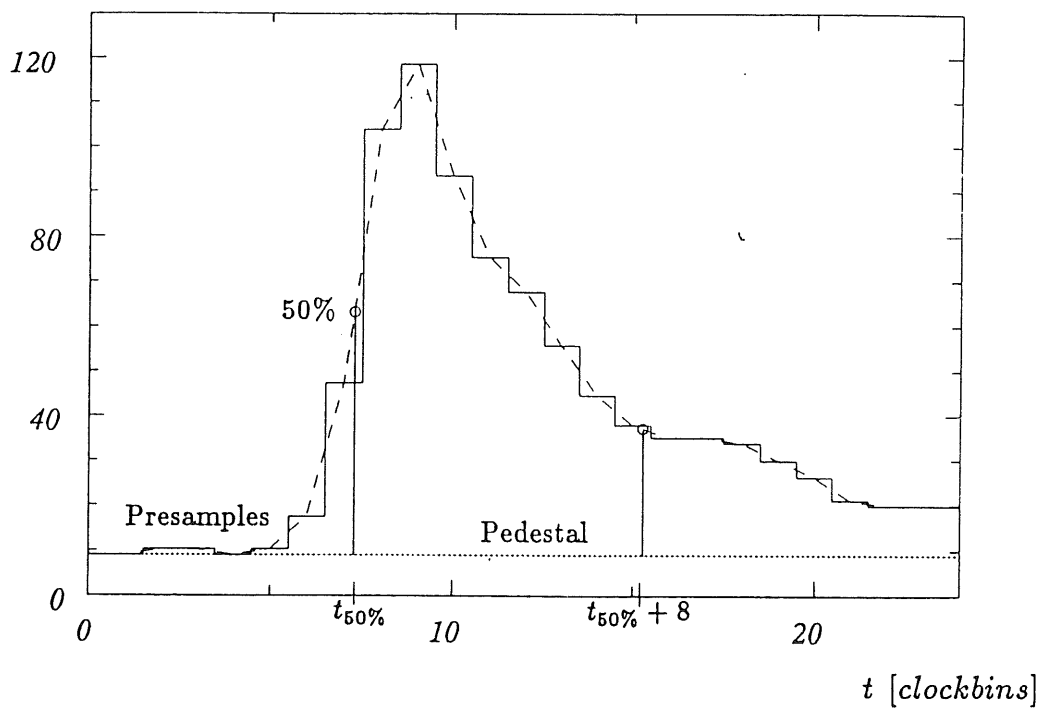


Figure A.4: Forme typique d'un signal de la chambre à dérive.

### A.3 La reconstruction des traces centrales

A partir des banques de “reponse du détecteur” (banques CRJE) qui contiennent les résultats de l’analyse QT des morceaux de trace sont reconstruits dans chaque sous-détecteur appartenant au système de mesure des traces par différents sous-programmes de H1REC (CJCREC, CIZREC, COZREC, CPCREC) [7, 8]. Ensuite un lien est créé entre les morceaux des différents sous-détecteurs pour assembler les morceaux des traces qui appartiennent à la même particule. Finalement, on fixe le vertex par un ajustement de toutes les traces reconstruites.

1. La banque de réponse du détecteur contient le numéro du fil, le temps de dérive mesuré et la charge collectionnée à chaque extrémité du fil, obtenue par l’analyse QT. Connaissant la vitesse de dérive, le décalage en temps pour chaque fil et le moment d’interaction, on peut calculer la distance de la particule par rapport au fil.
2. Ensuite on cherche des triplets de fils voisins ayant enregistré le passage d’une particule, séparément dans chaque cellule de la CJC. Une fois tous les triplets déterminés, ils seront liés entre eux en minimisant leur  $\chi^2$  par la méthode des moindres carrés. On obtient donc des chaînes de triplets ordonnées par leur longueur.
3. Après que tous ces bouts de traces dans une cellule sont déterminés, les différents morceaux sont combinés entre des cellules voisines. Pour cela, on applique une transformation des coordonnées  $r\phi$  dans le plan complexe.
4. Les traces trouvées sont ensuite extrapolées dans les autres cellules de la CJC en calculant les coordonnées attendues pour les autres points de la trace. Les points mesurés les plus proches des points extrapolés sont ensuite associés à la trace.
5. Finalement les traces trouvées dans les deux chambres CJC1 et CJC2 sont liées entre elles. Après un ajustement final, les quantités sont déterminées caractéristiques de la trace: la distance d’approche au vertex, les angles  $\phi$  et  $\theta$  et la position  $z$  de la particule issue de l’interaction ainsi que  $\kappa$  le rayon de courbure inversement proportionnel à l’impulsion de la particule.

La reconstruction dans les chambre CIZ et COZ pour la détermination de  $z$  est fait de manière semblable, mais beaucoup moins complexe: la quantité des fils touchés est de 3 (CIZ) à 4 (COZ), mais de 64 lors de la traversée totale des chambres CJC.

Pour la chambre proportionnelle arrière (BPC), la reconstruction se réduit à la détermination d’un seul point. La chambre qui contient 4 plans de fils, inclinés de  $45^\circ$  les uns par rapport aux autres, livre donc une coordonnée pour un point à partir de chaque plan. Un fil est considéré touché, si une particule passe à moins de la moitié de la distance du fil voisin. On obtient un point si au moins 3 fils touchés proviennent du même point.

