Thèse de Doctorat
de l'Université Paris XI

présentée
pour obtenir

Le grade de Docteur en Sciences Physiques

dans la spécialité

Physique des Particules Elémentaires

par

Beatriz González Piñeiro

Mesure de la Fonction de Structure du Proton
$F_2(x, Q^2)$ à HERA

Soutenue le 20 Mai 1996 devant la commission d'examen

MM. B.Badelek
M.Banner
G.Bernardi
J.C.Bizot
L.Fayard
J.Feltesse
J.Gayler

Table des matières

Introduction

Les expériences de diffusion sont un outil efficace pour étudier la structure de la matière. HERA, qui est l'unique collisionneur électron-proton[1] existant, est une machine privilegiée pour sonder la structure interne du proton dans de nouveaux domaines cinématiques. Ce collisionneur a été conçu pour étudier la diffusion profondément inélastique (DIS) à grand transfert d'impulsion, Q^2, où les intensités des forces electromagnétique et faible deviennent comparables, et où l'on pourrait éventuellement observer des sous-structures des quarks. Un autre domaine accessible à HERA a suscité un intérêt important depuis la première prise des données en 1992, celui des petits x, x étant la variable de Bjorken, dans lequel des nouveaux tests de la chromodynamique quantique perturbative peuvent être réalisés.

Dans ce contexte, nous avons réalisé une mesure de la fonction de structure du proton à partir des données enregistrées par le détecteur H1 en 1994. Une caractéristique des détecteurs de HERA, est qu'ils permettent de mesurer précisement le système hadronique final. Notre analyse est basée sur l'ensemble des informations, provenant de l'électron et des hadrons, qui caractérisent l'état final de la collision. Nous allons voir que la méthode Σ de reconstruction de la cinématique nous donne la possibilité d'effectuer une mesure précise dans un domaine étendu du plan cinématique (de 1.5 GeV^2 à 5000 GeV^2). Cette méthode modifie les deux approches classiques de détermination du paramètre d'inélasticité y et de Q^2, qui utilisent soit l'énergie et l'angle de l'électron, soit l'énergie et l'angle des particules de l'état final hadronique, dans le but de réduire les effets du rayonnement QED. Au cours de ce travail nous avons développé en particulier les aspects de l'analyse qui concernent spécifiquement cette méthode.

Après une brève présentation théorique de l'objectif de l'expérience (chapitre 1) nous allons décrire le détecteur H1 avec une attention particulière aux sous-détecteurs nécessaires à notre mesure (chapitre 2). Notre travail est présenté dans les trois chapitres suivants, qui correspondent chacun à une étape de l'analyse.

[1] Depuis la prise des données de 1992 et jusqu'à la première partie de celle de 1994, HERA a fonctionné en mode e^-p. Depuis ce moment il travaille en mode e^+p. Dans cette thèse, le lepton incident et diffusé sera toujours nommé "électron".

Dans le chapitre 3 nous allons présenter la sélection des événements, en partant du niveau du déclenchement du système d'acquisition des données jusqu'à la sélection finale des événements DIS qui seront utilisés pour mesurer la fonction de structure. Notre interêt porte sur le schéma que nous avons développé dans le but de pouvoir contrôler précisement les efficacités de sélection, ce qui est devenu important dans la mesure de F_2 avec l'augmentation de la luminosité fournie par HERA, qui est d'un facteur dix par rapport à 1993.

Une fois les événements sélectionnés, il est nécessaire de reconstruire les variables cinématiques de chaque événement. Dans le chapitre 4 nous allons présenter les différentes méthodes de reconstruction, qui dépendent d'un lot des variables mesurables (essentiellement les énergies et les directions des particules). Nous allons étudier comment mesurer ces variables correctement en insistant sur le traitement de l'énergie hadronique (calibration et erreurs systématiques), variable dont dépend la qualité d'une mesure avec la méthode Σ.

Dans le chapitre 5 nous allons aborder la mesure de la fonction de structure à partir des élements déterminés dans les chapitres précedents. Nous avons développé en détail les études qui concernent les propriétés des domaines de mesure du plan cinématique, ainsi que les études des erreurs systématiques qui influencent la mesure. Nous nous sommes concentrés sur la mesure de F_2 dans le domaine des moyens Q^2 (12-120 GeV^2). Cependant, étant donné que nous avons développé un schéma de sélection orienté vers une mesure cohérente dans tout le domaine cinématique, nous présenterons aussi quelques résultats concernant les autres régions du plan cinématique ainsi que les mesures de F_2 correspondantes.

L'analyse effectuée avec la méthode Σ est vérifiée à partir d'une analyse effectuée en parallèle avec la méthode électron. Les resultats obtenus ici avec la méthode Σ, ainsi que ceux d'une analyse basée sur la méthode électron, ont été publiés par la collaboration H1 en février 1996.

Dans la dernière partie du chapitre 5 nous allons comparer ces résultats avec les résultats des autres expériences et discuter les implications théoriques du résultat obtenu.

Chapitre 1

Diffusion profondément inélastique et structure du proton

Les expériences de diffusion profondément inélastique ont ouvert de nouvelles perspectives dans la physique moderne. L'observation de l'invariance d'échelle à SLAC [1] et son interprétation dans le cadre du modèle des partons sont à la base des développements conceptuels qui ont permis de décrire les interactions fortes par la théorie de la ChromoDynamique Quantique (QCD). Depuis, de nombreuses expériences ont été réalisées afin de tester précisement les prédictions de la QCD et de mesurer la constante de couplage de l'interaction forte α_s. La construction de HERA marque une nouvelle étape de ce programme de recherche. Les premiers résultats obtenus dans le domaine des fonctions de structure à petit x ont déclenché une importante activité théorique. Maintenant il est devenu nécessaire de réaliser des mesures de précision pour tester quantitativement la validité de la QCD perturbative (QCDp) dans le nouveau domaine ouvert à HERA et déterminer les densités de quarks et gluons à l'intérieur de hadrons.

La mesure que nous avons effectuée se situe dans ce contexte de mesures de précision dans un nouveau domaine cinématique. Dans ce chapitre nous allons présenter les éléments théoriques de base de notre connaissance de la structure des hadrons et du comportement de leurs constituants. Nous allons présenter les caractéristiques des processus de diffusion profondément inélastique et leur description à partir du modèle des partons. Ensuite nous allons voir quelles sont les corrections apportées à ce modèle par la QCD. Finalement nous étudierons comment on peut modéliser, par l'intermédiaire des paramétrisations, la forme des densités des quarks et des gluons dans le domaine de HERA en combinant les mesures expérimentales antérieures.

1.1 La diffusion profondément inélastique

A HERA les collisions ont lieu entre un électron et un proton, et l'interaction se fait dans la majorité des cas par l'échange d'un photon, plus rarement par celui d'un W ou d'un Z^0. La diffusion de type courant neutre est réprésentée par le diagramme de la figure 1.1: les leptons incident et diffusé et le proton sont caractérisés par leurs quadri-impulsions (k, k' et p) et l'état final hadronique par sa masse invariante $W^2 = (p+q)^2$.

La diffusion électron-proton peut se décrire en termes des variables invariantes de Lorentz calculées à partir des quadri-moments des particules qui interviennent dans la collision:

$$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 \tag{1.1}$$

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \tag{1.2}$$

$-Q^2$ est la virtualité du boson échangé qui caractérise la résolution spatiale de la sonde photonique ($\sqrt{Q^2} \sim 1/R$) et x est la variable de Bjorken qui dans le contexte du modèle de partons peut s'interpréter comme la fraction du moment du proton emporté par le quark interagissant. Nous pouvons récrire la masse invariante W en fonction de ces variables comme $W^2 = Q^2(\frac{1}{x}-1)+M^2$ où M est la masse du proton. Nous allons introduire l'invariant traduisant l'inélasticité de la collision y qui est directement reliée à x et Q^2 et dans le référentiel du nucléon nous donne la fraction d'énergie cédée par l'électron:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} \qquad\qquad y = \frac{Q^2}{xs} \tag{1.3}$$

$s = (p+k)^2$ est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse. La relation entre x, y et Q^2 est obtenue en négligeant les masses des quarks et du proton devant Q^2. Si les énergies et la direction du lepton et du proton incidents sont connues, nous pouvons calculer x, Q^2 et y à partir du quadri-moment du lepton diffusé ou du système hadronique final. Les méthodes de reconstruction cinématique seront présentées dans le chapitre 4.

La section efficace différentielle d'une collision électron-proton par interaction électromagnétique donnant lieu à un état final à n particules est [2]:

$$d\sigma = \frac{|M_{fi}|^2 D^{(n)}}{F} \tag{1.4}$$

où F est le flux incident, $D^{(n)}$ le facteur de l'espace de phase qui décrit l'état final et M_{fi} la matrice de transition entre l'état initial et l'état final. L'élément de

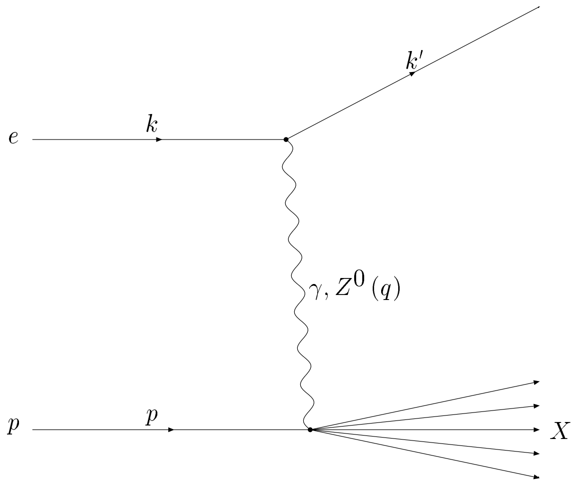

Figure 1.1: *Diagramme à l'ordre le plus bas du processus $ep \to X$.*

matrice au carré s'écrit en fonction des tenseurs leptonique ($L^{\mu\nu}$) et hadronique ($W^{\mu\nu}$) comme:

$$|M_{fi}|^2 = \frac{e^4}{4q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \tag{1.5}$$

Le tenseur leptonique est connu et le tenseur hadronique peut être exprimé de la manière la plus générale possible tout en respectant la conservation du courant électromagnétique ($q_\mu W_{\mu\nu} = 0$) et la conservation de la parité comme [2]:

$$MW^{\mu\nu} = F_1(x, Q^2)\left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) + F_2(x, Q^2)\frac{P^\mu P^\nu}{p \cdot q} \tag{1.6}$$

avec

$$P^\mu \equiv p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \tag{1.7}$$

F_1 et F_2 sont les fonctions de structure électromagnétiques. La section efficace différentielle peut alors s'écrire:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2)\right] \tag{1.8}$$

où $\alpha = e^2/4\pi\hbar c \approx 1/137$ est la constante de structure fine.

Nous allons écrire cette section efficace en fonction du rapport R des sections efficaces $\sigma(\gamma^* p)$ d'absorption des photons virtuels polarisés longitudinalement et transversalement :

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L(x, Q^2)}{2xF_1(x, Q^2)} \tag{1.9}$$

où F_L est la fonction de structure longitudinale:

$$F_L(x, Q^2) = F_2(x, Q^2)\left(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2}\right) - 2xF_1(x, Q^2) \tag{1.10}$$

Dans le domaine de la diffusion profondément inélastique $Q^2 \ll M^2$, le terme $4M^2x^2/Q^2$ peut être négligé et alors $F_L = F_2 - 2xF_1$. Dans ce cas l'expression 1.8 devient:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[(1 + (1-y)^2) - \frac{y^2R(x, Q^2)}{1 + R(x, Q^2)}\right] F_2(x, Q^2) \tag{1.11}$$

Toute la dynamique de l'interaction électron-proton est contenue dans F_2 et R. Pour tester la dynamique il faut alors mesurer deux fonctions de structure $F_2(x, Q^2)$ et $F_1(x, Q^2)$ (ou bien $F_2(x, Q^2)$ et $R(x, Q^2)$). Pour faire cela nous pouvons mesurer la section efficace différentielle pour deux valeurs de y correspondant aux mêmes valeurs de x et Q^2, ce qui est possible pour deux valeurs différentes de l'énergie s dans le centre de masse, ($x = Q^2/ys$). A HERA, où s s'exprime en fonction de l'énergie des faisceaux incidents par $s \simeq 4E_eE_p$, deux possibilités s'offrent à l'expérimentateur: soit de changer l'énergie de l'un des faisceaux [3] ce qui sera probablement fait pendant la prise des données de 1997, soit de se servir des électrons ayant rayonné un photon de grande énergie avant la diffusion avec le proton [4], ce qui nécessite une luminosité très importante (~ 50 pb^{-1}), puisque la probabilité de rayonnement est faible. Etant donné que R est pondéré par y^2, et F_2 par le facteur $y^2 - 2y + 2$, l'influence de R sur la section efficace est faible dans le domaine de y mesuré. Dans ces conditions nous pouvons mesurer la fonction de structure F_2 à partir de la section efficace et de la valeur de R donnée par la théorie de la chromodynamique quantique [5] calculée à partir d'une paramétrisation des densités de partons, en l'occurrence le modèle GRV décrit ci-dessous.

1.2 Le modèle des partons

L'idée de base du modèle des partons naïf [6] est que, lorsque le moment transféré est grand, l'interaction photon-proton peut s'exprimer comme la somme incohérente des interactions entre le photon et les quarks ponctuels sans masse ($Q^2 \ll m_q$) contenus dans le proton. L'interaction a lieu sur une échelle de temps beaucoup plus petite que l'échelle de temps caractéristique des interactions entre les quarks, qui se comportent comme des particules libres pendant l'interaction. Les processus d'hadronisation ont lieu bien après l'interaction. La section efficace d'interaction électron-quark s'écrit:

$$\frac{d^2\sigma_i}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\ e_i^2\ \frac{1}{2}[1 + (1-y)^2]\ \delta(x - \zeta) \tag{1.12}$$

où ζ est la fraction du moment du proton emporté par le parton interagissant. Pour calculer la section efficace d'interaction $ep \rightarrow eX$ nous devons convoluer la section efficace d'interaction électron quark avec la probabilité de trouver un quark de saveur i dans le proton avec une fraction de moment ζ et sommer sur toutes les saveurs de quarks et antiquarks:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \sum_i \int_0^1 d\zeta f_i(\zeta) \frac{d^2\sigma_i}{dxdQ^2} \tag{1.13}$$

Nous pouvons maintenant déduire la relation entre les fonctions de structure et les distributions de partons en introduisant l'expression 1.12 dans 1.13 et en comparant avec 1.11:

$$\frac{F_2}{x} = 2F_1 = \sum_q \int d\zeta f_q(\zeta) e_q^2 \delta(x-\zeta) = \sum_q e_q^2 f_q(x) \tag{1.14}$$

Les fonctions de structure ponctuelles ne peuvent pas dépendre d'une échelle de masse Q^2 mais uniquement de la variable sans dimensions x (ce que l'on observe ne dépend plus de la résolution de la sonde $1/\sqrt{Q^2}$), la fonction de structure d'un proton constitué de partons ponctuels est donc invariante d'échelle [7]. Pour des particules de spin 1/2 la fonction de structure R est nulle et la relation de Callan-Gross [8] ($F_2 = 2xF_1$) est vérifiée. La violation de cette relation se traduit par l'existence de la fonction de structure longitudinale présentée dans 1.10.

