

UNIVERSITE LIBRE DE BRUXELLES

FACULTE DES SCIENCES

**Production diffractive de mésons  $\rho$   
à grand  $Q^2$ , avec le détecteur H1**

Mémoire présenté en vue de  
l'obtention du grade de licencié en  
sciences physiques

Année académique 1993 -1994

**Barbara CLERBAUX.**

# TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1: LE COLLISIONNEUR HERA ET LE DETECTEUR H1.....	3
1.1 Caractéristiques générales de l'accélérateur HERA.....	3
1.2 Le détecteur H1 .....	5
1.2.1 Aperçu général du détecteur.....	5
1.2.2 Le système de détection des traces .....	8
1.2.3 Les calorimètres .....	10
1.2.4 Système de luminosité .....	14
1.3 Le calorimètre à argon liquide: réponse du détecteur et reconstruction du signal .....	15
CHAPITRE 2: INTERACTIONS DIFFRACTIVES ET MODELE A DOMINANCE MESOVECTORIELLE.....	18
2.1 Interactions diffractives de hadrons .....	18
2.2 Comportement hadronique du photon et modèle à dominance mésovectorielle .....	20
2.2.1 Analogie photon-hadron.....	21
2.2.2 Composante hadronique du photon .....	21
2.3 Production diffractive de mésons vecteurs .....	23
2.4 Remarque sur la structure du pomeron .....	25
CHAPITRE 3: SIMULATION DE LA PRODUCTION DIFFRACTIVE DE MESONS $\rho$ A HERA .....	27
3.1 Cinématique à HERA .....	27
3.2 Production et désintégration de mésons $\rho$ .....	31
3.3 Section efficace de production quasi-élastique de méson $\rho$ .....	33
3.4 Simulation par Monte-Carlo.....	35
3.4.1 Simulation des variables cinématiques.....	36

3.4.2 Simulation des conditions expérimentales: résolution et géométrie du détecteur.....	37
<b>CHAPITRE 4: OBSERVATION DE LA PRODUCTION DIFFRACTIVE DE MESONS <math>\rho</math></b> .....	<b>40</b>
4.1 Etude préliminaire: signal d'interactions diffractives à H1 et réponse du calorimètre à argon liquide .....	40
4.1.1 Sélection des événements.....	41
4.1.2 Dépendance du signal diffractif en fonction de l'énergie des amas considérés. ....	41
4.2 Production diffractive de mésons $\rho$ : sélection des événements .....	44
4.2.1 Evénements à grand $Q^2$ .....	44
4.2.2 Première sélection des événements à deux traces.....	45
4.2.3 Evénements diffractifs à deux traces .....	45
4.2.4 Echantillon final .....	46
4.3 Extraction du signal et section efficace.....	50
4.3.1 Section efficace estimée par la simulation Monte-Carlo.....	53
4.4 Conclusions.....	54
<b>CHAPITRE 5: DISTRIBUTIONS DIFFERENTIELLES</b> .....	<b>55</b>
5.1 Variables cinématiques.....	55
5.2 Résultats concernant l'électron diffusé.....	60
5.3 Résultats concernant le méson $\rho$ produit .....	64
5.4 Distribution de la variable $\cos\theta^*$ .....	67
5.5 Conclusions.....	68
<b>CONCLUSIONS</b> .....	<b>70</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> .....	<b>72</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>73</b>

# INTRODUCTION

Un des buts poursuivis par la physique des hautes énergies est la connaissance des composants ultimes de la matière. De nombreux progrès ont été réalisés durant ces dernières décennies dans ce domaine. Une série de découvertes expérimentales ont mis en évidence la structure de la matière subnucléaire, composée de quarks et de gluons. Tout récemment encore le sixième quark ( $t$ ) a été découvert au collisionneur  $p\bar{p}$  du laboratoire Fermilab près de Chicago.

Un moyen d'étudier la structure de la matière subnucléaire est la diffusion profondément inélastique des leptons sur nucléons. Cette étude constitue le but principal des expériences menées auprès du collisionneur électron-proton HERA, mis en fonctionnement fin 1991, sur le site de DESY (Hambourg). La prise de données par les deux expériences H1 et ZEUS a débuté en 1992. Notre présent travail se déroule dans le cadre de l'expérience H1 et notre analyse porte sur les données récoltées en 1993.

A HERA, les fonctions de structure du proton peuvent être déterminées dans un nouveau domaine cinématique. En effet, par rapport aux interactions sur cible fixe, le collisionneur (e-p) HERA dont l'énergie des faisceaux est de 30 GeV pour les électrons et de 820 GeV pour les protons permet d'étendre le domaine d'observation des diffusions profondément inélastiques de deux ordres de grandeur vers les petites valeurs de  $x$  ( $x_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ ) et les grandes valeurs de  $Q^2$  ( $Q^2_{\max} \approx 40\,000 \text{ GeV}^2$ ).

De nombreux autres sujets de recherche sont développés à HERA notamment l'étude des interactions à petit  $Q^2$  (photoproduction), la recherche de nouvelles particules, des études de la chromodynamique quantique et l'étude des interactions diffractives. C'est dans ce dernier domaine que se situe notre travail, où nous analysons plus particulièrement la production diffractive de mésons  $\rho$ . Ce processus est bien connu dans le cas d'interactions de photoproduction ( $Q^2 \approx 0$ ). Cependant nous avons choisi de travailler à grand  $Q^2$ , dans un domaine cinématique que l'on commence seulement à explorer pour ces processus. Le but de ce travail est donc de déterminer l'existence et d'étudier les caractéristiques de la production diffractive à grand  $Q^2$  ( $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$ ) de mésons vecteurs à H1 (nous n'avons considéré que le canal  $\rho$ ). La base théorique utilisée est le modèle à dominance vectorielle.

Notre travail se compose de cinq chapitres. Le premier chapitre commence par décrire brièvement le collisionneur HERA et le détecteur H1. Nous analysons ensuite plus en détail le calorimètre à argon liquide (réponse et reconstruction du signal) qui nous sera utile par la suite. Le second chapitre définit les interactions diffractives en général et introduit le modèle à dominance mésovectorielle. La simulation de la production diffractive de mésons  $\rho$  à HERA est décrite au troisième chapitre, comprenant la cinématique à HERA, celle de la production et de la

désintégration de mésons  $\rho$ , la section efficace de production quasi-élastique de mésons  $\rho$  ainsi que la simulation par Monte-Carlo prenant en compte les caractéristiques du détecteur H1. Les deux derniers chapitres exposent les résultats expérimentaux de la production diffractive de mésons  $\rho$  obtenus à l'aide du détecteur H1. Le quatrième chapitre décrit d'abord une étude préliminaire sur la réponse du calorimètre à argon liquide afin de justifier les coupures effectuées lors de la sélection des événements, qui est détaillée ensuite. Nous obtenons ainsi un signal de production diffractive de mésons  $\rho$  que nous comparons aux résultats de la simulation par Monte-Carlo. Finalement au cinquième chapitre, nous commentons quelques distributions différentielles expérimentales et discutons leur accord avec les prédictions théoriques.

# CHAPITRE 1

## LE COLLISIONNEUR HERA ET LE DETECTEUR H1

### 1.1 Caractéristiques générales de l'accélérateur HERA

Le collisionneur HERA (Hoch Energie Ring Anlage) est le premier collisionneur électron-proton (figure 1.1). Il est entré en fonctionnement fin 1991 et est situé à Hambourg sur le site de DESY (Deutsche Elektron SYNchrotron). L'énergie des faisceaux d'électrons et de protons est de 26.7 GeV et 820 GeV respectivement. L'énergie dans le centre de masse (e-p) est de 296 GeV.

Quelques caractéristiques du collisionneur sont présentées dans le tableau 1.1. Les particules sont accélérées dans un complexe d'accélérateurs en chaîne (figure 1.2). L'anneau principal est enterré et possède une circonférence de 6,3 km. Il est composé de deux tubes à vide, l'un pour les électrons, l'autre pour les protons, qui se croisent en 4 points d'interaction. Actuellement deux seulement de ces quatre sites sont occupés par des expériences, H1 et ZEUS.

La fréquence de croisement des paquets de particules est de 10.4 MHz. La luminosité initiale prévue est de  $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . Pour les données utilisées dans le présent travail, la luminosité intégrée totale délivrée par l'accélérateur au détecteur H1 était légèrement supérieure à  $1 \text{ pb}^{-1}$  pour une période de prise de donnée de 4 mois, en 1993.

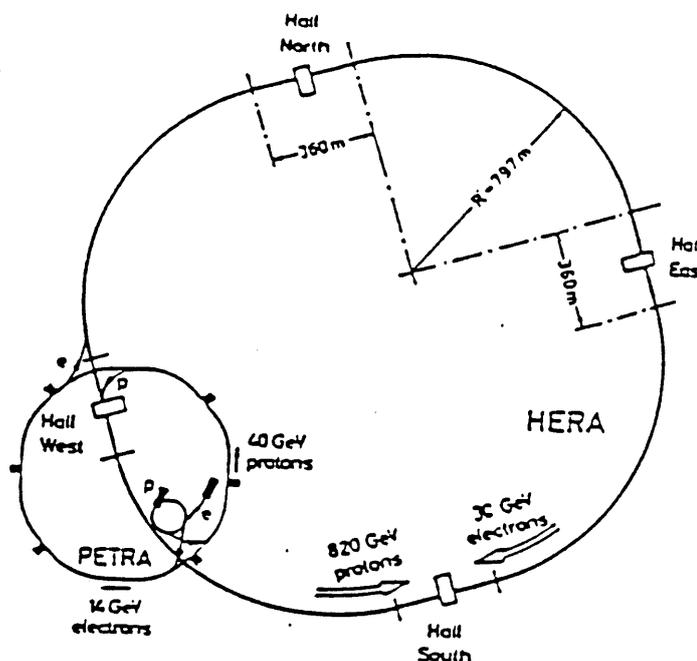


Figure 1.1 : Vue du site HERA à Hambourg.

<b>Accélérateur HERA</b>			
longueur du tunnel	6 336 m		
profondeur	10 à 25 m		
énergie disponible dans le centre de masse	314 GeV	[296 GeV]	
luminosité	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$	[ $\sim 3 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ]	
fréquence de croisement	10.4 MHz		
angle de croisement	0 mrad		
<b>Faisceaux</b>	<b>électrons</b>	<b>protons</b>	
énergie	30 GeV [26.7]	820 GeV	
énergie d'injection	14 GeV [12]	40 GeV	
courant	60 mA [7.72 mA]	160 mA	[10.8 mA]
nombre de paquets	210 [90]	210	[90]
nombre de particules par paquets	$3.5 \cdot 10^{10}$ [ $1.0 \cdot 10^{10}$ ]	$10^{11}$	[ $1.6 \cdot 10^{10}$ ]
longueur d'un paquet	25 mm	440 mm	
section des faisceaux	$0.264 \times 0.017 \text{ mm}^2$	$0.300 \times 0.095 \text{ mm}^2$	
énergie perdue par révolution	70.38 MeV	$1.4 \cdot 10^{-10} \text{ MeV}$	

Tableau 1.1 : Principales caractéristiques de l'accélérateur HERA (les valeurs données sont nominales, celles entre crochets sont les valeurs actuelles).

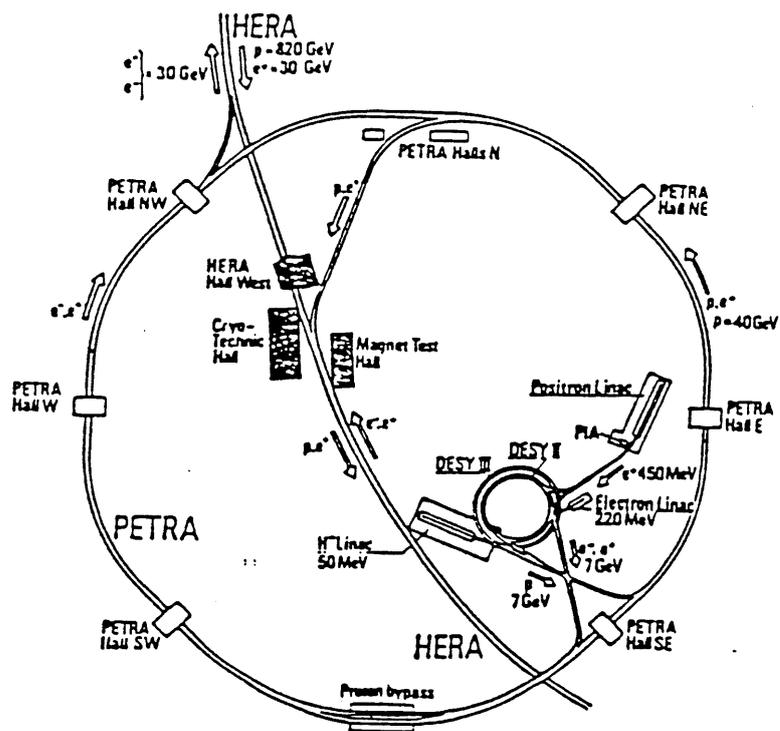


Figure 1.2 : Système de préaccélérateur à HERA.

## 1.2 Le détecteur H1

La description détaillée du détecteur est donnée dans la référence [1]. Nous présenterons ici ses caractéristiques principales, en insistant sur les parties importantes pour la suite de ce travail.

### 1.2.1 Aperçu général du détecteur

Les coupes, transverse et longitudinale, sont représentées sur les figures 1.3 (a) et 1.3 (b) respectivement. Sur cette dernière, les protons de 820 GeV viennent de la droite et les électrons de 26.7 GeV de la gauche. Par convention, l'axe  $z$  du détecteur est orienté selon le faisceau des protons, avec  $z = 0$  au point d'interaction nominal (figure 1.4). L'angle polaire  $\theta$  d'une particule émise lors de l'interaction est mesuré dans le détecteur à partir de la direction du faisceau de protons ( $\theta = 0$ ). La région "avant" correspond aux petites valeurs de  $\theta$  ( $z > 0$ ), la région "arrière", aux grandes valeurs de  $\theta$  ( $z < 0$ ). L'angle azimutal  $\phi$  est mesuré à partir de la direction vers le centre de l'accélérateur (axe  $x$  dans le plan horizontal, axe  $y$  vertical).

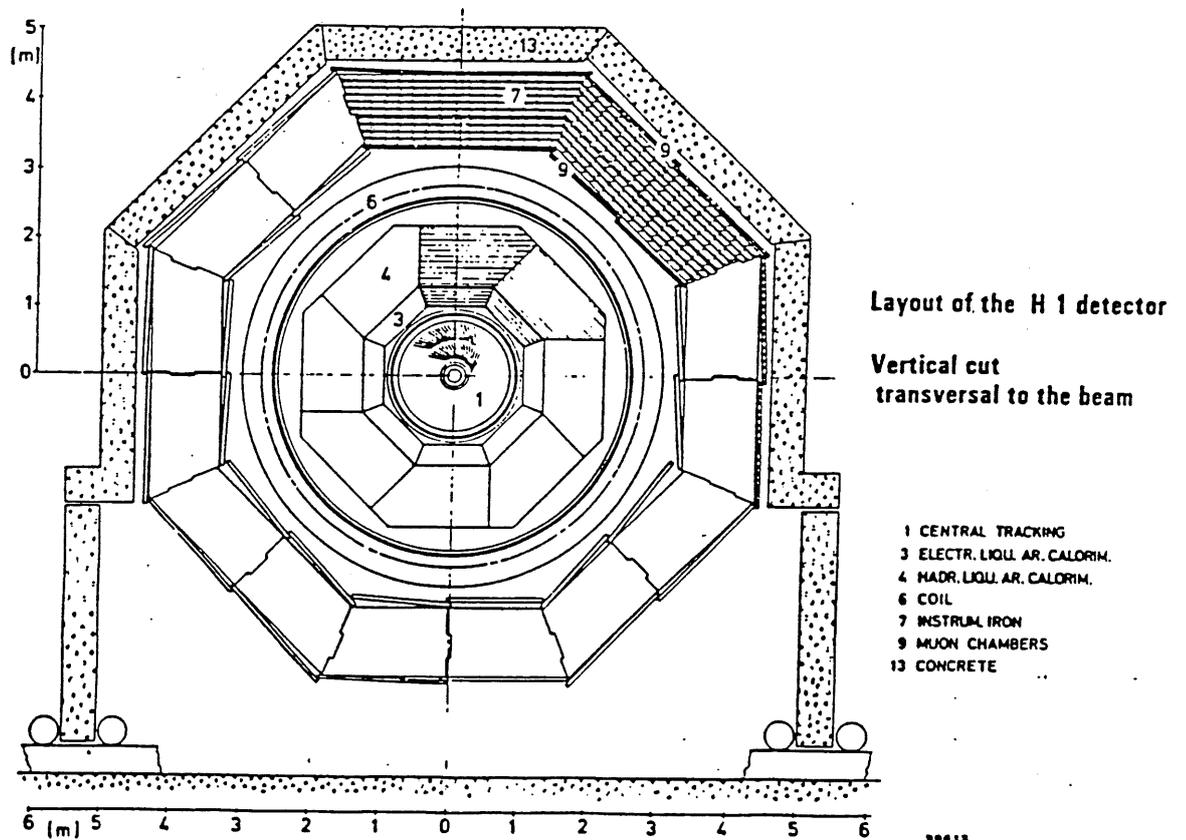


Figure 1.3 (a)

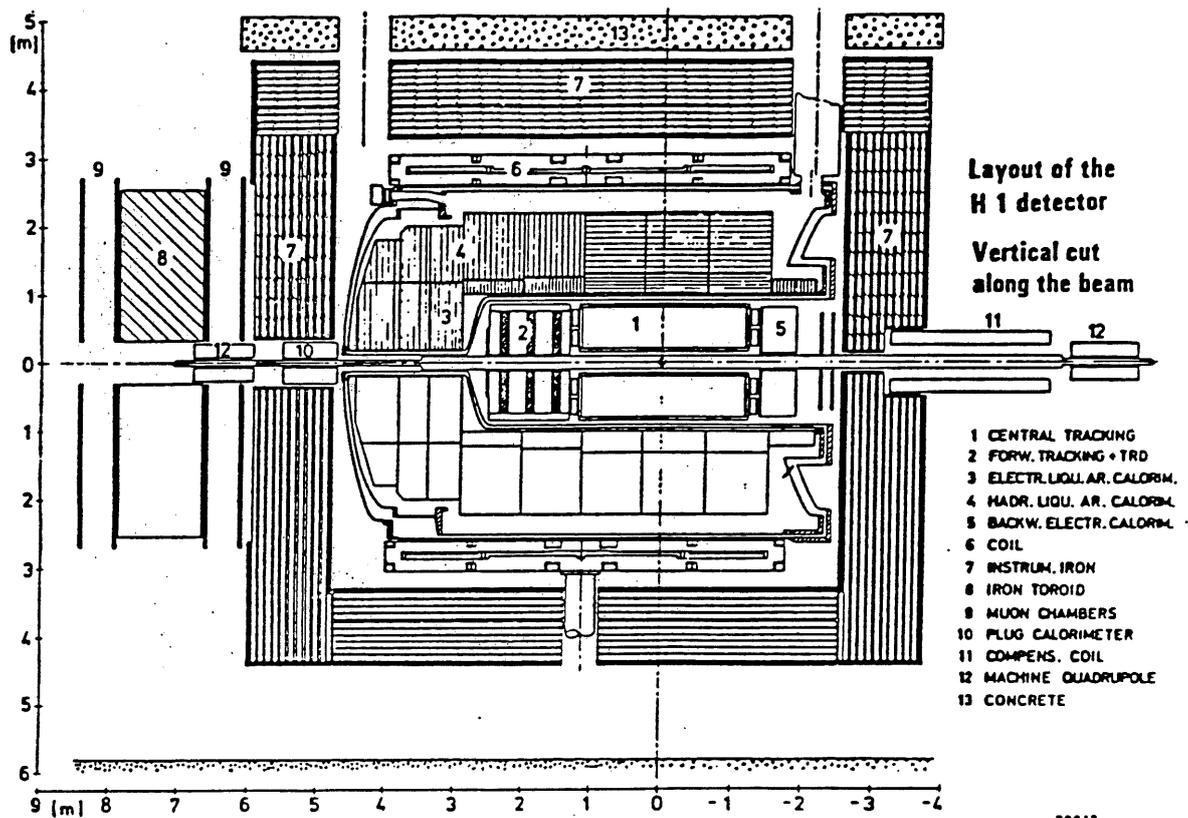


Figure 1.3 (b)

Figure 1.3 : Coupe transverse (a) et longitudinale (b) du détecteur.

Le détecteur H1 s'organise en couches autour du point d'interaction des faisceaux. Du coeur du détecteur vers l'extérieur, sont disposés successivement:

- un ensemble de détecteurs de traces, composé d'une partie centrale et d'une partie avant.
- un ensemble de calorimètres, dont le principal est un calorimètre à argon liquide couvrant la plus grande partie de l'angle solide.
- une bobine supraconductrice induisant un champ magnétique uniforme de 1.2 Tesla dans le détecteur de traces central.
- des systèmes de détection des muons disposés dans le fer qui referme les lignes du champ magnétique et à l'avant du détecteur.

Le détecteur comporte aussi un dispositif de mesure de la luminosité fournie par l'accélérateur.

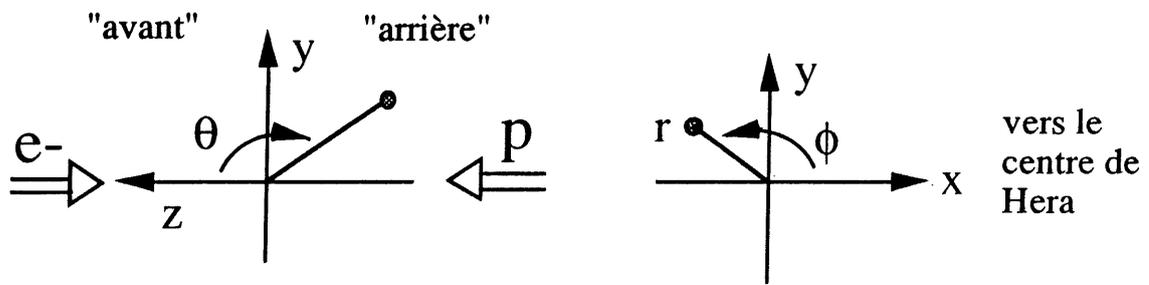


Figure 1.4 : Système de coordonnées utilisé à H1.

La grande différence d'énergie entre les électrons et les protons à HERA provoque une asymétrie dans la topologie des événements, la densité de particules émises étant plus grande dans la direction avant. Le détecteur a donc été conçu de manière asymétrique. Il possède un détecteur de traces avant de grande résolution (en plus du détecteur de traces central). La segmentation du calorimètre y est également plus poussée que dans la région centrale. Enfin un calorimètre bouchon ("plug") couvre la région très à l'avant du détecteur, près du tube à vide ( $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$ ).

La physique à HERA est telle qu'une bonne connaissance des caractéristiques (énergie et direction) de l'électron diffusé est capitale. Cette exigence a conduit au choix d'un calorimètre à argon liquide. Ce type de calorimètre permet en effet une mesure précise de l'énergie de l'électron diffusé. Sa fine granularité transverse par rapport à la direction de l'électron permet également une mesure précise de la direction de celui-ci. Sa bonne segmentation longitudinale distingue efficacement un électron d'un hadron. Le calorimètre à argon liquide de la collaboration H1 est divisé en une partie électromagnétique et en une partie hadronique, décrites plus en détail ci-dessous. Le calorimètre à argon liquide pouvant travailler dans un champ magnétique intense, la bobine magnétique a pu être rejetée derrière le calorimètre, permettant d'éviter la présence de matière morte devant celui-ci.

Le calorimètre à argon liquide ne peut couvrir tout l'angle solide entourant la région d'interaction des faisceaux car il faut ménager un passage pour le détecteur de traces. Pour couvrir la région arrière ( $\theta > 155^\circ$ ), le détecteur H1 dispose donc d'un calorimètre électromagnétique appelé BEMC (Backward Electro-Magnetic Calorimeter) assurant une bonne mesure de l'énergie de l'électron diffusé. Devant le calorimètre BEMC se trouve la chambre proportionnelle multifils BPC (Backward Proportional Chamber) permettant de reconstruire avec précision la direction des particules émises vers l'arrière.

Autour du détecteur se trouve le fer de retour du champ magnétique. Il est équipé de chambres à dard destinées à identifier les muons émis lors de l'interaction. Il permet également de mesurer l'énergie emportée par les fins de gerbes hadroniques, qui n'ont pas été complètement contenues dans les calorimètres.

## 1.2.2 Le système de détection des traces

La couverture angulaire du détecteur de traces dans son ensemble s'étend de  $7^\circ$  à  $175^\circ$ . Il est placé dans un champ magnétique uniforme et parallèle au faisceau de 1.2 Tesla. Son but est de reconstruire les trajectoires des particules chargées et de mesurer le signe de leur charge et leur impulsion grâce à la mesure de la courbure de la trajectoire. Le système de détection de traces est divisé en 3 parties: les détecteurs de traces avant, central et arrière (figure 1.5), dont les caractéristiques principales sont reprises dans le tableau 1.2. Il est complété par deux scintillateurs, qui permettent de valider les événements par une mesure du temps de vol.

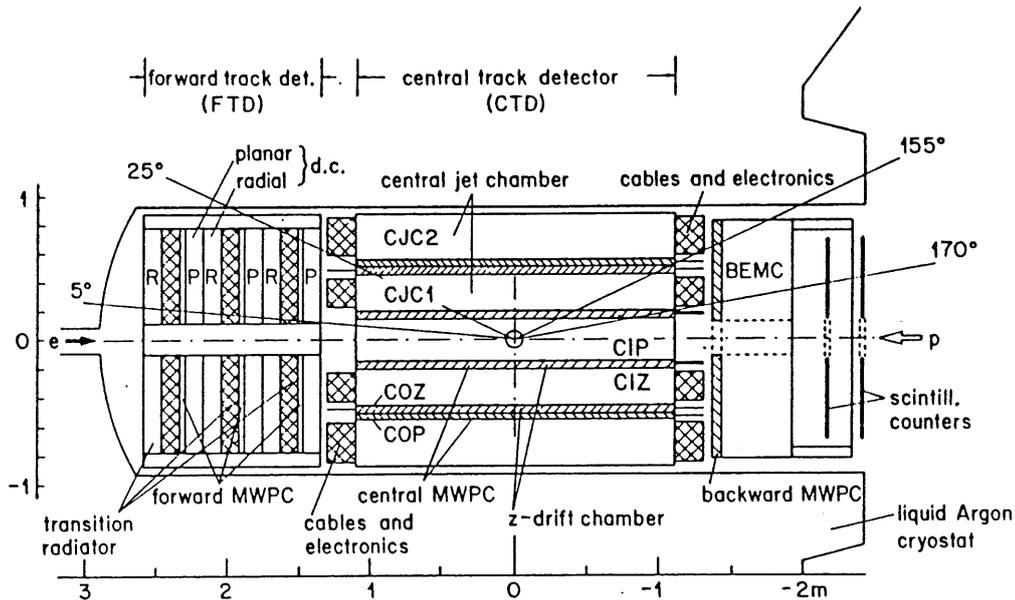


Figure 1.5 : Détecteur de traces de H1.

### a) Le détecteur de traces central

Ce détecteur couvre un domaine angulaire allant de  $25^\circ$  à  $175^\circ$ . Il est composé de deux grandes chambres à dérive: CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber) dont les fils sont disposés parallèlement aux faisceaux. La reconstruction des points des trajectoires des particules est assurée avec une précision de  $170 \mu\text{m}$  en  $(r, \phi)$ , par la mesure du temps de dérive, et de  $2.2 \text{ cm}$  en  $z$ , par division de charge. Pour améliorer la mesure de l'angle polaire  $\theta$  de la trajectoire, deux chambres à dérive dont les fils sont disposés perpendiculairement à l'axe du faisceau, CIZ (Central Inner Z-chamber) et COZ (Central Outer Z-chamber), sont situées respectivement entre le faisceau et CJC1 et entre CJC1 et CJC2. Immédiatement à l'intérieur de CIZ et à l'extérieur de COZ, se trouvent 2 chambres proportionnelles multifils, CIP (Central Inner Proportional Chamber) et COP (Central Outer Proportional Chamber), constituées chacune de 2 chambres. CIP est donc située immédiatement autour du tube à vide. Ces chambres ont un temps de réponse court: de l'ordre de  $65 \text{ nsec}$  (à comparer aux  $96 \text{ nsec}$  entre deux croisements des faisceaux de particules); elles sont donc utilisées dans le système de déclenchement. Elles

déterminent aussi à quel croisement des paquets est associée l'interaction: cet instant "t<sub>0</sub>" est nécessaire pour calculer le temps de dérive dans les chambres à dérive.