## Annexe B

# La mesure de l'énergie dans le calorimètre à Argon liquide

Un calorimètre mesure l'énergie des particules chargées et neutres par absorption complète de leur énergie, contrairement au système de mesure de traces, qui ne mesure que des particules chargées mais qui perturbe peu la trajectoire d'une particule [9].

La mesure calorimétrique est surtout utilisée lorsqu'on s'intéresse aux caractéristiques inclusives, c'est à dire à la structure globale de l'événement et non pas à la reconstruction du comportement des particules uniques. Avec un calorimètre, on peut mesurer par exemple le flot d'énergie dans les différentes régions angulaires, l'énergie transverse manquante, le nombre de jets, leur énergie et leur distribution spatiale. Ce genre de mesure devient de plus en plus importante, lorsque l'énergie et la luminosité des accélérateurs augmentent, en produisant des événements avec une grande multiplicité de particules, qui rendent une mesure individuelle de chaque particule impossible.

On distingue deux principaux types de calorimètre. D'une part les calorimètres homogènes où la formation du signal et sa mesure ont lieu dans le même milieu. D'autre part, les calorimètres à échantillonnage, qui sont divisés en milieu absorbant et milieu actif. Le milieu absorbant est en général une matière dense, un métal comme le plomb, le fer, dans lequel l'interaction de la particule que l'on veut mesurer provoque des gerbes de particules. Le milieu actif, permet de mesurer une quantité proportionnelle à l'énergie contenue dans ces gerbes. Comme exemple, on peut citer le nombre de photons, produits dans un milieu scintillant, ou bien le pouvoir ionisant des particules produites dans des milieux liquides ou gazeux.

Le calorimètre de H1 est un calorimètre à échantillonnage où le milieu absorbant est constitué de plaques de plomb et d'acier dans la partie électromagnétique et hadronique respectivement, et le milieu actif d'Argon liquide.

### B.1 Le principe d'un calorimètre à Argon liquide

Dans le calorimètre à Argon liquide, on distingue deux phases lors du passage d'une particule. Premièrement l'interaction de la particule avec le milieu dense: par des interactions multiples, la particule perd son énergie en formant des gerbes de particules secondaires.

Les particules chargées produites dans ces gerbes ionisent ensuite l'Argon liquide. La quantité de charges produites est statistiquement proportionnelle à l'énergie contenue dans la gerbe.

Par rapport à leur interaction avec le milieu dense, on distingue 4 différents groupes de particules:

- les particules électromagnétiques: les photons, les électrons et les positrons
- les particules hadroniques
- les particules au minimum d'ionisation comme les muons
- les particules non-détectables, dont on connaît les neutrinos

### B.1.1 L'interaction avec le milieu dense

Dans la suite, nous allons nous intéresser particulièrement à l'interaction entre le milieu dense et les particules électromagnétiques et hadroniques, qui mène à la formation des gerbes, dont l'énergie est mesurée par le calorimètre.

### B.1.2 Les gerbes électromagnétiques

Les particules électromagnétiques interagissent dans un milieu dense par des processus QED, comme [10]:

- le Bremsstrahlung, c'est à dire le rayonnement de freinage, caractérisé par l'émission d'un photon par un électron ou un positron au voisinage d'un atome.
- la création de paires  $e^+e^-$  à partir d'un photon énergétique.
- la diffusion de Compton d'un photon sur un électron du cortège atomique, qui s'échappe ensuite du cortège.
- l'effet photoélectrique, ce qui veut dire la libération d'un électron du cortège atomique par l'absorption d'un photon.
- l'ionisation du milieu par la diffusion d'électrons et de positrons sur les électrons du cortège. La recombinaison des atomes est en général accompagnée par l'émission de photons.

L'importance relative de ces différents processus dépend de l'impulsion de la particule et de la densité du matériau qu'elle traverse (Fig. B.1)

Pour des particules à grande énergie, les processus comme la création des paires ou le rayonnement de freinage sont favorisés, c'est à dire des processus qui créent de nouvelles particules. A faible énergie, les processus comme l'effet photoélectrique et l'ionisation du milieu sont prépondérants. Lors de ces processus, il n'y a pas création de particules: les photons sont absorbés et les électrons arrêtés par la perte de leur énergie lors de l'ionisation. En fonction de la densité du matériau traversé, les proportions de la création