Avec l'aide de l'expression 1.14, nous pouvons faire des tests quantitatifs concernant les distribution des quarks et gluons. La fraction totale du moment emporté par les quarks dans le proton a été estimée à partir de mesures des fonctions de structure [9] à partir de collisions $\mu p, \mu D \rightarrow \mu X$ et $\nu N \rightarrow \mu X$:

$$\sum_q \int_0^1 x(q(x) + \bar{q}(x)) \simeq 0.45 \tag{1.15}$$

pour $Q_0^2 = 4$ GeV^2. Les quarks portent seulement environ la moitié du moment du proton. Cette mesure montrait l'existence d'autres constituants élémentaires des hadrons, qui sont identifiés aux gluons de la chromodynamique quantique.

1.3 La chromodynamique quantique et le modèle de partons

La Chromodynamique Quantique (QCD) qui est la théorie de jauge décrivant l'interaction forte [10] permet de généraliser le modèle de partons. Le proton n'est plus constitué simplement de trois quarks ponctuels de valence, mais également

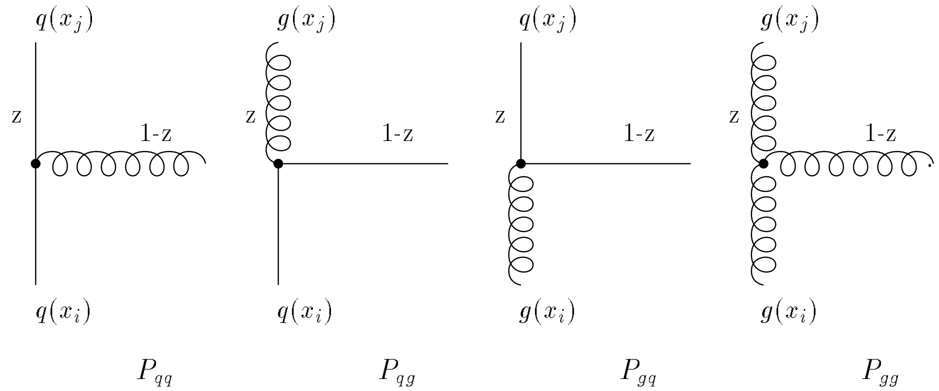

Figure 1.2: *Processus élementaires d'interactions entre quarks et gluons à l'ordre α_s décrits par les fonctions de "splitting". Un parton perd une fraction de son moment par émission d'un parton de moment $(1-z)$.*

d'une mer de partons composée de paires quark-antiquark et de gluons interagissant par les quatre processus élémentaires suivants (figure 1.2):

$$q \to qg \quad ; \quad \bar{q} \to \bar{q}g \quad ; \quad g \to q\bar{q} \quad ; \quad g \to gg \tag{1.16}$$

Nous allons voir maintenant comment sont modifiées les distributions de partons, donc les fonctions de structure, lorsque ces processus sont considérés. D'abord nous allons étudier l'influence du rayonnement d'un gluon lors du processus d'interaction. Nous allons considérer un quark qui emporte une fraction $0 < \zeta < 1$ du moment du proton. Lors de la diffusion avec le photon il est observé avec une fraction x du moment du proton et sa fraction initiale a été modifiée par un facteur z ($x = z\zeta$) lors du rayonnement d'un gluon. La distribution de quarks observée va dépendre de la probabilité (Π) pour qu'un quark avec un moment ζp perde une fraction $(1-z)$ de son moment par rayonnement d'un gluon:

$$q(x) = \int_0^1 d\zeta \int_0^1 dz\ q(\zeta)\ \mathcal{P}_{q\leftarrow q}(z)\ \delta(x - z\zeta) = \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta}\ q(\zeta)\ \mathcal{P}_{q\leftarrow q}\ \left(\frac{x}{\zeta}\right) \tag{1.17}$$

Dans le modèle des partons naïf, les fractions de moment emportées par le quark avant et après l'interaction sont égales, $\zeta = x$ et $z = 1$ et $\mathcal{P}_{q\leftarrow q}(z) = \delta(1-z)$, et ceci est vrai pour toute valeur du Q^2 du photon (invariance d'échelle). En QCD, dû au rayonnement des gluons, le parton peut voir sa fraction de moment longitudinal diminuée ($\zeta \geq x$) et $\mathcal{P}_{q\leftarrow q}(z)$ n'est plus une fonction δ. Dans l'approximation des logarithmes dominants, dans laquelle seules les contributions en

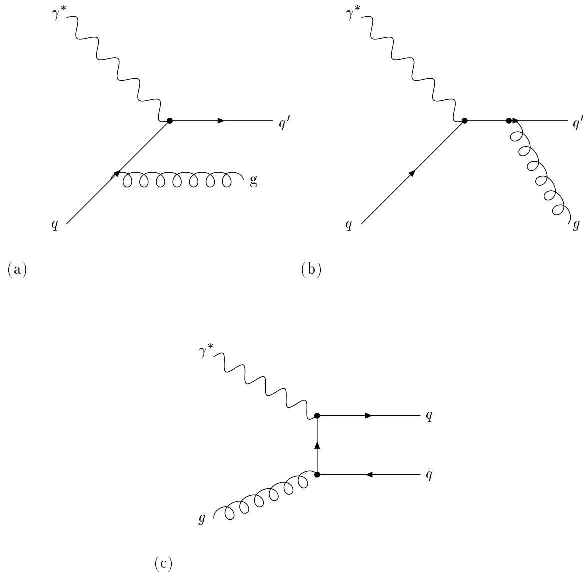

Figure 1.3: *(a) et (b) Diagrammes des processus Compton QCD. (c) Diagramme de la "Photon gluon fusion". Le diagramme du même type avec q et $\bar{q}$ échangés doit être aussi considéré.*

$\alpha_s(Q^2)ln(Q^2/\mu^2)$ au sous-processus $lq \rightarrow lq$ sont prises en compte, cette probabilité s'écrit:

$$\mathcal{P}_{q\leftarrow q}(z, Q^2) \equiv \delta(1-z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qq}(z) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \tag{1.18}$$

où μ est la valeur de la coupure de régularisation de la divergence colinéaire associée à l'émission de gluons colinéaires par rapport au parton émetteur, α_s la constante de couplage de l'interaction forte et P_{qq} la fonction de "splitting" associée à l'émission d'un gluon (figure 1.2):

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right) \tag{1.19}$$

P_{qq} présente une divergence à $z = 1$, appelée divergence infrarouge, correspondant à l'émission d'un gluon d'énergie nulle. Celle-ci est compensé par la contribution des diagrammes des gluons virtuels (figure 1.4). Avec les expressions 1.17 et 1.18 la fonction de structure (1.14) devient:

$$\frac{F_2(x, Q^2)}{x} = \sum_q e_q^2 \, [q_0(x) + \Delta q_0(x, Q^2)] = \sum_q e_q^2 \, q(x, Q^2) \tag{1.20}$$

avec

$$\Delta q_0(x, Q^2) \equiv \frac{\alpha_s}{2\pi} \log \frac{Q^2}{\mu^2} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} \, q_0(\zeta) \; P_{qq} \, (\frac{x}{\zeta}) \tag{1.21}$$

La fonction de structure dépend de Q^2 et le nombre de partons résolus qui se partagent le moment du proton augmente logarithmiquement avec Q^2. Il y aura une probabilité croissante de trouver un quark à petit x et décroissante de le trouver à grand x, car les quarks ayant un grand moment en perdent une fraction par rayonnement de gluons. La violation de l'invariance d'échelle de Bjorken apparaît comme une signature de l'émission de gluons.

L'expression de $q(x, Q^2)$ donnée est le début d'un développement de q en α_s, la suite de la série pouvant être donnée en faisant intervenir un nombre croissant de gluons rayonnés. Le diagramme de Feynman associé a une structure en forme d'échelle, où chaque barreau est donné par un gluon rayonné. Une approximation est faite ici en séparant le terme facteur de α_s en une partie qui ne dépend que de x et une partie qui ne dépend que de Q^2, et en ne gardant pour cette partie que le terme dominant (terme en lnQ^2). Nous avons ici un problème relié à la dépendance en Q^2 de α_s, qui se comporte comme $1/ln(Q^2/\Lambda^2)$. Dans ce cas les termes de la forme $\alpha_s lnQ^2$ sont de l'ordre de l'unité, ce qui invalide un raisonement basé sur un developpement perturbatif. La seule procédure cohérente consiste à sommer toutes les contributions de la forme $(\alpha_s lnQ^2)^n$, correspondant au rayonnement d'un nombre de gluons quelconque. Chaque rayonnement ajouté apporte à la densité de quarks un terme du même type que celui deja calculé, en faisant intervenir la fonction de densité de l'ordre précédent. On considère tous ces diagrammes et on multiplie leurs probabilités respectives. Il est alors possible d'écrire la somme de tous ces diagrammes, et de ne garder que les termes dominants en $(\alpha_s lnQ^2)^n$ lorsque Q^2 tend vers l'infini. En dérivant l'expression obtenue par rapport à lnQ^2 on obtient l'équation d'Altarelli-Parisi [11], connue aussi sous le nom DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi):

$$\frac{dq(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta}\ q(\zeta, Q^2)\ P_{qq}\ (\frac{x}{\zeta}) \tag{1.22}$$

Dans ce calcul seuls les diagrammes des types (a) et (b) de la figure 1.3 ont été considérés. Cependant un quark peut être obtenu aussi à partir d'un gluon par production de paires comme montre le diagramme (c) de la figure 1.3. La contribution à la fonction de structure par le processus $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ s'écrit en fonction de la densité de gluon dans le proton $g(x, Q^2)$ et de la fonction de splitting P_{qg} (figure 1.2):

$$P_{qg} = \frac{1}{2}\left(z^2 + (1-z)^2\right) \tag{1.23}$$

P_{qg} représente la probabilité qu'un gluon s'annihile en une paire $q\bar{q}$ et que le quark emporte une fraction z de son moment. L'équation d'évolution de la densité de partons due aux contributions d'émission de gluons et de production de paires est, pour chaque saveur:

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta} \left[q_i(\zeta, Q^2)\ P_{qq}\ (\frac{x}{\zeta}) + g(\zeta, Q^2)\ P_{qg}\ (\frac{x}{\zeta})\right] \tag{1.24}$$

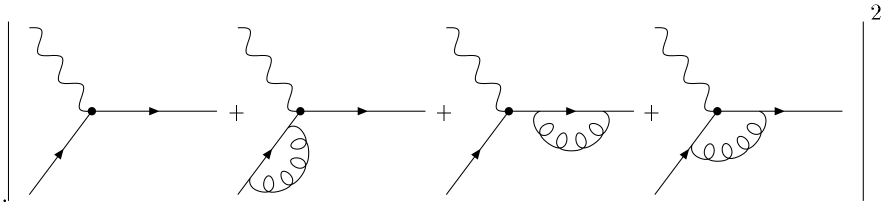

Figure 1.4: *Corrections virtuelles de premier ordre au sous-processus $\gamma^* q \to q$.*

Il nous reste à déterminer l'équation d'évolution de la densité de gluon dans le proton, laquelle fait intervenir les fonctions de splitting P_{gq} et P_{gg} (figure 1.2):

$$P_{gq}(z) = \frac{4}{3}\frac{1+(1-z)^2}{z} \tag{1.25}$$

$$P_{gg}(z) = 6\left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z)\right) + \frac{33-2n_f}{6}\delta(1-z) \tag{1.26}$$

n_f étant le nombre de saveurs considérées. Avec ces définitions la deuxième équation d'évolution d'Altarelli-Parisi peut s'écrire comme:

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta}\left[\sum_i q_i(\zeta,Q^2)\ P_{gq}\ (\frac{x}{\zeta}) + g(\zeta,Q^2)\ P_{gg}\ (\frac{x}{\zeta})\right] \tag{1.27}$$

Nous avons vu que lorsque $z=1$ il y a des contributions divergentes des fonctions de splitting. Ce problème disparaît lorsqu'on ajoute la contribution à l'ordre $\alpha\alpha_s$ de l'interférence du diagramme du quark avec les trois diagrammes qui contiennent des gluons virtuels (figure 1.4). Ces interférences additionnelles présentent aussi des divergences en $z=1$ de manière que dans le calcul complet à l'ordre α_s toutes les singularités se compensent exactement.

De façon générale, si la sommation des diagrammes des figures 1.3 et 1.4 est indépendante de la jauge considérée, la contribution de chaque graphe en dépend. Dans la jauge axiale dans laquelle les gluons n'ont pas de polarisation scalaire, seuls les graphes complètement symétriques contribuent. Cette propriété permet de décrire l'approximation des logarithmes dominants par un seul graphe en échelle où chaque barreaux de l'échelle correspond à l'émission d'un parton.

Distribution de partons à petit x

Le régime des petits x est dominé par les processus de production des gluons. Les fonctions de splitting associées à ces processus divergent quand $z \to 0$ alors que celles associées aux sous-processus de production de quarks restent finies. Les équations d'Altarelli-Parisi nous donnent l'évolution des fonctions de structure en fonction de Q^2 dans l'hypothèse que ce sont les termes de la forme $[\alpha_s \log Q^2]^n$ qui dominent. L'approximation de logarithmes dominants n'est plus valable dans la région des petits x où les effets dus à la présence de termes de la forme $\log(1/x)$ doivent être pris en compte. Une première approximation possible est celle des doubles logarithmes dominants, DLL, où l'évolution est contrôlée par les termes de la forme $\alpha_s \log(1/x) \log(Q^2)$ [12]. L'équation d'évolution d'Altarelli-Parisi, calculée à partir de la somme des contributions de la forme $[\alpha_s \log(1/x) \log(Q^2)]^n$, prend la forme:

$$\frac{dg(x,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\zeta}{\zeta}\; g(\zeta, Q^2)\; P_{gg}\;(\frac{x}{\zeta}) \tag{1.28}$$

Dans cette approximation la contribution des gluons domine (comparer à (1.27)). x étant petit la fonction de splitting devient $P_{gg}(x) \approx 6/x$. Cette équation qui est directement intégrable nous donne le comportement asymptotique de la densité de gluons dans ce régime:

$$xg(x,Q^2) \sim exp\left(2\left[\frac{3\alpha_s}{\pi}\log\frac{1}{x}\log\frac{Q^2}{Q_0^2}\right]^{\frac{1}{2}}\right) \tag{1.29}$$

Quand $x \to 0$ la distribution de gluons croît plus rapidement que n'importe quelle puissance de $\log(1/x)$ et on s'attend à ce qu'à petit x, les termes en $\log(1/x)$ dominent complètement le comportement de la densité de gluon.

Pour décrire le comportement des distributions de partons à petit x, Balitsky, Fadin, Kuraev et Lipatov (BFKL [13]) ont étudié le comportement et l'évolution perturbative de la densité de gluon dans l'approximation des logarithmes $\log(1/x)$ dominants. Comme pour l'approximation des $\log(Q^2)$ dominants, elle se représente sous la forme d'un diagramme en échelle de gluons. Cette approche conduit à un comportement de la distribution gluonique à petit x de la forme $x^{-\lambda}$ avec $\lambda \simeq 0.5$, mais le domaine dans lequel s'applique cette prédiction n'est pas encore bien défini par la théorie.

1.4 Les paramétrisations des densités de partons

Les quarks et les gluons ne sont pas observables à l'état libre mais uniquement à l'intérieur des hadrons. La connaissance des hadrons et de leurs interactions par la QCD ne peut donc être obtenue que si l'on connaît les densités de partons dans les hadrons.