<b>détecteur central:</b> couverture angulaire et radiale CJC: résolution spatiale CIZ et COZ: résolution spatiale résolution en impulsion	$25^\circ < \theta < 155^\circ$ $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ $\sigma_{r\phi} = 25 \text{ et } 58 \text{ mm}$ $\sigma_p / p \lesssim 0.01 \text{ GeV}^{-1}$	$150 < r < 850 \text{ mm}$ $\sigma_z = 22.0 \text{ mm}$ $\sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$
<b>détecteur avant:</b> couverture angulaire et radiale résolution spatiale	$7^\circ < \theta < 25^\circ$ $\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$	$120 < r < 800 \text{ mm}$ $\sigma_{x,y} = 210 \mu\text{m}$
<b>détecteur arrière:</b> couverture angulaire résolution spatiale	$155^\circ < \theta < 175^\circ$ $\sigma_{x,y} = 1 \text{ mm}$	

Tableau 1.2 : Quelques caractéristiques du détecteur de traces de H1.

#### b) Le détecteur de traces avant

Le détecteur couvre un domaine angulaire allant de 7° à 25°. Il est composé de trois modules identiques transverses aux faisceaux, chaque module comprenant:

- trois plans de chambres à dérive "planaires" dont les fils parallèles sont disposés selon des directions décalées de 60°.
- deux chambres proportionnelles utilisées dans le système de déclenchement.
- une chambre à dérive "radiale" dont les fils pointent vers le centre du tube à vide.
- un radiateur de transition constitué de feuilles de polyéthylène, destiné à l'identification des électrons par le rayonnement X émis, qui est détecté dans les chambres à dérive "radiales".

#### c) Le détecteur de traces arrière

A l'arrière du détecteur, devant le calorimètre électromagnétique BEMC, se trouve la chambre proportionnelle BPC (Backward Proportional Chamber), constituée de quatre plans de fils perpendiculaires aux faisceaux, orientés à 45° les uns des autres, qui permettent de reconstruire un point de la trajectoire des particules chargées par le croisement des fils touchés.

Sa couverture angulaire s'étend de  $\theta = 155^\circ$  à  $\theta = 175^\circ$ . En principe, la chambre BPC permet de distinguer les électrons des photons émis dans la région arrière, puisque ceux-ci ne laissent pas de signal dans la chambre BPC. Toutefois la grande densité de matière située entre les chambres CJC et BPC (câbles, électronique de lecture) provoque souvent la conversion des photons, conduisant à la production de paires ( $e^+ e^-$ ) laissant des signaux dans la chambre BPC.

#### d) Le détecteur de temps de vol

Il est composé de deux plans de scintillateurs appelés TOF1 et TOF2 (Time Of Flight), se trouvant derrière le calorimètre BEMC ( $z = -2.2$  m). Sa caractéristique principale est une résolution temporelle de 3 nsec. Ce dispositif permet de distinguer les événements physiquement intéressants venant du point d'interaction des événements de bruit de fond, produits en amont du point d'interaction par des collisions proton-gaz résiduel ou proton-parois du tube à vide. En effet, l'arrivée de ce bruit de fond lié au faisceau de protons précède de 12 nsec en moyenne celle des particules venant du point d'interaction, puisque ces dernières doivent parcourir une distance supplémentaire d'environ quatre mètres.

### 1.2.3 Les calorimètres

Nous décrivons brièvement les différents calorimètres du détecteur H1, dont les caractéristiques importantes sont reprises au tableau 1.3.

	Calorimètre bouchon	Calorimètre à argon liquide		Calorimètre e. m. arrière (BEMC)	Calorimètre de fin de gerbe	Capteur d'électrons (ET)
		e. m.	had.			
profondeur $X_0$	44.6	20 - 30	-	22.5	-	21
profondeur $\lambda$	4.25	1	4.7 - 7	1	4.5	-
granularité [ $\text{cm}^2$ ]	25	10 - 100	50 - 2000	250	2500	5
nombre de canaux	336	30784	13568	88	4000	49
domaine angulaire	$0.7^\circ - 3.3^\circ$	$4^\circ - 152^\circ$	$4^\circ - 143^\circ$	$151^\circ - 177^\circ$	$4^\circ - 177^\circ$	$> 179.7^\circ$
résolution spatiale	$< 4$ mrad	-	$< 10$ mrad	-	-	0.2 cm
résolution en énergie	$150\% / \sqrt{E}$	$12\% / \sqrt{E}$ + 1%	$50\% / \sqrt{E}$ + 1%	$10\% / \sqrt{E}$ + 3%	$100\% / \sqrt{E}$	$10\% / \sqrt{E}$ + 1%

Tableau 1.3 : Principales caractéristiques des calorimètres du détecteur H1.

### a) Le calorimètre à argon liquide

La principale spécificité du détecteur H1 est son calorimètre à argon liquide (600 tonnes, 53 m<sup>3</sup> d'argon liquide). Il est facile à calibrer et possède une grande stabilité temporelle. Tous les modules du détecteur sont plongés dans le même cryostat afin d'éviter les problèmes d'inhomogénéité. Le calorimètre à argon liquide est un calorimètre à échantillonnage où les plaques d'absorbeur alternent avec les couches de matériau actif, l'argon liquide.

Une particule incidente engendre dans le matériau absorbeur un début de gerbe se développant dans les modules suivants. Les particules secondaires chargées, en pénétrant dans le milieu actif, ionisent l'argon et créent des paires  $Ar_2^+$  et  $e^-$ . Une différence de potentiel permet de recueillir les charges sur des cellules de lecture. Dans l'argon liquide la quantité de charge produite est proportionnelle à l'énergie déposée par ionisation. L'énergie d'une particule primaire peut donc être estimée d'après la charge totale déposée par toutes les particules de sa gerbe.

Le calorimètre à argon liquide possède une partie électromagnétique, correspondant à 20 longueurs de radiation (environ une longueur d'interaction) dans la région centrale et 30 dans la région avant, entourée d'une partie hadronique représentant de 4.7 à 7 longueurs d'interaction (figure 1.6). Les modules électromagnétiques se composent de plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur séparées par 2.5 mm d'argon liquide. Les cellules de lecture ont des sections de  $(3 \times 3)$  et  $(8 \times 8)$  cm<sup>2</sup>. Les modules hadroniques sont formés de plaques d'acier inoxydable de 19 mm d'épaisseur séparées par des régions de 9.2 mm d'espace actif, et sont typiquement deux fois plus larges que les cellules électromagnétiques.

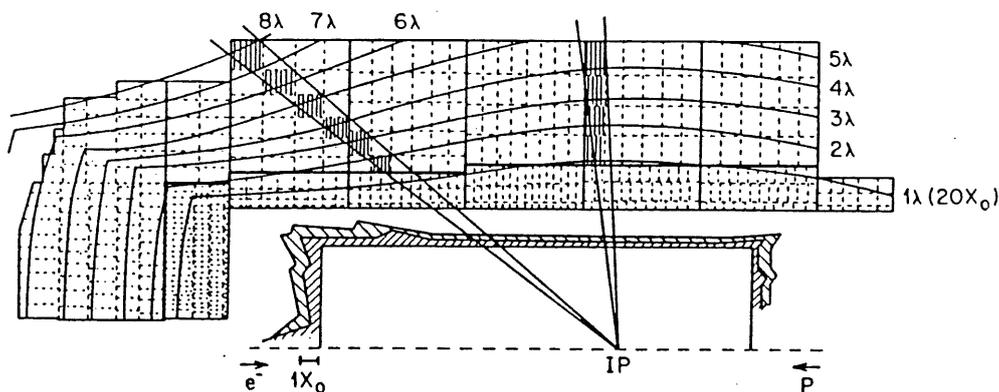


Figure 1.6 : Segmentation du calorimètre électromagnétique et hadronique (vue longitudinale).

Les parties électromagnétiques et hadroniques du calorimètre se caractérisent par une grande segmentation longitudinale et transverse, et par une profondeur importante, avec au total de l'ordre de 45 000 cellules géométriques. En plus d'une bonne résolution angulaire sur la direction des particules incidentes, ceci permet une discrimination efficace entre électrons et hadrons par une analyse du développement longitudinal et/ou transverse des gerbes.

D'autre part les réponses du calorimètre à un électron ou un photon et à un hadron de même énergie sont différentes. Pour la reconstruction de l'énergie déposée par une particule, il est donc nécessaire de déterminer s'il s'agit d'un électron, d'un photon ou encore d'un hadron. Ceci induit une erreur importante sur l'énergie reconstruite des hadrons, due à l'incertitude sur la portion d'énergie emportée, au cours du développement de la gerbe, par les particules électromagnétiques (essentiellement les photons dus à la désintégration des mésons  $\pi^0$ ). La bonne segmentation du calorimètre est également utilisée pour estimer la proportion d'énergie d'origine électromagnétique dans les gerbes hadroniques et pondérer en conséquence l'énergie estimée.

#### **b) Le calorimètre bouchon**

Il s'agit d'un petit calorimètre à échantillonnage tout à l'avant du détecteur ( $0.7^\circ \lesssim \theta \lesssim 3.3^\circ$ ) dont l'absorbeur est en cuivre et les cellules actives en silicium. Son épaisseur est de 69 cm, correspondant à 4.25 longueurs d'interaction. Ce détecteur possède une excellente résolution spatiale (tableau 1.3).

Le but de ce calorimètre est la mesure du moment transverse total des hadrons émis près du tube à vide; il permet aussi la séparation entre le jet de particules associées au quark touché et le reste du proton, dans les interactions profondément inélastiques. Ce calorimètre, ne fonctionnant pas encore de manière satisfaisante, n'a pas été utilisé pour le présent travail.

#### **c) Le calorimètre électromagnétique arrière (BEMC)**

Le but essentiel du calorimètre BEMC est la mesure de l'énergie et la direction de l'électron diffusé dans les interactions profondément inélastiques avec  $Q^2 < 200 \text{ GeV}^2$ . Ce calorimètre est composé de 64 modules parallélépipédiques de dimensions transverses par rapport au faisceau de  $(16 \times 16) \text{ cm}^2$  et de 34 cm de longueur, ainsi que de 24 modules de section triangulaire ou trapézoïdale, complétant une section globalement circulaire (figure 1.7). Chaque module est constitué d'un empilement de plaques de plomb de 2.5 mm d'épaisseur et de couches de scintillateur de 4 mm, correspondant à 22.5 longueurs de radiation au total (environ une longueur d'interaction).

Les gerbes électromagnétiques sont donc généralement contenues dans le BEMC, contrairement aux gerbes hadroniques dont l'énergie est fortement sous-estimée. Le passage d'une particule chargée provoque l'excitation des molécules des scintillateurs, la lumière émise (photons de désexcitation) est collectée dans les guides d'onde disposés sur les faces latérales des modules, qui la transmettent avec modification de longueur d'onde à des photodiodes. Le signal total récolté permet de calculer l'énergie de la particule initiale lorsque la gerbe est entièrement comprise dans le calorimètre.

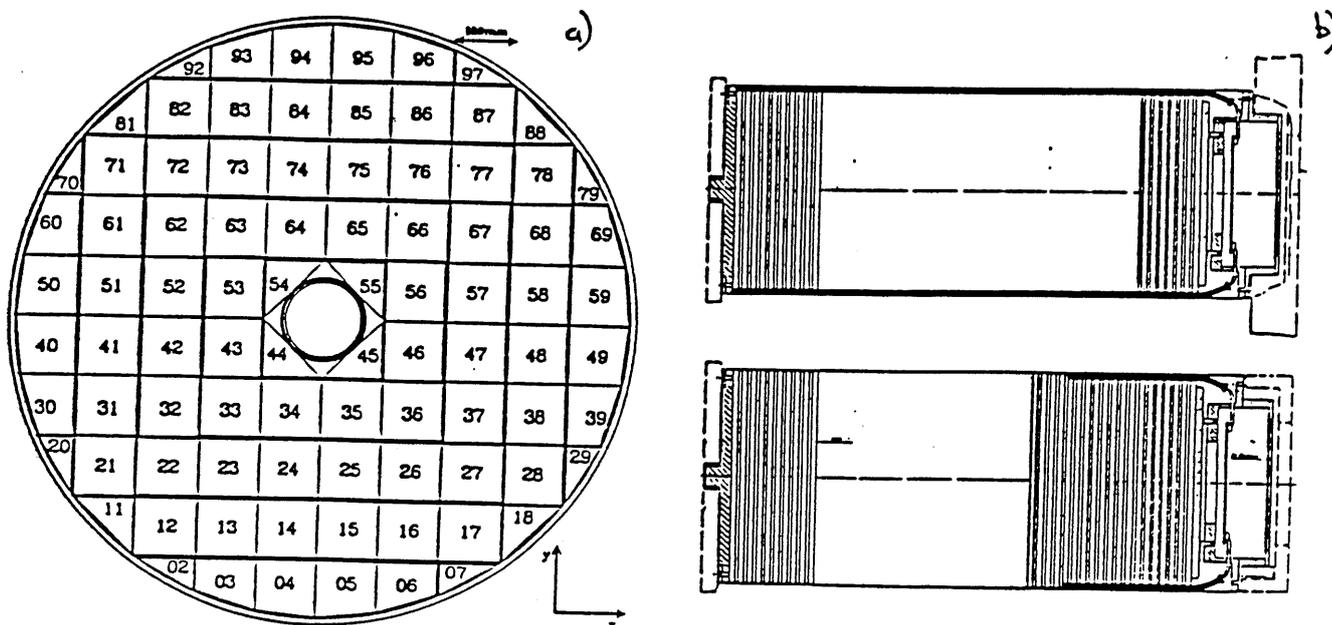


Figure 1.7 : Structure du calorimètre BEMC.

a) Vue transverse - b) Structure des modules parallélépipède.

Deux paires de guides de lumière "longs", couvrant deux faces opposées des modules, lisent les scintillateurs sur toute la longueur des modules, et deux guides de lumière "courts" lisent seulement les 6 à 8 dernières longueurs de radiation. Ceci permet de séparer les gerbes électromagnétiques des gerbes hadroniques en comparant l'énergie totale déposée (recueillie par les guides d'onde longs) et l'énergie déposée dans la partie arrière ou "fraction hadronique" (recueillies par les guides d'onde courts). Cependant cette séparation est assez médiocre pour le BEMC.

Une autre méthode consiste à comparer le développement transverse des deux types de gerbes. Cette distinction est moins bien assurée par le BEMC que par le calorimètre à argon liquide en raison de la granularité médiocre du BEMC. Le rôle du calorimètre hadronique est joué par les détecteurs de fin de gerbes se trouvant dans le fer permettant le retour du champ magnétique. Le BEMC est moins stable et moins homogène que le calorimètre à argon liquide. On peut toutefois le calibrer pendant la prise de données; en effet, pour des raisons essentiellement cinématiques, il apparaît dans le spectre en énergie des événements profondément inélastiques un pic autour de l'énergie du faisceau d'électrons incidents: 26.7 GeV, appelé "pic cinématique", qui est utilisé pour calibrer le calorimètre module par module.

#### d) Le détecteur de fin de gerbes

L'ensemble du détecteur (à l'exception du spectromètre à muons avant) est contenu dans le fer; ce dernier est composé d'un empilement de plaques d'acier de 7.5 cm d'épaisseur, alternant avec des chambres à dard, dont l'électronique de lecture est soit digitale soit analogique. On utilise ces chambres à dard pour identifier les muons (signaux digitaux) et reconstruire leur

trajectoire; de plus il se peut qu'une gerbe hadronique ne soit pas complètement contenue dans le calorimètre hadronique à argon liquide, la profondeur de celui-ci étant limité par l'aimant. Le fer instrumenté permet de mesurer cette énergie de fin de gerbe hadronique manquante (signaux analogiques).

### 1.2.4 Système de luminosité

La luminosité est calculée à partir de la réaction  $p + e^- \rightarrow p + e^- + \gamma$  (processus de Bethe-Heitler) dont la section efficace est connue et calculable précisément dans le cadre de la théorie électrodynamique quantique. La source principale de bruit de fond à cette mesure et le rayonnement de freinage sur le gaz résiduel dans le tube à vide:  $e^- + A \rightarrow e^- + A + \gamma$ .

Le système de luminosité est composé de deux calorimètres: un capteur d'électrons, ET (Electron Tagger), et un détecteur de photons, PD (Photon Detector), localisés respectivement à  $z = -33$  m et  $z = -103$  m (figure 1.8). Tous deux sont des calorimètres ayant une bonne résolution en énergie et en position (tableau 1.3). Le moniteur de luminosité détecte l'électron diffusé et le photon en coïncidence dans l'ET et le PD respectivement, la somme de l'énergie de l'électron diffusé et du photon devant être égale à celle du faisceau d'électrons incidents (en négligeant la faible quadri-impulsion échangée avec le proton). Actuellement la luminosité est mesurée à 7% près.

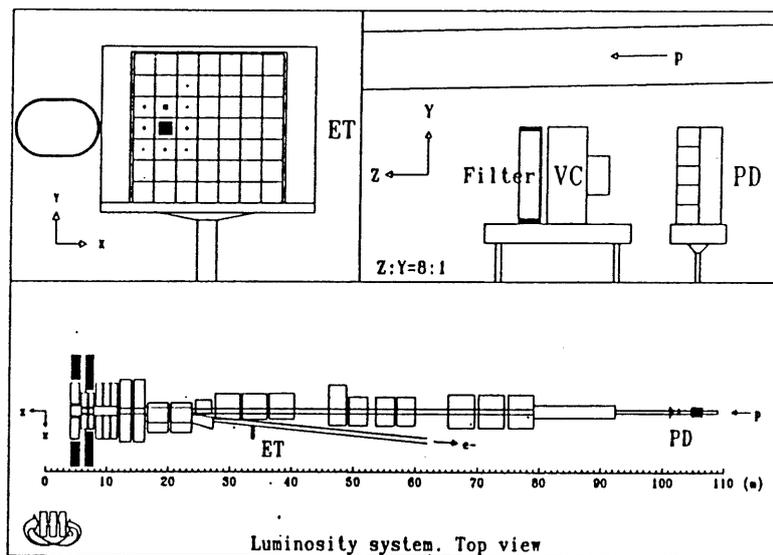


Figure 1.8 : Système de luminosité.

### 1.3 Le calorimètre à argon liquide: réponse du détecteur et reconstruction du signal

Une étude plus détaillée de la réponse du calorimètre à argon liquide ainsi que des méthodes de reconstruction de l'énergie déposée lors du passage d'une particule sont nécessaires pour la suite de notre travail, en particulier pour la justification des coupures utilisées.

#### Echelle électromagnétique

La toute première étape de la reconstruction consiste en la conversion, cellule par cellule, des charges recueillies par l'électronique de lecture en une estimation de l'énergie déposée, prenant en compte la structure à échantillonnage du calorimètre. Cette conversion est étalonnée sur une "échelle électromagnétique" valable pour des électrons et des photons incidents. Des tests de calibration ont été effectués avec des faisceaux d'électrons d'énergie connue au CERN [2].

#### Le bruit de fond électronique

Le bruit électronique ( $\sigma_{\text{bruit}}$ ) varie de 10 à 30 MeV (20 à 30 MeV) sur l'échelle d'énergie électromagnétique dans la partie électromagnétique (hadronique) du calorimètre à argon liquide. Ce bruit est mesuré pour chaque canal à partir de l'énergie estimée dans les événements vides, c'est-à-dire ne correspondant pas à une interaction. En moyenne 1100 cellules sur 45000 passent le seuil de  $2 \sigma_{\text{bruit}}$ ; ainsi, même après une coupure réalisée en temps réel (on-line) à ce niveau, le bruit total se superposant à l'énergie déposée par les particules issues de l'interaction est de 48 GeV, avec un écart-type de 3 GeV (figure 1.9.a).

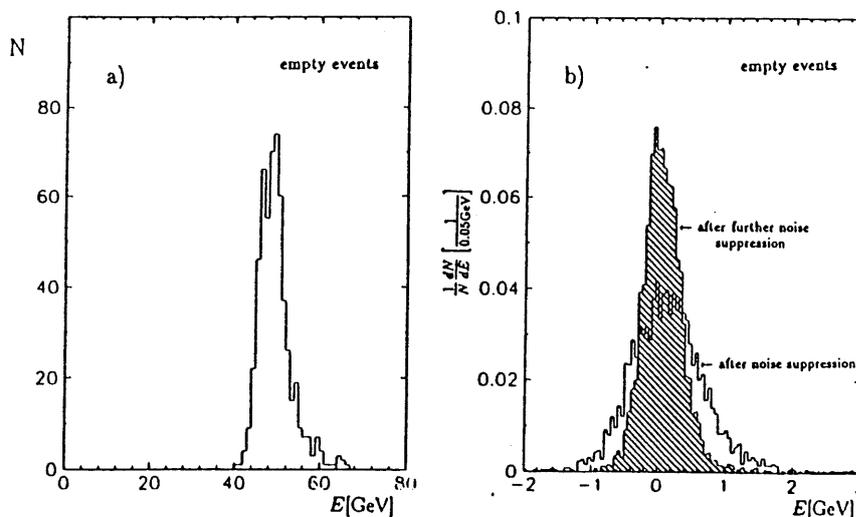


Figure 1.9 : Distribution du bruit sommé sur tous les canaux du calorimètre à argon liquide: a) après une coupure à  $2 \sigma_{\text{bruit}}$ , b) après suppression du bruit.

## Suppression du bruit électronique

La suppression du bruit, réalisée en temps différé (off-line) consiste à inclure dans les calculs d'énergie les cellules contenant de l'énergie négative (pur bruit) afin de compenser le bruit positif.

Pour l'analyse [3], seules sont gardées les cellules dont l'énergie est supérieure à  $4 \sigma_{\text{bruit}}$ , ainsi que les cellules qui leur sont immédiatement adjacentes contenant une énergie en valeur absolue supérieure à  $2 \sigma_{\text{bruit}}$ : dans ce voisinage, on accepte donc aussi bien les cellules d'énergie négative que positive. On garde aussi dans le calcul de l'énergie les signaux négatifs isolés d'amplitude inférieure à  $4 \sigma_{\text{bruit}}$ , afin de compenser ceux de plus de  $4 \sigma_{\text{bruit}}$  venant du bruit. Convenons d'appeler l'ensemble de cellules immédiatement voisines répondant aux conditions énoncées ci-dessus comme un "groupe". Après cette procédure on obtient un bruit résiduel total dans le calorimètre de 0.1 GeV avec un écart-type de 0.5 GeV (figure 1.9.b).

## Regroupement des cellules en amas

Seuls les groupes d'énergie globalement positive sur l'échelle électromagnétique sont sujets à former un "amas" ("cluster"), c'est-à-dire un rassemblement des groupes voisins avec une correspondance la meilleure possible avec la gerbe de la particule incidente. Considérés comme non physiques, les groupes d'énergie négative ne sont pas pris en compte dans la reconstruction en amas, ni d'ailleurs les cellules isolées d'énergie inférieure à  $-4 \sigma_{\text{bruit}}$ . Le regroupement des groupes en amas [4] se fait en deux étapes: on analyse d'abord la distribution de charge dans les sections longitudinales du calorimètre afin de construire des amas à deux dimensions; ensuite on étend l'amas dans la troisième dimension module par module, puis entre modules.

La reconstruction des amas à deux dimensions se fait en deux temps également: dans un premier temps, on forme des régions connectées (amas), ensuite on les sépare éventuellement en sous-amas, en recherchant les minima et maxima de la distribution de charge de l'amas considéré. Cette dernière étape est importante pour la séparation de deux photons proches ou d'un électron proche d'un hadron. Chaque amas ainsi construit possédant une énergie de plus de 1 GeV (toujours sur l'échelle d'énergie électromagnétique) est ensuite classé soit comme électromagnétique, soit comme hadronique [5] de la manière suivante. On identifie les amas électromagnétiques par la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (confinement dans le calorimètre électromagnétique), par celle déposée dans les premiers segments du calorimètre électromagnétique (début de développement de la gerbe) et par la densité des quatre cellules les plus énergétiques de l'amas. Un amas est appelé hadronique s'il n'est pas reconnu comme un amas électromagnétique et s'il est dominant: c'est-à-dire  $\sqrt{\sum (E_i / \sigma_{\text{bruit}})^2} > 8$ , ou s'il s'est développé profondément à l'intérieur du calorimètre.

On définit également un "objet hadronique" comme un ensemble de cellules non incluses dans un amas électromagnétique et localisées dans un cylindre de rayon  $R$  autour d'un axe passant par le point d'interaction des faisceaux et le centre d'un amas hadronique ( $R = 25$  cm dans le calorimètre électromagnétique,  $R = 50$  cm dans le calorimètre hadronique).

### Suppression plus fine du bruit

Une suppression plus fine du bruit [6] est encore obtenue dans les parties hadroniques du calorimètre: on élimine les petits signaux se trouvant dans les dernières couches du calorimètre électromagnétique ou hadronique et loin ( $> 50$  cm) des directions formées par le centre de gravité des amas hadroniques et le point d'interaction nominal. La distribution du bruit pour les événements vides possède alors un pic à zéro et un écart-type de  $0.25$  GeV (figure 1.9.b).

### Echelle d'énergie hadronique

Le calorimètre à argon liquide est non compensatoire, c'est-à-dire que la réponse pour les hadrons est différente (30% plus faible en moyenne) de celle pour les électrons. Une correction supplémentaire sur le signal obtenu sur l'échelle électromagnétique est donc nécessaire dans le cas de particules hadroniques incidentes. De plus, une gerbe hadronique contient en général un mélange de sous-gerbes hadroniques et électromagnétiques, dues principalement aux photons provenant de la désintégration de mésons  $\pi^0$ . Un dépôt local et dense d'énergie est principalement d'origine électromagnétique alors que les composantes hadroniques sont beaucoup plus étendues.

La bonne segmentation du calorimètre à argon liquide permet de distinguer les amas électromagnétiques, qui sont donc déjà sur la bonne échelle d'énergie (échelle d'énergie électromagnétique) des amas hadroniques, en tenant compte de l'extension latérale et longitudinale de l'amas; elle permet ensuite d'obtenir un bon niveau de compensation pour les gerbes hadroniques en résolvant ses composantes électromagnétiques et purement hadroniques et en appliquant un facteur de poids en conséquence. Les cellules restantes, non incluses dans un amas électromagnétique ou hadronique, ou dans un objet hadronique, sont dues généralement à des particules de basse énergie déposant leur énergie dans les deux à trois premiers segments du calorimètre. Ces cellules ne sont pas affectées d'un facteur de poids et une résolution compensée est impossible.

Remarquons encore que le programme de reconstruction de l'énergie déposée tient compte aussi de l'énergie perdue dans le matériau mort. Il existe deux contributions principales à ces pertes: l'énergie perdue à l'avant du calorimètre (tube à vide, détecteur central de traces, paroi intérieure du cryostat) et l'énergie perdue entre les modules du calorimètre.