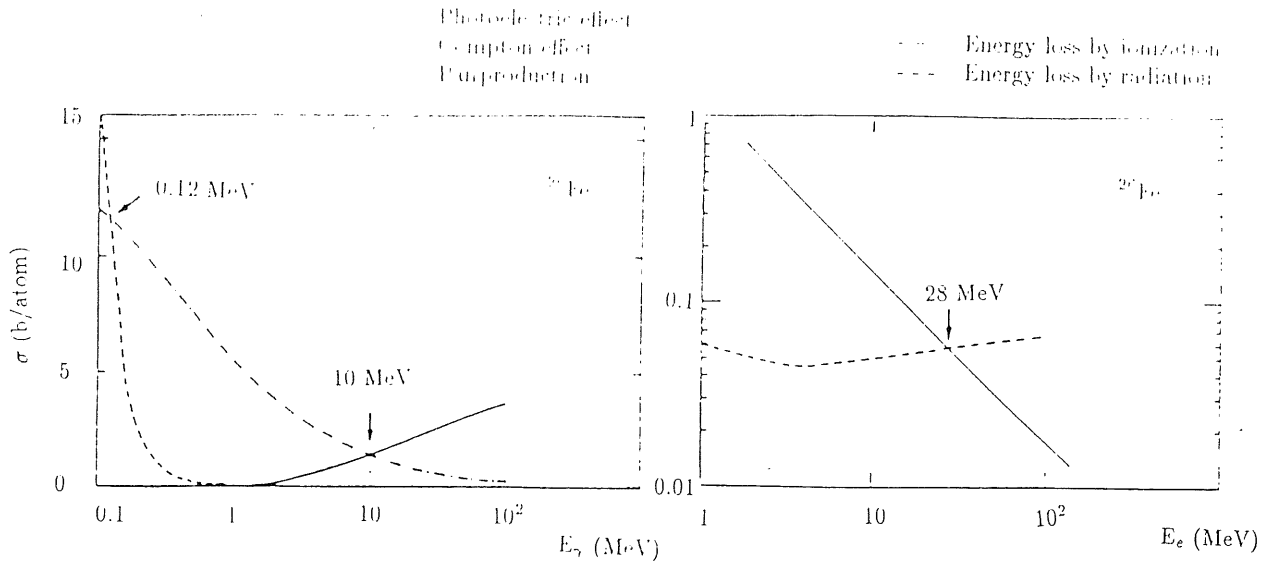


Figure B.1: Importance des sections efficaces des différents processus (cf texte) des électrons et des photons dans le fer.

de particules peuvent être favorisées: plus grand est le nombre atomique du matériau, plus les processus de création de particules ont lieu. La gerbe se produit donc plus rapidement, ce qui se traduit par des épaisseurs moins importantes pour le milieu absorbant.

Le développement d'une gerbe commence donc par une phase où le nombre de particules créées augmente très vite, jusqu'à ce que toutes ces particules possèdent des énergies en-dessous du seuil critique de création. En-dessous de ce seuil, les particules sont arrêtées au fur et à mesure dans le matériau.

Les quantités utilisées pour caractériser une gerbe [9] sont la longueur de radiation  $X_0$  pour l'étendue longitudinale et le rayon de Molière pour son étendue latérale. Comme le développement longitudinal d'une gerbe est gouverné par les processus de Bremsstrahlung, on définit une longueur de radiation, comme la distance après laquelle un électron a perdu environ  $2/3$  de son énergie par Bremsstrahlung. Il faut remarquer que  $X_0$  est défini d'une manière indépendante du matériau traversé, mais que sa longueur métrique varie d'un matériau à l'autre. Le maximum de l'énergie d'une gerbe électromagnétique est déposé après environ 5 longueur de radiation. Le rayon de Molière  $R_M$  décrit le rayon latérale de la gerbe. Il est défini de telle sorte qu'en moyenne 90% de l'énergie d'une gerbe se trouve à l'intérieur d'un rayon de Molière.

### B.1.3 Les gerbes hadroniques

Pour la formation de gerbes par des particules hadroniques, il faut tenir compte en plus des interactions entre les hadrons et les noyaux du milieu absorbant, ce qui rend la formation des gerbes plus complexes [11]. Par des réactions intranucléaires (réactions de spallation),

le hadron pénètre dans le noyau d'un atome du milieu absorbant. Il cède une partie de son énergie aux nucléons, qui s'échappent ensuite du noyau. Ces nucléons vont à leur tour recommencer le même processus lorsqu'ils rencontrent à nouveau un noyau. Les réactions intranucléaires nécessitent un grand transfert d'énergie et se produisent donc au début de la formation de la gerbe.

Parmi les particules produites lors de ces processus, on trouve soit des mésons chargés qui vont réagir avec d'autres noyaux ou se désintégrer en muons et neutrinos, soit des mésons neutres qui se désintègrent en photon suivi de la formation d'une gerbe électromagnétique. Les noyaux ayant subi des réactions de spallation sont dans un état excité. Ils se stabilisent par émission de nucléons, essentiellement des neutrons, et se désexcitent par l'émission de photons. Les neutrons ainsi émis perdent leur énergie par d'autres réactions nucléaires jusqu'à ce que leur énergie soit suffisamment faible et qu'ils soient absorbés par un noyau qui va émettre du rayonnement pour se désexciter. Les autres particules produites en-dessus du seuil de réactions nucléaires sont très vite absorbées en ionisant le milieu.

Contrairement à la production de gerbes électromagnétiques, toute l'énergie de l'hadron incident n'est pas déposée d'une manière mesurable dans le milieu. Une partie de l'énergie est perdue dans l'énergie de liaison des nucléons à l'intérieur des noyaux. D'autre part, les muons et les neutrinos, issus de la désintégration des mésons chargés, échappent à la détection. Cet effet peut être compensé soit par le choix des matériaux du calorimètre [12], soit par une pondération de la réponse hadronique lors de la reconstruction.

La différence entre la formation des gerbes électromagnétiques et hadroniques se reflète dans leur étendue longitudinale et latérale: bien que leur profil soit semblable, les gerbes hadroniques sont plus longues et plus larges que les gerbes électromagnétiques.

#### B.1.4 L'interaction avec le milieu actif

La formation du signal dans l'Argon liquide est basée sur l'ionisation de l'Argon par les particules chargées. Une cellule d'échantillonnage contient de l'Argon liquide entre deux plaques de haute tension (Fig. B.2).