En pratique les distributions de partons sont déterminées à partir des ajustements sur les données expérimentales des collisions inélastiques. La procédure de base est de paramétriser les distributions de partons à une échelle de référence et ensuite calculer l'évolution des ces distributions à l'aide d'un modèle théorique. Les différences entre les paramétrisations proposées viennent du choix des paramétrisations initiales et du nombre de paramètres à ajuster, des données utilisées dans l'ajustement et du modèle qui dicte l'évolution. On impose généralement à ces distributions de vérifier la conservation de la saveur:

$$\int_0^1 u_v(x,Q^2) = 2 \qquad\qquad \int_0^1 d_v(x,Q^2) = 1 \tag{1.30}$$

et de satisfaire la règle de somme sur les impulsions:

$$\int_0^1 (u_v + d_v + g + 2(u_s + d_s + s_s + c_s))dx = 1 \tag{1.31}$$

Dans ces expressions l'indice s fait référence aux distributions de la mer et l'indice v aux quarks de valence. Nous avons donc $u_v = u - u_s$ et $d_v = d - d_s$ et supposé que $q_s = \bar{q}_s$.

Les paramétrisations MRS

Le groupe MRS (Martin, Robert et Stirling) produit depuis plusieurs années des paramétrisations des distributions de partons obtenues à partir d'un ajustement QCD sur les données de fonctions de structure. Nous allons décrire une de leurs paramétrisations récentes MRS(A) [14].

Les distributions de départ sont paramétrisées à un Q^2 suffisamment grand ($Q_0^2 = 4$ GeV^2) pour qu'elles puissent être calculées à grand Q^2 en QCDp en utilisant les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi (DGLAP) au deuxième ordre (Next to Leading Order, NLO). Les distributions initiales sont de la forme:

$$\begin{aligned} xu_v(x) &= A_u x^{0.538}(1-x)^{3.96}(1+-0.39\sqrt{x}+5.13x) \\ xd_v(x) &= A_d x^{0.330}(1-x)^{4.71}(1+\ 5.03\sqrt{x}+5.56x) \\ xS(x) &= A_S x^{-0.3}(1-x)^{9.27}(1+-1.15\sqrt{x}+15.6x) \\ xg(x) &= A_g x^{-0.3}(1-x)^{5.3}(1+5.2x) \end{aligned} \tag{1.32}$$

où $S \equiv 2(\bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c})$ est la somme des densités des quarks de la mer (on suppose que $q_s = \bar{q}_s$ où $s = u, d, s, c$). Les contraintes expérimentales sur le gluon ne permettent pas encore de déterminer le coefficient qui caractérise le comportement du gluon quand $x \to 0$ indépendamment de celui des distributions de la mer de quarks S. Trois des quatre coefficients A_i sont déterminés par les règles de somme de la saveur (1.30) et du moment (1.31). La structure de saveur de la mer de quarks à l'échelle de départ $Q_0^2 = 4$ GeV^2 est définie par les équations suivantes:

$$\begin{aligned} 2\bar{u} &= 0.4(1-\delta)S - \Delta \\ 2\bar{d} &= 0.4(1-\delta)S + \Delta \\ 2\bar{s} &= 0.2(1-\delta)S \\ 2\bar{c} &= \delta S \end{aligned} \tag{1.33}$$

où $x\Delta \equiv x(\bar{d} - \bar{u})$ tient compte de la rupture de la symétrie de la mer ($\bar{d} > \bar{u}$) observée [15]. La mer charmée de départ est déterminée à partir des données EMC sur la fonction de structure F_2^c avec la contrainte:

$$c(x, Q^2) = 0 \qquad \text{si} \qquad Q^2 < m_c^2 \tag{1.34}$$

Les distributions correspondantes, $c(x, Q^2)$, à Q^2 au dessus du seuil sont engendrées par les équations d'évolution DGLAP (NLO). Le paramètre de normalisation δ est ajusté pour donner une bonne description de F_2^c pour $Q^2 \geq 5\mathrm{GeV}^2$. La contribution du quark b est incluse avec la contrainte

$$b(x, Q^2) = 0 \qquad \text{si} \qquad Q^2 < m_b^2 \tag{1.35}$$

Les mesures des fonctions de structure des expériences BCDMS, NMC et CCFR sont utilisées pour contraindre les densités de partons à $x > 0.01$. Le comportement à petit x est déterminé par les mesures de la fonction de structure réalisées dans les expériences H1 et ZEUS sur les données de 1993. Ces données donnent essentiellement une contrainte sur le paramètre λ de l'équation 1.32 qui contrôle le comportement à petit x de la mer $xS \sim x^{-\lambda}$ et du gluon $xg \sim x^{-\lambda}$.

Les paramétrisations GRV

Glück, Reya et Vogt proposent une approche différente, basée aussi sur les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi. L'hypothèse de base est qu'à une échelle d'énergie très basse, de l'ordre du paramètre d'échelle de la QCD (Λ_{QCD}), le proton est constitué uniquement de quarks de valence [16]. Ce concept a été modifié pour être en accord avec les données expérimentales, en rajoutant également une densité de gluon et de la mer de type valence [17]. A l'échelle d'énergie de départ (typiquement $\mu \sim 0.3$GeV) nous avons:

$$xg(x, \mu^2) = Ax^{\alpha}(1-x)^{\beta} \qquad\qquad x\bar{q}(x, \mu^2) = A'x^{\alpha'}(1-x)^{\beta'} \tag{1.36}$$

Ces distributions sont montrées sur la figure 1.5a. Les distributions de partons sont ensuite calculées à plus grand Q^2 et il en résulte directement une croissance forte à petit x de ces densités comme nous pouvons voir sur la figure 1.5b.

L'échelle $Q = \mu$ est supposée séparer les régimes pertubatif ($Q > \mu$) et non perturbatif ($Q < \mu$). Une supposition du modèle est que les équations d'évolution DGLAP sont valables à $Q^2 > \mu^2$. Ceci offre un avantage par rapport à l'évolution faite à partir des distributions ajustées à une échelle située dans la région perturbative ($Q^2 = 2...5$ GeV^2) qui n'a pas de pouvoir prédictif dans la région des petits x.

Les distributions de départ ($\mu^2 = 0.34$ GeV^2) sont paramétrisées sous la forme:

$$\begin{aligned}
xu_v(x) &= 0.988x^{0.54}(1 + 1.58\sqrt{x} + 2.58x + 18.10x^{3/2})(1-x)^{3.38} \\
xd_v(x) &= 0.182x^{0.32}(1 + 2.51\sqrt{x} + 25.00x + 11.40x^{3/2})(1-x)^{4.11} \\
x\Delta(x) &= 0.052x^{0.38}(1 + 15.20x + 132.00x^{3/2})(1-x)^{8.65} \\
x(\bar{u}+\bar{d})(x) &= 1.090x^{0.30}(1 + 2.65x)(1-x)^{8.33} \\
xg(x) &= 26.200x^{1.90}(1-x)^{4.00} \\
s(x) &= \bar{s}(x) = 0
\end{aligned} \tag{1.37}$$

Les contraintes expérimentales sont analogues à celles que nous avons exposées dans le cas de MRS. En ce qui concerne les saveurs lourdes seule la contribution

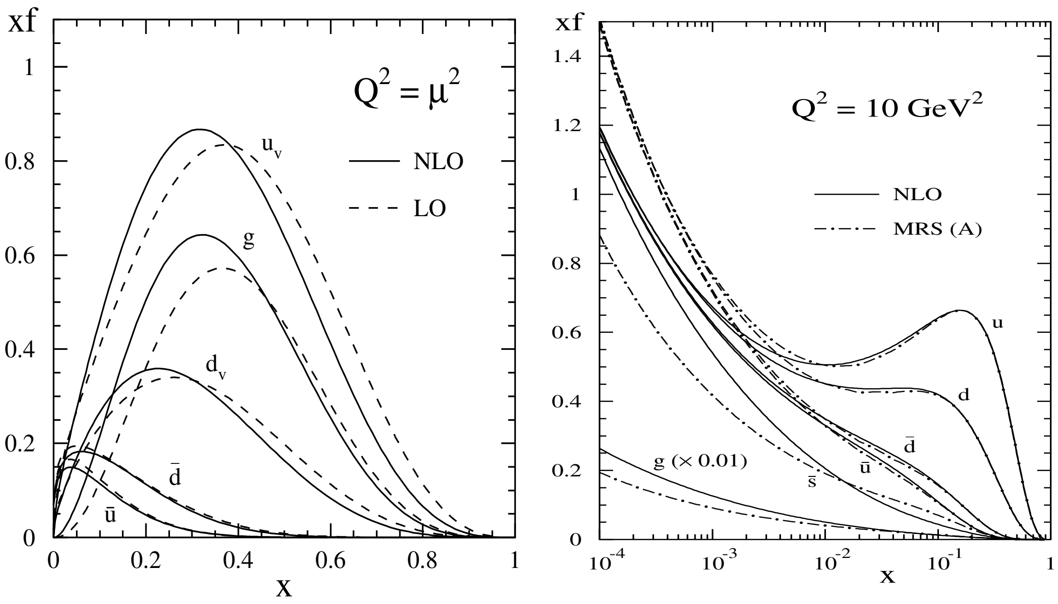

Figure 1.5: *(a) Densités de partons (quarks de valence u_v, d_v), gluon (g) et quarks de la mer) du modèle GRV à l'échelle initiale d'énergie $\mu^2 = 0.34$ GeV^2. (b) Mêmes distributions à Q^2 =10 GeV^2 et comparaison avec la paramétrisation MRS(A).*

du c est incluse alors que celle du b est considérée comme marginale. La production de $c\bar{c}$ est effectuée explicitement par le mécanisme de fusion photon boson (figure 1.3).

Un des succès de GRV a été de prédire la croissance des distributions des quarks de la mer et du gluon à petit x, et donc de F_2, *avant* qu'elle ne soit observée à HERA. Typiquement à Q^2 entre 10 et 100 GeV^2 F_2 et xg devaient se comporter comme $x^{-\lambda}$ avec $\lambda_{GRV} \simeq 0.3 - 0.4$ pour $10^{-5} < x < 10^{-3}$, ce qui a été observé. Par contre à des petites échelles de l'ordre de $Q^2 \sim 1$ GeV^2 F_2 et xg devaient présenter un comportement presque plat en x. Les données de HERA montrent aussi cette diminution du taux de croissance de F_2 à bas Q^2.

1.5 Les paramétrisations phénoménologiques

Les paramétrisations CKMT

Capella, Kaidalov, Merino et Tran Thanh Van [19] proposent une description simple, basée sur la théorie de Regge, de la section efficace totale de photoproduction et des fonctions de structure, dans la région des valeurs basses ou modérées de Q^2 ($0 \leq Q^2 \leq 5$ GeV^2) pour toute valeur de x. Les résultats sont utilisés comme condition initiale des équations d'évolution prédites par la QCDp pour obtenir les fonctions de structure pour des plus grands Q^2.

La diffusion de deux hadrons est décrite dans la théorie de Regge par l'échange de pôles de Regge, ce qui est une généralisation de l'échange d'une particule. Le pôle de Regge qui porte les nombres quantiques du vide est le pomeron, tandis que les autres pôles sont appelés Reggeons. Le comportement à haute énergie de l'amplitude d'une diffusion à deux corps due à l'échange d'un pôle de Regge peut s'écrire comme

$$A(s,t) \sim s^{\alpha(t)} \tag{1.38}$$

où s est l'énergie disponible dans le centre de masses des hadrons qui interagissent et t le moment transféré. La valeur de la fonction trajectoire $\alpha(t)$ pour $t = 0$, c'est à dire l'ordonnée à l'origine, est appelée *intercept*. Le théorème optique relie la partie imaginaire de l'amplitude, A, de diffusion élastique vers l'avant ($t = 0$), avec la section efficace totale de manière que le comportement à haute énergie de la section efficace correspondant à l'échange d'un pôle de Regge soit aussi contrôlé par l'intercept:

$$\sigma_{tot} \sim s^{\alpha(0)-1} = s^{\Delta_0} \tag{1.39}$$

L'étude de la dépendance en énergie des sections efficaces hadroniques nous apprend que ce comportement est universel et caractérisé par une valeur $\alpha(0) = 1 + \Delta_0$ avec $\Delta_0 = 0.08$. Cependant cette valeur n'est pas la vraie valeur de l'intercept du pomeron (valeur "nue") mais une valeur effective qui comprend les corrections d'absorption (rediffusion). Ces corrections varient fortement avec Q^2. Il est donc important d'en tenir compte lorsqu'il s'agit de couvrir une région étendue en Q^2. La contribution relative des corrections d'absorption décroît rapidement quand Q^2 augmente de façon que à $Q^2 \to \infty$ nous verrons une valeur de l'intercept du pomeron, proche de celle "nue", et qui est plus grande (≈ 0.2 à 0.25) que la valeur effective observée à $Q^2 = 0$ (≈ 0.08).

On pourrait s'attendre à ce que le comportement à grande énergie et très petit Q^2 ($s \ll Q^2$) décrit par l'approche de Regge conditionne le comportement des fonctions de structure à petit x ($x \sim Q^2/s$). Dans ce cadre nous pouvons maintenant écrire F_2 comme:

$$F_2(x, Q^2) \sim x^{-\Delta(Q^2)} \qquad \Delta(Q^2) = \Delta_0 \left(1 + \frac{2Q^2}{Q^2 + d}\right) \tag{1.40}$$

où Δ_0 et d sont des paramètres libres. Le modèle des partons relie les fonctions de structure aux distributions de quarks et antiquarks, dont la forme à petit x peut être estimée à partir d'un comportement de type Regge. La fonction de structure à petit x, et en conséquence les distributions des quarks de la mer et des gluons, sont déterminées par le pomeron. Les distributions des quarks de valence seront déterminées par les reggeons secondaires (ρ, ω, ϕ) caractérisés par un intercept $\alpha_R \sim 0.4$ à 0.6.

Pour obtenir une description valable aussi pour la photoproduction il est nécessaire de retrouver la section efficace $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ lorsque $Q^2 = 0$:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot}(\nu) = \left[\frac{4\pi^2\alpha_{em}}{Q^2} F_2(x, Q^2)\right]_{Q^2=0} \tag{1.41}$$

Ceci implique que F_2 varie linéairement avec Q^2 ($F_2 \sim Q^2$) quand $Q^2 \to 0$.

Le groupe CKMT tient compte de ces considérations et propose une paramétrisation valable dans la région $0 \leq Q^2 \leq 5$ GeV^2 de la forme:

$$F_2(x, Q^2) = A x^{-\Delta(Q^2)} (1-x)^{n(Q^2)+4} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a}\right)^{1+\Delta(Q^2)} + \\ B x^{1-\alpha_R} (1-x)^{n(Q^2)} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + b}\right)^{\alpha_R} \tag{1.42}$$

Le premier terme, qui se comporte à petit x comme décrit par (1.40), correspond à la contribution du pomeron. Le second est associé au reggeon secondaire et son comportement à petit x est déterminé par l'intercept α_R. Le comportement à $x \to 1$ est donné par le deuxième facteur, avec

$$n(Q^2) = \frac{3}{2}\left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + c}\right) \tag{1.43}$$

$n(Q^2)$ a été choisi tel que $n(Q^2 = 0) \approx 3/2$ et $n(Q^2 \to \infty) = 3$, comme prédit par la théorie. Le dernier facteur permet de faire la connexion avec les photons réels. Maintenant nous pouvons paramétriser (1.41) en utilisant l'expression (1.42) et la relation $x = Q^2/2m\nu$ comme:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot}(\nu) = 4\pi^2\alpha_{em}\left(A(2m\nu)^{-\Delta_0}a^{-(1+\Delta_0)} + B(2m\nu)^{-(1-\alpha_R)}b^{-\alpha_R}\right) \tag{1.44}$$

Cette approche permet de parametriser F_2 et $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ avec seulement huit paramètres libres, dont quatre sont communs aux deux fonctions. Le paramètre B est fixé avec la condition de normalisation pour les quarks de valence, le reste étant déterminé à partir des données expérimentales.