## CHAPITRE 2

# INTERACTIONS DIFFRACTIVES ET MODELE A DOMINANCE MESOVECTORIELLE

Dans les interactions profondément inélastiques électron-proton (figure 2.1.a) le photon virtuel échangé sonde la structure du proton, c'est-à-dire qu'il interagit directement avec l'un des constituants chargés du proton: soit avec un quark de valence, soit avec un quark ou un antiquark de la mer (quark ou antiquark émis par un gluon). Le quark touché est alors éjecté du proton. L'interaction conduit à un état composé de deux objets colorés: le quark diffusé et les débris du proton (quarks et gluons spectateurs). Ces objets porteurs de couleur vont connaître alors un processus de "fragmentation", afin de neutraliser celle-ci. Cette fragmentation se fait généralement par l'émission multiple de gluons et de paires quark-antiquark qui se combinent pour former les hadrons observés dans le détecteur (principalement des mésons). En effet, toute particule existant à l'état libre doit être un singlet pour le nombre quantique de couleur (les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre). On observe que cette fragmentation se fait en général de "proche en proche", c'est-à-dire par recombinaison d'un quark et d'un antiquark proches en rapidité (dont la définition est donnée plus loin). Nous considérons principalement dans ce travail un autre type d'interactions, très différentes: les interactions diffractives, qui historiquement, ont été étudiées particulièrement dans le cas des interactions entre hadrons.

### 2.1 Interactions diffractives de hadrons

En pratique, les propriétés des hadrons sont mesurées à l'aide de diverses variables [7], dont la pseudorapidité  $\eta^*$ , calculée dans le système du centre de masse hadronique est définie par:

$$\eta^* = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{P^* - P_L^*}{P^* + P_L^*} \right) = - \ln \operatorname{tg} \left( \frac{\theta^*}{2} \right)$$

où  $\theta^*$  est l'angle polaire de la particule et  $P_L^*$  la composante longitudinale de son impulsion  $P^*$  par rapport à la direction du mouvement du centre de masse (dans le référentiel du laboratoire).

#### Interactions dures des partons

Les interactions hadron-hadron peuvent être des interactions dures entre partons (quarks et gluons) menant à l'émission d'objets colorés (partons ayant subi la collision et débris des hadrons initiaux). Après hadronisation, ces objets conduisent à la production de jets de

particules; ces jets ne sont pas indépendants car ils sont liés par un échange de couleur. Plus précisément, lorsqu'on porte en graphique le nombre de hadrons dans l'état final en fonction de leur angle azimutal  $\phi$  et de leur pseudorapidité  $\eta^*$  (ou leur angle polaire  $\theta^*$ ), on observe quatre pics reliés par un continuum de hadrons. Deux de ces pics correspondent à la fragmentation des partons ayant subi la collision, les deux autres sont dus à celle des débris des hadrons initiaux.

### Interactions diffractives

Dans les interactions diffractives, contrairement aux processus durs, il n'y a pas d'échange de couleur. De manière plus restrictive, il n'y a non plus échange d'un autre nombre quantique (charge, spin, isospin, étrangeté, etc...). Ces interactions sont donc caractérisées par l'échange d'un objet portant les nombres quantiques du vide: le pomeron.

Dans les interactions diffractives, les hadrons participant à l'interaction peuvent rester dans leur état fondamental (interaction élastique) ou être excités et se désintégrer ultérieurement (figures 2.1.(b - e)). Une caractéristique importante des interactions diffractives est que la quadri-impulsion emportée par le pomeron ne peut être trop grande, car le hadron avec lequel il interagit ne peut pas "éclater": le pomeron ne résoud pas la structure en quarks du hadron, mais interagit avec lui dans son ensemble. Comme le pomeron ne porte pas de couleur, les objets produits dans les interactions diffractives sont indépendants, au lieu d'être liés comme dans les interactions profondément inélastiques. Lorsqu'on porte en graphique le nombre de hadrons dans l'état final en fonction de leur angle azimutal  $\phi$  et de leur pseudorapidité  $\eta^*$  (ou leur angle polaire  $\theta^*$ ) on observe cette fois des pics isolés.

Les interactions diffractives se distinguent donc des processus durs par un saut en pseudorapidité des hadrons dans l'état final. Remarquons qu'il existe des interactions non-diffractives possédant un saut en rapidité (interaction sans échange de couleur mais avec échange d'un autre nombre quantique).

La figure 2.2.a représente une interaction avec échange de charge, qui est donc non diffractive. La figure 2.2.b présente deux contributions à la diffusion élastique  $\pi$ -p: la contribution diffractive (2.2.b1), avec échange d'un pomeron, une contribution non-diffractive (2.2.b2), avec échange d'un méson  $\rho$ , qui porte de l'isospin. La dépendance en  $s$ , le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse, de la section efficace des interactions hadroniques est déterminée par les nombres quantiques  $J^{PC}$  échangés. Dans le cas des interactions diffractives, les nombres quantiques  $J^{PC}$  du pomeron sont  $0^{++}$  et la section efficace est constante en  $s$ .

En résumé, les interactions diffractives sont donc caractérisées notamment par les propriétés suivantes [8]:

- l'objet échangé porte les nombres quantiques du vide
- la section efficace est indépendante de l'énergie
- la section efficace possède une dépendance aiguë en  $t$ , la quadri-impulsion du pomeron.

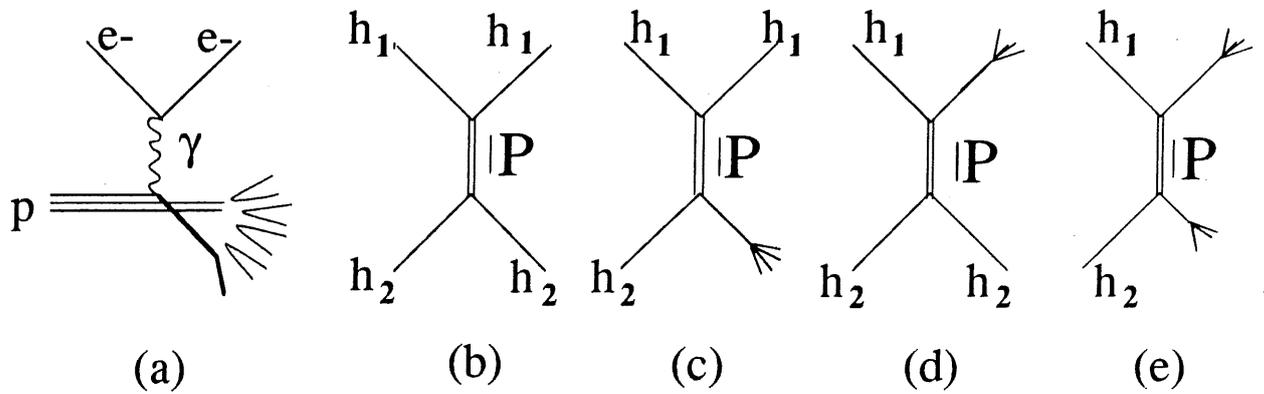


Figure 2.1 : (a) interaction profondément inélastique à HERA; (b) interaction diffractive élastique; (c) et (d) interaction diffractive une fois excitée; (e) interaction diffractive deux fois excitée.

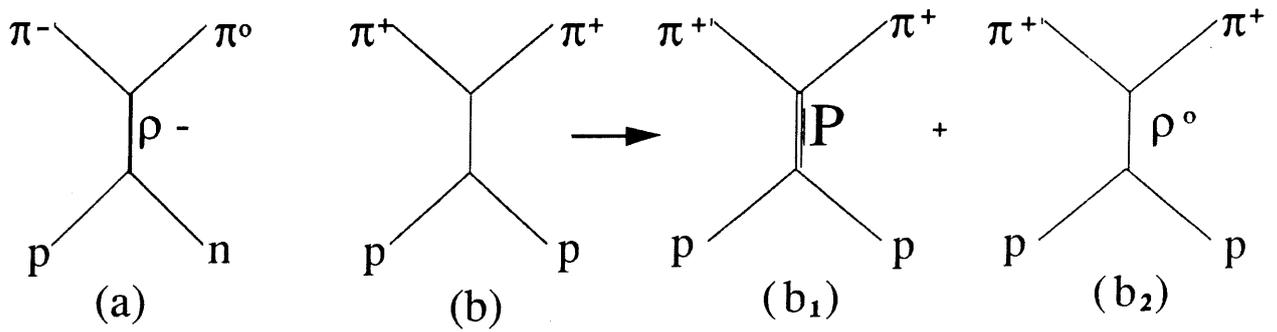


Figure 2.2 : (a) échange de charge; (b) contribution diffractive (b1) et non diffractive (b2) à l'interaction élastique  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ .

## 2.2 Comportement hadronique du photon et modèle à dominance mésovectorielle

Dans son interaction avec la matière, le photon peut se comporter comme un hadron. On s'attend alors à ce qu'il puisse interagir de manière diffractive. Dans ce chapitre nous exposerons d'abord brièvement quelques analogies entre les processus photon-hadron et hadron-hadron. Ensuite nous formaliserons ce phénomène dans le cadre du modèle à dominance mésovectorielle et nous décrirons la production diffractive de mésons  $\rho$ . Finalement nous détaillerons les conditions cinématiques nécessaires pour observer le comportement hadronique du proton. Les idées développées dans cette section, leur historique et les principales données expérimentales sont exposées dans les références [8] et [9].

## 2.2.1 Analogie photon-hadron

On observe expérimentalement plusieurs analogies entre les interactions photon-hadron et les interactions hadron-hadron, reprises ci-dessous:

- le comportement de la section efficace photon-nucléon est similaire à celui de la section efficace hadron-nucléon: des résonances à basse énergie, alors que, au-dessus de 3 GeV, la section efficace devient constante en  $s$ . Cependant la section efficace photon-nucléon est inférieure d'un facteur  $\alpha$  (constante de structure fine  $\alpha = e^2/4\pi$ ) à celle des processus hadron-nucléon.
- de même que la section efficace hadron-nucléon comporte une contribution diffractive importante, on observe dans les interactions photon-hadron une production diffractive importante de mésons  $\rho$  (voir plus loin), caractérisée par une dépendance aiguë en  $t$ , le carré de la quadri-impulsion échangée.
- les diffusions  $\gamma - p$  et  $\gamma - n$  sont très semblables; l'interaction ne dépend donc pas de la charge de la particule cible en première approximation.
- des phénomènes de "shadowing" existent également dans les interactions de photons sur noyaux. Dans les processus hadron-nucléon, en raison de la grande section efficace d'interaction, les nucléons disposés sur la surface du noyau exposé au faisceau de hadrons absorbent la plus grande partie de l'onde incidente, projetant ainsi une "ombre" sur les nucléons situés à l'intérieur du noyau. La section efficace totale d'interaction sur noyau complexe est donc plus faible que la somme des sections efficaces d'interaction sur tous les nucléons.

## 2.2.2 Composante hadronique du photon

On peut considérer le photon physique, tel qu'il se manifeste dans les interactions avec la matière comme une superposition des états auxquels il peut être couplé. Ces états doivent avoir la même impulsion et les mêmes nombres quantiques  $J^{PC} = 1^{-} (Q = B = S = 0)$  que le photon physique. Cette superposition dépend des conditions cinématiques (voir paragraphe suivant). Ces états sont donc considérés comme des "constituants" du photon physique. Ainsi le photon peut, moyennant un certain transfert d'énergie, se matérialiser en une paire  $e^+ e^-$ :  $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ . Les paires  $(e^+ e^-)$  virtuelles peuvent donc être vues comme des "constituants" du photon. De même on peut considérer des fluctuations du photon en paires quark-antiquark:  $\gamma \rightarrow q \bar{q}$ . On peut donc d'une manière générale considérer le photon physique  $|\tilde{\gamma}\rangle$  comme formé, au premier ordre, de la superposition d'une composante "nue"  $|\gamma\rangle$  (figure 2.3.a), d'une composante hadronique  $|h\rangle$  (figure 2.3.b) et d'une composante électronique  $|e^+ e^-\rangle$ . Dans les interactions avec les nucléons, la composante électronique connaît une section efficace plus petite d'un facteur  $\alpha$  que la composante hadronique, et on la négligera:

$$|\tilde{\gamma}\rangle = |\gamma\rangle + \sqrt{\alpha} |h\rangle$$

Le photon possède une amplitude proportionnelle à  $\sqrt{\alpha}$  d'être formé d'une superposition de hadrons.



Figure 2.3 : Composante nue (a) et hadronique (b) du  $\gamma$  physique.

### 2.2.3 Le modèle à dominance mésovectorielle

Le modèle à dominance mésovectorielle (VDM: "Vector meson Dominance Model") est une application des idées de la composante hadronique du photon [10], [11]. Parmi les fluctuations du photon en paires quark-antiquark, sont favorisées celles correspondant aux résonances les plus légères possédant les nombres quantiques du photon:  $\rho$  (770),  $\omega$  (783) et  $\phi$  (1020), que nous regroupons sous le symbole  $V$ . Dans certains autres modèles, notamment celui de la dominance vectorielle généralisée (GVD: "Generalized Vector meson Dominance"), on prend également en compte les résonances plus massives ( $\rho$  (1600),  $J/\psi$  (3097),  $Y$  (9460), etc...).

Le modèle connecte les amplitudes de diffusion impliquant un photon (réel ou virtuel)  $\gamma + N \rightarrow X$  aux amplitudes correspondantes pour les mésons vecteurs réels:  $V + N \rightarrow X$ .

En effet, le courant électromagnétique est identifié à une superposition de champs :

$$J_{\mu}^{e.m.} = \sum_V \frac{m_V^2}{f_V} V_{\mu} ,$$

où la sommation porte sur le méson vecteur  $V$  dont  $m_V$  est la masse,  $f_V$  la constante de couplage au photon et  $V_{\mu}$  l'opérateur de champ. La constante de couplage  $f_V$  est mesurée dans les désintégrations purement leptoniques du méson  $V$  de largeur  $\Gamma_V$ :

$$\Gamma_V (V \rightarrow e^+ e^-) = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \frac{m_V}{f_V^2} .$$

Dès lors, l'amplitude pour toute interaction comportant un photon (réel ou virtuel) peut s'écrire comme une combinaison linéaire des amplitudes correspondantes pour le méson vecteur, chacune étant multipliée par son propagateur:

$$T_{\gamma A \rightarrow B} (Q^2, s, t, \dots) = \sum_V \left( \frac{e}{f_V} \right) \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right) T_{VA \rightarrow B} (s, t, \dots) ,$$

où  $Q^2$  est l'opposé du carré de la quadri-impulsion portée par le photon. A une énergie de quelques GeV, les trois mésons vecteurs les plus légers ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ ) rendent compte de 80% de la composante hadronique du photon.

## 2.3 Production diffractive de mésons vecteurs

### a) Modèle optique

Nous présentons dans cette section une interprétation de la production diffractive de mésons vecteurs, basée sur une analogie avec l'optique ondulatoire [12].

Considérons une lumière non polarisée traversant un polariseur. La lumière émise possède un plan de polarisation perpendiculaire à l'axe du polariseur. Si la lumière incidente est polarisée dans une certaine direction faisant un angle avec l'axe du polariseur, l'onde sortante possédera des composantes à la fois selon la direction de polarisation de l'onde incidente et dans la direction perpendiculaire. Cette composante, non présente dans l'onde initiale, peut donc être regardée comme le résultat de la production d'un nouvel état. De manière similaire, le phénomène de régénérescence d'une composante  $K_S^0$  dans un faisceau de mésons  $K_L^0$ , après passage à travers la matière, est dû à l'absorption différente des composantes  $K^0$  et  $\bar{K}^0$  des mésons  $K_L^0$ .

### b) Absorption différentielle

Considérons maintenant un photon incident. On notera le photon physique ou "habillé"  $|\tilde{\gamma}\rangle$ , par opposition avec un photon "nu", noté  $|\gamma\rangle$ . L'état  $|\tilde{\gamma}\rangle$  peut être décomposé sur un ensemble complet d'états de particules "nues"; dans le cas du modèle à dominance mésovectorielle, considérons les mésons vecteurs  $|\rho\rangle$ ,  $|\omega\rangle$  et  $|\phi\rangle$ :

$$|\tilde{\gamma}\rangle = \sum_i v_i |V_i\rangle \quad , \quad V_i = \gamma, \rho, \omega, \phi.$$

Les états  $|V_i\rangle$  possèdent les mêmes nombres quantiques que le photon physique  $|\tilde{\gamma}\rangle$ .

Il existe un autre ensemble complet, composé de toutes les particules "habillées"  $|D_j\rangle$  portant les mêmes nombres quantiques que  $|\tilde{\gamma}\rangle$  et  $|V\rangle$ .

$$|V_i\rangle = \sum_j a_{ij} |D_j\rangle$$

Les états  $|D_j\rangle$  sont les états propres de l'hamiltonien libre.

On peut développer  $|\tilde{\gamma}\rangle$  sur un ensemble approprié d'états tel que les différents termes du développement soient atténués séparément lors de l'interaction avec le noyau. Cet ensemble n'est ni l'ensemble des particules "nues"  $|V_i\rangle$ , ni celui des particules "habillées"  $|D_j\rangle$ , mais

un troisième, composé de combinaisons des états "nus". Ces combinaisons sont telles que les états résultants sont des états propres de l'hamiltonien d'interaction; appelons cet ensemble  $|C_i\rangle$ .

$$|V_i\rangle = \sum_j b_{ij} |C_j\rangle$$

Nous pouvons alors formaliser le problème de la manière suivante: l'ordre incident s'écrit:

$$|I\rangle = |\tilde{\gamma}\rangle = \sum_i v_i |V_i\rangle = \sum_i v_i \left( \sum_j b_{ij} |C_j\rangle \right) = \sum_i c_i |C_i\rangle$$

Le photon physique interagit avec le noyau et l'onde transmise à ce dernier s'écrit:

$$|T\rangle = \sum_i c_i \eta_i |C_i\rangle \quad |\eta_i| \leq 1$$

chaque facteur  $\eta_i$  représente le coefficient d'absorption de l'état  $|C_i\rangle$  par le noyau. L'onde diffusée s'obtient par  $|S\rangle = |I\rangle - |T\rangle$ . En général,  $|S\rangle$  n'est plus un état photonique physique. Elle peut se réécrire comme

$$\begin{aligned} |S\rangle &= \sum_i c_i (1 - \eta_i) |C_i\rangle \\ &= (1 - \bar{\eta}) \sum_i c_i |C_i\rangle + \sum_i (\bar{\eta} - \eta_i) c_i |C_i\rangle \\ &= (1 - \bar{\eta}) |\tilde{\gamma}\rangle + \sum_i k_i |V_i\rangle \\ &= (1 - \bar{\eta}) |\tilde{\gamma}\rangle + \sum_i d_i |D_i\rangle \end{aligned}$$

Le premier terme décrit l'onde du photon physique diffusé, et le second les particules produites par diffraction.

### c) Conditions cinématiques

La composante hadronique se manifeste lors d'interactions avec des nucléons si, dans le photon physique, les constituants hadroniques ont pu se développer pendant un temps suffisamment long (comparé au temps d'interaction avec la cible). Ceci implique, sur l'énergie  $v$  du photon incident d'impulsion  $\bar{k}$ , la condition suivante:

$$v \gg (m_V^2 + Q^2)^{1/2}$$

(où  $v = |\bar{k}|$  pour un photon réel et  $v = (|\bar{k}|^2 - Q^2)^{1/2}$  pour un photon virtuel).

En effet, sous cette hypothèse, les fluctuations en énergie nécessaires pour amener, dans le modèle à dominance mésovectorielle, un méson vecteur sur sa couche de masse est donné par:

$$\Delta E = E_V - v = \frac{E_V^2 - v^2}{E_V + v} \approx \frac{m_V^2 + Q^2}{2v}, \text{ où } E_V = (m_V^2 + |\vec{k}|^2)^{1/2}.$$

Le temps pendant lequel une telle fluctuation se développe, "temps de formation  $t_f$ ", est alors donné par

$$t_f = \frac{1}{\Delta E} = \frac{2v}{Q^2 + m_V^2}$$

A  $Q^2$  et  $m_V$  fixés, le temps de formation dépend donc de  $v$ . Remarquons qu'il est donc sans signification de parler de la structure du photon séparément de l'interaction considérée: lorsqu'on analyse la structure du photon, il faut toujours avoir à l'esprit la cible avec laquelle il interagit, car c'est dans le système au repos de celle-ci qu'est mesurée l'énergie ("haute" ou "basse") du photon.

## 2.4 Remarque sur la structure du pomeron

Les interactions électron-proton permettent de mettre en évidence selon le domaine cinématique considéré, soit la structure du proton, soit la structure du photon. Elles permettent encore d'étudier la structure du pomeron lui-même.

La structure hadronique du photon peut se manifester à petit  $Q^2$  par une fluctuation en mésons vecteurs d'après le modèle à dominance mésovectorielle. Cette composante hadronique du photon peut interagir avec le proton soit par l'échange d'un pomeron (interaction diffractive), illustré à la figure 2.4.a, soit de manière inélastique (interaction non diffractive), représenté à la figure 2.4.b.

D'autre part, la structure du photon peut se manifester, toujours à petit  $Q^2$ , par des interactions du type de la figure 2.4.c, où apparaît la structure "résolue" du photon, c'est-à-dire, sa structure en une paire  $q\bar{q}$  non liée en une résonance. Dans le cas de la figure 2.4.c, on assiste à une interaction dure, caractérisée par la formation de jets de particules dues à la fragmentation des partons.

Dans le cas d'interactions diffractives dues à l'échange d'un pomeron, la structure de celui-ci peut être elle-même sondée. En effet, à grand  $Q^2$ , le photon peut interagir directement avec les quarks constituant le pomeron (figure 2.4.d), ou avec les quarks émis par les gluons constituant le pomeron (processus de fusion photon-gluon), illustré à la figure 2.4.e. La structure du pomeron est alors révélée par l'interaction ponctuelle du photon. Ces interactions ont été observées à HERA, où les collaborations H1 et ZEUS ont mis en évidence l'existence d'interactions profondément inélastiques (à grand  $Q^2$ ) possédant un grand saut en rapidité [13] et [14]. Ces événements peuvent être décrits en invoquant une structure du pomeron.

Dans ce travail, nous étudierons la production diffractive de mésons  $\rho$  à grand  $Q^2$ , à HERA, en nous basant sur le modèle à dominance mésovectorielle.

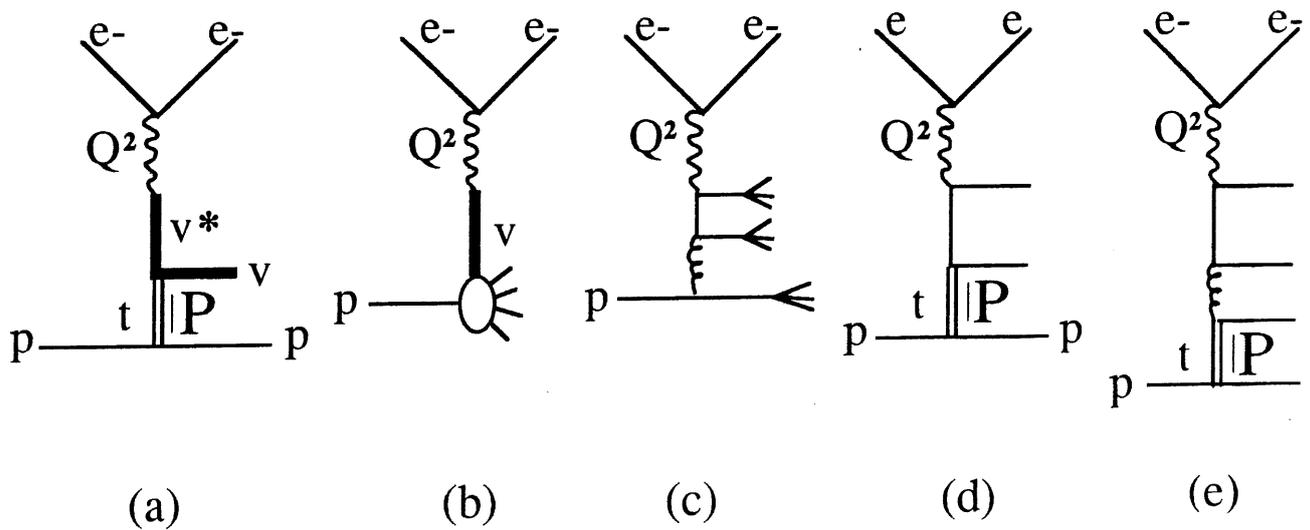


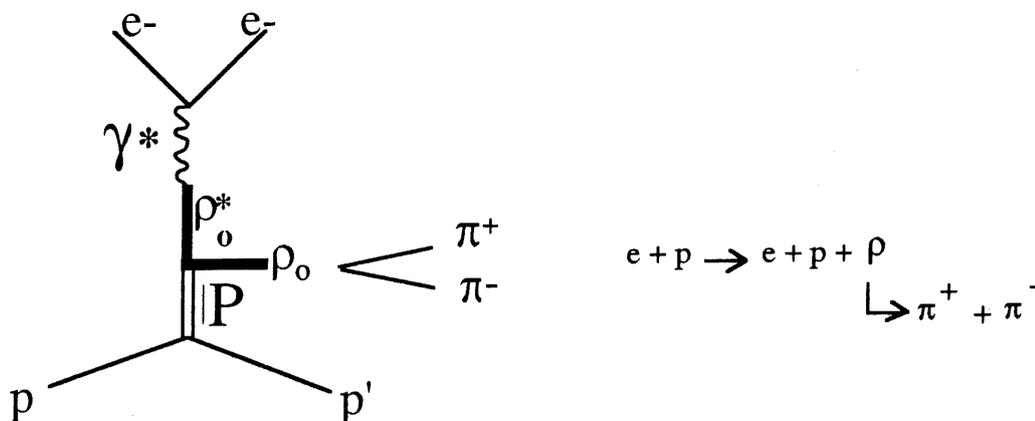
Figure 2.4 : (a) production quasi-élastique d'un méson vecteur  $V$   
 (b) interaction inélastique entre le méson vecteur  $V$  et le proton  
 (c) interaction "résolue" du photon  
 (d) interaction du photon avec un quark constituant le pomeron  
 (e) processus de fusion photon-gluon.

## CHAPITRE 3

# SIMULATION DE LA PRODUCTION DIFFRACTIVE DE MESONS $\rho$ A HERA

Nous considérons dans ce chapitre la production diffractive (quasi-élastique) de mésons  $\rho$ .

Rappelons que le photon virtuel échangé peut développer une fluctuation hadronique, ici un méson  $\rho$  virtuel, qui possède les nombres quantiques du photon ( $J^{PC} = 1^{- -}$ ,  $Q = B = S = C = 0$ ). Le méson  $\rho$  virtuel échange avec le proton de la quadri-impulsion, emportée par un pomeron (objet portant les nombres quantiques du vide) qui permet au méson  $\rho$  virtuel de sauter sur sa couche de masse, et d'apparaître réel dans l'état final. Le méson  $\rho$  possède un temps de vie très court ( $\sim 10^{-23}$  sec) et se désintègre (avec un taux de branchement supérieur à 99%) en deux pions de charges opposées:  $\pi^+$  et  $\pi^-$ .



Dans ce chapitre nous exposons d'abord la cinématique de l'interaction. Nous détaillons ensuite le calcul de la section efficace de la production diffractive d'un méson  $\rho$  dans le cadre du modèle à dominance mésovectorielle; celle-ci est le point de départ de l'algorithme de simulation de l'interaction (Monte-Carlo) que nous décrivons finalement.

### 3.1 Cinématique à HERA

Nous commençons par décrire la cinématique des interactions e-p en général, nous la particularisons ensuite à la production diffractive de mésons  $\rho$ . En outre, nous décrivons brièvement le calcul de l'énergie et de l'impulsion du méson  $\rho$  ainsi que la paramétrisation de sa désintégration en deux pions. On se limite dans ce travail au cas où l'interaction électron-proton

est purement électromagnétique, c'est-à-dire où le boson intermédiaire est un photon (virtuel); cette interaction est schématisée à la figure 3.1

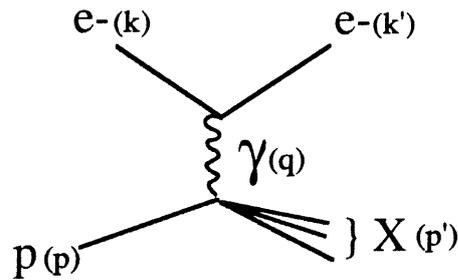


Figure 3.1 : Interaction électromagnétique e-p.