Lorsqu'une particule chargée passe, l'Argon est ionisé. Sous l'effet du champ électrique, les électrons dérivent vers l'anode, et y déposent leur charge. Pendant le temps de leur dérive, un courant est induit dans le circuit externe, amplifié et mesuré. Le signal enregistré dépend surtout du nombre d'électrons produits dans la gerbe. La fluctuation sur ce nombre détermine, pour une partie, la résolution du calorimètre. En effet, la résolution est proportionnelle à la fluctuation statistique du nombre de particules produites  $\sigma_E/E \propto 1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{E}$ . Le facteur de proportionnalité entre le nombre de particules et l'énergie déposée dans le matériau absorbeur dépend du matériau de l'absorbeur et de la relation entre l'épaisseur de la partie absorbante et du milieu actif. Le rôle de la calibration consiste ensuite à établir la relation entre le signal enregistré et l'énergie absorbée [13].

Les fluctuations sur la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques sont petites, car quasiment toute l'énergie de la particule incidente est contenue dans la gerbe. La résolution que l'on obtient pour la mesure de l'énergie d'une particule électromagnétique



est de  $\sigma_E/E = 11.9\% \pm .08/\sqrt{E}$ , la résolution obtenue par des considérations théoriques est de  $\sigma_E/E = 10.4\%/\sqrt{E}$  [14].

La mesure des gerbes hadroniques est soumise à des fluctuations plus importantes, car aux fluctuations du nombre de particules dans les gerbes électromagnétiques, se rajoute les fluctuations sur l'énergie invisible. Par conséquent, la résolution sur la mesure de l'énergie d'une gerbe hadronique est beaucoup moins bonne. La valeur mesurée est de  $\sigma_E/E = 46.1\% \pm .7/\sqrt{E}$  [14].

La fraction d'énergie non-observable a encore une autre conséquence: pour une particule hadronique de même énergie qu'une particule électromagnétique, l'énergie mesurée va être plus petite. Pour H1, cet effet est corrigé dans la reconstruction par une pondération de la réponse hadronique après avoir déterminé le facteur de correction par la mesure de la réponse du calorimètre à des électrons et de pions d'énergies connues.

## B.2 L'acquisition du calorimètre

Les contraintes imposées pour l'acquisition du calorimètre proviennent surtout de la grande fréquence de collision des faisceaux et de l'important taux de bruit de fond. Les différentes étapes de l'acquisition sont illustrées sur la figure B.3 [15].

Après la formation du signal dans les cellules de l'Argon liquide, il est mis en forme bipolaire par des circuits intégrateurs/dérivateurs. La durée de la formation du signal en ce cas est dominée par l'électronique de la mise en forme. Bien que la dérive de la charge dans l'Argon liquide ne dure que quelques nanosecondes, la mise en forme du signal se termine après  $\sim 300$  ns, ce qui correspond à 28 collisions de faisceaux. Ce temps a été choisi d'après deux critères: il fallait être assez court pour limiter la sensibilité au bruit de fond par des effets d'empilement, mais suffisamment long pour permettre une mesure précise. En outre, il faut que le système de déclenchement ait eu le temps de prendre une décision avant que le signal ait atteint son maximum, car il doit être retenu sur les échantillonneurs-bloqueurs, lorsqu'il est maximal.

Si la décision du système de déclenchement a été positive, le contenu des échantillonneurs-bloqueurs est amplifié et digitalisé par les convertisseurs analogiques-numériques (ADC). Pour les calorimètres c'est essentiellement le temps de la digitalisation qui détermine le temps mort du détecteur.

Les signaux produits par les ADC sont ensuite lus par le processeur de signal digital (DSP). Ils ont la fonction de supprimer tous les signaux dont la valeur absolue est inférieure au seuil fixé. Ceci implique que l'on garde aussi des cellules avec un signal négatif, qui vont statistiquement compenser des cellules de bruit positif. La deuxième fonction des DSP est d'effectuer la calibration de chaque canal, suivant qu'il s'agit d'un canal électromagnétique ou hadronique en tenant compte de l'électronique qui lui est associé.

Cette calibration livre donc la charge collectionnée dans chaque canal de lecture, qui est l'information de base pour la reconstruction de l'énergie déposée dans le calorimètre. La quantité de charge déposée dans un canal se mesure en picoCoulomb.

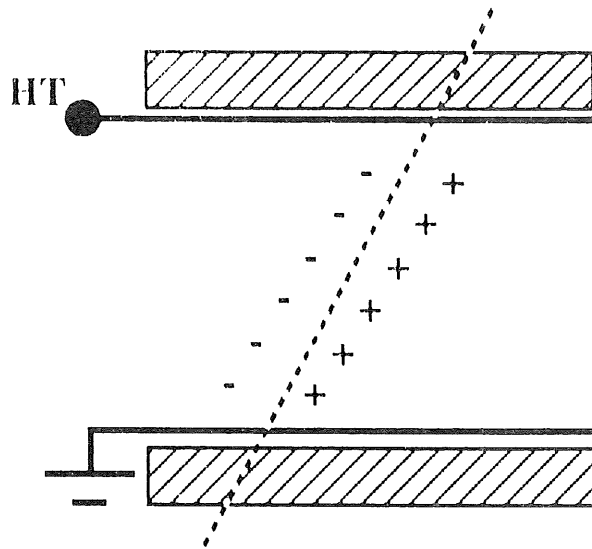


Figure B.2: Schéma d'une cellule d'échantillonnage dans l'Argon liquide.