La fonction de structure à grand Q^2 est déterminée par l'évolution-QCD des distributions de partons. La condition initiale Q_0^2, qui en principe peut être une valeur quelconque $Q^2 < 5$ GeV^2, est choisie telle que la dérivée $\frac{dF_2(x,Q^2)}{d\ln Q^2}|_{Q^2=Q_0^2}$ soit égale à celle obtenue dans l'évolution QCD, ce qui n'est pas le cas en géneral. Q_0^2 est choisi à 2 GeV^2, ce qui permet d'avoir une variation continue en Q^2.

Cette approche, où la croissance des fonctions de structure à petit x observée à HERA est totalement due à la condition initiale, est orthogonale à celle presentée par GRV (cf ci-dessus) dans laquelle cette croissance est entièrement due à l'évolution perturbative.

Les paramétrisations DOLA

Donnachie et Landshoff ont montré [20] que toutes les sections efficaces totales à haute énergie peuvent être paramétrisées par la somme de deux puissances de Regge:

$$\sigma_{tot} = Xs^{0.08} + Ys^{-0.45} \tag{1.45}$$

les coefficients ayant été fixées à partir des données pp et $\bar{p}p$. Le comportement de la fonction de structure à petit x étant déterminé par le comportement Regge à haute énergie (cf ci-dessus) et en demandant l'annulation linéaire de la fonction de structure comme imposé par la relation (1.41) Donnachie et Landshoff proposent la paramétrisation suivante pour F_2:

$$F_2(x, Q^2) = A\ x^{-0.08}\left(\frac{Q^2}{Q^2 + a}\right)^{1.08} + B\ x^{0.45}\left(\frac{Q^2}{Q^2 + b}\right)^{0.55} \tag{1.46}$$

avec la contrainte:

$$Aa^{-1.0808} = 0.0604 \qquad\qquad Bb^{-0.55} = 1.15 \tag{1.47}$$

obtenue lors de la paramétrisation des données des photons réels ($Q^2 \to 0$). Les valeurs de A (=0.324) et B (=0.098) sont obtenues à partir des données NMC. Cette forme décrit bien les résultats de NMC [21] mais, comme nous verrons dans le chapitre 5, est en désaccord avec les données de HERA.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons situé le contexte théorique et presenté les possibilités que les expériences de diffusion, en particulier HERA, nous offrent pour tester la QCD. Nous avons pu voir comment, avec une appproche perturbative, nous pouvons décrire certains aspects des collisions qui font intervenir l'interaction forte, mais nous avons pu constater que nous étions rapidement limités par les difficultés mathématiques liées à la théorie, dans le domaine non perturbatif. Outre la QCD nous disposons aussi d'une description phénoménologique valable pour les collisions hadroniques à haute énergie (théorie de Regge) qui est complémentaire de la première. L'expérience HERA devrait nous permettre de mieux comprendre les limites de chaque approche et d'avancer dans la compréhension théorique des phénomènes reliés aux interactions fortes.

Bibliographie

[1] E.D.Bloom et al., SLAC Collab., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930.

[2] F.Halzen, A.D.Martin, “Quarks & Leptons”, J.Wiley & Sons (1984).

[3] A.M.Cooper-Sarkar et al., “Physics at HERA I” (1991) 155.

[4] M.W.Krasny et al., “Physics at HERA I” (1991) 171.

[5] G.Altarelli et G.Martinelli, Phys Lett. B76 (1995) 107.

[6] R.P.Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.

[7] J.D.Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.

[8] C.G.Callan et D.G.Gross, Phys. Rev. Lett 22 (1969) 156.

[9] D.H.Perkins, Proceedings of International Symposium of Lepton and Photon Interactions, (1975) 571.

[10] Yu.L.Dokshitzer et al., Basics of Perturbative QCD, ed. Frontières (1991).

[11] Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641;
V. N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438 and 675;
G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.

[12] A.De Rújula et al., Phys. Rev. D10 (1974) 1649.

[13] E.A. Kuraev, L.N.Lipatov et V.S.Fadin, Sov. Phys. JETP 45 (1977) 199.
Y.Y.Balitsky et L.N.Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 822.

[14] A.D.Martin, W.J.Stirling et R.G.Roberts, RAL-94-055.

[15] NMC Collab., P.Amaudruz et al., Phys. Lett. B 295 (1992) 159.
NA52 Collab., A.Baldit et al., Phys. Lett. B 332 (1994) 244.
CDF Collab., F.Abe et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 850.

[16] M.Glück et E.Reya, Nucl. Phys. B 130 (1977) 76.

[17] M.Glück, E.Reya et A.Vogt, Z. Phys C 48 (1990) 471.

[18] M.Glück, E.Reya et A.Vogt, Z. Phys C 67 (1995) 433.

[19] A.Capella et al., LPTHE Orsay 94-34 (1992).

[20] A.Donnachie et P.V.Landshoff, Phys. Lett. B 296 (1992) 227.

[21] P.Funaudrua et all., NMC collab., Phys. Lett B295 (1992) 159.

Chapitre 2

Conditions expérimentales

Nous allons présenter dans ce chapitre le détecteur H1 dans la configuration correspondant à la prise des données 1994. Après une brève présentation de HERA et des différentes parties du détecteur H1 nous allons décrire les sous-détecteurs qui interviennent directement dans la mesure de la fonction de structure. Une description détaillée peut être trouvée dans la référence [1]. La deuxième partie concerne la réduction de données obtenue au niveau du système de déclenchement de l'acquisition des données. Nous présenterons à la fin du chapitre les types de données qui ont été utilisés pour la détermination de F_2.

2.1 Le collisionneur HERA

HERA[1] est le premier et jusqu'à présent l'unique collisionneur électron contre proton. Il est situé à Hambourg dans le laboratoire de DESY[2]. HERA est constitué de deux anneaux de 6.3 km de circonférence situés dans un même tunnel, dans lequel les protons et les électrons sont accélérés jusqu'à des énergies de 820 GeV et 27.5 GeV respectivement. L'énergie disponible dans le centre de masse pour cette configuration est de $\sqrt{s} = 300$ GeV. De par la différence d'énergie des deux faisceaux la distribution spatiale des particules produites dans la collision n'est pas symétrique. Les détecteurs sont caractérisés par une structure asymétrique, nécessaire pour une détection efficace.

Le système d'injection (figure 2.1) accélère progressivement les protons et les électrons, qui sont introduits dans HERA par l'anneau PETRA avec des énergies de 40 GeV et 14 GeV. Ils sont ensuite accélérés jusqu'aux énergies nominales. Les faisceaux se croisent frontalement dans les quatre zones d'interaction situées

[1] Hadron Elektron Ring Anlage
[2] Deutsches Elektronen SYnchrotron

sur des sections droites. Les deux premières zones a être équipées, l'ont été en 1991: la zone nord avec le détecteur H1 et la zone sud avec le détecteur ZEUS. L'expérience HERMES, qui étudie les fonctions de structure de spin, est située dans la zone ouest et prend des données depuis 1995. La quatrième zone est utilisée par une nouvelle expérience, HERA-B, qui étudiera la violation de CP dans le système $B - \bar{B}$ à partir de 1997.

La fréquence de collision atteinte à HERA est très importante: 210 paquets de protons et d'électrons circulent dans le tunnel séparés par 96 ns. Ceci entraîne des contraintes sévères pour les systèmes d'électroniques associés aux détecteurs qui doivent éviter l'empilement des événements et être capables de rejeter en ligne un bruit de fond qui est de quatre ordres de grandeur supérieur aux signaux physiques.

Depuis juillet 1994 le faisceau d'électrons a été remplacé par un faisceau de positrons ce qui a permis d'améliorer le temps de vie du faisceau à hauts courants. Le changement de particules, donc de charge, permet de diminuer les interactions électrostatiques entre les particules du faisceau et les ions négatifs contenus dans le tube à vide. Le temps de vie d'un faisceau de protons peut être supérieur à 24 heures, alors que celui d'un faisceau d'électrons est d'environ 6 heures. Avec le fonctionnements en mode "positron" ce temps de vie augmente pratiquement d'un facteur deux.

La figure 2.2 nous montre l'évolution de la luminosité fournie par HERA pendant les prises de données de 1992 à 1994. La luminosité totale intégrée sur une

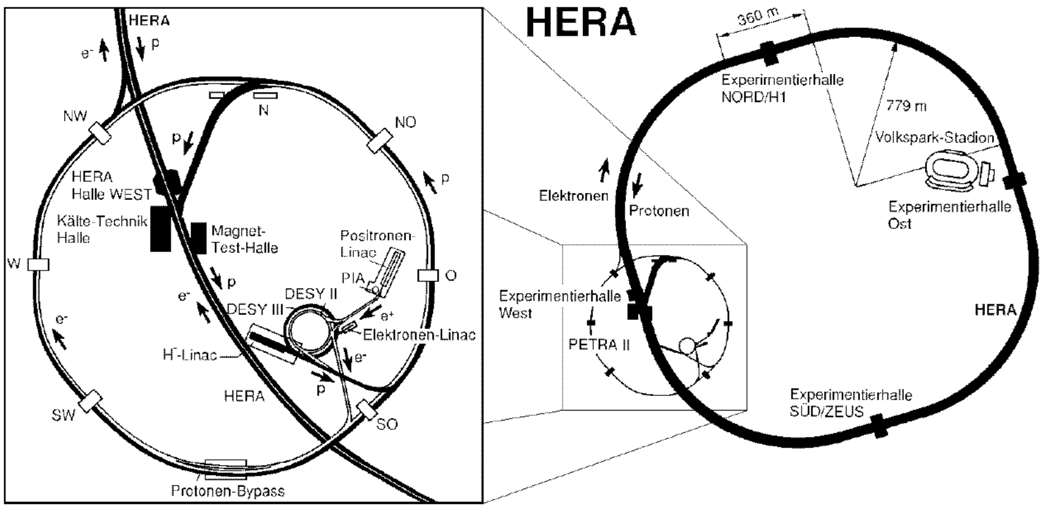

Figure 2.1: *Le collisionneur HERA.*

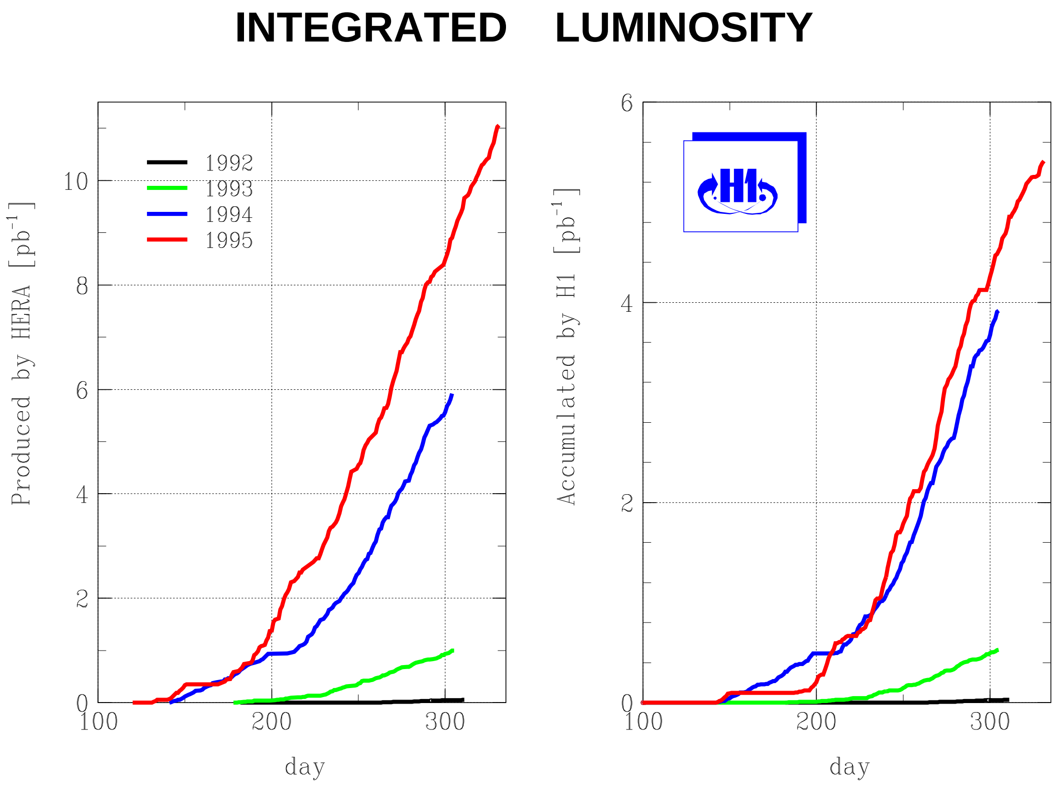

Figure 2.2: *(a) Luminosité fournie par HERA de 1992 à 1994. (b) Luminosité correspondant aux mêmes années enregistrée par H1.*

année a été de 50 nb^{-1} en 1992, 1 pb^{-1} en 1993 et de 6 pb^{-1} en 1994. Seule une partie de cette luminosité a été enregistrée par H1, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.2. La luminosité qui a été effectivement utilisée dans les analyses de la fonction de structure a été de 22 nb^{-1} en 1992, 270 nb^{-1} en 1993 et 2.7 pb^{-1} en 1994.

2.2 Le détecteur H1

Les propriétés du détecteur H1 répondent aux particularités des processus physiques que l'on veut étudier. L'étude de la diffusion profondément inélastique nécessite l'identification du lepton diffusé et des hadrons produits dans la collision ainsi qu'une mesure précise de leur énergie. Dans le cas des événements courant neutre, pour lesquels l'interaction a lieu par échange d'un photon ou d'un Z^0, il est nécessaire de mesurer l'électron diffusé précisément pour pouvoir profiter pleinement des possibilités d'exploration du domaine cinématique accessible à HERA. Le neutrino produit dans les interactions courant chargé, produites par échange d'un boson chargé (W^+ ou W^-), peut être caractérisé à partir des hadrons produits s'ils sont bien mesurés. Toutefois une bonne mesure des hadrons est aussi importante pour les événements courant neutre puisqu'elle va permettre l'utilisation de méthodes de reconstruction hadroniques (ou mixtes) complémentaires de la méthode basée uniquement sur l'électron. La combinaison de ces deux types d'information va permettre d'obtenir des mesures optimales dans le domaine accessible à HERA. L'étude de la photoproduction et des états hadroniques finals est conditionné aux performances du détecteur sur les mesures hadroniques. Pour répondre à ces demandes, le détecteur H1 est caractérisé par une fine granularité et une herméticité quasi-parfaite. L'étude des saveurs lourdes à partir des désintégrations semi-leptoniques produisant des muons est favorisée par l'installation d'un système de détection de muons.