L'état final est constitué de l'électron diffusé et du système hadronique X;  $k, k', p, p'$  et  $q = k - k' = p' - p$  sont les quadri-impulsions respectivement de l'électron incident et diffusé de masse  $m_e$ , du proton incident de masse  $M_p$ , du système hadronique de l'état final et du photon (virtuel) d'interaction ( $\gamma$ ).

On définit les invariants suivants:

$$s = (p + k)^2 \quad Q^2 = -q^2 \quad W^2 \equiv p'^2 = (p + q)^2$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad v = \frac{p \cdot q}{M_p} \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}$$

La variable  $s$  est le carré de l'énergie totale disponible dans le système du centre de masse (e-p),  $Q^2$  est l'opposé du carré du transfert de quadri-impulsion et  $W$  est la masse invariante du système hadronique, c'est-à-dire l'énergie disponible dans le système du centre de masse ( $\gamma$ -p). Les variables sans dimension  $x$  et  $y$  sont appelées invariants de Bjorken. Dans le référentiel au repos du proton incident, l'invariant  $v$  représente l'énergie du photon échangé et l'invariant  $y$ , la fraction d'énergie de l'électron incident qui est cédée au photon.

Pour les interactions profondément inélastiques, et dans un référentiel en mouvement rapide par rapport à la cible,  $x$  peut être interprété comme la fraction d'impulsion du proton portée par le quark sur lequel a lieu l'interaction. En négligeant les masses  $m_e$  et  $M_p$ , les variables  $x, Q^2, y$  et  $W^2$  sont reliées entre elles par les relations

$$Q^2 \approx x y s \quad \text{et} \quad W^2 \approx Q^2 \left( \frac{1}{x} - 1 \right). \quad (3.1)$$

$$\text{Pour } x \ll 1, W^2 \approx y s.$$

Les invariants  $x$  et  $y$  étant compris entre 0 et 1, ces équations impliquent que  $0 < Q^2 < W^2 < s$ .

Connaissant  $s$ , la donnée de deux des invariants (par exemple  $x$  et  $Q^2$ ) détermine toute la cinématique de l'interaction. Le domaine cinématique accessible à l'expérience dépend de l'énergie dans le système du centre de masse, de la couverture angulaire du détecteur et de la précision des mesures d'angles et d'énergies. Actuellement à HERA,  $s = 87\,596 \text{ GeV}^2$  ( $\log s \approx 4.9$ ). Le domaine physique accessible pour  $Q^2$  s'étend alors jusque près de  $10^5 \text{ GeV}^2$ , et si on se limite à  $Q^2 \gtrsim 3 \text{ GeV}^2$  (domaine accessible pour H1), la plus petite valeur de  $x$  est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-5}$ . Le domaine cinématique accessible forme donc un triangle dans le plan ( $\log Q^2$ ,  $\log x$ ), mais ce domaine est fortement restreint si l'on demande que les erreurs systématiques sur la reconstruction des variables restent relativement faibles, par exemple  $\lesssim 10\%$ , (figure 3.2). Dans le plan ( $\log Q^2$ ,  $\log x$ ), les courbes à  $y$  et  $W^2$  constants sont représentées à la figure 3.3. La figure 3.4 représente les courbes à énergie et angle polaire constants de l'électron diffusé ( $E'_e$  et  $\theta'_e$  respectivement).

Dans ce travail, les variables cinématiques sont estimées à partir des mesures de  $E'_e$  et  $\theta'_e$  en utilisant les relations:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2\left(\frac{\theta'_e}{2}\right) \quad x = \frac{Q^2}{4E_p \left(E_e E'_e \sin^2\left(\frac{\theta'_e}{2}\right)\right)} \quad (3.2)$$

où  $E_e$  et  $E_p$  sont respectivement les énergies des faisceaux d'électrons et de protons. Comme les électrons diffusés dans le tube à vide ne sont pas détectables, le choix de cette méthode limite le domaine accessible. D'autre part, avec la statistique actuelle, il existe peu d'événements dont  $Q^2 > 200 \text{ GeV}^2$  (la section efficace décroît comme  $1/Q^4$  à cause du propagateur du photon).

*Figure 3.2 : Domaines accessibles à H1 dans le plan ( $\log x$ ,  $\log Q^2$ ), où les erreurs systématiques sont inférieures à 10%. Les différentes régions indiquent la méthode de reconstruction cinématique utilisée.*

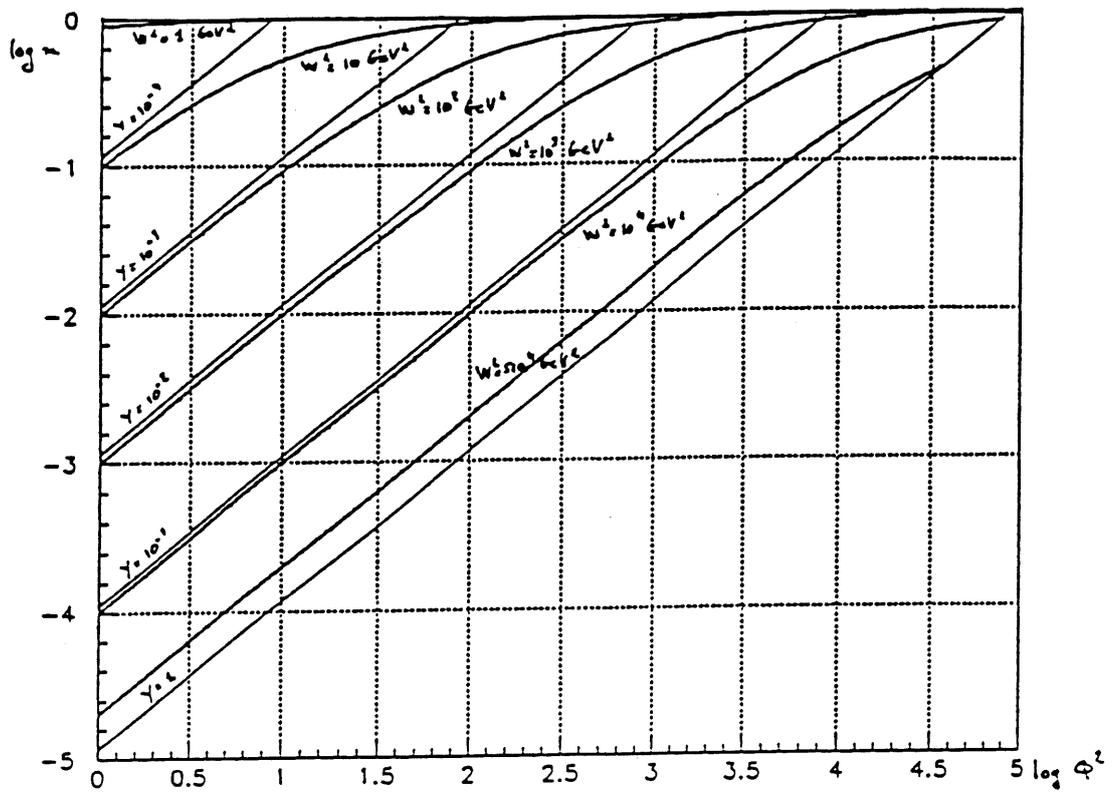


Figure 3.3 : Domaine cinématique et courbes à  $y$  et  $W^2$  constants.

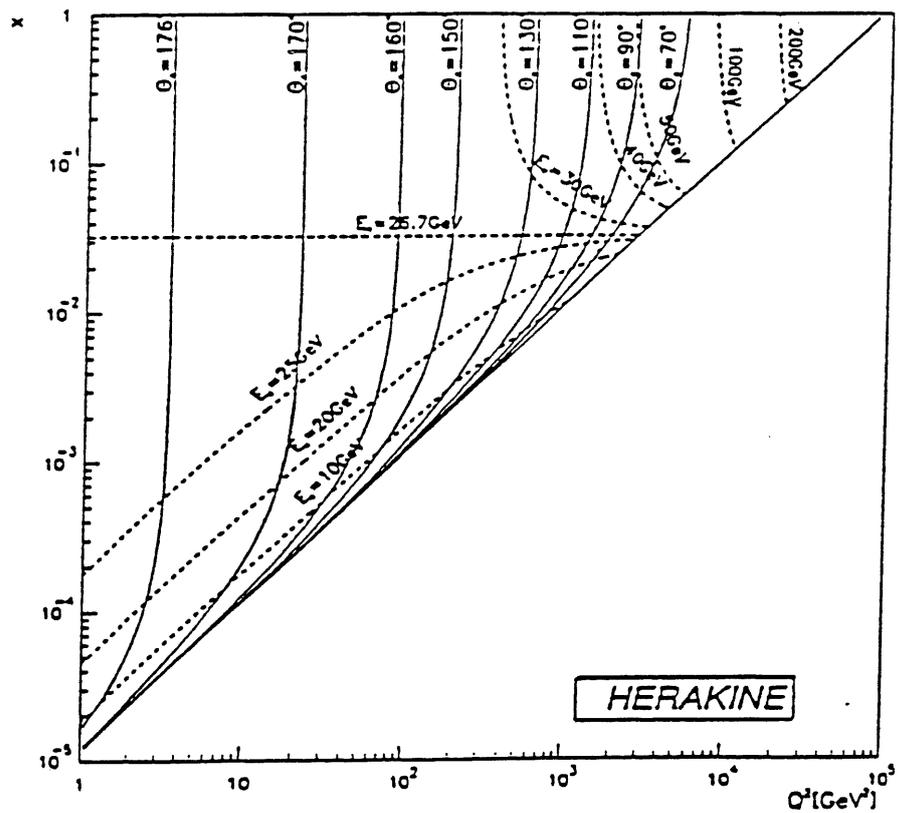


Figure 3.4 : Courbes à énergie et angle polaire de l'électron ( $E_e$  et  $\theta_e$ ) constants.

Dès lors, seuls seront pris en compte dans ce travail les événements pour lesquels l'électron diffusé est identifié dans le calorimètre arrière BEMC. Ceci implique la limitation du domaine cinématique aux angles de l'électron diffusé compris entre  $151^\circ$  et  $174^\circ$ , pour un vertex situé au point d'interaction nominal.

Les événements caractérisés par un  $Q^2 \approx 0$  sont appelés des événements de photoproduction. Les courbes cinématiques (figure 3.4) indiquent alors que l'électron diffusé est peu dévié par rapport à sa direction incidente; il reste donc dans le tube à vide et n'est pas détecté. Dans le cas de tels événements, un hadron ou un photon émis vers l'arrière peut être identifié à tort dans le calorimètre BEMC comme étant l'électron diffusé. Des simulations par Monte-Carlo montrent que la probabilité d'une telle mauvaise identification devient négligeable si le candidat électron a une énergie supérieure à 12 GeV.

Ces conditions sur l'angle et l'énergie de l'électron diffusé délimitent le domaine accessible en la variable  $Q^2$  à l'intervalle  $\sim [3, 200]$  (voir la figure 3.4).

### 3.2 Production et désintégration de mésons $\rho$

Nous allons maintenant analyser la cinématique d'un cas particulier des événements (e-p): la production diffractive de mésons  $\rho$  (figure 3.5). Dans ce cas, le système hadronique peut être décrit complètement (à une symétrie cylindrique près), moyennant l'introduction de la variable cinématique  $t$ , qui est l'opposé du transfert de quadri-impulsion entre le méson  $\rho$  virtuel et le proton incident. Connaissant  $s$ , les trois invariants  $x$ ,  $Q^2$  et  $t$  décrivent totalement la cinématique de l'interaction. La masse invariante du système hadronique est ici

$$W^2 = (p' + \rho)^2,$$

où  $p'$  et  $\rho$  sont respectivement la quadri-impulsion du proton diffusé et du méson  $\rho$ .

Il existe une valeur minimale pour les variables  $t$  et  $Q^2$  venant des contraintes cinématiques:

$$Q_{\min}^2 \approx \frac{(m_e y)^2}{1 - y} \quad \text{et} \quad t_{\min} \approx \left( \frac{Q^2 + m_e^2}{2 v} \right)^2 \quad (3.3)$$

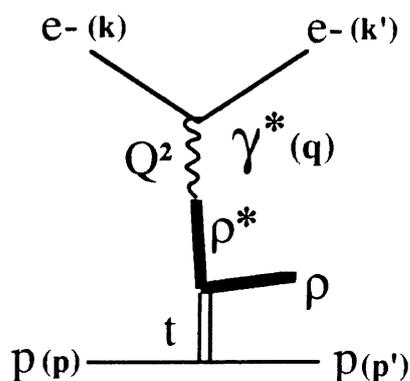


Figure 3.5 : Cinématique de l'interaction  $e + p \rightarrow e + p + \rho$ .

### Calcul de l'énergie et de l'impulsion du méson $\rho$

L'énergie et la direction de l'électron diffusé sont définies à une symétrie cylindrique près autour de l'axe des faisceaux par les variables cinématiques  $s$ ,  $y$  et  $Q^2$ . Plaçons-nous dans le centre de masse photon-proton et prenons l'axe  $z$  dans la direction du photon virtuel. Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion aux vertex d'interaction permettent de calculer les quadri-impulsions du méson  $\rho$  virtuel, du proton diffusé et le méson  $\rho$  réel. Les formules se simplifient dans le référentiel choisi. L'énergie et l'impulsion du méson  $\rho$  réel sont définies par la donnée du transfert de quadri-impulsion  $t$  à une symétrie cylindrique près, autour de la direction du photon (axe  $z$ ). Et utilisant les notations définies sur la figure 3.6, on obtient:

$$E_\rho = -(P_z X - q_z Y) / (E_p q_z - P_z E_q) \quad (3.4)$$

$$\rho_z = (E_p E_q - X) / q_z \quad (3.5)$$

où

$$X = -\frac{1}{2}(t + Q^2 - m_\rho^2)$$

$$Y = \frac{1}{2} t + E_p E_q - P_z q_z$$

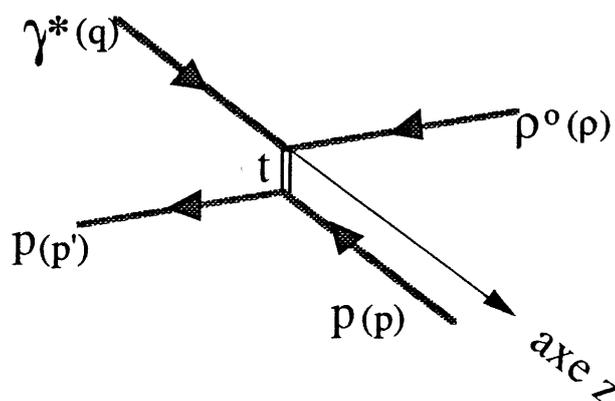


Figure 3.6 : Diffusion quasi-élastique du méson  $\rho$  virtuel sur le proton incident.

## Loi de désintégration du méson $\rho$

Le méson  $\rho$  au repos se désintègre en deux pions ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) selon la loi [15], [16] et [17]:

$$W(\cos\theta^*) = \frac{3}{4} [ 1 - r_{00}^{04} + (3 r_{00}^{04} - 1) \cos^2\theta^* ] \quad (3.6)$$

où  $\theta^*$  est l'angle polaire du méson  $\pi^+$  de désintégration dans le référentiel au repos du méson  $\rho$  par rapport à la direction  $z$  du système du laboratoire.  $r_{00}^{04}$  est un des éléments indépendants mesurable de la matrice de densité du rho [16]. Il représente la probabilité d'observer un méson  $\rho$  polarisé longitudinalement. Dès lors, une distribution en  $\sin^2\theta^*$  caractérise une production purement transverse de mésons  $\rho$  (interaction de photons réels, sans transfert de moment cinétique) et une distribution en  $\cos^2\theta^*$ , une production purement longitudinale. Grâce aux relations 3.4, 3.5, et 3.6, on peut calculer l'énergie et l'impulsion des pions de désintégration.

## 3.3 Section efficace de production quasi-élastique de méson $\rho$

Les étapes du calcul sont reprises aux références [18], [19]. On part de la diffusion inélastique  $ep \rightarrow eX$  où l'on considère le diagramme d'ordre le plus bas

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (3.7)$$

où  $L^{\mu\nu}$  est le courant électronique et  $W_{\mu\nu}$  est le courant hadronique. En construisant le courant hadronique  $W_{\mu\nu}$  le plus général à partir des invariants dont on dispose et en utilisant les lois de conservation des interactions fortes, on peut réécrire (3.7) sous la forme:

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} 4 E_e E'_e \left\{ 2 W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta'_e}{2} + W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta'_e}{2} \right\} \quad (3.8)$$

où  $W_1$  et  $W_2$  sont deux fonctions de structure du proton. La section efficace s'exprime alors:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE'_e d\Omega'} &= \frac{1}{16 \pi^2} \frac{E'_e}{E_e} |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{4 \alpha^2 E_e'^2}{Q^4} \left\{ 2 W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta'_e}{2} + W_2(\nu, q^2) \cdot \cos^2 \frac{\theta'_e}{2} \right\} \quad (3.9) \end{aligned}$$

où  $d\Omega'$  est l'élément d'angle solide. Introduisant les sections efficaces polarisées transverse  $\sigma_T$  et longitudinale  $\sigma_L$ :

$$\sigma_T = \frac{4 \pi^2 \alpha}{k} W_1(\nu, q^2) \quad (3.10)$$

$$\sigma_L = \frac{4 \pi^2 \alpha}{k} \left\{ \left( 1 - \frac{v^2}{q^2} \right) W_2(v, q^2) - W_1(v, q^2) \right\} \quad (3.11)$$

avec  $k = v + \frac{q^2}{2 M_p}$  (3.12)

On peut alors réexprimer la section efficace  $ep \rightarrow eX$  comme:

$$\frac{d\sigma}{d E'_e d\Omega'} = \frac{\alpha}{2 \pi^2} \frac{k}{|q^2|} \frac{E'_e}{E_e} \frac{1}{1 - \varepsilon} (\sigma_T + \varepsilon \sigma_L)_{[\gamma p \rightarrow X]} \quad (3.13)$$

où  $\varepsilon = \left( 1 - \frac{2(v^2 - q^2)}{q^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1}$  (3.14)

Dans le cadre du modèle à dominance mésovectorielle, on a (en ne considérant que le méson  $\rho$ ):

$$(\sigma_T + \varepsilon \sigma_L)_{[\gamma p \rightarrow X]} = \frac{f_\rho^2}{(Q^2 + m_\rho^2)^2} (\sigma_T + \varepsilon \sigma_L)_{[\rho p \rightarrow X]} \quad (3.15)$$

En considérant l'état final  $|X\rangle$  comme étant l'état particulier  $|\rho p\rangle$ , effectuant le changement de variable  $(E'_e, \Omega') \rightarrow (Q^2, y)$  et introduisant la dépendance en  $t$ , on obtient la section efficace différentielle:

$$\frac{d^3\sigma}{dt dQ^2 dy} = \frac{\alpha}{2 \pi^2} \frac{k}{|q^2|} \frac{E'_e}{E_e} \frac{1}{1 - \varepsilon} \left| \frac{\partial (E'_e, \Omega')}{\partial (Q^2, y)} \right| \frac{f_\rho^2}{(Q^2 + m_\rho^2)^2} \frac{d\sigma_T}{dt} [\rho p \rightarrow \rho p] (1 + \varepsilon R) \quad (3.16)$$

où  $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} [\rho p \rightarrow \rho p]$  (3.17)

On paramétrise  $\frac{d\sigma_T}{dt}$  de la manière suivante:

$$\frac{d\sigma_T}{dt} = \frac{d\sigma_T}{dt} \Big|_{t=0} e^{-b|t|} \quad (3.18)$$

où  $b$  est un paramètre positif.

En considérant l'amplitude de diffusion vers l'avant comme purement imaginaire, on obtient par le théorème optique :

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} [\rho p \rightarrow \rho p] = \sigma_{\text{total}}^2 [\rho p \rightarrow X] \quad (3.19)$$

On suppose également que

$$\sigma_{\text{total}} [\rho p \rightarrow X] = \sigma_{\text{total}} [\pi N \rightarrow X] \quad (3.20)$$

Cette dernière section efficace est connue expérimentalement.

Donc finalement :

$$\frac{d^3\sigma}{dt dQ^2 dy} = \frac{1}{M_p} \alpha^2 \frac{|\vec{q}|}{E_0^2} \frac{Q^2}{1 - \epsilon} \frac{1}{Q^4} f_p^2 \frac{1}{(Q^2 + m_\rho^2)^2} \frac{1}{16 \pi} (1 + \epsilon R) \sigma_{\text{total}}^2(\pi N) \cdot e^{-b|t|} \quad (3.21)$$

Reprenons chacun des termes en détail:

$\alpha^2$ , le carré de la constante de structure fine, vient du couplage avec le photon échangé.

Le facteur cinématique  $\frac{1}{M_p} \frac{|\vec{q}|}{E_0^2} \frac{Q^2}{1 - \epsilon}$  est dû à la nature électromagnétique de l'interaction;

$|\vec{q}| = \sqrt{Q^2 + \nu^2}$  représente le flux de photons virtuels échangés et  $E_0$  est l'énergie de l'électron incident dans le référentiel au repos du proton.

$\frac{1}{1 - \epsilon}$  est le facteur de polarisation où

$$\epsilon = \frac{4 E_0 (E_0 - \nu) - Q^2}{4 E_0 (E_0 - \nu) + Q^2 + 2 \nu^2} \quad (3.22)$$

Le facteur  $1/Q^4$  provient du propagateur du photon virtuel.

$f_p^2$  représente le couplage entre le photon virtuel et le méson  $\rho$  virtuel.

Le terme  $\frac{1}{(Q^2 + m_\rho^2)^2}$  vient du propagateur du méson  $\rho$ .

Les valeurs numériques utilisées ci-après sont :

$$b = 6 \text{ GeV}^{-2}, \quad f_\rho^2 = 0.015 \text{ GeV}^4 \quad \text{et} \quad \sigma_{\text{total}}(\pi N) = 25 \text{ mb.}$$

La paramétrisation  $e^{-b|t|}$  de la formule (3.18), inspirée des résultats expérimentaux, peut être comprise qualitativement: l'exponentielle décroissante correspond au fait que la section efficace de diffusion doit diminuer rapidement quand  $|t|$  augmente; en effet, dans ce cas, les distances sondées par l'interaction diminuent: le méson  $\rho$  et le proton n'interagissent plus comme un tout mais résolvent leur structure en partons. Ils sont brisés par l'interaction qui donne naissance à des gerbes hadroniques.

### 3.4 Simulation par Monte-Carlo

Le but de la simulation est d'étudier la production diffractive de mésons  $\rho$  à partir d'un modèle théorique (ici l'électrodynamique quantique et le modèle à dominance mésovectorielle), en tenant compte de la géométrie et de l'efficacité du détecteur. Il est alors possible de corriger

les distributions expérimentales pour les effets liés au détecteur et de comparer le modèle aux résultats expérimentaux. Le point de départ est donc la section efficace différentielle de production quasi-élastique d'un méson  $\rho$  (équation 3.21).

### 3.4.1 Simulation des variables cinématiques

La section efficace est d'abord intégrée dans un domaine en  $Q^2$ ,  $y$  et  $t$  décrit ci-dessous. On prend  $|t| > 0$  et  $Q^2$  appartenant à l'intervalle  $[2, 350] \text{ GeV}^2$ . Le choix du domaine en  $Q^2$  est justifié au chapitre cinématique, toutefois l'intervalle a été quelque peu étendu afin d'éviter les effets de bords. Les grandes valeurs de  $y$  seront limitées par la coupure  $y < 0.9$ ; en effet, pour rejeter la plupart des événements de photoproduction, nous avons demandé que l'énergie de l'électron diffusé soit supérieure à 12 GeV. Les figures 3.3 et 3.4 montrent que cela correspond à éliminer les événements à grand  $y$ . Enfin nous avons pris  $y > 0.001$  en accord avec les coupures effectuées sur l'angle polaire des traces des deux pions (voir la sélection des événements au chapitre 4).

L'intégration se fait numériquement, à l'aide du programme DIVON4, appartenant aux bibliothèques CERN.

On génère les variables cinématiques  $y$  et  $Q^2$  selon la formule (3.21) intégrée sur  $t$ , ainsi que la variable  $t$  (indépendamment des deux autres et selon une loi exponentielle (équation 3.18)), en tenant compte des bornes cinématiques :  $Q_{\min}^2$  et  $t_{\min}$ . Les trois variables indépendantes ( $y$ ,  $Q^2$  et  $t$ ) permettent de déterminer toute la cinématique de l'interaction:  $Q^2$  et  $y$  fixent les paramètres de l'électron diffusé et du photon (ou du méson  $\rho$  virtuel), à une rotation aléatoire près autour de l'axe du faisceau. Dans le système du centre de masse ( $p$ - $\gamma$ ) le choix de  $t$  fixe les paramètres du méson  $\rho$ , à une rotation aléatoire près autour de la direction du photon dans ce système (équations 3.4 et 3.5). La désintégration du méson  $\rho$  en deux pions est enfin simulée (dans le référentiel au repos du méson  $\rho$ ) selon la loi (3.6), le plan de production du système  $\pi^+\pi^-$  étant déterminé par une nouvelle rotation aléatoire autour de la direction du méson  $\rho$ .

Pour effectuer ces calculs, il faut encore choisir deux paramètres :  $R$  (rapport des sections efficaces longitudinale et transverse du méson  $\rho$ ) et  $r_{00}^{04}$  (probabilité d'émission d'un méson  $\rho$  longitudinal). Dans le cas des interactions diffractives sans changement d'hélicité, l'élément de matrice  $r_{00}^{04}$  est relié à  $R$  par [11]:

$$R = \frac{1}{\varepsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}} \quad (3.23)$$

Sur base des données expérimentales, on paramétrise généralement  $R$  sous la forme [11] et [19]

$$R = \xi^2 \frac{Q^2}{M_\rho^2}, \quad \xi^2 = 0.4$$

$$R \leq 1. \quad (3.24)$$

Dans un premier temps, nous avons pris  $R = r_{00}^{04} = 0$ , le photon (et le méson  $\rho$  virtuel) étant alors considéré comme purement transverse. Par la suite, nous avons tenu compte de la contribution longitudinale en prenant  $R$  selon (3.24),  $r_{00}^{04}$  étant alors déterminé par (3.23). Le méson  $\rho$  étant une résonance ( $\pi^+ \pi^-$ ) à un faible temps de vie, il possède une longueur naturelle importante:  $m_\rho = 770 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_\rho \approx 150 \text{ MeV}$ . On a donc simulé la masse du méson  $\rho$  selon une distribution de Breit-Wigner de pic  $m_\rho$  et de largeur  $\Gamma_\rho$ .

### 3.4.2 Simulation des conditions expérimentales: résolution et géométrie du détecteur

Conformément aux coupures effectuées lors de la sélection des données (voir chapitre 4), nous exigeons que l'électron diffusé se trouve dans le calorimètre BEMC avec une énergie supérieure à 12 GeV, et que les deux pions de désintégration se trouvent dans un certain domaine angulaire: à l'avant leurs angles polaires doivent être supérieurs à  $25^\circ$  et à l'arrière, ils doivent au moins traverser la chambre CJC1 de part en part.

Pour tenir compte de la résolution et de la géométrie du détecteur, nous avons simulé les effets suivants:

- réponse en énergie du calorimètre arrière BEMC, et reconstruction de la position en  $x$  et  $y$  du centre de gravité de la gerbe de l'électron
- erreurs sur l'impulsion et les angles, polaire  $\theta$  et azimutal  $\phi$ , des traces dans le détecteur central de traces
- distribution en  $z$  du vertex d'interaction
- efficacité de reconstruction des traces dans le détecteur central de traces.

Pour les trois premiers points mentionnés ci-dessus, on supposera que les erreurs de mesure peuvent se représenter selon une distribution normale dont le choix de l'écart-type  $\sigma$  a été déterminé de la manière suivante.

#### Erreurs de mesure sur la réponse du BEMC

- Erreur sur la réponse en énergie: on utilise la résolution du calorimètre BEMC (tableau 1.4):

$$\sigma_{\text{Energie}} = [ (0.14)^2 + (0.1)^2 E'_e + (0.03)^2 E_e'^2 ]^{1/2} \text{ GeV}$$

où  $E'_e$  est l'énergie de l'électron diffusé.