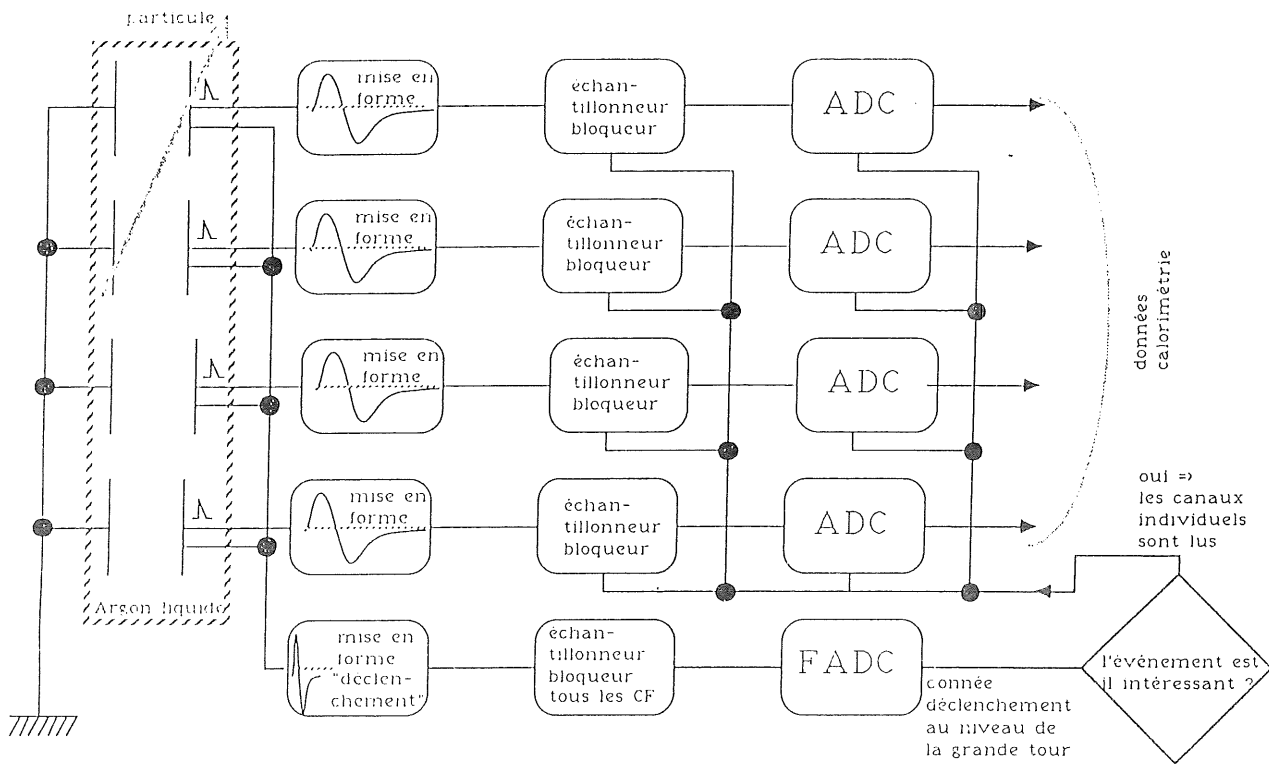


Figure B.3: La chaîne d'acquisition des calorimètres.

## B.3 La reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie mesurée dans le calorimètre implique plusieurs procédures. Elle comprend d'une part, la transformation de la charge collectionnée en énergie, différents niveaux de suppression de bruit, la pondération de la mesure hadronique ainsi que le regroupement de l'énergie déposée dans les différentes cellules en amas d'énergie. Dans la suite nous allons détailler ces différentes parties de la reconstruction calorimétrique.

### B.3.1 La transformation de la charge mesurée en énergie

L'information fournie par le système d'acquisition est la charge induite dans les cellules du calorimètre après avoir converti le signal digitalisé par les ADC en charge collectionnée dans un canal de lecture (appelé cellule par la suite). Le module ASCALE [16, 17] du programme de reconstruction va nous donner l'énergie correspondante, déposée dans le calorimètre par l'application des constantes de calibration, déterminée lors des tests des différents modules du calorimètre au CERN [18, 19].

Aux constantes de calibration s'ajoute des corrections dues à la forme des cellules. Au milieu d'un module du calorimètre, les cellules de formation du signal, regroupées en canaux de lecture forment des parallélépipèdes réguliers, ce qui n'est pas le cas pour celles aux bords d'un module.

Ensuite une première coupure pour supprimer le bruit de fond électronique est appliquée (topological noise cut). D'abord, uniquement les cellules avec un signal supérieur à  $4\sigma$  de la distribution du bruit électronique sont gardées. Parmi les 26 voisins de ces cellules, on ne garde que les cellules qui ont un dépôt d'énergie  $> \pm 2\sigma$ . Toutes les autres cellules ne sont pas considérées. Si parmi les voisins de la cellule à  $4\sigma$  se trouvent des canaux morts, on applique une correction.

Finalement on considère la pureté de l'Argon: des impuretés, comme de l'Oxygène par exemple, diminuent la réponse du calorimètre. Le taux d'impureté est déterminé continuellement, ce qui permet de corriger ces effets pour des données prises dans les différentes périodes.

### B.3.2 Le regroupement en amas de cellules

Par des procédures de "clustering", des cellules qui contiennent un dépôt d'énergie sont regroupées en "amas" (cluster) [20]. Ce regroupement a pour but d'associer un amas de cellules à la gerbe d'une particule et éventuellement d'identifier la nature de la particule par la forme de l'amas. La séparation en amas électromagnétiques et amas hadroniques est essentielle pour un calorimètre non-compensé: suivant la classification de l'amas l'énergie va être pondérée ou non.