Dû à la différence d'énergie des protons et des électrons l'équipement du détecteur est renforcé dans la direction des protons qui défini dans H1 la direction avant. Le système de coordonnées est défini à partir du point d'interaction, l'axe z étant parallèle au faisceau, et le plan orthogonal défini par les axes x (horizontal) et y (vertical).

Nous allons présenter rapidement les composantes du détecteur H1 tel qu'il était configuré pendant la prise des données de 1994, avant d'étudier plus en détail les parties qui sont directement utilisées dans notre analyse. Une coupe tridimensionnelle du détecteur est montrée dans la figure 2.3. Le détecteur est constitué, de l'intérieur vers l'extérieur en commençant par le point d'interaction, d'un système de mesure de traces chargées en deux parties: centrale et avant, qui est entouré du calorimètre à argon liquide (CALO). La bobine supraconductrice, qui fournit un champ de 1.15 T, est située à l'extérieur du calorimètre pour minimiser la quantité de matériaux morts à l'entrée de celui-ci. La structure de fer qui sert à refermer les lignes de champ est instrumentée avec des tubes à décharge permettant de détecter la queue des gerbes hadroniques et les muons. L'identification de muons est améliorée avec des chambres additionnelles situées à l'intérieur et à l'extérieur du fer instrumenté. Les chambres à muons situées à l'avant du détecteur disposent d'un aimant toroïdal supplémentaire. Les régions non couvertes par le CALO sont fermées par un calorimètre bouchon silicium-cuivre à très petit angle dans la direction avant, un calorimètre plomb-scintillateur à l'arrière (BEMC) qui est renforcé avec le détecteur de fin des gerbes appartenant au système de détection de muons, et finalement un petit calorimètre (ELETAG) situé à $z = -33$ m destiné à détecter les électrons qui partent dans le tube à vide dans les processus de photoproduction. Ce dernier n'est pas montré dans la figure. Il y a aussi un détecteur de photons à $z = -103$ qui, utilisé en coïncidence avec le détecteur ELETAG, sert à mesurer la luminosité à partir du processus de Bethe-Heitler. Deux murs de scintillateurs à l'arrière du détecteur permettent d'identifier le bruit de fond provenant du faisceau de protons.

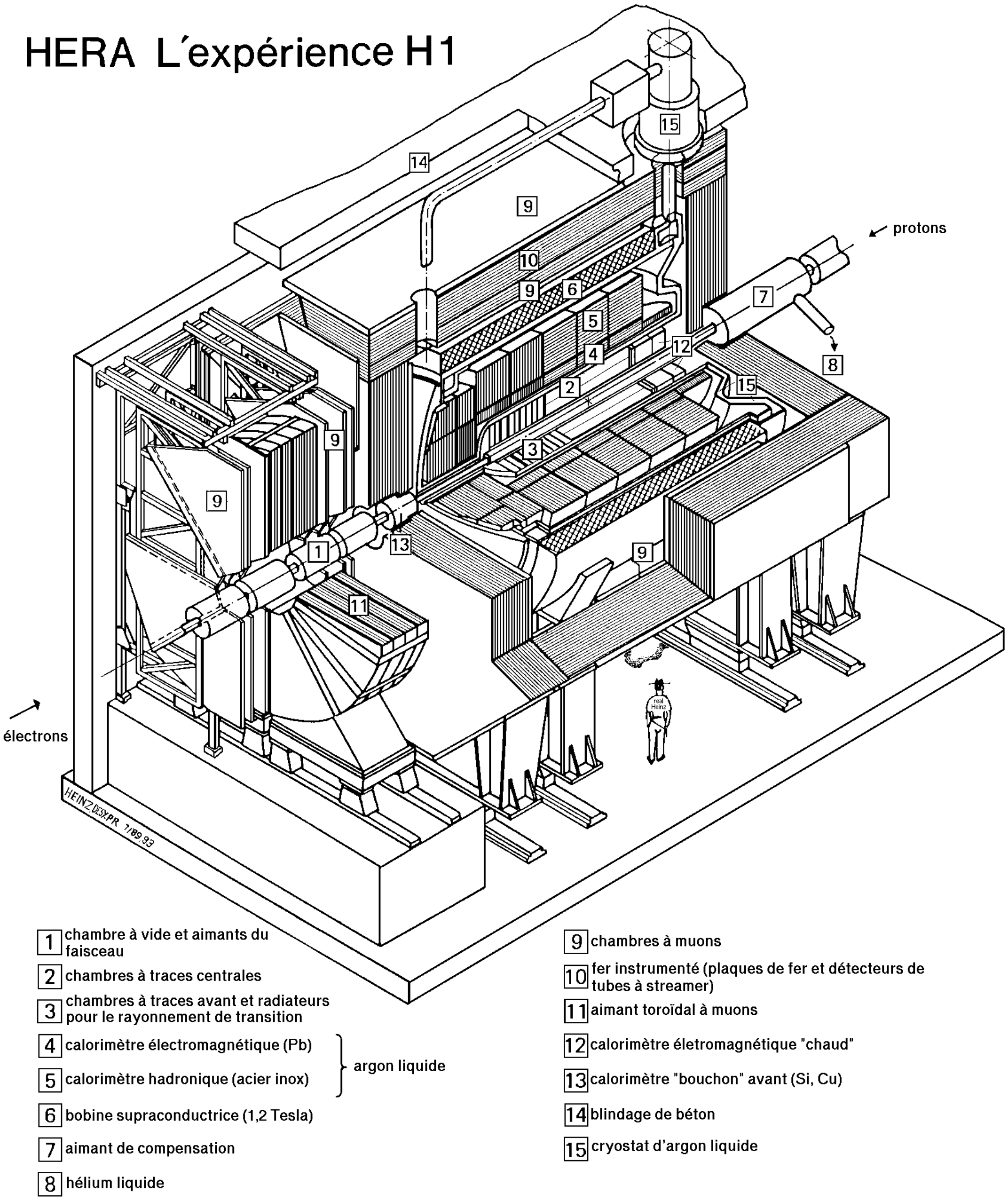

Figure 2.3: *Vue du détecteur H1.*

2.2.1 Les détecteurs de traces

Le système de mesure de traces utilise les propriétés ionisantes des particules pour définir leur trajectoire. Il est plongé dans un champ magnétique de 1.15 T, qui courbe ces trajectoires et permet ainsi de mesurer l'impulsion des particules. La bobine supraconductrice qui engendre le champ magnétique est refroidie par le système de cryogénie de H1. Des aimants de compensation sont nécessaires pour éviter des perturbations au niveau de la ligne du faisceau.

Nous pouvons distinguer les chambres avant et les chambres centrales, constituées de plusieurs couches de chambres à dérive et chambres proportionnelles, et la chambre proportionnelle arrière. Le schéma des détecteurs de traces avec les différentes parties est montré sur la figure 2.4. Ce système est utilisé dans H1 pour la reconstruction et l'identification des particules et pour déclencher le système d'acquisition des données.

Le système de mesure de traces centrales

La reconstruction de traces dans la région centrale est assurée par deux longues chambres à dérive concentriques (CJC1 [2] et CJC2 [3]). Elles sont assistées de

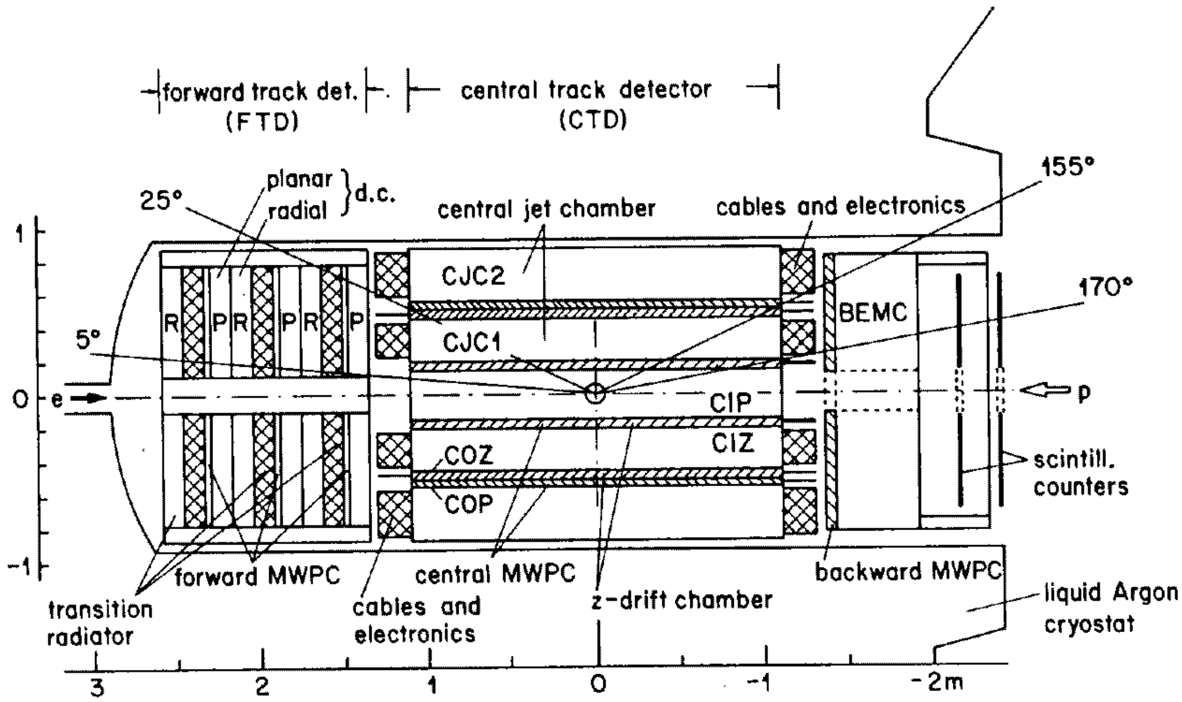

Figure 2.4: *Système de détection des traces chargées.*

deux chambres en z de faible épaisseur, la CIZ (centrale interne) et la COZ (centrale externe), qui ont une meilleure précision dans la mesure de la coordonnée z et renforcent la mesure de l'impulsion des traces chargées. La CIZ est située à l'intérieur de la CJC1 et la COZ entre la CJC1 et la CJC2. Les chambres proportionnelles, CIP et COP, sont utilisées dans le déclenchement de l'acquisition de données.

Les chambres à dérive CJC1 et CJC2 ont une couverture angulaire, à partir du point d'interaction, de 10° à 170° pour la CJC1 et de 25° à 155° pour la CJC2. Les fils sont tendus parallèlement à l'axe du faisceau et regroupés dans des cellules inclinées de 30° par rapport à la direction radiale pour compenser la déviation due à la présence du champ magnétique. L'ambiguïté droite-gauche est levée en connectant des segments appartenant à la même trace mais reconstruits dans différentes cellules. La disposition des cellules est telle qu'une particule doit traverser au moins un plan de fils dans chaque chambre. La résolution en $r\phi$ de ces chambres est de 0.17 mm. La résolution en z n'est pas très bonne (2.2 cm), mais elle est mesurée avec une bien meilleure précision dans les chambres CIZ et COZ. La quantité d'énergie perdue par ionisation, dE/dx, est déterminée avec une résolution de 10%.

L'angle polaire couvert par les chambres Z est $16° < \theta < 169°$ pour la CIZ et $25° < \theta < 156°$ pour la COZ. La résolution en z caractéristique de ces chambres est de l'ordre de 300 μm.

Les chambres proportionnelles CIP et COP sont constituées de deux chambres chacune. Leur couverture angulaire est de $8° < \theta < 172°$ et $25° < \theta < 156°$ respectivement. Dû à leur haute résolution temporelle (75 ns pour la CIP et 60 ns pour la COP) elles jouent un rôle important dans le premier niveau du système de déclenchement de l'acquisition de données.

Le système de mesure de traces à l'avant

Une partie importante des particules chargées est diffusée avec des petits angles θ par rapport à la direction du proton, ceci étant dû à la différence des énergies des faisceaux. Le système de mesure de traces à l'avant a été conçu pour avoir une reconstruction de traces précise dans la région $\theta < 30°$.

Les chambres avant sont constituées de trois modules identiques comprenant chacun une chambre à dérive planaire, une chambre proportionnelle, une chambre à rayonnement de transition et une chambre à dérive radiale. Les chambres planaires comprennent chacune trois chambres à dérive décalées entre elles de 60° en ϕ. La résolution en θ est comprise entre 150 et 170 μm. La résolution en rϕ des chambres radiales est comprise entre 180 et 200 μm, et la résolution en r est de 3 cm.

La chambre proportionnelle arrière

La BPC couvre la région angulaire $155.5° < \theta < 174.5°$. Elle est située juste devant le calorimètre arrière (BEMC) à $z = -141.4$ cm. Elle est formée de quatre plans de fils dont l'orientation change de 45° d'un plan à l'autre. La partie active de la BPC est comprise entre $r = 135$ mm et $r = 640$ mm et ne couvre pas la surface totale du BEMC.

Cette chambre est utilisée pour déterminer précisément la position angulaire des particules qui sont diffusées dans le BEMC. Outre la mesure de l'angle polaire, nécessaire pour la reconstruction cinématique, une bonne précision sur la position est importante car les corrections de l'énergie mesurée, tel que les corrections dues à la présence des matériaux morts devant le calorimètre ou des zones non instrumentées entre ses modules dépendent du point d'impact de la particule.

Le point d'impact est reconstruit à partir de l'information des quatre plans de fils. D'abord on cherche des bandes consécutives de fils actifs dans chacun des plans. Ensuite on essaye d'établir une correspondance entre les bandes trouvées. Si on ne trouve pas de correspondance entre les quatre plans, alors on essaye une combinaison avec seulement trois plans, car il se peut qu'un des plans ait été inefficace. L'efficacité moyenne de chaque plan est de 87%.

2.2.2 Le calorimètre à argon liquide

Le calorimètre à argon liquide (CALO) [4] est placé à l'intérieur de la bobine du détecteur H1, pour éviter l'accumulation de matériaux morts entre le CALO et le système de mesure de traces. La couverture angulaire du CALO est $4° < \theta < 153°$. Ce calorimètre ne couvre pas la partie arrière afin de pouvoir introduire les détecteurs de traces. Une fois ces détecteur mis en place, la partie arrière est fermée avec un calorimètre plomb-scintillateur: le BEMC. La partie avant est renforcée avec un petit calorimètre "bouchon": le PLUG.