- Erreur sur la reconstruction en  $x$  et  $y$  du centre de gravité de l'amas: nous avons pris  $\sigma_x = 3$  cm et  $\sigma_y = 3$  cm, à comparer avec les dimensions transverses ( $16$  cm  $\times$   $16$  cm) des cellules du calorimètre BEMC.

#### Erreurs de mesure sur l'impulsion et les angles des traces

- Erreur de mesure sur l'impulsion: on utilise la résolution en impulsion ( $p$ ) du détecteur central de trace (tableau 1.2):  $\sigma_p = 0.01 p^2$  GeV.
- Erreurs sur les angles polaire ( $\theta$ ) et azimutal ( $\phi$ ) des traces:  $\sigma_\theta$  et  $\sigma_\phi$  ont été déterminés à partir des données que nous avons utilisées pour notre analyse; nous avons pris:  $\sigma_\theta = 0.05$  radian ( $2.8^\circ$ ) et  $\sigma_\phi = 0.007$  radian ( $0.4^\circ$ ).

L'effet de la simulation des erreurs de mesure sur la distribution de la masse invariante des 2 pions  $\pi^+ \pi^-$  est illustré à la figure 3.7.

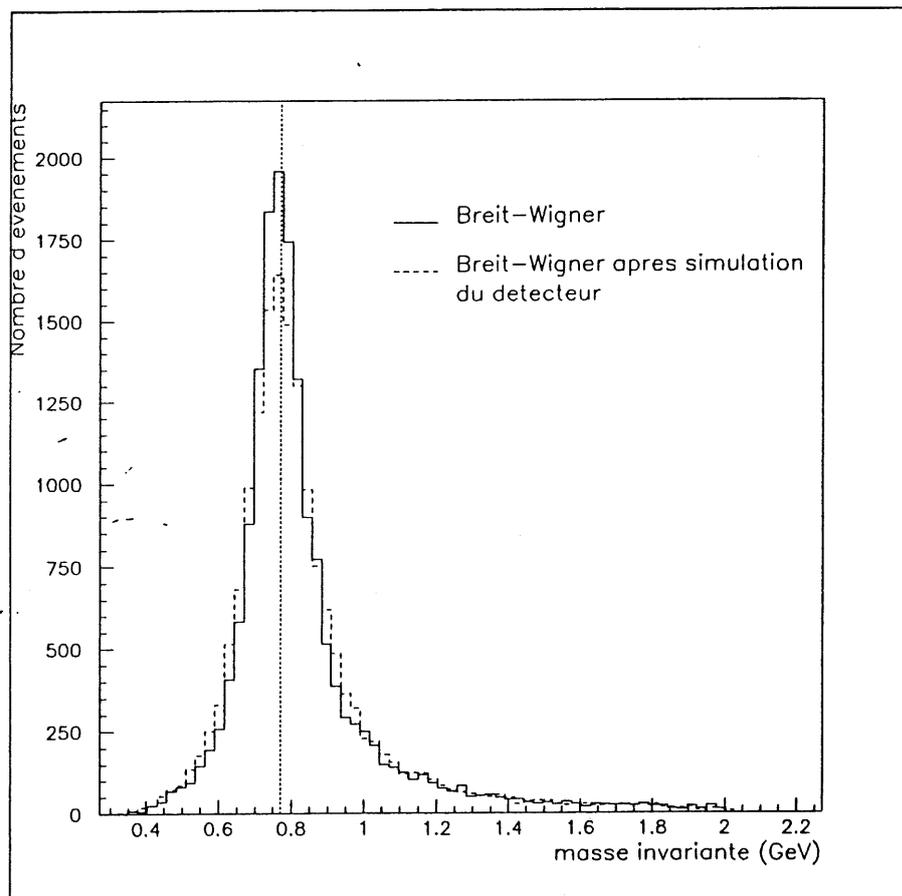


Figure 3.7 : Distribution de la masse invariante des 2 pions (Monte-Carlo)

———— : Breit-Wigner

..... : Breit-Wigner après simulation des erreurs de mesure.

## Distribution de la position en z du vertex d'interaction

Ici aussi nous avons utilisé les données expérimentales: une loi gaussienne décrit bien la distribution de la position en z des événements. On obtient:  $\langle z \rangle = -2.5$  cm et  $\sigma_z = 11.8$  cm.

## Efficacité de la reconstruction des traces

Il existe des secteurs morts dans la chambre CJC1 (suite à des fils cassés, la haute tension alimentant le secteur a dû être coupée). Or le programme de reconstruction de trace utilise les signaux produits par la particule chargée traversant les chambres CJC1 et CJC2. Les traces passant par les secteurs morts de CJC1 seront donc moins bien reconstruites.

Il existe donc un certain nombre d'événements à 2 traces dont une seule (ou même aucune) a été reconstruite. Inversement, il existe des événements à plus de deux traces dont deux seulement ont été reconstruites (ce bruit de fond sera éliminé par un examen visuel des événements (voir chapitre 4)). L'efficacité de reconstruction d'une trace dans le détecteur central de traces a été estimée à 80%.

# CHAPITRE 4

## OBSERVATION DE LA PRODUCTION DIFFRACTIVE DE MESONS $\rho$

Dans ce chapitre, nous commençons par exposer les résultats d'un travail préliminaire consacré à la réponse du calorimètre à argon liquide. Nous décrivons ensuite les critères de sélection des événements de production diffractive de méson  $\rho$ . Nous estimons le bruit de fond et l'extrayons de l'échantillon final sélectionné afin d'obtenir le signal d'événements de production de mésons  $\rho$ . Les résultats obtenus (signal et section efficace) sont finalement comparés à ceux prédits par la simulation par Monte-Carlo.

### 4.1 Etude préliminaire: signal d'interactions diffractives à H1 et réponse du calorimètre à argon liquide

Nous présentons dans cette section une étude du bruit de fond électronique pour la reconstruction de l'énergie des amas dans le calorimètre à argon liquide de H1. Les résultats sur l'étude du détecteur présentés au chapitre 1.3 (reconstruction du signal et suppression du bruit de fond électronique) ont montré qu'il existe effectivement un tel bruit de fond, avec un écart type de 250 MeV. Les résultats n'étaient pas disponibles au moment où nous avons commencé notre travail et nous nous sommes donc livrés à une étude préliminaire à notre recherche de production diffractive de mésons  $\rho$ . Nous avons obtenu des résultats comparables à ceux présentés au chapitre 1.

Dans ce but, nous avons utilisé les événements diffractifs observés dans le détecteur, c'est-à-dire les événements possédant un grand saut en pseudorapidité entre le proton diffusé (qui reste dans le tube à vide) et le reste du système hadronique. Afin de sélectionner ces événements, on demande donc qu'il n'y ait pas de particule émise à l'intérieur d'un certain cône, à l'avant du détecteur. Cela implique que l'on n'observe dans ce cône ni trace, ni amas d'énergie reconstruit dans le calorimètre à argon liquide (nous n'avons pas utilisé le calorimètre bouchon ni le détecteur de fin de gerbes en raison des incertitudes sur leur fonctionnement à ce stade de l'expérience). Nous avons donc cherché à déterminer quelle énergie maximum reconstruite peut être acceptée dans un certain cône à l'avant du détecteur, pour les événements diffractifs. Si cette limite en énergie est trop basse, on risque de rejeter des événements diffractifs à cause de la présence de bruit de fond électronique dans le calorimètre. Si la limite est prise trop haute, on risque d'accepter comme diffractifs des événements qui ne le sont pas. Nous avons défini, pour étudier les événements diffractifs, un cône à l'avant d'ouverture  $\theta < 40^\circ$ . Cette valeur est suffisamment grande pour que la proportion d'événements

profondément inélastiques ne déposant pas d'énergie dans ce cône soit négligeable, ainsi que l'ont montré, depuis notre travail, des études par simulation Monte-Carlo de la Collaboration H1 (voir référence [14]).

#### 4.1.1 Sélection des événements

L'échantillon de départ est constitué de 9152 événements, sélectionnés à partir des critères suivants qui définissent généralement les événements profondément inélastiques:

1. l'électron est détecté dans le calorimètre arrière BEMC; le centre de gravité de la gerbe doit être situé hors des modules triangulaires car ceux-ci ne permettent pas une bonne reconstruction de l'énergie de l'électron.
2. un signal est présent dans la chambre BPC dans un rayon de 15 cm autour du centre de gravité de la gerbe de l'électron, afin de rejeter le cas de photons pris à tort comme candidat électron.
3. l'énergie de l'électron diffusé est supérieure à 10 GeV. Ceci élimine la plus grande partie du bruit de fond d'événements de photoproduction où un hadron chargé est pris à tort comme candidat électron.
4. le vertex d'interaction est reconstruit dans la zone d'interaction nominale ( $|z| < 50$  cm), afin de rejeter le bruit de fond des interactions faisceau-gaz se produisant hors de cette région.

Afin de sélectionner les événements diffractifs, nous avons ensuite imposé que l'énergie totale reconstruite dans le calorimètre à argon liquide, dans le cône avant  $\theta < 40^\circ$ , soit inférieure à 10 GeV. Afin de rejeter plus efficacement le bruit de fond de photoproduction nous avons également exigé que l'énergie de l'électron diffusé soit supérieure à 12 GeV. Nous avons ainsi obtenus un lot de 870 événements comportant moins de 10 GeV dans le cône avant, sur lequel nous effectuons notre analyse.

#### 4.1.2 Dépendance du signal diffractif en fonction de l'énergie des amas considérés.

La figure 4.1 présente la distribution de l'énergie ( $E_{\text{cône}}$ ) reconstruite dans le cône avant ( $\theta < 40^\circ$ ) du calorimètre à argon liquide, pour les 870 événements de notre échantillon ( $E_{\text{cône}}$  se calcule en sommant les énergies des amas individuels se trouvant dans cette région du calorimètre). On observe un pic pour les petites valeurs de  $E_{\text{cône}}$  ( $E_{\text{cône}} \lesssim 300 - 500$  MeV), avec une distribution essentiellement constante pour  $0.5 < E_{\text{cône}} < 10$  GeV. Nous attribuons le pic aux interactions diffractives et le reste de la distribution aux événements profondément inélastiques. Si on extrapole sous le pic diffractif ( $E_{\text{cône}} < 333$  MeV) le bruit de fond profondément inélastique estimé à partir de la distribution avec  $E_{\text{cône}} > 333$  MeV, on obtient un





Energie minimum des amas considérés (pour le calcul de $E_{c\hat{o}ne}$ )	Echantillon complet $E_{c\hat{o}ne} < 10$ GeV (avec/sans trace)	Coupure sur $E_{c\hat{o}ne}$ (GeV)			
		$E_c < 0.17$	$E_c < 0.33$	$E_c < 0.5$	$E_c < 1$
0	870	$199 \pm 15$	$233 \pm 16$	$243 \pm 17$	$259 \pm 18$
	488	$191 \pm 14$	$225 \pm 15$	$241 \pm 16$	$260 \pm 17$
200 MeV	870	$E_c < 0.2$ $238 \pm 16$	$249 \pm 16$	$252 \pm 17$	$262 \pm 18$
	488	$228 \pm 15$	$242 \pm 16$	$246 \pm 16$	$261 \pm 17$
500 MeV	870	-	-	$274 \pm 17$	$296 \pm 19$
	488	-	-	$261 \pm 17$	$280 \pm 17$
1 GeV	870	-	-	-	$350 \pm 22$
	488	-	-	-	$295 \pm 18$

Tableau 4.1 : Nombre d'événements pour différentes coupures sur  $E_{c\hat{o}ne}$  et pour différentes valeurs de l'énergie minimum des amas considérés; soit à partir de la statistique complète (870 événements), soit à partir de celle où aucune trace n'a été reconstruite dans le cône (488 événements).

## 4.2 Production diffractive de mésons $\rho$ : sélection des événements

Dans ce chapitre, nous présentons la sélection des événements correspondant à la production quasi-élastique de mésons  $\rho$  à grand  $Q^2$  ( $Q^2 \gtrsim 5$  GeV<sup>2</sup>) pour lesquels on observe dans le détecteur les deux pions de désintégration de charges opposées.

### 4.2.1 Événements à grand $Q^2$

Pour étudier la production de mésons  $\rho$  à HERA, nous avons utilisé la statistique obtenue pendant la période de prise de données de juillet à octobre 1993. Un total de 316 000 événements ont été obtenus avec comme condition de déclenchement la présence d'une gerbe de plus de 4 GeV dans le calorimètre BEMC. L'efficacité de ce déclenchement ("trigger") est pratiquement de 100% pour les événements déposant une gerbe de plus de 10 GeV.

A partir de cet échantillon initial, nous sélectionnons les événements à grand  $Q^2$  selon les critères suivants:

- l'électron diffusé est détecté dans le calorimètre arrière BEMC; ceci nous assure que l'interaction s'est produite à grand  $Q^2$  (voir partie cinématique)
- un signal est présent dans la chambre BPC, dans un rayon de 5 cm autour du centre de gravité de la gerbe de l'électron (compte tenu des corrections de parallaxe), suggérant que la gerbe développée dans le calorimètre BEMC résulte bien du passage d'une particule chargée (électron) et non d'une particule neutre (photon)
- l'énergie déposée dans le calorimètre BEMC par l'électron diffusé est supérieure à 7 GeV, afin d'éliminer les événements de bruit de fond dus aux interactions de photoproduction
- un vertex d'interaction est reconstruit dans une région de  $\pm 100$  cm autour du point d'interaction nominal, afin de rejeter les événements de bruit de fond dus à des muons cosmiques ou à des interactions gaz-faisceau s'étant produits hors de cette région.

#### 4.2.2 Première sélection des événements à deux traces

Pour sélectionner les événements à grand  $Q^2$  dus à la production et à la désintégration d'un méson  $\rho$ , on exige que les traces de deux hadrons chargés soient reconstruites dans le détecteur de traces. On sélectionne donc les événements soit à deux traces, soit à trois traces quand l'une d'entre elles pointe vers le calorimètre arrière BEMC. En effet il peut s'agir dans ce cas de l'électron diffusé, qui aurait laissé une trace dans le détecteur central de traces. On exige de plus que l'énergie totale déposée dans les calorimètres (excepté le BEMC car l'électron diffusé s'y trouve), soit inférieure à 35 GeV. En effet, dans le cas des interactions diffractives, le carré du transfert de quadri-impulsion  $t$  entre le photon virtuel et le proton incident est faible, de sorte que le proton diffusé, peu dévié par rapport à sa direction incidente, reste dans le tube à vide et n'est donc pas détecté dans le calorimètre. De plus, la simulation par Monte-Carlo indique que l'énergie du méson  $\rho$  produit est typiquement inférieure à 10 GeV, pouvant s'étendre occasionnellement jusque 20 GeV. On a donc finalement une énergie déposée dans les calorimètres bien inférieure à 35 GeV (en ne comptant pas l'électron). Après tri, on obtient un échantillon de 3000 événements.

#### 4.2.3 Événements diffractifs à deux traces

Pour sélectionner les événements diffractifs caractérisés par un saut en pseudorapidité, on rejette les événements pour lesquels un amas ("cluster") de plus de 400 MeV a été reconstruit dans le calorimètre à argon liquide, à l'intérieur d'un cône de  $10^\circ$  autour de la direction du faisceau des protons. Cette valeur est inspirée par les études effectuées aux chapitres 1.3 et 4.1. De plus, nous avons aussi remarqué (section 4.1) qu'un test sur les traces à l'avant était nécessaire même si aucun amas n'a été reconstruit. D'autre part, les traces émises à petit angle

polaire  $\theta$  sont souvent mal reconstruites et les pertes d'événements comportant un pion émis dans cette région risquent d'être importantes. On demande donc qu'il n'y ait pas de trace dans un cône de  $15^\circ$  à l'avant.

Afin de rejeter efficacement les événements de bruit de fond dus à la photoproduction, on exige que l'énergie du candidat électron soit supérieure à 12 GeV. On recherche également si l'une des traces reconstruites peut être due au passage de l'électron diffusé. Ce sera le cas si sa direction est compatible avec celle de la droite joignant le vertex de l'interaction et le centre de gravité de la gerbe dans le BEMC ( $\theta_{\text{trace}} \in [\theta_{\text{gerbe}} \pm 7^\circ]$  et  $\phi_{\text{trace}} \in [\phi_{\text{gerbe}} \pm 10^\circ]$ ). On élimine les événements à deux traces dont l'une est associée à l'électron, ainsi que les événements à trois traces dont aucune n'est apparentée à l'électron. Les traces fort à l'arrière sont mal reconstruites en raison de leur court trajet dans le calorimètre central de traces. Afin d'éviter ce problème, nous n'acceptons que les événements dont les traces (non associées à l'électron) atteignent, à l'arrière, la chambre CJC2 (pour un vertex au point d'interaction nominal, cette exigence correspond à une coupure  $\theta < 155^\circ$ ). Après sélection, il reste 480 événements.

#### 4.2.4 Echantillon final

En analysant la distribution de l'énergie de l'électron diffusé pour l'ensemble des 480 événements sélectionnés, on remarque qu'il apparaît 10 événements dont l'énergie du candidat électron est supérieur à 30 GeV. Cette énergie est cinématiquement impossible pour les électrons diffusés dans le calorimètre BEMC (voir les courbes cinématiques figure 3.4).

Un examen visuel de ces événements nous révèle qu'il s'agit chaque fois d'un muon du halo accompagnant le faisceau de protons, qui en traversant le calorimètre BEMC y provoque une gerbe et est identifié à tort comme un électron (voir figure 4.3); le muon traverse ensuite horizontalement le détecteur de traces et les calorimètres. Des signaux laissés dans le détecteur central de traces peuvent parfois mener à la reconstruction de deux traces et d'un vertex, de sorte que ces événements passent les sélections précitées. Nous les éliminons maintenant.

De plus, la sélection est encore resserrée en imposant les coupures suivantes:

- la position en  $z$  du point d'interaction est comprise dans la région  $(-35, + 30)$  cm, correspondant à la zone d'interaction pour cette période de prise de données
- l'angle polaire de chacune des traces des pions est supérieure à  $25^\circ$ . En effet, afin de résoudre efficacement le problème de la mauvaise reconstruction des traces dans la partie avant du détecteur, nous imposons cette coupure plus sévère que celle citée dans la sélection précédente
- la charge totale des particules ayant laissé les deux traces est nulle
- l'une au moins des coordonnées  $x$  ou  $y$  du centre de gravité de la gerbe associée à l'électron diffusé est, en valeur absolue, supérieure à 18 cm. Si cette dernière condition n'était pas exigée, il se pourrait que la gerbe de l'électron se trouve partiellement dans

l'un des quatre modules triangulaires du calorimètre BEMC, situés près du tube à vide, où l'énergie des gerbes est sous-estimée car non entièrement contenue dans le calorimètre.

Cette dernière condition impose que l'angle polaire de l'électron diffusé soit inférieur à  $173.4^\circ$  dans le cas d'une interaction au vertex nominal. En exigeant en plus que l'énergie de l'électron diffusé soit supérieur à 12 GeV, on obtient une borne inférieure pour  $Q^2$  (voir courbe cinématique 3.4):  $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}$ .

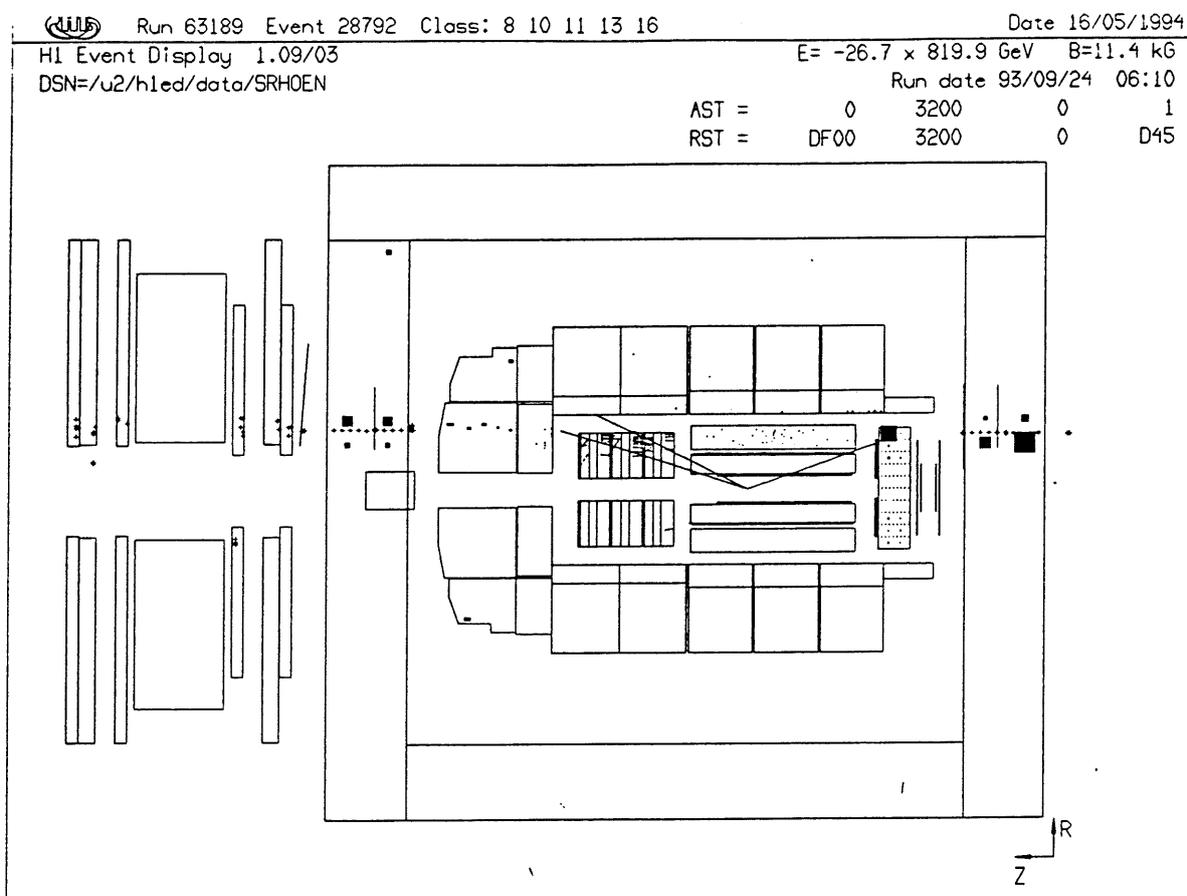


Figure 4.3 : Muon du halo traversant le détecteur HI.

On obtient ainsi une sélection de 320 événements. Reste encore à éliminer les événements possédant dans le calorimètre une ou plusieurs gerbes non associées aux traces, nous indiquant la production d'une particule neutre au moins lors de la détection. Pour cela, on calcule deux grandeurs que l'on utilisera par la suite: ENCMX, représentant l'énergie de l'amas le plus énergétique déposée dans le calorimètre à argon liquide, non associée aux traces ni à l'électron diffusé et ETTMX représentant l'énergie totale déposée dans le calorimètre à argon liquide, non associée aux deux traces des pions ni à l'électron diffusé. On ne retient donc pas, pour ce calcul, les dépôts d'énergie dans les calorimètres qui peuvent être associés aux traces des pions. Compte tenu de la courbure de ces dernières dans le champ magnétique, nous prenons comme tolérance  $\Delta\theta < 15^\circ$  et  $\Delta\phi < 20^\circ$  pour l'association trace-gerbe.

Les distributions de ENCMX et ETTMX sont représentées aux figures 4.4 et 4.5 respectivement. On y observe une zone sans événements, précédée d'un pic et suivie d'une distribution s'étendant jusqu'à de grandes énergies. On attribue le pic aux événements diffractifs. En effet, ceux-ci seraient caractérisés, idéalement, par les valeurs nulles pour ETTMX et ENCMX; toutefois il existe un certain bruit de fond électronique se superposant à l'événement. Les distributions de ENCMX et de ETTMX nous suggèrent donc d'utiliser comme critère  $ENCMX < 0.6 \text{ GeV}$  et/ou  $ETTMX < 1 \text{ GeV}$ . En fait ces deux coupures sont cohérentes dans le sens où ce sont les mêmes événements que l'on rejette dans les deux cas. Nous ne retenons donc que le critère  $ENCMX < 0.6 \text{ GeV}$ , ce qui nous ramène à 65 événements.

Une dernière sélection consiste encore à enlever les événements à plus de deux traces dont certaines n'ont pas été reconstruites. Ceci, comme pour les événements dus à des muons du halo, a dû se faire en analysant les événements un par un, lors d'un examen visuel. Cette sélection était nécessaire car le programme de reconstruction utilisé pour les données considérées dans ce travail était imparfait. Pour les données actuelles de H1, la reconstruction est beaucoup plus efficace.

Finalement, après toutes les sélections décrites ci-dessus, notre échantillon comporte 52 événements.

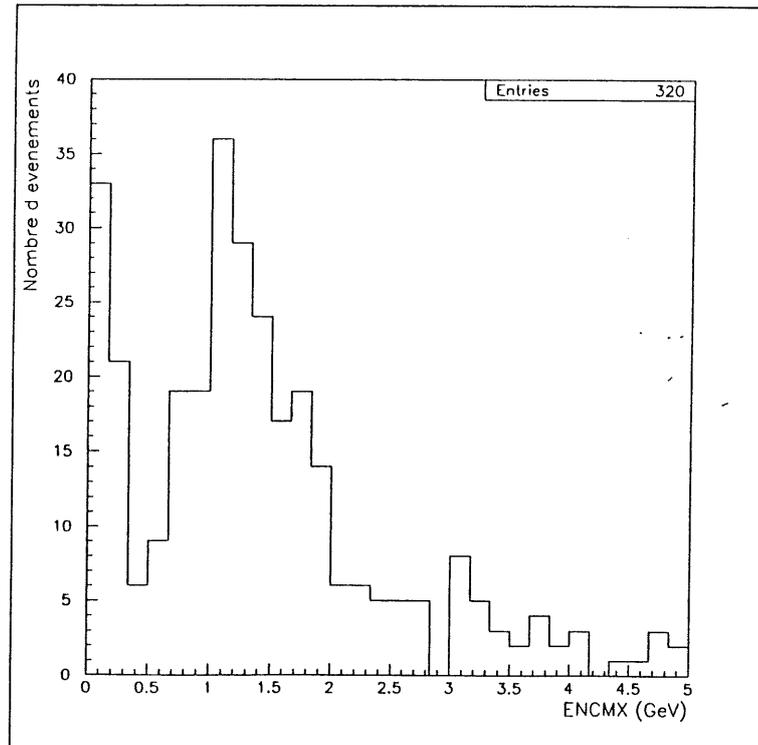


Figure 4.4 : Distribution de ENCMX (ENCMX représente l'énergie de l'amas le plus énergétique non associé aux deux traces des pions ni à l'électron diffusé).

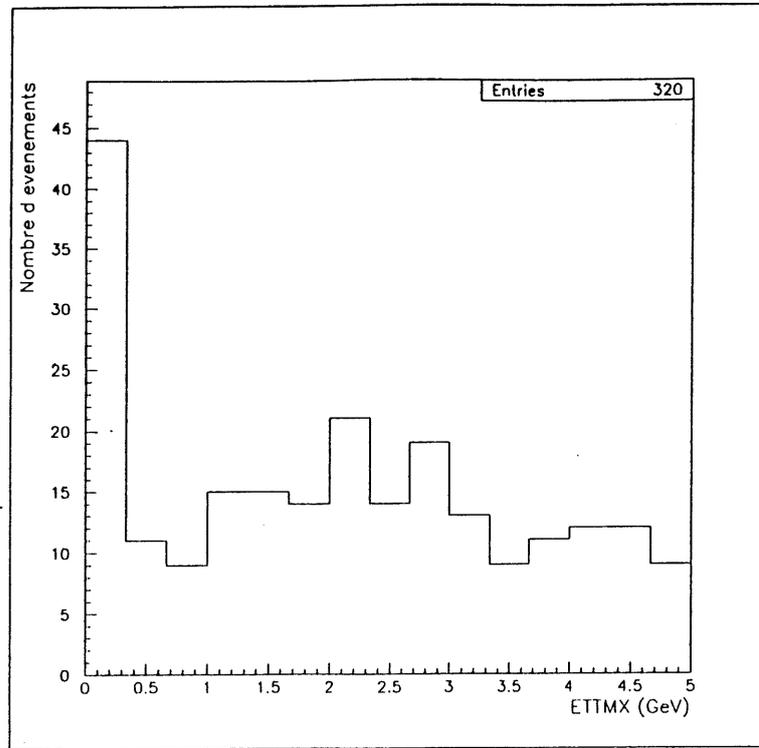


Figure 4.5 : Distribution de ETTMX (ETTMX représente l'énergie totale déposée non associée aux deux traces des pions ni à l'électron diffusé).