Dans un premier temps, les cellules sont regroupées en amas à 2 dimensions. Pour cela toutes les cellules voisines sont regroupées en amas. Ensuite on recherche des "sous-amas" dans ces premiers amas trouvés. Ce raffinement des premières structures grossières est important pour l'identification des particules qui sont proches entre elles.

Pour la recherche des “sous-amas”, on ordonne d’abord les cellules dans les amas par leur énergie. La cellule la plus énergétique est considérée comme la “graine” (seed) pour l’amas en question. Ensuite toute cellule au dessus d’un certain seuil ( $n_s \sigma_{cell}$ ) est un candidat potentiel pour être “graine” d’un deuxième amas, mais plusieurs critères doivent être vérifiés avant qu’on divise l’amas en deux. Un candidat est rejeté, si

- une cellule voisine contient plus d’énergie
- ce candidat ne possède pas significativement plus d’énergie qu’une cellule voisine déjà associée à un “graine”, qui est donc plus fort en énergie que le candidat
- ce candidat est entouré d’un certain nombre de cellules avec une énergie comparable
- ce candidat est au bord du cluster 2D, ce qui veut dire qu’il n’a pas plus de deux cellules voisines, et l’énergie de l’une d’elles est comparable à la sienne

Ayant défini ainsi toutes les graines qui peuvent être à l’origine d’un amas, les cellules voisines lui sont immédiatement associées. Ensuite toute cellule est associée au même amas que sa voisine la plus énergétique. Toutes les cellules sans cellule voisine dans ces nouveaux amas formés, sont associées à l’amas géométriquement le plus proche.

A partir des amas bidimensionnels, on forme maintenant les amas en 3 dimensions: Dans chaque module du calorimètre, les amas sont projetés dans le plan  $\theta, \phi$ . Dans ce plan, les amas sont représentés par des ellipses, dont le centre est le barycentre en énergie et les axes principaux définis par la dispersion de l’énergie en  $\theta$  et  $\phi$  (Fig. B.4)

Pour décider si deux amas bidimensionnels appartiennent au même amas en trois dimensions, on calcule le “paramètre de superposition”  $T$ , qui est défini par

$$T = \frac{d(1) + d(2)}{d(3)} \quad (\text{B.1})$$

- $d(1)$  = la distance entre le barycentre de l’amas 1 et son rayon selon la droite qui lie les deux barycentres
- $d(2)$  = la même distance pour l’amas 2
- $d(3)$  = la distance entre les deux barycentres

Pour le calcul des paramètres de superposition, les amas sont ordonnés suivant les différentes couches d’un module du calorimètre. Pour un amas donné, on calcule les paramètres de superposition pour tous les voisins de la couche en-dessous ou en-dessus, et on garde les voisins les plus proches. Ensuite on forme des ensembles d’amas de couches voisines dont la relation “être le plus proche voisin” est biunivoque et leur paramètre de superposition en-dessus d’un certain seuil. Les amas ainsi associés forment “la chaîne principale”. Les amas non associés de cette manière sont associés à la chaîne principale qui contient leur voisin le plus proche (Fig. B.5)

La même procédure est ensuite appliquée aux autres directions du calorimètre: les modules dans un octant, les octants entre eux, tout en gardant séparées la partie électromagnétique du calorimètre de la partie hadronique. Ceci permet dans la suite de pouvoir différencier entre amas électromagnétiques et amas hadroniques.

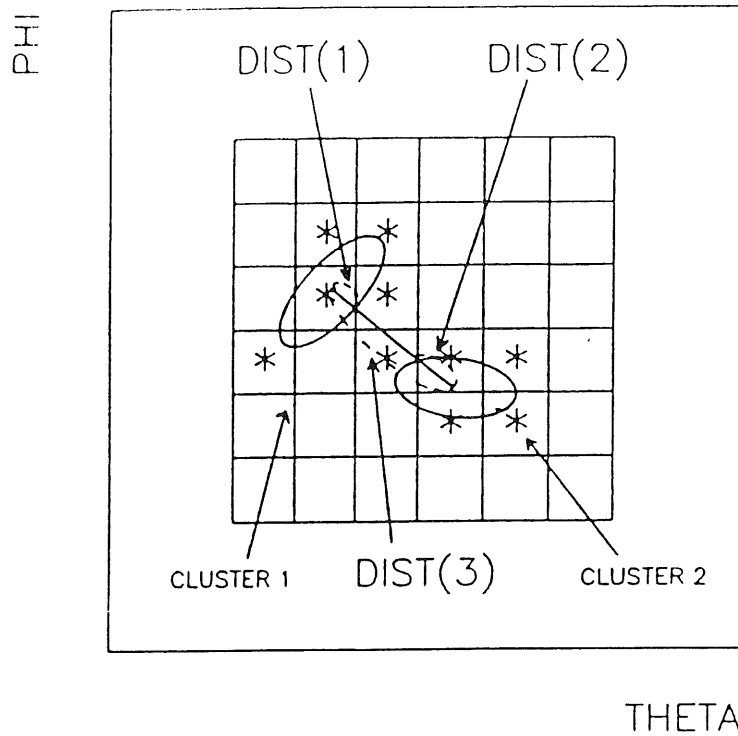


Figure B.4: Projection des amas 2D d'un module dans le plan  $\theta, \phi$ .