La segmentation du CALO en modules résulte d'un compromis entre la minimisation des volumes morts et des considérations de faisabilité et de manipulation. Chaque roue comprend deux parties: l'électromagnétique à l'intérieur et l'hadronique à l'extérieur. La roue arrière (BBE) est constituée uniquement d'une partie électromagnétique et la roue avant (OF) d'une partie hadronique. Dans la direction z le CALO est segmenté en huit roues (voir figure 2.5) qui sont composées de huit parties (octants) identiques, à l'exception des deux roues avant, (IF, OF), divisées en deux anneaux semi-circulaires. La section d'une des roues est montrée en bas de la figure 2.5. L'existence des zones non instrumentées (cracks) dans les zones de jonction des modules, ainsi que des parties électromagnétique et hadronique, provoque des pertes d'énergie. Pour éviter qu'une particule traverse le CALO en suivant une de ces régions les jonctions des modules électromagnétiques pointent vers le point d'interaction ce qui n'est pas

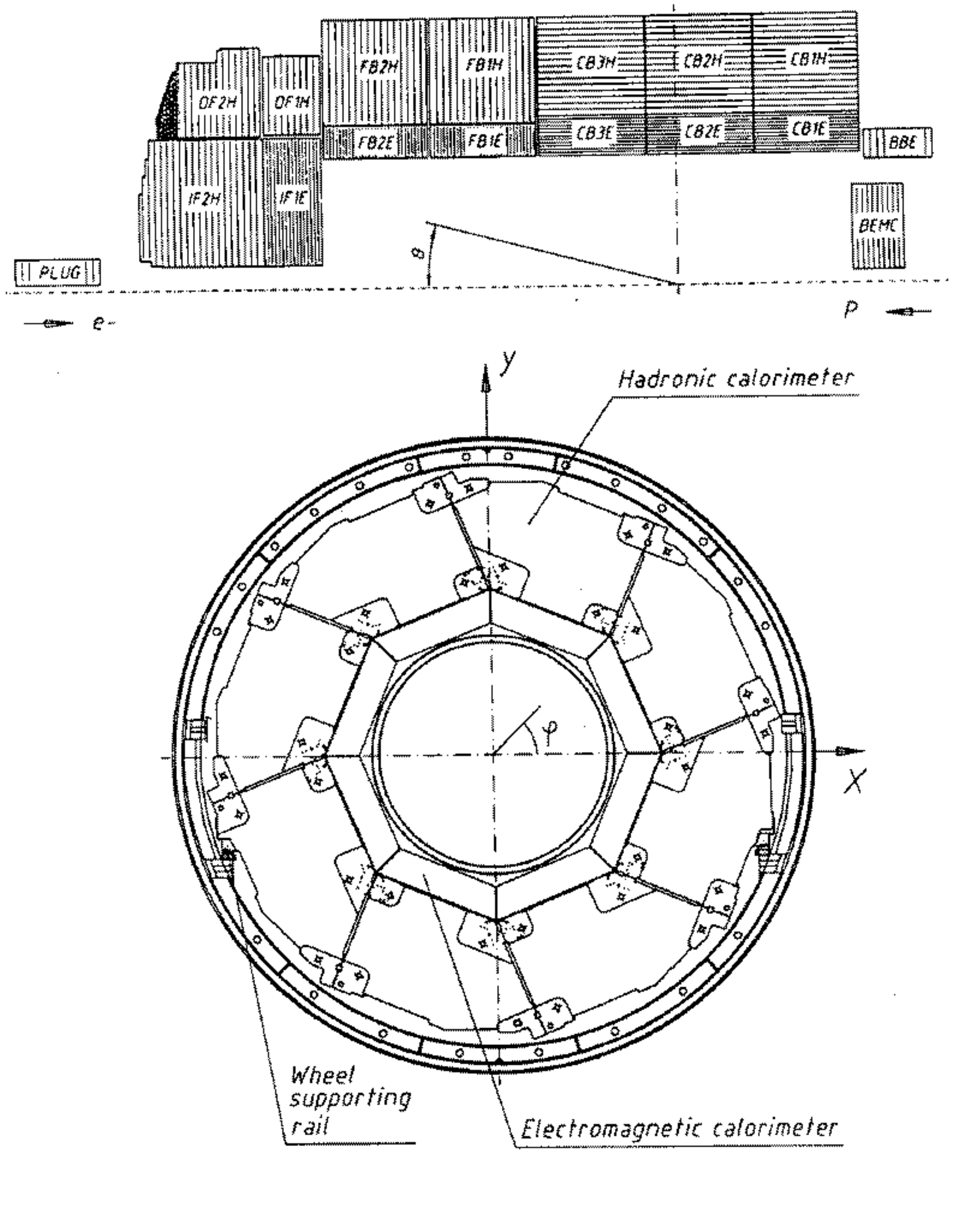

Figure 2.5: *(a) Coupe longitudinale et (b) transverse du calorimètre à Argon liquide (CALO).*

le cas de celles des modules hadroniques.

Les modules électromagnétiques sont composés de sandwiches de plaques de plomb de 2.4 mm d'épaisseur, qui constituent le milieu absorbeur, séparés par une couche active d'argon liquide de 2.35 mm. La haute tension appliquée de part et d'autre des couches d'argon fait dériver les charges produites par ionisation lors du passage des particules chargées vers les plaques de lecture. La profondeur de la partie électromagnétique est d'environ 25 X_0.

Les modules hadroniques sont constitués de plaques d'acier de 19 mm et d'un double espace actif d'argon liquide de 2.4 mm. Les plaques de lecture se trouvent au milieu de cet espace actif. La partie hadronique ne nécessite pas une granularité aussi fine que que la partie électromagnétique, car elle n'intervient pas dans l'identification des particules. La profondeur de cette partie varie entre 4 et 7 longueurs d'interaction.

Dans la partie électromagnétique la résolution est meilleure que $\sigma(E)/E \sim 0.10/\sqrt{E}$, la stabilité de la réponse est contrôlée à mieux que $\sim 1\%$. Dans la partie hadronique la résolution atteinte après pondération est $\sigma(E)/E \sim 0.55/\sqrt{E}$ et la stabilité meilleure que 2%. Si les gerbes ne sont pas complètement contenues dans le calorimètre, elles le deviennent lorsque l'on ajoute aussi l'énergie mesurée dans le détecteur de fin des gerbes.

2.2.3 Le calorimètre arrière: BEMC

La fonction principal du BEMC [5] est de déclencher le système d'acquisition des données lors de la présence d'un électron, ainsi que de mesurer son énergie et sa position. Il contribue aussi à mesurer les hadrons issus de la photoproduction ou des processus DIS à petit x ou grand y. Le domaine angulaire couvert par ce calorimètre est $151° < \theta < 176°$. Les événements avec l'électron diffusé dans ce domaine sont caractérisés par des moments transférés $5\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$. La résolution du BEMC est $10\%/\sqrt{E}$ (E en GeV).

Ce calorimètre plomb-scintillateur est située à $z = -144$ cm. Il y a une région de superposition entre la dernière roue du CALO et le BEMC dans la région angulaire $151° < \theta < 155°$ pour diminuer les pertes dans la région située entre les deux calorimètres. La chambre proportionnelle BPC est montée directement sur le BEMC. Derrière le calorimètre il y a un système de mesure de temps de vol qui couvre à peu près la même acceptance que la BPC. Ce système est nécessaire car le BEMC ne peut pas assurer la mesure précise du moment où l'énergie est déposée.

Le BEMC est formé par 88 modules logés dans un barril cylindrique en aluminium. 56 de ces modules ont une forme carrée, les 4 modules les plus proches du tube du faisceau sont triangulaires alors que les modules extérieurs sont de forme trapezoïdale. La figure 2.6 montre une section transverse du BEMC avec les différents modules. Chaque module est délimité par deux plaques d'aluminium de 8 mm situées en haut et en bas. Après une première couche de 4 mm de scintillateur, les 49 couches d'échantillonage plomb-scintillateur se succèdent. La lumière de scintillation est transportée jusqu'aux diodes de lecture par des guides de lumière qui changent la longueur d'onde du rayonnement transporté situés sur chaque face latérale du module et sur sa longueur complète. La détection des hadrons à l'arrière est dominée par les photons émis dans les désintégrations de pions neutres ou par les pions chargés de basse énergie qui interagissent plus rapidement par échange de charge. La profondeur totale du BEMC est de 21.7 longueurs de radiation X_0, ce qui correspond à environ une longueur d'interaction.

La mesure du temps de vol par le TOF

Le TOF est un hodoscope formé de deux plans de scintillateurs équipés de photomultiplicateurs, installés perpendiculaires au faisceau et situés derrière le BEMC ($z = -1.95$ m et $z = -2.25$ m) (figure 2.7). Il est protégé du rayonnement synchrotron par des plaques de plomb de 6.5 mm. Le plan le plus proche du BEMC

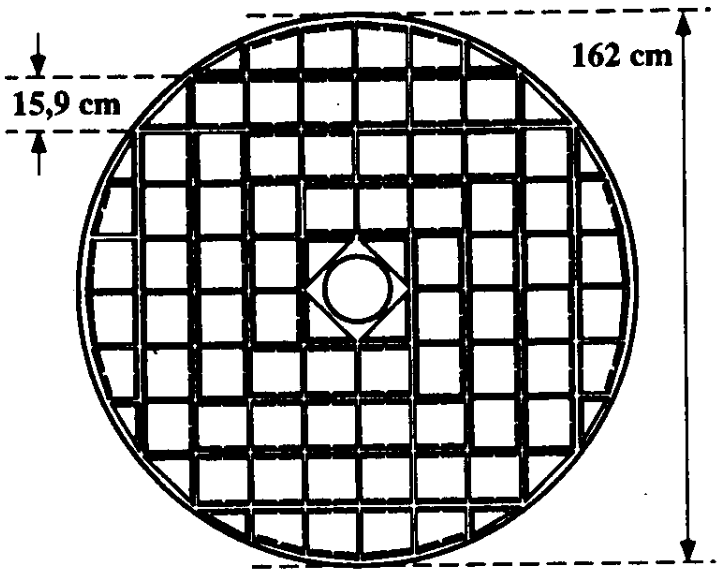

Figure 2.6: *Section transverse du calorimètre arrière BEMC.*

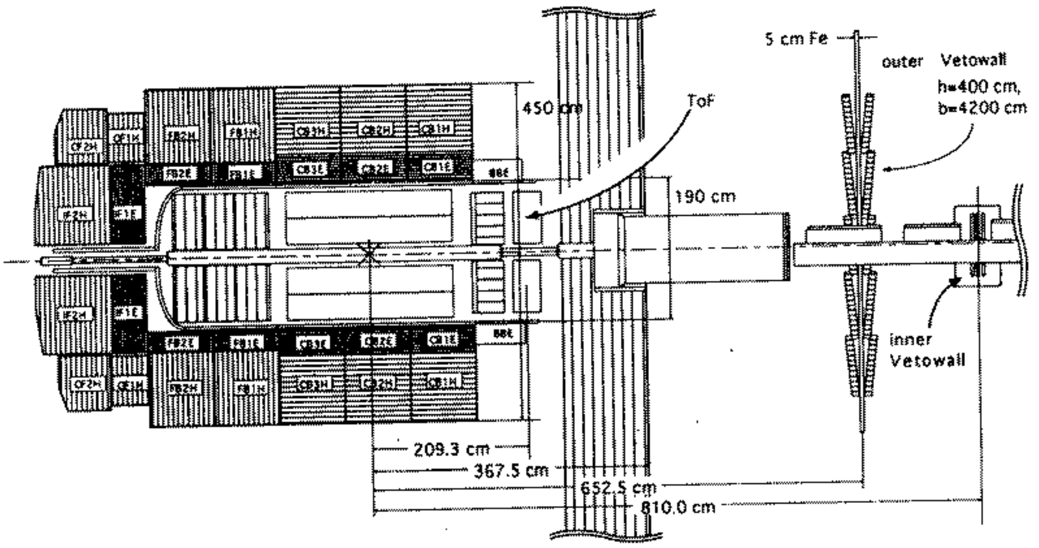

Figure 4.22: Background identification: relative position of veto- and ToF counters with respect to the main detector.

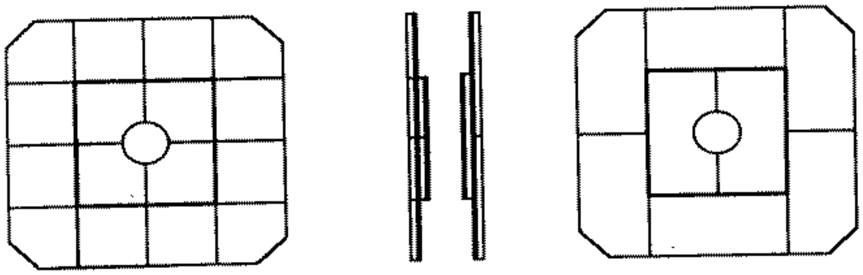

Figure 2.7: *Système de mesure du temps de vol.*

est divisé en 16 cellules et le plus éloigné en 8 cellules (figure 2.7). Les signaux produits par le TOF correspondent à trois fenêtres en temps: bruit de fond, interaction et présence de signal indépendamment de son origine. La résolution temporelle du TOF est de 3 ns.

Il a été installé pour rejeter le bruit de fond associé au faisceau de protons au premier niveau du déclenchement de l'acquisition des données. Les protons du faisceau interagissent avec le gaz et les parois du tube à vide en produisant des gerbes de hadrons très pénétrants et un halo de muons. Les particules ainsi produites et celles issues des collisions électron-proton sont séparées en ce point par, au moins, 13 ns. Depuis 1995 la mesure de temps à l'arrière du détecteur est assurée par le nouveau calorimètre (SPACAL) et le TOF a été supprimé.

Amélioration de la partie arrière par le SPACAL

Le détecteur H1 fonctionne depuis la prise des données 1995 avec un nouveau calorimètre: le SPACAL. Les principaux avantages que ce calorimètre présente par rapport au BEMC sont les suivants:

- Une grande acceptance géométrique ($< 177.5°$) permettant de détecter les électrons diffusés à des angles supérieurs à 2.5°, ce qui permet d'étendre le domaine cinématique de mesure de la fonction de structure vers les petits x.
- Une résolution de l'énergie électromagnétique meilleure que 2% pour des électrons de 30 GeV laquelle, combinée avec une calibration absolue de 0.5% et une homogénéité spatiale proche à 2%, est essentielle pour mesurer F_2 avec des erreurs systématiques inférieures à 5%.
- Une séparation électron-pion efficace est nécessaire pour supprimer les événements de bruit de fond de photoproduction qui constituent la principale source de contamination pour les événements DIS dans le domaine cinématique couvert par ce détecteur.
- Une résolution en temps inférieure à 1 ns indépendante de l'énergie de la particule.
- La possibilité de mesurer les hadrons va permettre d'améliorer la reconstruction hadronique dans le domaine des grands y (petits x).

Le SPACAL est constitué de fibres scintillantes incrustées dans du plomb. Il est composé de deux sections longitudinalement indépendantes. La section électromagnétique, plus proche du point d'interaction, est constituée de fibres de

0.5 mm de diamètre émettant dans le bleu, avec leurs extrémités aluminisées. La longueur des plaques de plomb est de 25 cm. L'unité de base est une cellule constituée de 52 plaques de plomb. Chaque plaque de plomb a 90 rainures contenant les fibres. Les fibres sont regroupées en fouets de 8 cm à l'extérieur des plaques. La fin des fouets est couplée aux mixeurs de lumière collés à des photomultiplicateurs. Chaque cellule a une section carrée de 40.5×40.5 mm^2. Le nombre total de cellules est 1192. La section hadronique, indépendante de la première, est constituée de 136 cellules. Les fibres de cette section ont un diamètre de 1 mm. La longueur des plaques est de 25 cm et la section carrée des cellules 120×120 mm^2. La figure 2.8 nous montre la coupe transversale du SPACAL.