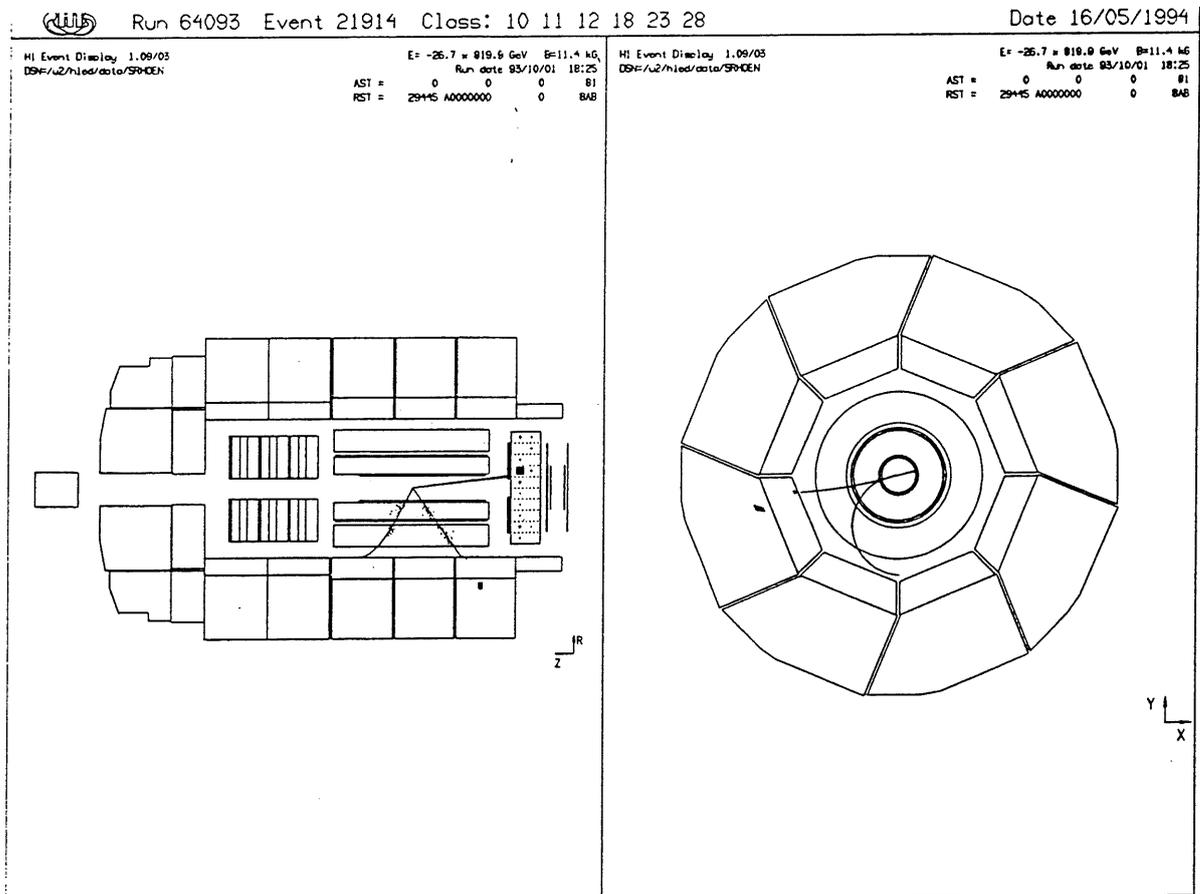


Figure 4.6 : Evénement candidat pour la production diffractive d'un méson  $\rho$  se désintégrant en deux pions dont la masse invariante est de 0.791 GeV.

La figure 4.6 illustre la topologie d'un événement sélectionné: deux traces de courbure opposée dans le détecteur central de traces, un amas ("cluster") de plus de 12 GeV dans le calorimètre BEMC, des dépôts éventuels d'énergie dans le calorimètre à argon liquide associés aux traces et aucun autre signal n'est présent dans le détecteur.

### 4.3 Extraction du signal et section efficace

La masse invariante des traces des deux pions pour l'échantillon des 52 événements sélectionnés est représentée à la figure 4.7; on y voit un pic centré sur la masse du méson  $\rho$ . Par contre, la figure 4.8 reprend la masse invariante des deux traces pour l'ensemble des événements que nous avons rejeté, c'est-à-dire des événements où  $ENCMX > 0.6$  GeV.

En comparant ces deux distributions de formes très différentes (la distribution du bruit de fond présentant un pic décalé vers les petites valeurs de la masse invariante par rapport au signal ainsi qu'une distribution décroissante s'étendant jusqu'à de plus grandes valeurs de la masse invariante), on peut conclure qu'il existe à HERA des événements de production diffractive de mésons  $\rho$ , qui peuplent la figure 4.7. Mentionnons immédiatement qu'il existe dans notre échantillon final trois événements dont la masse invariante des deux traces est comprise entre 3.0 et 3.3 GeV. A l'examen visuel, il apparaît que ce sont probablement des événements de production diffractive de méson  $J/\psi$ , dont la masse est de 3.1 GeV. En effet, l'un de ces événements (figure 4.9) montre clairement deux muons, un autre indique deux électrons et pour le troisième, seulement un muon est identifié. Ces trois événements seront désormais écartés, le signal se réduisant alors à 49 événements.

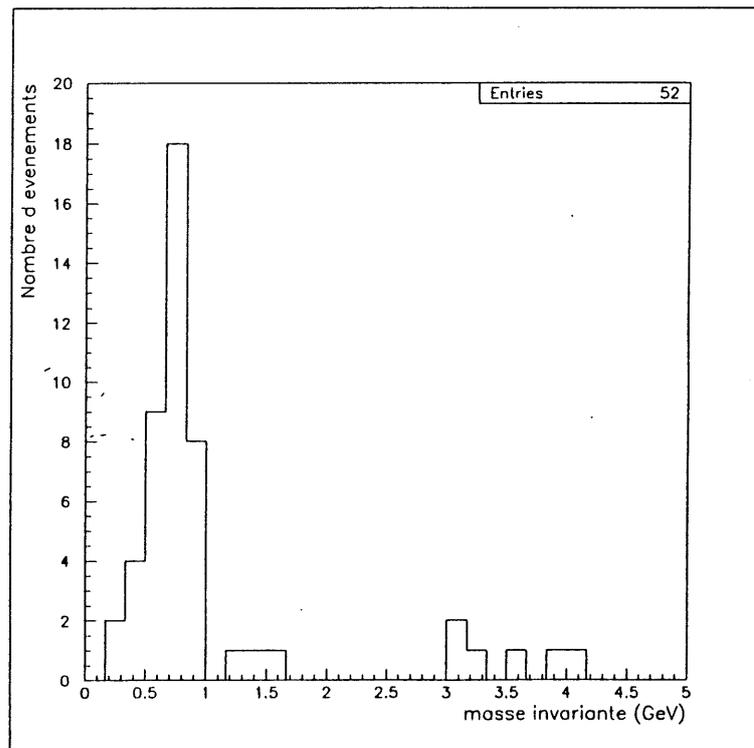


Figure 4.7 : Masse invariante des deux pions pour l'échantillon des 52 événements sélectionnés ( $ENCMX < 0.6$  GeV).

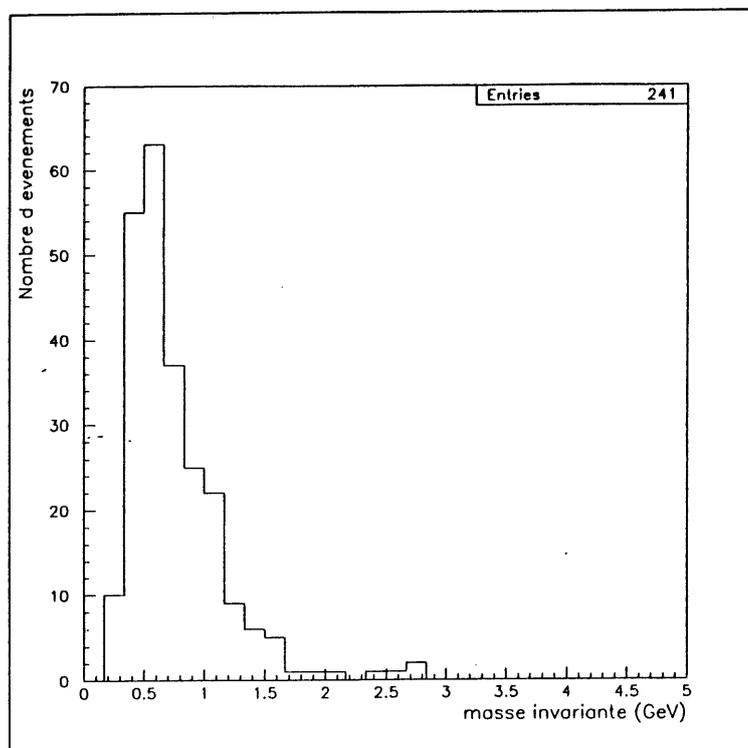


Figure 4.8 : Masse invariante pour l'ensemble des événements rejetés:  $ENC_{MX} > 0.6 \text{ GeV}$ .

Cependant, l'échantillon des 49 événements peut encore contenir un certain bruit de fond. Celui-ci peut être dû à des événements profondément inélastiques, ou à des événements diffractifs qui ne sont pas de production diffractive d'un méson  $\rho$ . Il faudra donc estimer ce bruit de fond afin de le soustraire de la distribution de masse invariante, et extraire le signal physiquement intéressant. Pour cela, nous supposons que la distribution du bruit de fond superposé au signal possède une forme similaire à la distribution des événements rejetés (où  $ENC_{MX} > 0.6 \text{ GeV}$ ). La normalisation de cette dernière distribution au signal des 49 événements va se faire en comparant les événements se trouvant dans les ailes (masse invariante  $< 0.5 \text{ GeV}$  ou  $> 1 \text{ GeV}$ ) de ces deux distributions. En effet, les événements se trouvant dans les ailes de la distribution du signal (figure 4.7) viennent fort probablement du bruit de fond. Toutefois, lors de la normalisation du bruit de fond au signal, il faut tenir compte du fait qu'il existe des événements de production diffractive de méson  $\rho$ , dont la masse invariante des deux traces des pions est supérieure à  $1 \text{ GeV}$  ou inférieure à  $0.5 \text{ GeV}$ . Le Monte-Carlo estime cette contribution à 15.0% du total.

La figure 4.10 représente la distribution de la masse invariante des deux pions pour l'échantillon des 49 événements ( $ENC_{MX} < 0.6 \text{ GeV}$ ) sur laquelle nous avons superposé (traits pointillés) la distribution des événements de bruit de fond ( $ENC_{MX}$ ), celle-ci ayant été normalisée au signal.

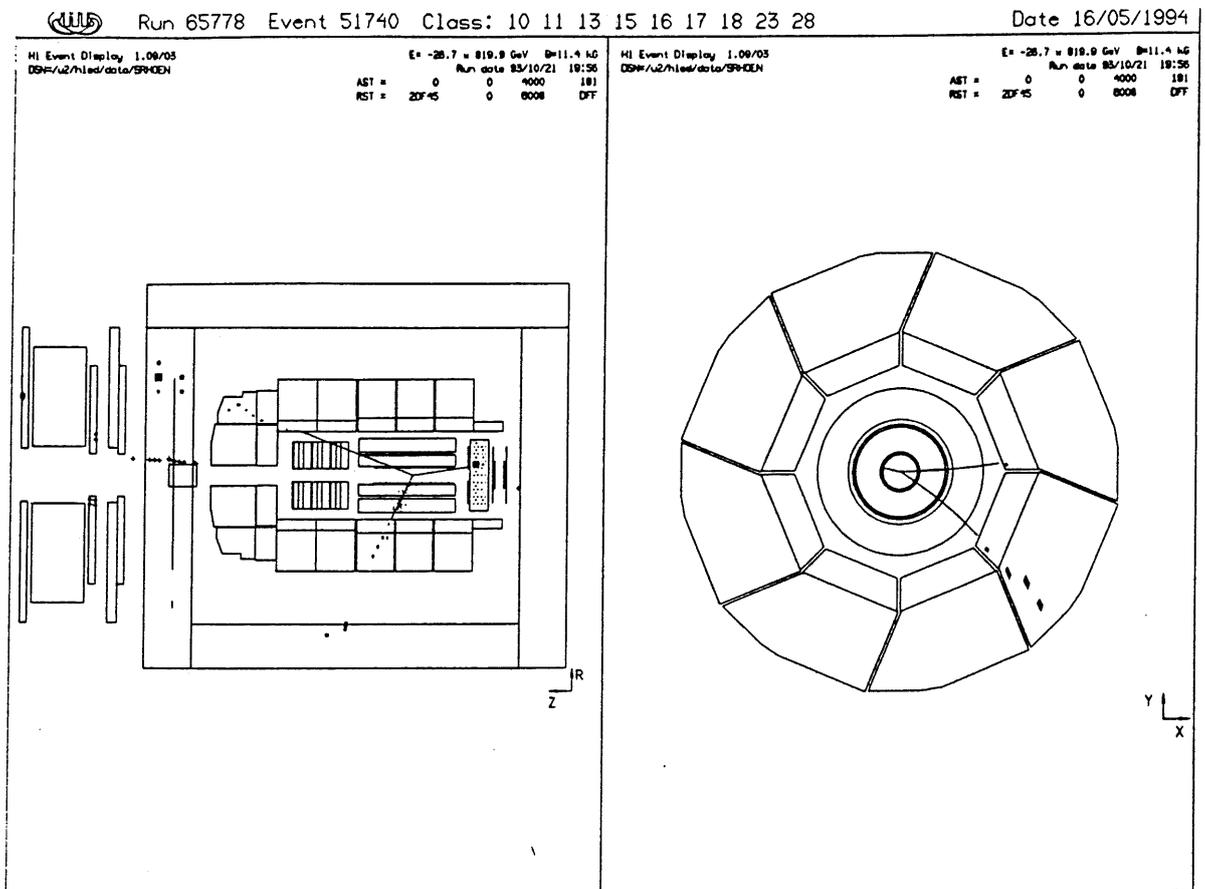


Figure 4.9 : Événement de production diffractive d'un méson  $J/\psi$  à H1, se désintégrant en 2 muons dont la masse invariante est de 2.8 GeV.

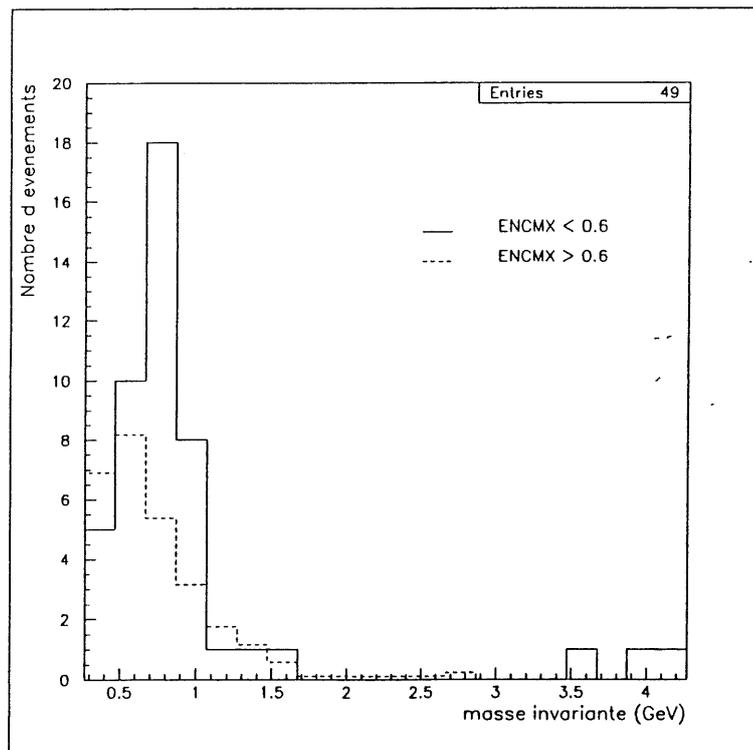


Figure 4.10 : Distribution de masse invariante des deux pions pour  $ENCMX < 0.6 \text{ GeV}$  (traits pleins) et pour  $ENCMX > 0.6 \text{ GeV}$  (traits pointillés) après normalisation au signal.

Le signal obtenu après extraction du bruit de fond contient  $(24.0 \pm 8.5)$  événements. Ce résultat est illustré à la figure 4.11 (traits pleins) et comparé aux résultats de la simulation par Monte-Carlo (traits pointillés). Ce dernier a été normalisé de manière relative au signal. Le signal des  $(24.0 \pm 8.5)$  événements comporte  $(20.4 \pm 7.9)$  événements dans le pic et  $(3.6 \pm 3.1)$  dans les ailes, les erreurs étant statistiques. Nous obtenons donc un signal à  $3.0 \sigma$ .

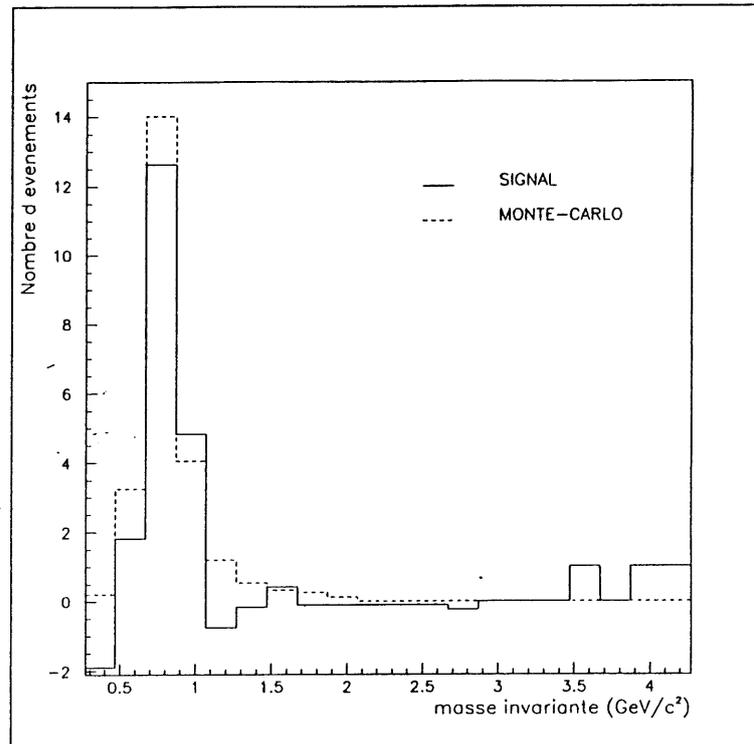


Figure 4.11 : Distribution de la masse invariante pour le signal (traits pleins) et pour le Monte-Carlo (traits pointillés).

#### 4.3.1 Section efficace estimée par la simulation Monte-Carlo

La section efficace est calculée en intégrant la formule 3.21 à l'aide du programme DIVON4 des bibliothèques CERN. La section efficace obtenue dans le cas où  $R$  (le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse du photon ou méson  $\rho$  virtuel) est nul est de  $0.096 \text{ nb}$ . Par contre si  $R$  est estimé à partir de la formule (3.24) ( $R = \xi^2 Q^2/M_\rho^2$ ,  $R \leq 1$ ), nous obtenons  $0.183 \text{ nb}$ . Le choix de  $R$  ( $R = 0$  ou  $R \neq 0$ ) a donc une conséquence importante sur l'estimation de la section efficace. La luminosité intégrée pour l'ensemble des données à partir desquelles nous avons effectué notre sélection, a été estimée à  $(270 \pm 19 \pm 14) \text{ nb}^{-1}$ . Les erreurs sont d'une part 7% sur la luminosité et de l'ordre de 5% dû à différentes incertitudes pour la sélection des événements dans ce présent travail. Le nombre d'événements attendus est donc de

$$25.8 \pm 2.2 \text{ (syst.)} \quad \text{pour } R = 0$$

$$49.6 \pm 4.3 \text{ (syst.)} \quad \text{pour } R \neq 0,$$

à comparer à ceux obtenus expérimentalement:

$$24.0 \pm 8.5 \text{ (stat.)}$$

Ces chiffres pourraient suggérer que le photon (ou méson  $\rho$ ) virtuel se trouve plutôt dans un état de polarisation purement transverse ( $R = 0$ ), mais vu les fluctuations statistiques, aucune conclusion définitive n'est permise.

## 4.4 Conclusions

Nous avons d'abord étudié la réponse du calorimètre à argon liquide. Dans ce but nous avons utilisé les événements diffractifs observés dans le détecteur. Les résultats obtenus indiquent que le bruit de fond électronique dans le calorimètre, pour un cône de  $40^\circ$  à l'avant, se situe dans la région de 200 à 500 MeV. Les résultats sont en accord avec ceux présentés au chapitre 1.3 (reconstruction et suppression du bruit de fond électronique), montrant qu'il existe effectivement un tel bruit de fond, avec un écart-type de 250 MeV. Sur la base de ces études, nous avons établi un premier critère de sélection des événements diffractifs: nous ne considérons que les événements pour lesquels il n'existe pas d'amas d'énergie supérieure à 400 MeV reconstruit dans le calorimètre à argon liquide dans un angle inférieur à  $10^\circ$ .

Par la suite, la sélection des événements de production diffractive de mésons  $\rho$  à grand  $Q^2$  ( $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$ ) dont la signature est deux traces de signes opposés dans le détecteur de traces ainsi qu'un amas de plus de 12 GeV reconstruit dans le calorimètre arrière BEMC, nous conduit à un échantillon final de 49 événements dont nous avons estimé et soustrait le bruit de fond. Nous avons observé un signal de production diffractive de  $(24.0 \pm 8.5)$  mésons  $\rho$  avec  $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$ : la distribution de la masse invariante des événements sélectionnés possède un pic centré sur la masse du méson  $\rho$ , celle du bruit de fond étant de forme très différente (pic décalé vers de plus petites valeurs de la masse invariante et distribution décroissante jusqu'à de plus grandes valeurs de la masse invariante). Nous obtenons donc un signal à  $3.0 \sigma$ .

La simulation par Monte-Carlo prédit:

$$\begin{array}{ll} 25.8 \pm 2.2 \text{ (syst.) événements} & \text{pour } R = 0 \\ 49.6 \pm 4.3 \text{ (syst.) événements} & \text{pour } R \neq 0 \end{array}$$

où  $R = 0.4 Q^2/m_e^2$ ,  $R \leq 1$ .  $R$  représente le rapport des sections efficaces longitudinales et transverse du photon (ou méson  $\rho$ ) virtuel. Par comparaison avec le signal observé, ces nombres pourraient suggérer que le photon (ou le méson  $\rho$ ) virtuel se trouve plutôt dans un état de polarisation purement transverse ( $R = 0$ ), toutefois aucune conclusion définitive n'est permise étant donné les grandes fluctuations statistiques.

# CHAPITRE 5

## DISTRIBUTIONS DIFFERENTIELLES

Dans ce chapitre nous comparons les principales distributions différentielles obtenues à partir de l'échantillon d'événements sélectionnés, après soustraction du bruit de fond, à celles résultant de la simulation. Nous commençons par analyser les distributions différentielles des variables cinématiques; nous discutons plus particulièrement ensuite certaines variables associées à l'électron diffusé; finalement nous étudions les caractéristiques des mésons  $\rho$  produits. Remarquons immédiatement que les principales distributions présentées dans la suite de cette section sont associées au signal de 24 événements, c'est-à-dire à l'échantillon des 49 événements sélectionnés dont on a estimé et soustrait le bruit de fond. Ceci peut entraîner l'apparition de nombres négatifs d'événements dans les distributions. Les distributions obtenues grâce à la simulation par Monte-Carlo ont été normalisées au signal de 24 événements. Cette statistique étant faible, des fluctuations importantes peuvent se produire.

### 5.1 Variables cinématiques

Les distributions des variables  $Q^2$  et  $x$  sont présentées respectivement aux figures 5.1 et 5.2. Pour les deux variables, on remarque que l'accord entre les distributions expérimentales et théoriques est assez bon. Toutefois, dans le cas de  $Q^2$ , la distribution provenant de la simulation est légèrement décalée vers les petites valeurs de  $Q^2$  par rapport aux résultats expérimentaux. La variable  $Q^2$  étant directement corrélée cinématiquement à l'angle polaire de l'électron diffusé (voir figure 3.4), on s'attend donc à retrouver un tel décalage sur la distribution correspondant à cette dernière variable; ce qui est bien le cas (voir section 5.2). Pour la distribution en  $x$  la simulation prédit 4.5 événements avec  $\log(x) > -2.3$ , qui ne sont pas observés expérimentalement.

Les figures 5.3 et 5.4 présentent la distribution en  $\log(x, Q^2)$  correspondant respectivement à l'échantillon des 49 événements sélectionnés (section 4.3) et à la simulation. Notons que dans le cas de la distribution expérimentale le bruit de fond n'a pas été soustrait. En comparant les distributions 5.3 et 5.4 on remarque que pour les valeurs de  $\log Q^2 \gtrsim 1.1$  les nuages de points se recouvrent bien, contrairement à la région des petits  $Q^2$  où il y a désaccord. Celui-ci se reflète dans les projections en  $Q^2$  (figure 5.1) et  $\log x$  (figure 5.2) de la distribution: en effet, le manque d'événement à petit  $Q^2$  est un problème d'acceptance et est indépendant du fait qu'il s'agisse d'événements du signal ou du bruit de fond. Nous pensons que ce désaccord à petit  $Q^2$  est dû à la reconstruction de la position du centre de gravité de la gerbe de l'électron dans le calorimètre BEMC utilisée pour ce travail (voir section 5.2).

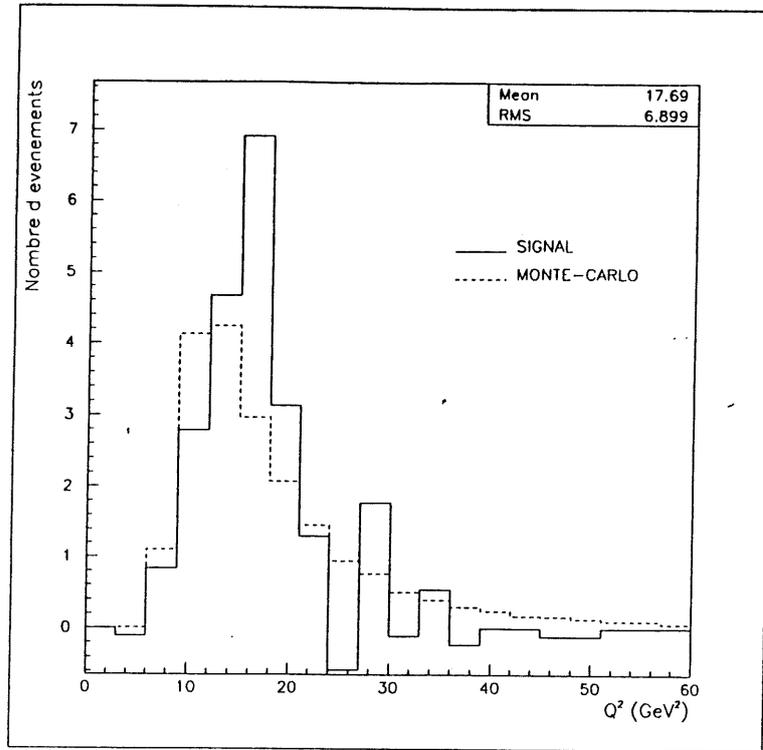


Figure 5.1 : Distributions expérimentale et théorique de la variable  $Q^2$ .