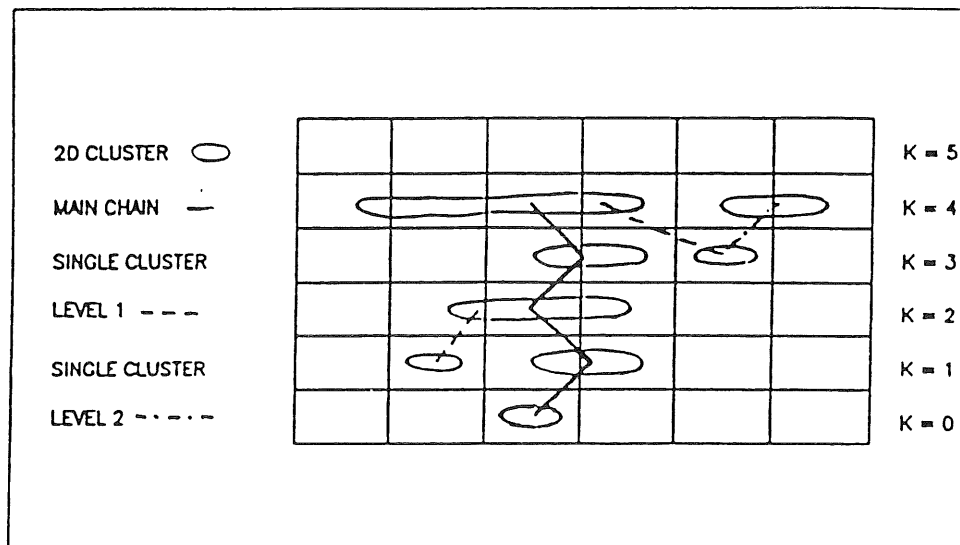


Figure B.5: Association des amas 2D en amas 3D dans un module du calorimètre.

Parmi les amas de la partie électromagnétique on cherche ensuite des amas qui peuvent être considérés comme candidats d'électron. Pour cela, on utilise les estimateurs, tel que l'énergie de l'amas dans la première couche du calorimètre et l'énergie des 4 cellules les plus énergétiques par rapport à l'énergie totale de l'amas. Des amas en dehors de  $\pm 2.5^\circ$  d'un crack en  $\phi$ , dont la valeur de ces estimateurs dépasse un certain seuil sont gardés dans la banque finale des amas. Pour les autres, on vérifie les éventuels liens avec des amas hadroniques. Tout amas qui possède de l'énergie dans la partie hadronique du calorimètre est considéré comme amas hadronique, les autres sont classifiés comme amas électromagnétiques.

### B.3.3 La pondération en énergie

Nous avons vu que la réponse du calorimètre n'est pas la même suivant que la particule incidente est une particule "électromagnétique" ou un hadron (cf B.2): l'énergie mesurée pour un hadron est plus petite que l'énergie mesurée pour une particule électromagnétique.

Les constantes de calibration sont déterminées de manière à ce que l'énergie mesurée d'une particule électromagnétique corresponde à son énergie incidente. Pour compenser l'énergie hadronique non-mesurée, on doit appliquer un facteur de pondération aux amas hadroniques [21].

A cet effet, on détermine la "fonction de pondération" pour chaque canal du calorimètre. Elle est déterminée soit par simulation, soit par mesure, en comparant l'énergie déposée pour un électron à différentes énergies initiales par rapport à l'énergie déposée d'un pion ayant la même énergie.

La pondération nécessite la classification des amas. Pour cela, uniquement des amas au dessus d'un certain seuil de bruit [22] ("clusters proéminents") sont considérés. Ensuite on distingue entre

- les amas électromagnétiques, dont l'énergie doit être supérieure à 1 *GeV* et qui ne contiennent que des cellules de la partie électromagnétique du calorimètre.
- des amas hadroniques, qui sont définis comme tout amas non-électromagnétique d'une énergie supérieure à 1 *GeV*, ou bien lorsque leur énergie est inférieure à 1 *GeV* des conditions supplémentaires dépendant de la localisation de l'amas doivent être remplies.
- les amas "mous", c'est à dire tous les amas d'énergie inférieure à 1 *GeV*, qui n'ont pas été classés comme amas hadroniques.

A partir de cette classification, on définit des "objets hadroniques" qui contiennent toutes les cellules d'un amas hadroniques, mais aussi des cellules qui se trouvent en dehors d'un tel amas lorsqu'ils se trouvent dans un tube autour de l'amas hadronique. Ce tube est défini avec un rayon de 50 *cm* dans la partie hadronique du calorimètre et dans les deux dernières couches de la partie électromagnétique et d'un rayon de 25 *cm* dans les restes du calorimètre électromagnétique.

Ensuite la fonction de pondération est appliquée uniquement à ces objets.

### B.3.4 La suppression du bruit ETNS

ETNS (Event Topology dependent Noise Suppression) [22] est une méthode de suppression de bruit qui tient compte de la topologie des événements. Suivant le dépôt de l'énergie dans le calorimètre, différentes régions ne sont pas prises en compte.

Chaque cellule qui contient de l'énergie est classée en cellule de bruit ou bien en cellule de signal. Les critères pour qu'une cellule soit prise en compte sont:

- la cellule se trouve dans les deux premières couches de la partie électromagnétique
- la cellule fait partie d'un "cluster proéminent" (cf B.3.3)
- la cellule se trouve dans un tube de 50 *cm* autour d'un amas hadronique
- la cellule se trouve dans un tube de 50 *cm* dans la partie électromagnétique et la première couche hadronique dans le cas des autres amas "proéminents"

Toutes les autres parties du calorimètre ne sont pas prises en compte. Cette méthode a surtout pour effet, d'exclure de grandes parties du calorimètre hadronique, où les problèmes de bruit ont été très importants.