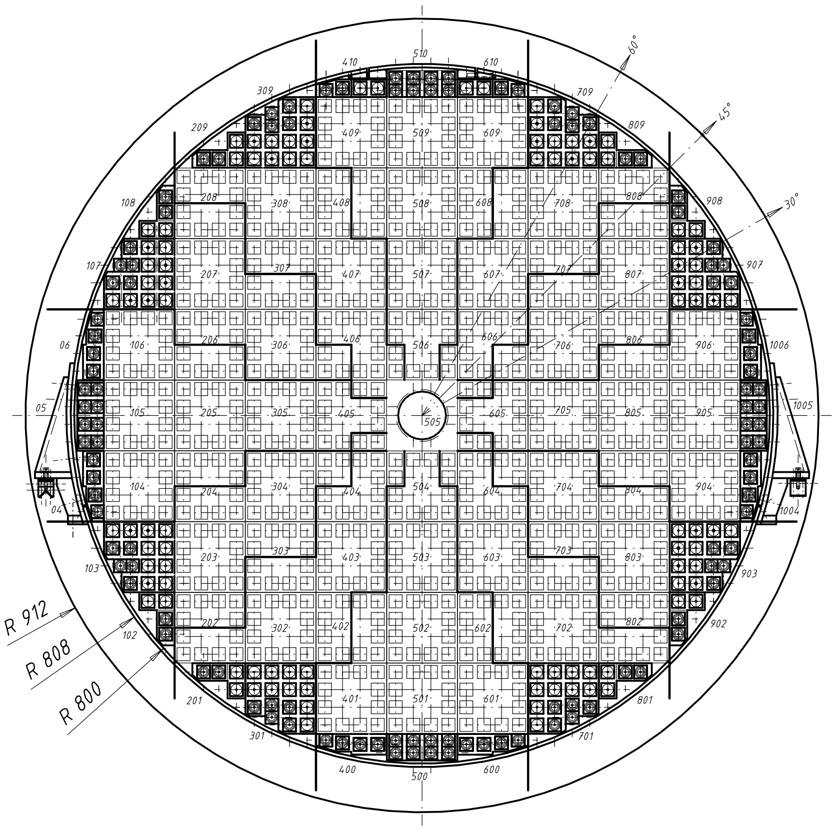

Figure 2.8: *Section transverse de la partie électromagnétique du nouveau calorimètre SPACAL.*

2.2.4 Le système de mesure de la luminosité

La détermination en ligne de la luminosité est basée sur la mesure des événements Bethe-Heitler ($ep \rightarrow ep\gamma$). L'électron et le photon sont émis à faible angle et ne peuvent pas être détectés dans la partie principale de H1. Ils sont détectés par deux calorimètres Cerenkov à absorption totale qui ont des résolutions de $10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$.

Les électrons diffusés sont déviés par des aimants situés dans la région 5.8 m$<-z<$23.8 m, passent à travers une fenêtre à $z = -27.3$ m et frappent le détecteur d'électrons (ELETAG) à $z = -33.4$ m. Le photons sortent du tube par une fenêtre située dans un coude à $z = -92.3$ m, et frappent le détecteur de photons (PHOTAG) à $z = -102.9$ m.

Le détecteur de photons est composé de cristaux KRS-15 (TlCl 78% et TlBr 22%), ayant une profondeur de 21.5 longueurs de radiation. La taille de ce calorimètre est 100×100 mm^2 divisés en 5×5 cellules. Chaque cellule est associée à un photomultiplicateur. Le détecteur est protégé des particules qui arrivent dans la direction des protons par un mur de fer de 2 m d'épaisseur et du rayonnement synchrotron par un filtre de plomb (2 X_0) suivi d'un compteur Cerenkov (1 X_0), ce dernier étant utilisé comme veto. Le détecteur d'électrons est constitué du même type de cristaux que le détecteur de photons et divisé en 5×5 cellules. Ces détecteurs sont montés sur des tables permettant de les éloigner du faisceau d'électrons durant l'injection.

Ces détecteurs sont utilisées aussi pour étudier les événements de photoproduction et les événements qui ont rayonné un photon dans l'état initial.

2.3 La réduction des données

La réduction des données commence au niveau du système de déclenchement lequel doit sélectionner les signaux fournis par les différents détecteurs correspondant à une interaction $e-p$ et rejeter les événements de bruit de fond. Les sources de bruit de fond habituelles dans d'autres accélérateurs de particules sont aussi présentes à HERA: rayonnement synchrotron du faisceau d'électrons, interactions proton-gaz dans le tube à vide et les gerbes de particules produites lorsque les protons frappent le tube du faisceau et les matériaux qui entourent l'accelerateur. Le "halo" de muons du faisceau de protons et les muons du rayonnement cosmique contribuent également au bruit de fond. Les signatures de ces événements sont présentées dans la section 2.3.1.

Le déclenchement et l'acquisition des données doivent présenter deux caractéristiques: une vitesse de décision rapide au niveau du déclenchement afin de minimiser le temps mort et réduire le taux des événements à enregistrer, et un temps d'intégration du signal du système d'acquisition assez long afin de réaliser une mesure précise de l'énergie et du temps par exemple dans les calorimètres à Argon liquide. La réponse de chaque détecteur pour chaque croisement des faisceaux sera conservée dans une mémoire "pipelinée" afin de compenser la différence entre les temps de réponse des détecteurs. Le système de déclenchement est composé de quatre parties. Le premier niveau de déclenchement (L1) effectue une lecture rapide des informations des détecteurs qui sont gardés en mémoire dans le "pipeline". L'acceptation ou le rejet de l'événement sont décidés en $2\mu s$. Si celui-ci est accepté par le niveau L1, deux autres niveaux de déclenchement basés sur une étude plus précise de ces informations interviennent. Si l'événement est accepté il est transféré à l'acquisition centrale et l'événement suivant passe alors dans le pipeline. Ces trois procédures sont synchrones. Le quatrième niveau est asynchrone et permet de stocker l'événement sur bande magnétique. A partir de ce moment peut commencer la sélection hors ligne qui doit réduire, après reconstruction, le nombre d'événements initialement sur bande à un nombre plus petit qui sera stocké sur des bandes dites "POT". Ces événements satisfont des critères de physique plus sévères, que nous allons étudier ci-dessous.

2.3.1 Signature des événements

Un processus physique peut être caractérisé par sa section efficace. En combinant nos connaissances de la section efficace, les types de particules produites et les propriétés spécifiques de notre détecteur nous pouvons définir une topologie typique pour un processus donné. Le système de déclenchement utilise les différences topologiques pour faire un premier tri des événements qui nous intéressent. Nous avons regroupé ces événements en trois catégories: les événements DIS, les événements de photoproduction et les autres contributions au bruit de fond.

Evénements DIS

Nous sommes intéressés aux interactions $e-p$ par échange d'un photon virtuel. Cette interaction donne lieu à un électron dans l'état final. S'il n'y avait pas de rayonnement de gluon, l'état hadronique final serait caractérisé par les jets d'interaction et spectateur. De par l'existence de ce rayonnement il est difficile de définir une signature propre à l'état hadronique final. Par contre les propriétés de l'électron vont nous permettre d'étiqueter ces événements, signés par l'existence d'un dépôt d'énergie électromagnétique isolé dans le calorimètre (figs. 2.9 et 2.10)

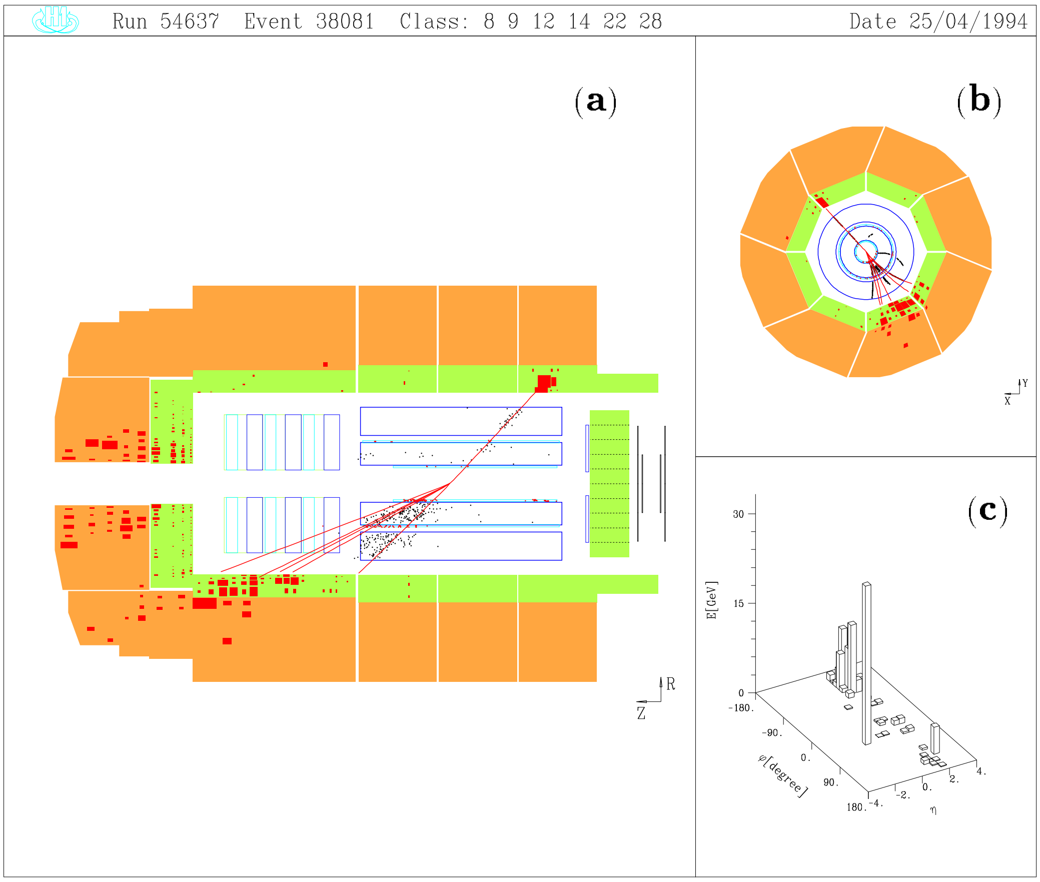

Figure 2.9: *Événement "courant neutre". a) L'électron est la particule isolée dans la partie électromagnétique du CALO. L'état final hadronique est caractérisé par un jet créé par le parton qui subit l'interaction (partie centrale du CALO) et les débris du proton (partie avant), en partie perdus dans le tube du faisceau. Dans le plan azimuthal du détecteur, b), et dans le graphique c), nous pouvons voir que le moment transverse de l'électron est compensé par celui du système hadronique.*

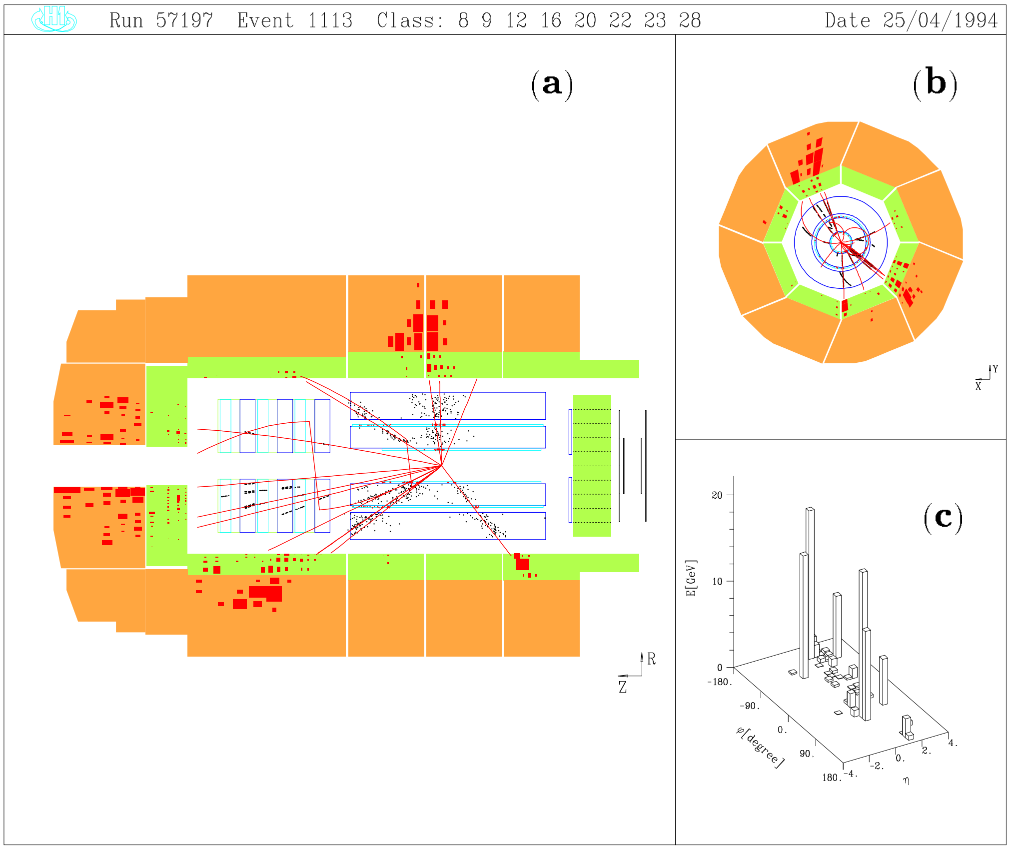

Figure 2.10: *Événement courant neutre avec plusieurs jets. Outre le jet d'interaction et le jet spectateur un troisième jet apparaît, probablement dû au rayonnement d'un gluon. La topologie est plus compliquée que sur la figure précédente. Cependant les deux événements sont signés par la présence d'un électron dans le détecteur.*

Photoproduction

Le processus de photoproduction, correspondant à l'échange d'un photon réel ($Q^2 = 0$), devient le bruit de fond dominant lorsque le quadri-moment transféré est faible dû à la dépendance en $1/Q^4$ de la section efficace. Dans ces interactions l'électron émis à très petit angle de diffusion est perdu dans le tube du faisceau.