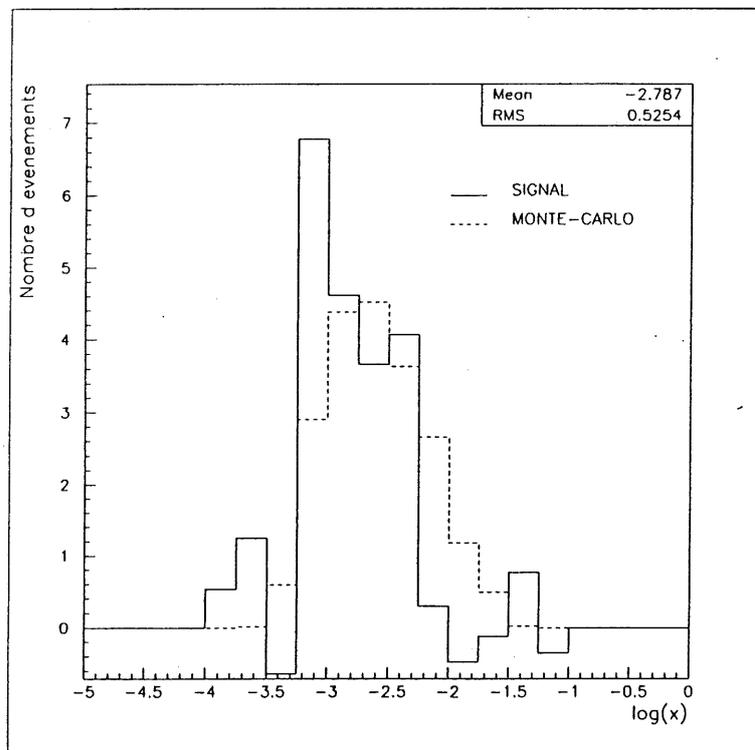


Figure 5.2 : Distributions expérimentale et théorique de la variable  $x$ .

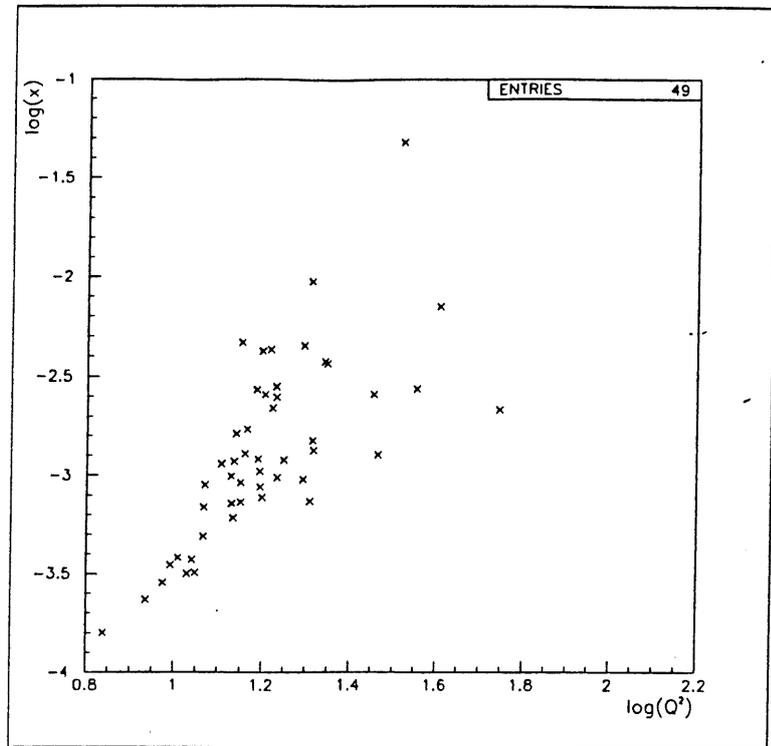


Figure 5.3 : Distribution de l'échantillon des 49 événements sélectionnés dans le plan  $(\log x, \log Q^2)$ .

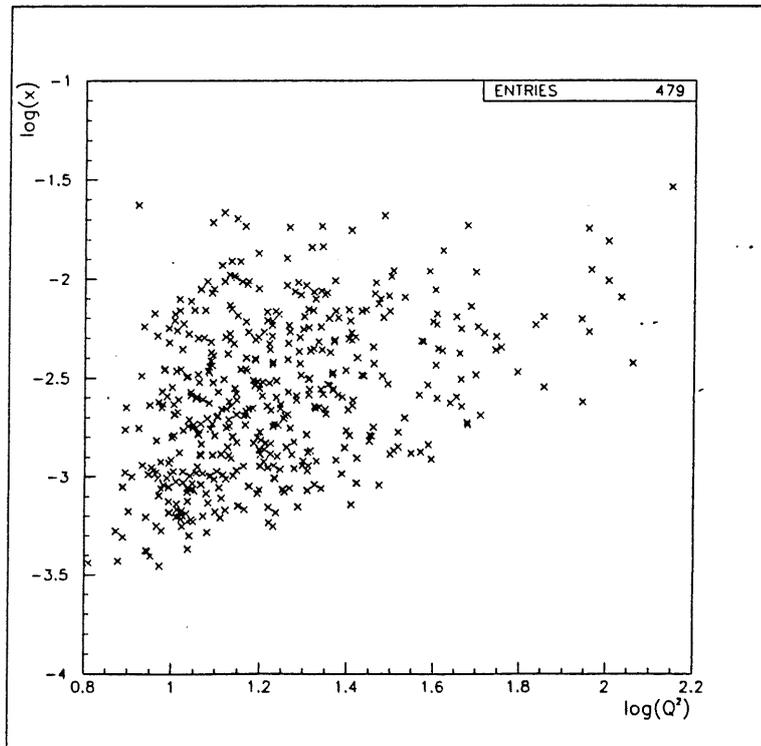


Figure 5.4 : Distribution de 479 événements simulés dans le plan  $(\log x, \log Q^2)$ .

Les distributions pour les variables  $\log(y)$  et  $W$  sont présentées aux figures 5.5 et 5.6 respectivement. La simulation prévoit des événements caractérisés par les variables  $y$  et  $W$ , légèrement plus faibles que celles des données expérimentales. Remarquons que ce décalage pour  $y$  et  $W$  va dans le même sens, ces deux variables étant liées par la formule 3.1. La masse invariante  $W$  du système  $(\rho, p)$  peut être interprétée de la manière suivante: une petite masse  $W$  signifie que le méson  $\rho$  est émis dans la direction du proton diffusé avec une grande impulsion suivant l'axe  $z$ . Dans ce cas, les deux pions issus de sa désintégration restent le plus souvent confinés à l'avant du détecteur. Inversement, un très grand  $W$  signifie que le  $\rho$  est produit dans la direction de l'électron diffusé, avec une grande impulsion en valeur absolue selon l'axe  $z$ , les pions restant cette fois, généralement, à l'arrière du détecteur. Les distributions en  $W$  et  $y$  semblent alors indiquer soit que les traces des pions de désintégration venant d'un méson  $\rho$  émis vers l'avant sont moins bien reconstruites que ne le laisse prévoir la simulation, soit que le modèle théorique ne convient pas. Toutefois nous savons qu'actuellement le détecteur de traces avant de H1 est peu efficace, ce qui nous permet de penser que c'est plutôt la première hypothèse qui est la bonne. On verra que cette interprétation de  $W$  est confortée par l'examen de la distribution en  $P_z$  du méson  $\rho$ .

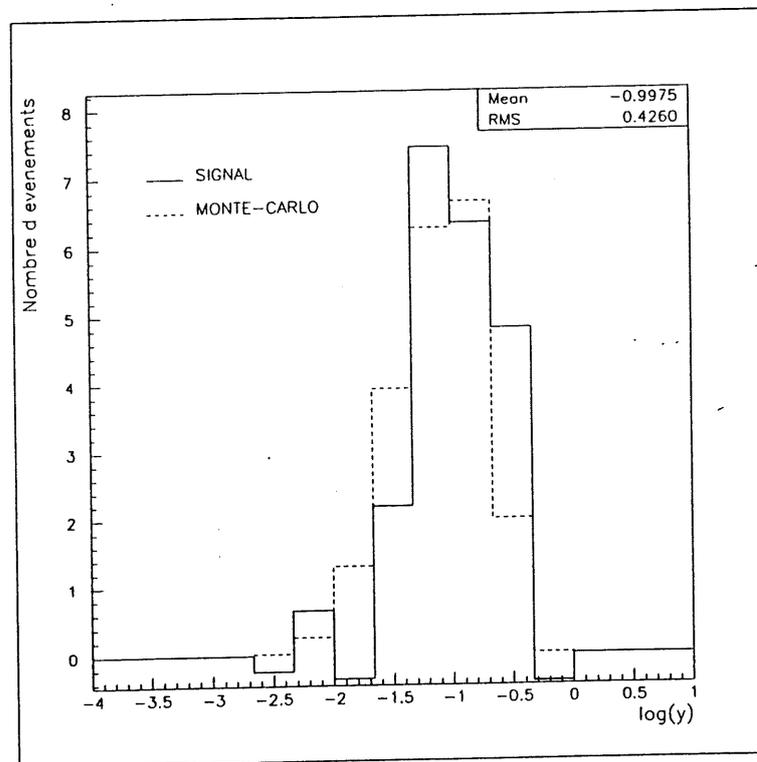


Figure 5.5 : Distributions expérimentale et théorique de  $\log(y)$ .

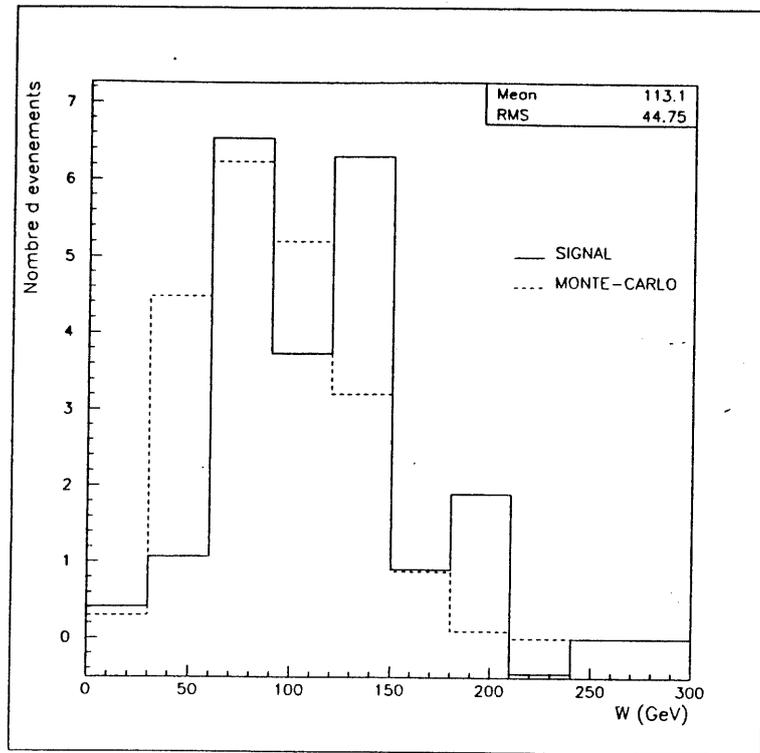


Figure 5.6 : Distributions expérimentale et théorique de la variable  $W$ .

La figure 5.7 présente la distribution de la variable  $t$  pour les événements du signal (traits pleins), pour ceux du Monte-Carlo (traits discontinus) et enfin pour ceux du bruit de fond ( $ENCMX > 0.6$  GeV) (traits pointillés) normalisé au signal. On remarque que la simulation prédit en général plus d'événements à petit  $t$  par rapport aux résultats expérimentaux. Une meilleur superposition entre distributions expérimentales et théoriques pourrait être obtenue en ajustant le paramètre  $b$  (voir la formule 3.18) caractérisant la décroissance exponentielle de la distribution en  $t$ .

Il est intéressant de remarquer que la distribution normalisée des événements rejetés ( $ENCMX > 0.6$  GeV) est très différente de celle du signal. En effet, elle s'étend à de beaucoup plus grandes valeurs de  $|t|$  et ne possède pas de pic à 0; sa moyenne est de  $(-7.3 \pm 0.9)$  contre  $(-1.2 \pm 0.9)$  pour le signal. Ceci nous confirme que nous avons bien sélectionné des événements diffractifs caractérisés par une dépendance aiguë en  $t$ .

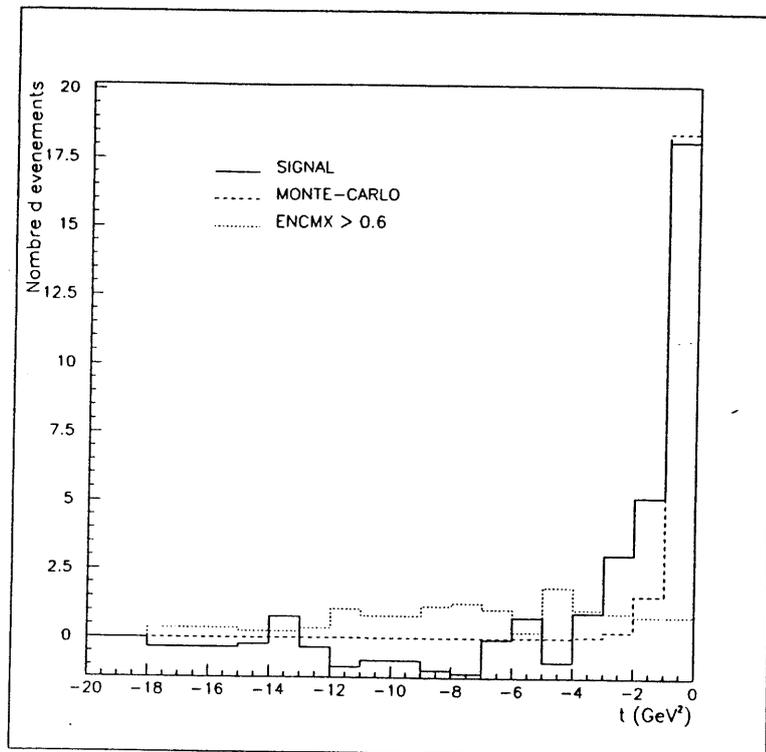


Figure 5.7 : Distributions de la variable  $t$  pour les événements du signal (traits pleins), de la simulation par Monte-Carlo (traits discontinus) et pour ceux du bruit de fond (traits pointillés).

## 5.2 Résultats concernant l'électron diffusé

La distribution de la position en  $x$  du centre de gravité de la gerbe associée à l'électron diffusé ( $x'_e$ ) en fonction de celle en  $y$  ( $y'_e$ ) est représentée à la figure 5.8 pour l'échantillon des 480 événements (événements diffractifs à deux traces), à la figure 5.9 pour celui de 290 (sélection par examen visuel, coupure sur la charge totale et l'angle polaire des traces, la position en  $z$  du vertex ainsi que la position en  $x$  et  $y$  du centre de gravité de l'amas associé à l'électron diffusé) et à la figure 5.10 pour celui des 49 événements (coupure des événements avec émission d'une particule neutre) (voir la section 4.2). Sur ces figures, la présence d'une forte corrélation entre  $x'_e$  et  $y'_e$  nous indique que la position en  $(x, y)$  du centre de gravité de la gerbe a été systématiquement placée au centre du module dans lequel la gerbe s'est développée. Ceci pourrait expliquer le désaccord observé sur les distributions en  $Q^2$  et  $x$  de la section 5.1. On s'attend aussi à obtenir un tel décalage sur la distribution en  $\theta'_e$ .

Actuellement, un nouvel algorithme reconstruisant correctement la position en  $(x, y)$  du centre de gravité des amas se trouvant dans le calorimètre BEMC est disponible. Il serait donc intéressant de refaire la sélection et l'analyse des données en utilisant la nouvelle reconstruction.

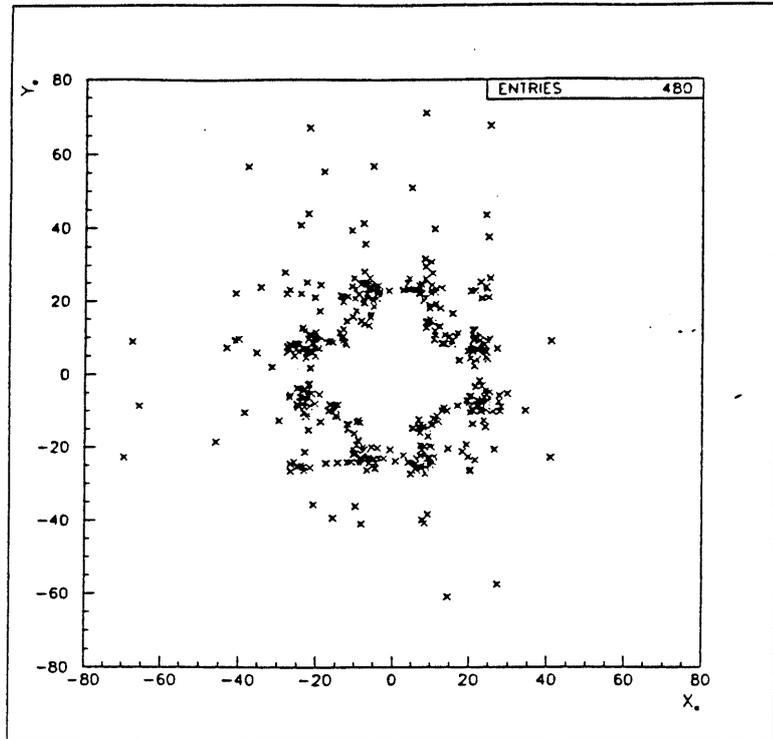


Figure 5.8 : Distribution de  $x'_e$  en fonction de  $y'_e$  pour les 480 événements sélectionnés (les axes sont gradués en cm).

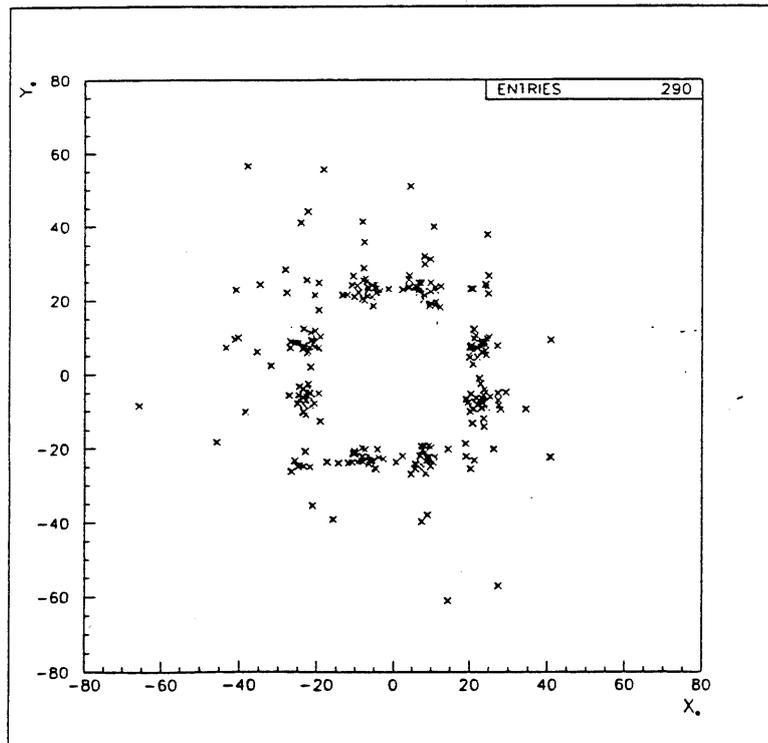


Figure 5.9 : Distribution de  $x'_e$  en fonction de  $y'_e$  pour les 290 événements sélectionnés (les axes sont gradués en cm).

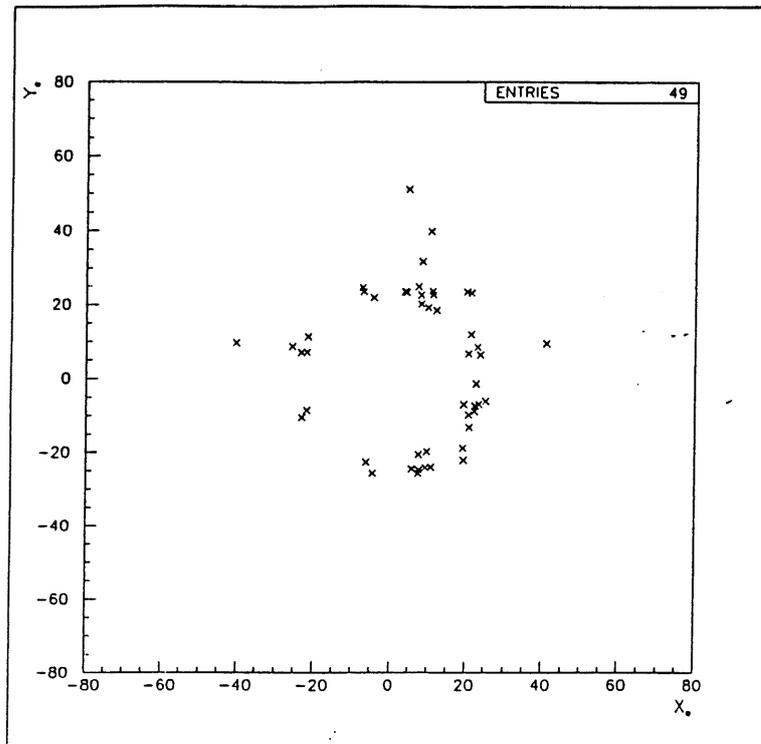


Figure 5.10 : Distribution de  $x'_e$  en fonction de  $y'_e$  pour l'échantillon final des 49 événements (les axes sont gradués en cm).

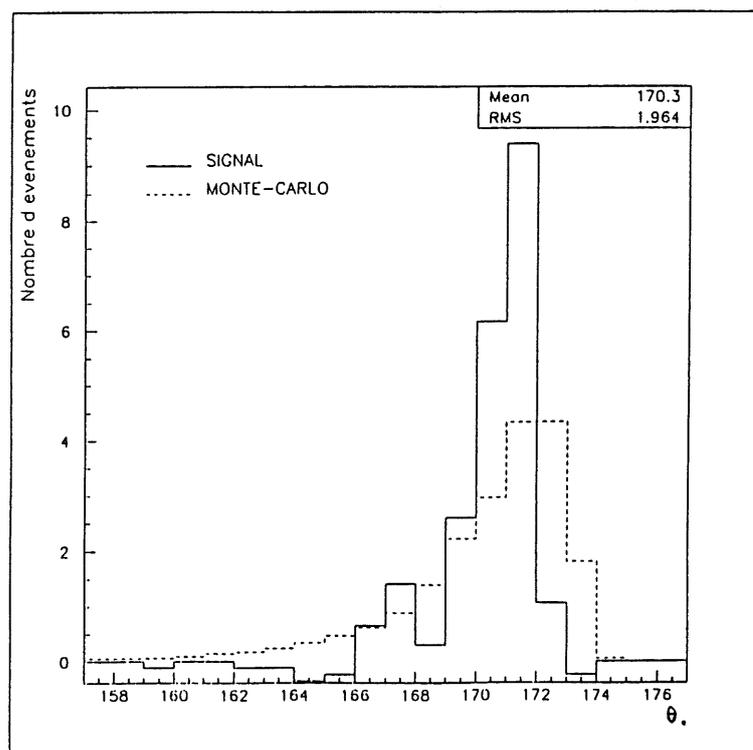


Figure 5.11 : Distributions expérimentale et théorique de l'angle polaire de l'électron diffusé ( $\theta'_e$ ).

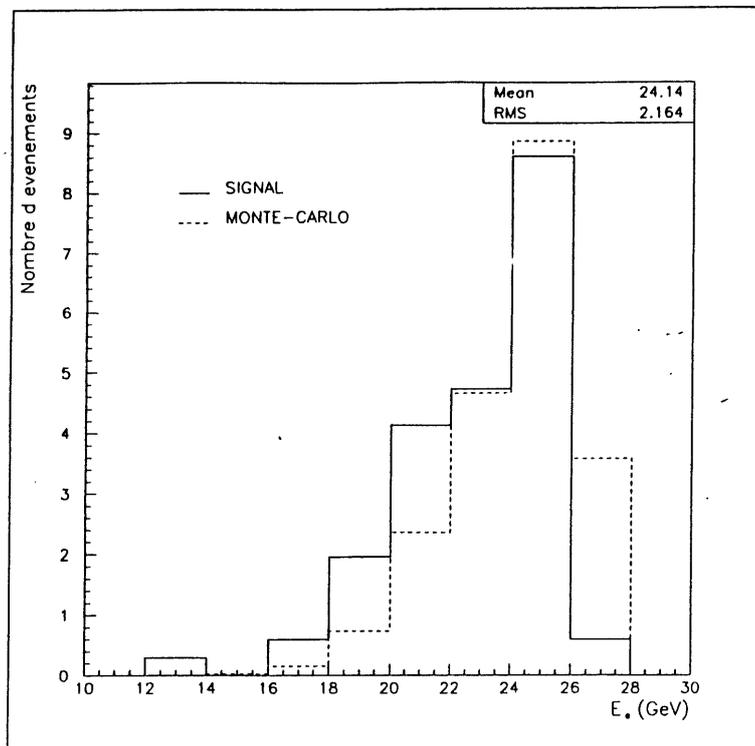


Figure 5.12 : Distributions expérimentale et théorique de l'énergie de l'électron diffusé ( $E'_e$ ).

Enfin la figure 5.10 semble montrer une asymétrie entre le cadran à  $x'_e > 0$  et celui à  $x'_e < 0$ . Ceci peut s'expliquer par la présence d'un secteur mort dans la partie  $x'_e > 0$ . Ceci expliquerait en effet la perte d'événements avec un des pions (ou les deux) émis dans ce secteur, l'électron étant dans le secteur opposé (en négligeant l'impulsion transverse du proton diffusé).

Les figures 5.11 et 5.12 présentent respectivement la distribution angulaire ( $\theta'_e$ ) et la distribution en énergie ( $E'_e$ ) de l'électron diffusé.

Dans le cas de la distribution en  $\theta'_e$ , la simulation prévoit une dizaine d'événements possédant un angle  $\theta'_e > 172^\circ$ . Ces événements ne sont pas observés expérimentalement. Ce décalage peut être lié aux problèmes discutés ci-dessus sur la reconstruction de la position en  $x'_e$  et  $y'_e$  du centre de gravité de l'électron diffusé.

Dans le cas de la distribution en  $E'_e$ , l'accord entre les résultats expérimentaux et théoriques est assez bon, sauf peut-être, un petit décalage global: la simulation prédit des valeurs de  $E'_e$  légèrement plus grandes que celles observées. Ce décalage est lié à celui remarqué précédemment sur la distribution en  $\log(y)$  (figure 5.5). En effet les variables  $y$  et  $E'_e$  sont corrélées (voir les courbes cinématiques, figures 3.3 et 3.4): un décalage des données vers les petites valeurs de  $y$  par rapport à la simulation signifie un décalage vers les grandes valeurs de  $E'_e$ . Remarquons encore que la plupart des événements ont une énergie  $E'_e$  comprise entre 20 et 26 GeV (la moyenne étant de  $(22.7 \pm 0.6)$  GeV).