# Bibliographie

- [1] K. Kleinknecht, "Detectoren für Teilchenstrahlung" Teubner (1987).
- [2] N. Bohr, Philos. Mag. 25 (1913) 10.
- [3] F. Bloch, Ann. Phys. 5, 16 (1933).
- [4] W.W.M. Allison, J.H. Copp Ann.rew.nucl.part.sci 30 (1980) 253.
- [5] P. Steffen et al., Nucl. Inst. Meth. (1992).
- [6] S. Prell, DESY FH1T-92-04 (1992).
- [7] V. Blobel et al., H1-Software-Note 30-03/92 (1992).
- [8] G. Bernardi, H1-Software-Note 34-06/92 (1992).
- [9] R. Fernow, "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge University Press (1986).
- [10] R. Wigmans, NIKHEF-H/87-12 (1987).
- [11] R. Wigmans, Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 389.
- [12] R. Wigmans, "Advances in Hadronic Calorimetric"
- [13] U. Amaldi, CERN-EP/80-212 (1980).
- [14] W. Hildesheim, thèse Université Paris (1993).
- [15] N. Huot, thèse, Université Paris (1992).
- [16] G. Bernardi et al. H1-Software-Note 14-12/90 (1990).
- [17] H. Kuester H1-Software-Note 24-08/91 (1991).
- [18] J. Gayler et al., H1-note 04/91-171 (1991).
- [19] P. Hartz, H. Kolanoski, H1-note 09/92-241 (1992).
- [20] L. Görlich H.P. Wellisch, H1-Note 12/91-204
- [21] P. Loch, thèse, Universität Hamburg, H1-Note 10/92-253 (1992).
- [22] V. Shekelyan, Minutes FLOW 06-92 (1992).



# Résumé

La structure des événements de la diffusion profondément inélastique à HERA permet une observation détaillée de l'état final hadronique dans le référentiel du laboratoire. Dans cette thèse, nous présentons d'abord différentes méthodes de reconstruction de l'énergie hadronique pour le détecteur H1, en combinant en particulier la mesure calorimétrique avec la mesure des traces chargées. De telles méthodes, appliquées aux événements à faible moment de transfert réduisent le biais sur le rapport entre l'impulsion transversale de l'état final hadronique et de l'électron diffusé de  $-15\%$  à  $-3\%$ .

Utilisant ces techniques de reconstruction hadronique, nous étudions un lot de 351 événements de la diffusion profondément inélastique collectés pendant la première prise de données de H1 en 1992, possédant un angle hadronique entre 90 et 140 degrés. Par l'introduction du formalisme de l'angle et de l'impulsion réduite, nous comparons l'impulsion et l'angle du jet d'interaction avec les prédictions pour le quark diffusé dans le modèle naïf des partons. Dans le plan transversal à l'axe du faisceau, nous définissons l'énergie et l'impulsion de l'état final hadronique, orthogonales à la direction de l'électron diffusé. Ceci nous permet d'étudier les effets du rayonnement QCD final et initial. La mesure de l'énergie transversale orthogonale du jet d'interaction indique une légère augmentation du rayonnement QCD final en fonction du moment de transfert et de la masse invariante de l'état final hadronique. Nous montrons ensuite comment l'impulsion transversale orthogonale mesurée à l'avant du détecteur (i.e. dans la direction des protons incidents) est une observation directe du rayonnement QCD initial.

Nous concluons ce travail en indiquant quelques perspectives ouvertes par l'emploi de l'état final hadronique pour la mesure des fonctions de structure du proton. Nous introduisons alors une nouvelle méthode de reconstruction des variables cinématiques indépendantes de l'énergie initiale de l'électron, ce qui permet de réduire les corrections radiatives sur cette mesure. Cette méthode a aussi pour avantage d'être peu sensible aux fluctuations de la mesure hadronique en particulier à petit  $x_{Bjorken}$ .

# Abstract

The structure of deep inelastic scattering (d.i.s.) events at HERA allows us to observe in detail the hadronic final state in the laboratory frame. At the beginning of this thesis we present different methods to reconstruct the hadronic final state in the H1 detector, which combines the calorimetric measurement with the measurement of charged tracks. By applying these methods on d.i.s. events of low transfer momentum we reduce the bias on the ratio between the transverse momenta of the hadronic final state and of the scattered electron from  $-18\%$  to  $-4\%$ .

With these techniques of hadronic reconstruction we studied the low transfer momentum d.i.s. sample, containing 351 events from the first data taking of H1 in 1992 having an hadronic angle between 90 and 140 degrees. After defining the formalism of inclusive hadronic angle and momentum, we compare the angle and the momentum of the current jet with the predictions for the struck quark in the naive parton model. In the plane transverse to the beam axis, we define the energy and the momentum of the hadronic final state orthogonal to the direction of the scattered electron, which allows us to study the effects of QCD radiation. The measurement of the transverse orthogonal energy of the current jet shows a small increase of “final” QCD radiation with increasing momentum transfer and increasing invariant mass of the hadronic final state. We then show that the transverse orthogonal momentum measured in the forward part of the detector (i.e. in the direction of the incident proton) is a direct observation of “initial” state QCD radiation.

We conclude this work by describing some possibilities given by the use of the hadronic final state for the measurement of the proton structure functions. We introduce a new method for the reconstruction of the kinematical variables which is independent of the energy of the initial electron, thus reducing the influence of radiative corrections on this measurement. This method has the important experimental advantage to be rather insensitive to the fluctuations of the hadronic measurement especially at low  $x_{Bjorken}$ .