### 5.3 Résultats concernant le méson $\rho$ produit

Les figures 5.13 et 5.14 présentent respectivement les distributions de l'énergie du méson  $\rho$  ( $E_\rho$ ) et la composante transverse ( $P_T$ ) de son impulsion, pour les événements du signal (traits pleins), ceux du Monte-Carlo (traits discontinus) et enfin ceux du bruit de fond (ENCMX > 0.6 GeV) (traits pointillés) normalisé au signal. Pour la distribution en  $E_\rho$ , les résultats expérimentaux et théoriques ne sont pas en accord: la distribution associée à la simulation commence à 3 GeV et s'étend jusqu'à des valeurs de l'ordre de 15 GeV (sa moyenne étant de  $(3.6 \pm 0.4)$  GeV, alors que celle des données commence déjà à 2 GeV et s'arrête vers 6 GeV (sa moyenne étant de  $(2.0 \pm 0.3)$  GeV. Les distributions en  $P_T$  du méson  $\rho$  se caractérisent par le même désaccord. En ce qui concerne le désaccord à grande énergie  $E_\rho$  ou à grand  $P_T$ , les distributions semblent indiquer soit que les mésons  $\rho$  de grande énergie ou de grande impulsion transverse ne sont pas reconstruits, soit que le modèle théorique décrit mal les données.

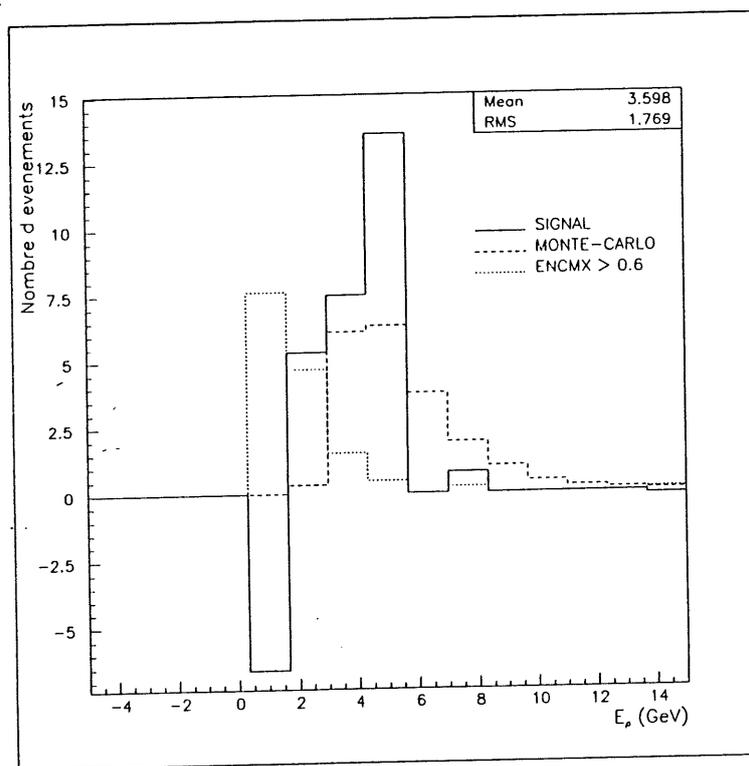


Figure 5.13 : Distributions de l'énergie du méson  $\rho$  ( $E_\rho$ ) pour les événements du signal (traits pleins), de la simulation par Monte-Carlo (traits discontinus) et pour ceux du bruit de fond (traits pointillés).

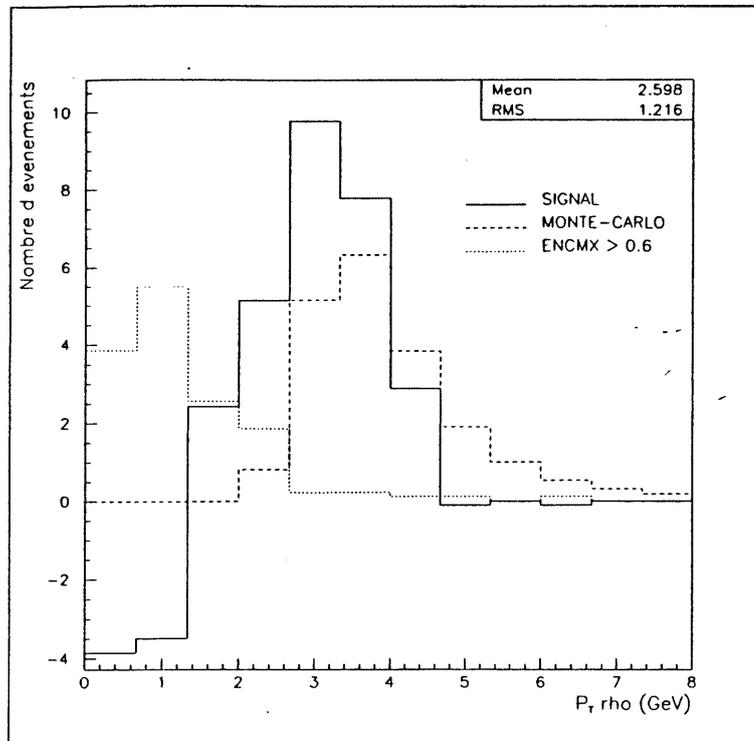


Figure 5.14 : Distribution de l'impulsion transverse ( $P_T$ ) du méson  $\rho$  pour les événements du signal (traits pleins) de la simulation par Monte-Carlo (traits discontinus) et pour ceux du bruit de fond (traits pointillés).

Pour ces deux variables ( $E_\rho$  et  $P_T$ ) où les distributions expérimentales et théoriques sont en désaccord, on peut se demander si ce dernier n'est pas dû à une sous-estimation ou une surestimation du bruit de fond. On remarque cependant (figure 5.13 et 5.14) que les distributions du bruit de fond ( $ENCMX > 0.6$  GeV) et celle du signal sont très différentes, presque disjointes. Il est satisfaisant de remarquer que la simulation par Monte-Carlo décrit mieux le signal que le bruit de fond. Les distributions correspondant au signal sur les figures 5.13 et 5.14 présentent une région possédant un nombre d'événements négatif. Ces régions ne doivent pas être prises en considération car elles résultent de la soustraction du bruit de fond à un endroit où il n'y a pas de signal. Si on suppose que le bruit de fond a été sous-estimé, on obtient alors des distributions en ce qui concerne  $E_\rho$  et  $P_T$  qui concordent mieux aux petites valeurs de ces variables. Toutefois aucune conclusion définitive n'est permise étant donné les grandes fluctuations liées à la faible statistique que nous analysons.

Les distributions expérimentale et théorique de l'impulsion en  $z$  du méson  $\rho$  (figure 5.15) sont en assez bon accord. Toutefois la simulation prédit une distribution s'étendant à des valeurs légèrement plus grandes en  $P_z$  par rapport aux résultats expérimentaux. Ceci peut s'expliquer par la mauvaise efficacité de détection des traces émises vers l'avant. Cet effet peut être relié au décalage présent sur la distribution en  $W$ . En effet, on a vu que les événements à petit  $W$  sont en bonne approximation des événements à grand  $P_z$ . Le fait que le Monte-Carlo prévoie plus d'événements à petit  $W$  se reflète donc sur la distribution en  $P_z$  du méson  $\rho$ , où il prédit légèrement plus d'événements à grand  $P_z$ .

Dans un premier temps, nous avons imposé une coupure sur l'angle des traces à l'avant inférieure à  $15^\circ$  (et non  $25^\circ$ ); dans ce cas on observait un manque d'événements à grand  $P_z$  par rapport au Monte-Carlo. Nous avons attribué ces effets aux inefficacités de reconstruction du détecteur de traces avant. Nous avons alors imposé une coupure plus sévère à  $25^\circ$ : on observe alors que les deux distributions s'accordent mieux.

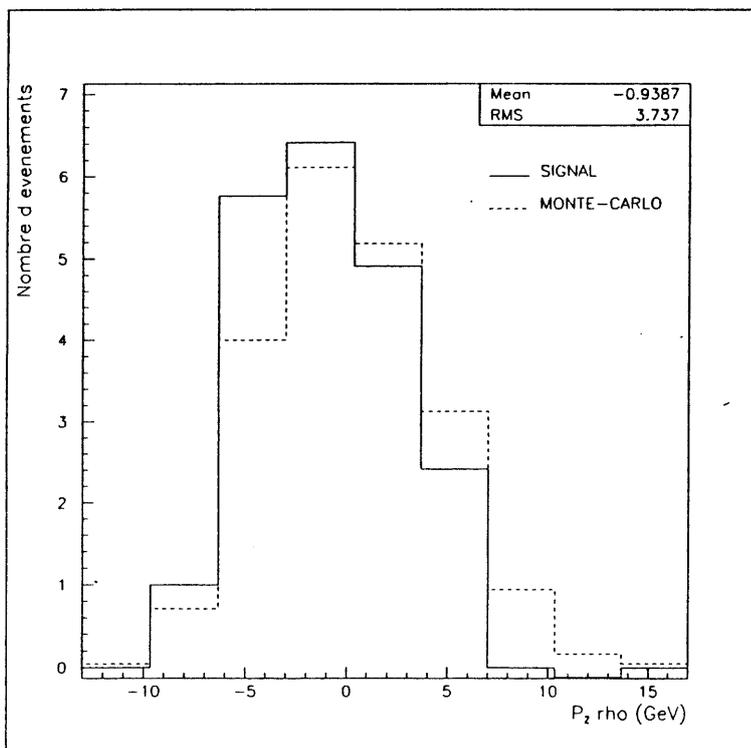


Figure 5.15 : Distributions expérimentale et théorique de l'impulsion en  $z$  ( $P_z$ ) du méson  $\rho$ .

Les distributions de la pseudorapidité du méson  $\rho$  ( $\eta_\rho$ ) associées aux données et à la simulation sont en accord (figure 5.16) sauf peut-être aux grandes ( $\eta_\rho \approx 1$ ) et aux petites ( $\eta_\rho \approx -1$ ) valeurs de  $\eta_\rho$  où on observe respectivement un peu plus d'événements et un peu moins d'événements que ne le prévoit la simulation, qui se caractérise par une distribution constante en  $\eta_\rho$ . Cette légère asymétrie peut être rapprochée à celle décrite ci-dessus pour la distribution en  $P_z$ . En effet nous avons ici un manque d'événements à grand  $\eta_\rho$ , c'est-à-dire à petit angle polaire du méson  $\rho$  où le détecteur de traces avant est peu efficace. Les distributions en  $W$ ,  $y$ ,  $P_z$  et  $\eta_\rho$  semblent indiquer qu'il reste un problème lié à la reconstruction des traces à l'avant.

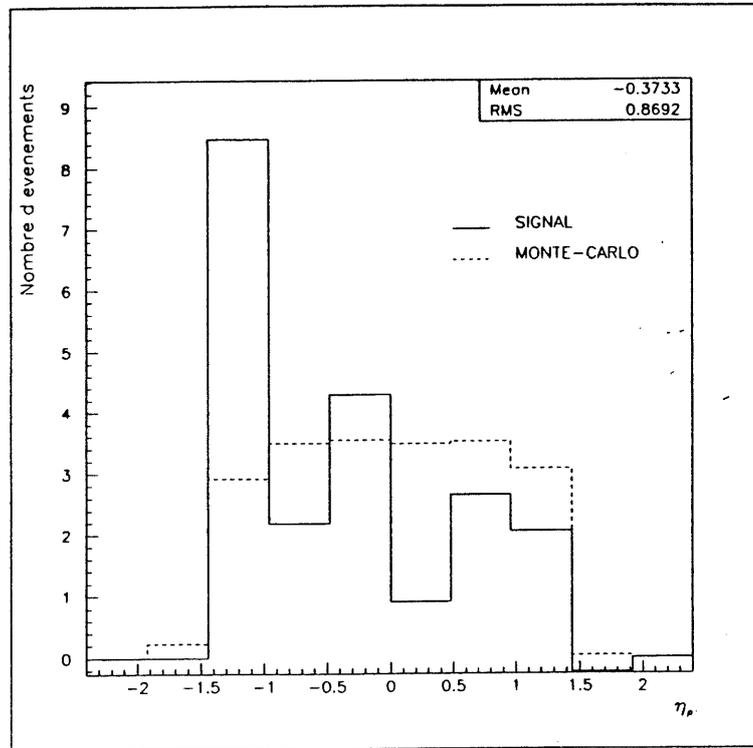


Figure 5.16 : Distributions expérimentale et théorique de la pseudorapidité ( $\eta_\rho$ ) du méson  $\rho$ .

### 5.4 Distribution de la variable $\cos\theta^*$

La distribution de  $|\cos\theta^*|$  est représentée à la figure 5.17. Aux traits pleins représentant le signal, nous superposons la simulation théorique dans le cas où  $R$  (représentant le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse du photon (ou méson  $\rho$ ) virtuel) est nul et dans le cas où la composante longitudinale est prise en compte. Dans ce dernier cas,  $R$  est calculé à partir de la formule 3.24:

$$R = \xi^2 \frac{Q^2}{M_\rho^2}, \quad R \leq 1.$$

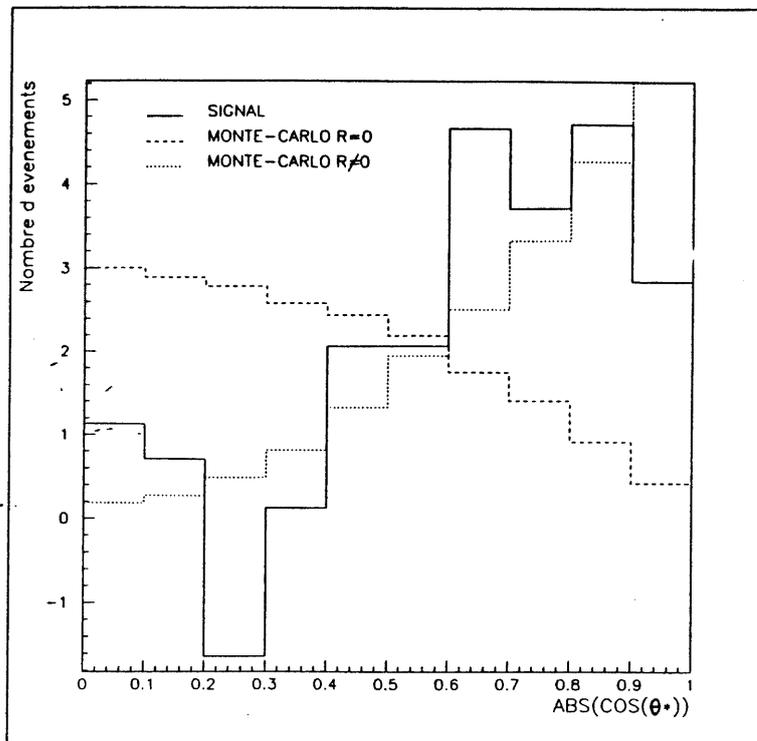


Figure 5.17 : Distributions de  $|\cos \theta^*|$  pour les événements du signal (traits pleins) et pour ceux de la simulation dans le cas où  $R = 0$  (traits discontinus) et dans le cas où  $R \neq 0$  (traits pointillés).

Dans le cas où  $R$  a été mis à 0, ( $r_{00}^{04} = 0$ ) la distribution de  $\cos \theta^*$  va comme  $(\sin^2 \theta^*)$ , tandis que pour la simulation où  $R$  est  $\infty$  ( $r_{00}^{04} = 1$ ), la distribution va comme  $\cos^2 \theta^*$ .

Par comparaison avec les courbes simulées, la distribution expérimentale semble indiquer que la polarisation longitudinale du méson  $\rho$  ne peut être négligée.

Nous avons vu au chapitre 4.3 que le fait de prendre  $R \neq 0$  a une conséquence importante sur l'estimation de la section efficace. Toutefois pour la série de distributions différentielles que nous avons analysée dans cette section, ce choix est sans grande importance. En effet, comme nous travaillons à grand  $Q^2$ ,  $R$  est en général saturé à 1 (voir formule 3.24), il est alors indépendant en très bonne approximation de toutes variables cinématiques et n'influence donc pas les distributions différentielles. Ceci justifie le fait d'avoir posé  $R = 0$  pour toutes les distributions associées à la simulation et décrites ci-dessus.

## 5.5 Conclusions

Au chapitre 4 nous avons mis en évidence l'existence d'un signal de production diffractive de mésons  $\rho$  à H1, dans le domaine cinématique des grands  $Q^2$ . Dans ce chapitre nous avons ensuite étudié les caractéristiques de production diffractive de mésons  $\rho$  en analysant quelques distributions différentielles.

La distribution en  $t$  est importante car elle confirme l'existence d'un signal diffractif. En effet, dans le cas du signal, on observe sur cette distribution une forte dépendance en  $t$ , avec un pic à 0 (en accord qualitatif avec la simulation par Monte-Carlo); dans le cas du bruit de fond, la distribution est de forme très différente, sans pic à 0 et s'étendant à de beaucoup plus grandes valeurs de  $t$ .

Pour les distributions des variables cinématiques, les résultats expérimentaux et théoriques sont globalement en assez bon accord, compte tenu des grandes fluctuations qui peuvent se produire avec une faible statistique. Toutefois on remarque un certain désaccord sur les distributions en  $Q^2$ , pour les petites valeurs de cette variable, se répercutant sur celles en  $x$  et  $\theta'_e$  (l'angle polaire de l'électron diffusé), ainsi qu'un léger décalage sur les distributions en  $W$  et  $y$  (se répercutant sur celles en  $P_z$  (l'impulsion en  $z$ ) et  $\eta_\rho$  (la pseudorapacité) du méson  $\rho$ ). Nous attribuons le désaccord en  $Q^2$  aux problèmes de reconstruction de la position en  $(x, y)$  du centre de gravité des amas dans le calorimètre arrière BEMC, et nous attribuons le décalage en  $y$  et  $W$  aux inefficacités de détection des traces émises vers l'avant.

Les distributions expérimentale et théorique concernant l'énergie du méson  $\rho$  et son impulsion transverse sont en assez mauvais accord, suggérant soit que les particules à grande énergie ou à grande impulsion transverse ne sont pas reconstruites et que le bruit de fond a été sous-estimé, soit que le modèle théorique ne convient pas.

Les résultats concernant les sections efficaces semblent suggérer que le photon (ou méson  $\rho$ ) virtuel se trouve plutôt dans un état de polarisation purement transverse ( $R = 0$ ) (voir section 4.3). Cependant la distribution de  $|\cos \theta^*|$  (où  $\theta^*$  est l'angle polaire du méson  $\pi^+$  de désintégration dans le référentiel au repos du méson  $\rho$  par rapport à la direction  $z$  du système du laboratoire) suggère une contribution non négligeable de la composante longitudinale du méson  $\rho$  observé. Ceci pourrait indiquer qu'il existe un échange de moment cinétique entre le proton et méson  $\rho$  virtuel.

# CONCLUSIONS

Le présent travail a pour cadre l'expérience H1 au collisionneur électron-proton HERA à DESY (Hambourg). Nous avons analysé les interactions diffractives et en particulier la production diffractive de mésons  $\rho$ . La base théorique utilisée est le modèle à dominance mésovectorielle. Nous avons choisi de travailler dans le domaine cinématique des grands  $Q^2$  ( $Q^2 \gtrsim 5 \text{ GeV}^2$ ).

Dans un premier temps, nous avons examiné les événements diffractifs, caractérisés par un grand saut en pseudorapidité entre le proton diffusé et le reste du système hadronique. L'étude de la réponse du calorimètre à argon liquide de H1 nous a permis de déterminer la valeur du bruit de fond électronique qui se superpose à l'énergie réellement déposée. Dès lors, nous avons pu imposer, pour la sélection des événements diffractifs, qu'il n'existe pas d'énergie reconstruite supérieure à 400 MeV dans un cône avant, délimité par  $\theta < 10^\circ$ .

Par la suite nous nous sommes restreinte à la production diffractive de mésons  $\rho$ , caractérisés par la présence dans le détecteur de deux traces dues à des particules de charges opposées, correspondant aux deux pions de désintégration ( $\pi^+ \pi^-$ ) du méson  $\rho$ . Après différentes sélections (sélection des événements à grand  $Q^2$ , sélection des événements diffractifs, sélection des événements à deux traces, rejet des événements avec émission d'une particule neutre, examen visuel), nous obtenons un échantillon de 49 événements dont nous avons ensuite évalué et extrait le bruit de fond, conduisant à un signal de  $(24.0 \pm 8.5)$  événements. La distribution de la masse invariante des deux particules détectées est centrée sur la masse du méson  $\rho$  tandis que celle du bruit de fond est de forme très différente (le pic étant décalé vers de plus petites valeurs de la masse invariante et la distribution s'étendant jusqu'à de plus grandes valeurs de la masse invariante), suggérant qu'il existe bien un signal de production diffractive de mésons  $\rho$  à grand  $Q^2$  à H1. Nous obtenons donc un signal  $3.0 \sigma$ . Parallèlement nous avons simulé ce processus par Monte-Carlo, en nous basant sur le modèle à dominance mésovectorielle et en tenant compte de la géométrie et la résolution du détecteur. On prédit les nombres d'événements suivants:

$$(25.8 \pm 2.2) \text{ événements si } R = 0$$

$$(49.6 \pm 4.3) \text{ événements si } R = 0.4 Q^2/m_\rho^2, R \leq 1.$$

$R$  représente le rapport des sections efficaces longitudinales et transverse du photon (ou méson  $\rho$ ) virtuel. Le nombre d'événements obtenus expérimentalement ( $24.0 \pm 8.5$ ) est en accord avec les prédictions du modèle à dominance mésovectorielle, en favorisant plutôt la production de mésons  $\rho$  virtuels purement transverses ( $R = 0$ ).

Nous avons ensuite étudié les caractéristiques de production diffractive de mésons  $\rho$  en analysant plusieurs distributions différentielles. L'existence d'un signal diffractif est confirmé par la distribution en  $t$  (le transfert de quadri-impulsion du méson virtuel au proton), qui présente une dépendance aiguë en cette variable contrairement à la distribution du bruit de fond des événements rejetés. Pour les distributions des variables cinématiques, les résultats expérimentaux et théoriques sont globalement en assez bon accord, compte tenu de grandes fluctuations qui peuvent se produire avec une faible statistique. Cependant on remarque un certain désaccord sur les distributions en  $Q^2$ ,  $\theta_\rho$  (angle polaire de l'électron diffusé) et  $x$  d'une part et en  $y$ ,  $W$ ,  $P_z$  (impulsion en  $z$  du méson  $\rho$ ) et  $\eta_\rho$  (pseudorapidité du méson  $\rho$ ) d'autre part, qui peuvent s'expliquer respectivement (en plus des fluctuations statistiques) par les problèmes de reconstruction de la position ( $x$ ,  $y$ ) du centre de gravité des amas dans le calorimètre BEMC, et par la moins bonne efficacité de détection des traces émises vers l'avant du détecteur. Les distributions expérimentales et théoriques concernant l'énergie du méson  $\rho$  et son impulsion transverse sont en assez mauvais accord. Il est cependant satisfaisant de remarquer que la simulation par Monte-Carlo décrit mieux le signal que le bruit de fond. Ce désaccord pourrait suggérer soit que les particules à grande énergie ou à grande impulsion transverse sont moins bien reconstruites et que le bruit de fond a été sous-estimé, soit que le modèle théorique ne convient pas. Les distributions de  $|\cos \theta^*|$  (où  $\theta^*$  représente l'angle polaire du méson  $\pi^+$  de désintégration dans le référentiel au repos du méson  $\rho$  par rapport à la direction du système du laboratoire), semblent indiquer une contribution non négligeable de la polarisation longitudinale du méson  $\rho$  devant la polarisation transverse. Cependant les résultats concernant les sections efficaces totales semblent suggérer plutôt que le photon (ou méson  $\rho$ ) virtuel se trouve dans un état de polarisation purement transverse ( $R = 0$ ). Ceci semble indiquer qu'il pourrait exister un échange de moment cinétique entre le proton et le méson  $\rho$  virtuel.

Afin de préciser l'étude faite dans ce présent travail, ainsi que ses conclusions, il y a plusieurs pistes à suivre: il faudrait principalement augmenter la statistique et utiliser la nouvelle reconstruction disponible actuellement. Celle-ci reconstruit correctement la position en ( $x$ ,  $y$ ) du centre de gravité des amas se trouvant dans le calorimètre arrière BEMC. Il s'avère aussi important d'augmenter l'efficacité du détecteur de traces avant, ainsi que celle du calorimètre bouchon ("plug") qui serait très utile pour la sélection des événements diffractifs s'il fonctionnait convenablement. Les critères de sélection utilisés pourraient être affinés et testés plus précisément; la simulation du détecteur dans le Monte-Carlo pourrait être plus détaillé.

# REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier Monsieur le Professeur Jean Sacton de m'avoir permis de travailler dans le service des particules élémentaires qu'il dirige.

Je suis profondément reconnaissante à Monsieur Pierre Marage qui a dirigé mon travail et m'a guidée tout au long de cette année. Son expérience et ses connaissances ont été un apport précieux dans ma formation. Je le remercie pour les nombreuses discussions que nous avons eues, pour son aide constante, sa patience, sa gentillesse ainsi que son exigence.

Je le remercie très vivement de m'avoir organisé deux visites sur le site de Desy à Hambourg afin de découvrir le détecteur de l'expérience H1.

Je remercie aussi beaucoup Madame Ghislaine Coremans - Bertrand pour son aide précieuse et continue et pour son amabilité.

Je remercie vivement Monsieur Ludo Vanhellepute pour son secours indispensable et sa disponibilité lors des problèmes informatiques.

Je remercie tous ceux qui m'ont aidée dans la rédaction de ce travail et particulièrement Madame Danielle Luypaert pour la parfaite édition du texte mais aussi pour son efficacité, sa disponibilité, et sa gentillesse. Je remercie aussi Madame Myriam Pins pour la réalisation des diagrammes présentés dans ce travail.

Je remercie chaleureusement Messieurs Laurent Favart et Arkadi Panich pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée, pour leurs conseils, ainsi que pour leur soutien moral.

Enfin, je remercie tout le service des particules élémentaires de m'avoir accueillie si amicalement.

# BIBLIOGRAPHIE

- [1] H1 Collaboration, "The H1 detector at HERA", DESY 93-103 (1993).
- [2] J. F. Laporte, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1991, non publié.
- [3] H. Kuester, "On the treatment of calorimeter cells and clusters in H1 REC and PHAN physics analysis", H1 Software note 45 (1994).
- [4] L. Görlich, H. P. Wellisch, "Documentation of the L Ar clustering", H1 international report H1 -12/91 - 204 (1991).
- [5] J. Phillips, "A comparisaon of kinematic fitting with conventional reconstruction techniques", H1 international report, H1 - 09/93 - 314 (1993).
- [6] V. Shekelyan, "Simulation and reconstruction in H1 liquid argon calorimetry", H1 international report, H1 - 04/93 -228 (1993).
- [7] N. Schmitz, "Hadron production in high energy lepton-nucleon and lepton-nucleus collisions", Int. J. of Mod. Phys. A, vol.3, n° 9 (1988) 1997.
- [8] D. W. G. S. Leith, "Photoproduction and vector dominance" in: Donnachie and Shaw éd. 1978.
- [9] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie, F. M. Pipkin, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261.
- [10] P. Marage, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 1984, non publié.
- [11] P. Marage, Thèse d'agrégation, Université Libre de Bruxelles, 1991, non publié.
- [12] M. L. Good, W. D. Walker, "Diffraction dissociation of beam particles", Phys. Rev. 120 (1960) 1857.
- [13] Zeus Collaboration, "Observation of events with a large rapidity gap in deep inelstic scattering st HERA", Phys. Lett. B315 (1993) 481.
- [14] Draft 1.0. J. Dainston, T. Greenshaw, "Deep inelastic scattering events with a large pseudo-rapidity gap", H1 Collaboration.
- [15] P. Joos et al., Nucl. Phys. B113 (1976) 53.
- [16] K. Schilling, G. Wolf, Nucl. Phys. B61 (1973) 381.

- [17] L. Donadille, S. Grimault, "étude de la production quasi-élastique de mésons  $\rho^0$  dans l'expérience H1 à HERA", mémoire de fin d'étude, Université Libre de Bruxelles (1992-93), non publié.
- [18] C.A. Piketty, L. Stodolsky, "Diffraction model of high-energy leptonic interactions", Nucl. Phys. **B15** (1970) 571.
- [19] J. J. Sakurai, "Vector-meson dominance and high energy electron-proton inelastic scattering", Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 981.