Les particules secondaires issues de ce processus peuvent cependant simuler un faux électron dans le détecteur principal. Une contribution typique est due à la superposition d'un photon avec un pion chargé produisant un amas unique dans le BEMC et un signal BPC. Dans certains cas l'électron est observé dans le détecteur d'électrons à petit angle (ELETAG) adapté à cette tâche, situé à

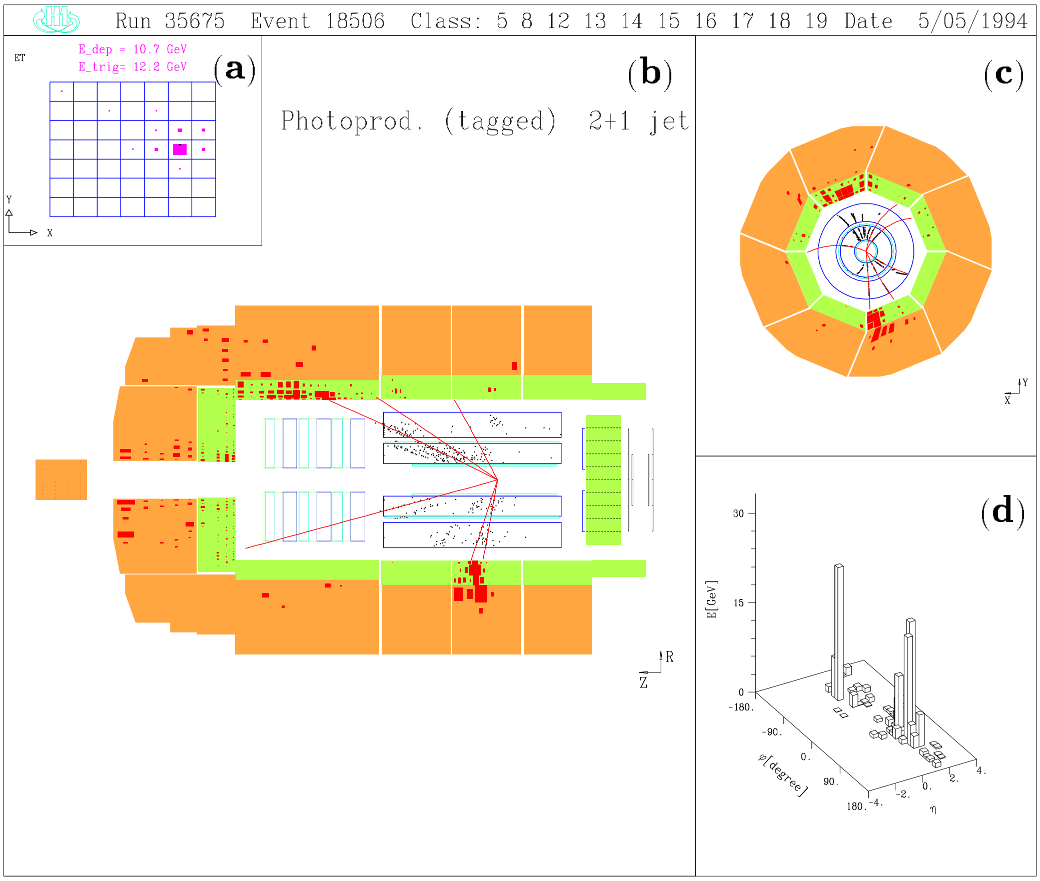

Figure 2.11: *Événement de photoproduction. (a) L'électron a été détecté dans le détecteur d'électrons à petit angle. (b) Les débris du proton partent dans le tube du faisceau et il y a production de deux jets. Dans (c) et (d) nous pouvons voir la disposition et l'importance des dépôts d'énergie associés aux jets issus de l'interaction.*

$z = -33.4$m comme dans l'événement de la figure 2.11. Cependant dû à la faible acceptance de ce détecteur le bruit de fond non étiqueté reste important et il faut l'éliminer par d'autres moyens.

Autres contributions au bruit de fond

Le bruit de fond non physique à HERA est plusieurs ordres de grandeur plus important que le taux des interactions électron-proton. Il est dominé par les interactions induites par l'un des faisceaux. Une partie de ces événements est due aux interactions du faisceau d'électrons ou protons avec le gaz ou les parois du tube. Une seconde contribution est celle du rayonnement synchrotron produit

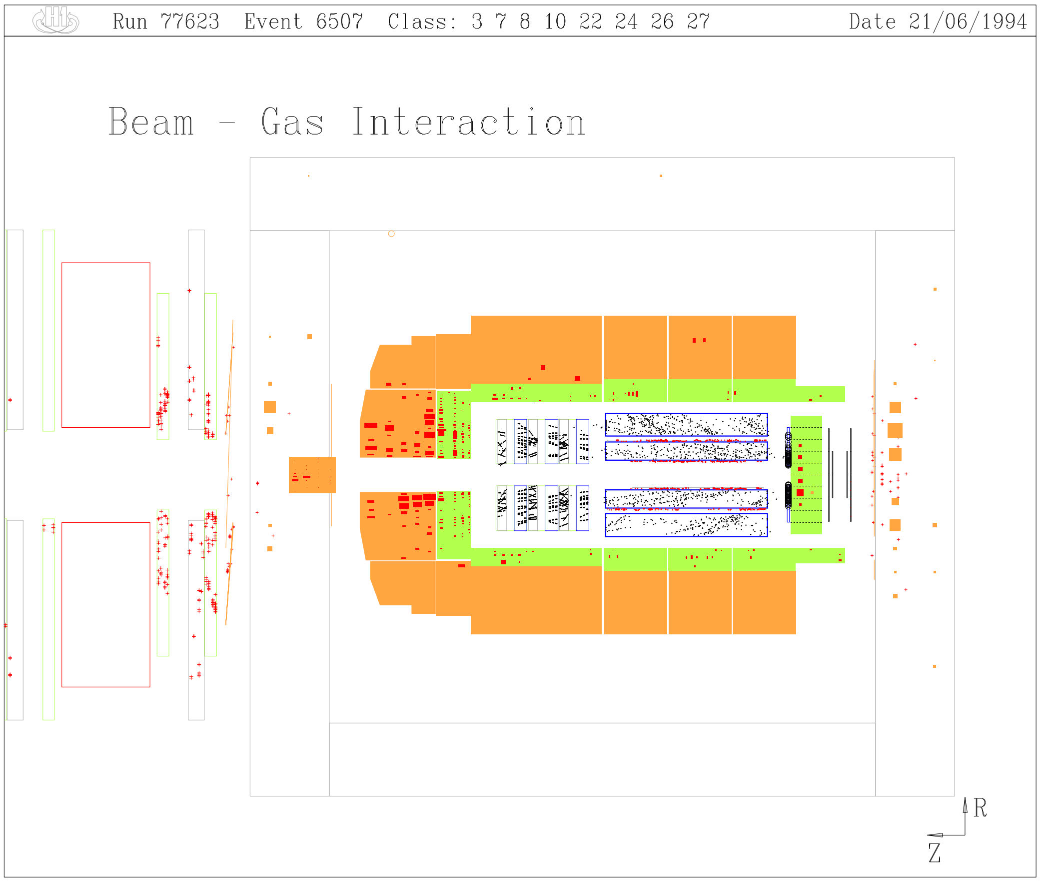

Figure 2.12: *Interaction proton-gaz. L'interaction a eu lieu avant que les protons arrivent dans la zone d'interaction nominale où est situé notre détecteur. Les traces des particules produites dans la collision pointent vers l'arrière du détecteur, en dehors de cette région.*

dans le raccordement de l'anneau d'accéleration des électrons, quelques mètres avant la région d'interaction. Une proportion importante de ces événements est éliminée en utilisant d'un côté les informations de temps relevées lors du passage des particules à travers les deux murs de scintillateurs du TOF et de l'autre la direction des traces qui ne pointent pas dans la région d'interaction (fig. 2.12).

Les signaux produits dans le détecteur par les muons sont très similaires à ceux des électrons mais nous pouvons nous servir d'autres propriétés topologiques pour les exclure. Les muons cosmiques laissent des signaux alignés dans le fer instrumenté ce qui est utilisé par des algorithmes de réjection. Quant aux muons appartenant au halo du faisceau de protons, ils déposent leur énergie dans le

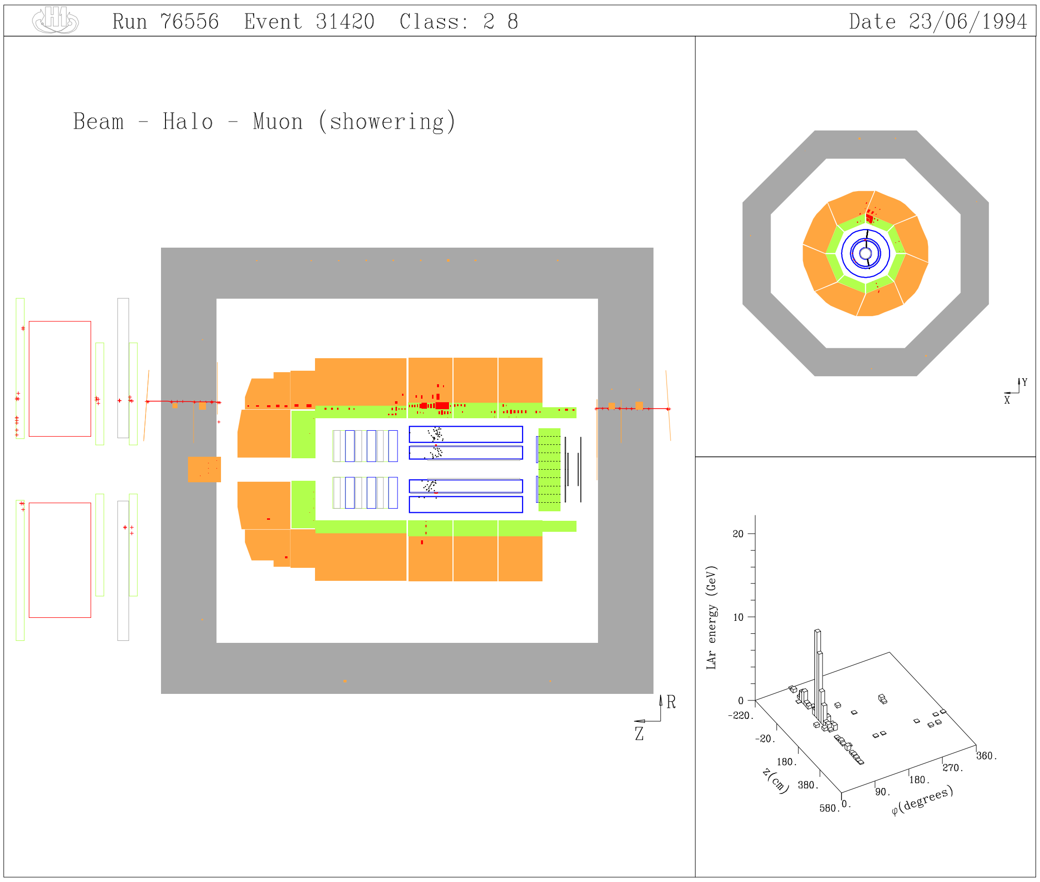

Figure 2.13: *Les muons produits dans les interactions proton-gaz traversent le détecteur en laissant dans le CALO des signaux parallèles à l'axe du faisceau. Dans cet événement un photon dur émis dans l'interaction d'un muon avec le détecteur se convertit en une paire e^+e^-, produisant une ou deux traces dans le système des chambres centrales similaires à celles que pourrait produire une vraie interaction électron proton.*

calorimètre parallèlement à l'axe du faisceau et n'ont pas en général de vertex reconstruit. Cependant, dans certains cas lors des interactions avec le détecteur, un muon peut rayonner un photon dur qui se convertit en une paire e^+e^- produisant une ou deux traces dans le détecteur permettant de reconstruire un vertex (fig. 2.13).

Nous pouvons comparer le taux des interactions non physiques (≈ 50 kHz) avec celui de la photoproduction (≈ 25 Hz) à la luminosité nominale. Cependant, le bruit de fond non physique étant topologiquement assez différent des interactions $e-p$, il deviendra inférieur à 1% après une sélection appropriée, ce qui n'est pas le cas de la photoproduction qui dans certaines régions du plan cinématique peut atteindre jusqu'à 15% après application de tous les critères de sélection.

2.3.2 Sélection en ligne des événements "courant neutre"

Le système de déclenchement de H1 est un système multiniveaux. La tâche de chaque niveau est de réduire significativement le taux des candidats et donner plus de temps au niveau suivant pour prendre une décision plus sophistiquée. Pendant la prise des données 1994 seuls les niveaux L1 et L4 étaient actifs. Nous allons présenter maintenant les configurations du système de déclenchement utilisées pour la sélection des événements DIS courant neutre pour ces niveaux. Le rejet au niveau L5 que nous allons présenter dans le paragraphe suivant est effectuée 'a posteriori'.

Le déclencheur principal pour les événements DIS courant neutre [6], orienté vers la recherche de l'électron, travaille sur les informations calorimétriques. Les détecteurs de traces sont utilisés en DIS pour déclencher sur la présence de hadrons. Comme les processus de fragmentation et de hadronisation à HERA sont extrapolés à partir de la diffusion à plus basse énergie, il y a différents modèles pour prédire la topologie de ces événements. Les algorithmes dépendent du modèle utilisé et peuvent introduire des biais. Pour cette raison les déclencheurs basés sur les traces sont utilisés principalement pour vérifier le fonctionnement des déclencheurs calorimétriques, sauf dans les régions non accessibles à ces derniers où ils travaillent comme sélecteurs principaux. Ils sont très effectifs au niveau L4 pour éliminer le bruit de fond induit par le faisceau.

Le niveau L1

Il est naturel du point de vue du déclenchement de séparer les événements DIS en deux régions cinématiques. Une région à petit Q^2 ($Q^2 \leq 120$ GeV^2) où l'électron est pratiquement toujours diffusé dans le BEMC et une autre à grand Q^2 ($Q^2 > 120$ GeV^2) où il est principalement diffusé dans le CALO. Le déclenchement de l'acquisition des données sera basé sur les informations fournies par le BEMC ou par le CALO lesquels disposent d'un système de déclenchement spécifique. Nous allons décrire ensuite le fonctionnement du système de déclenchement dans ces deux domaines.

Pour la région à petit Q^2 on utilise le *déclencheur d'électrons* du BEMC [7], le BSET (BEMC Single Electron Trigger). Sa fonction est de sélectionner les événements avec des dépôts condensés d'énergie dans le BEMC (amas), lesquels, dû à la transparence de ce détecteur en ce qui concerne les hadrons (profondeur $\lambda \sim 1$). peuvent être identifiés à des électrons.

L'énergie de l'amas et l'énergie totale sont numérisées en parallèle pour être utilisées avec d'autres éléments dans l'unité centrale de déclenchement. Trois seuils de déclenchement (CL1 $<$ CL2 $<$ CL3) définissent trois éléments de déclenchement:

- CL1 Le plus bas seuil est employé en coïncidence avec les élément de déclenchement des traces pour atteindre la région à très petit x en DIS.
- CL2 Le seuil moyen est utilisé avec le veto du TOF comme déclencheur standard des événements DIS à petit Q^2.
- CL3 Ce seuil a été défini pour avoir un déclencheur pleinement efficace pour les événements avec un électron diffusé quasi-elastiquement (région du pic cinématique à grand x). Les événements ainsi sélectionnés seront utilisés pour la calibration du BEMC et pour contrôler l'efficacité du TOF.

Les événements que nous avons utilisés pour l'analyse de la fonction de structure dans le domaine des petits Q^2 ont été sélectionnés par l'élément de déclenchement CL2 qui fonctionnait en combinaison avec le veto du TOF. L'événement était enregistré s'il y avait un amas d'énergie dans le BEMC avec une énergie supérieure à 4 GeV. Le taux d'événements associé à CL2 varie entre 5 et 12 Hz en fonction des conditions de faisceau et des courants. Seul 0.5 Hz correspond aux événements DIS, le reste étant dû au bruit de fond non rejeté par le système de déclenchement du TOF. Pour des électrons avec une énergie supérieure à 11 GeV, limite inférieure utilisée dans notre analyse de la fonction de structure, l'efficacité de CL2 est de 100% [7].

L'acquisition des données pour les événements à grand Q^2 est contrôlée par un *déclencheur d'électrons* spécialement conçu [8] pour profiter de la compacité de la gerbe électromagnétique. L'unité de base utilisée par le système est la *cellule de déclenchement* [6], somme analogique de 16 canaux dans la partie électromagnétique et de 4 dans la partie hadronique. Jusqu'à 4 cellules électromagnétiques et 6 cellules hadroniques, les *cellules de déclenchement*, peuvent être ajoutées pour former une *tour de déclenchement*. Ces tours pointent vers le point d'interaction. Selon la région considérée en θ, on somme 1, 2 ou 4 tours pour former une *grande tour* qui pointe aussi vers le point d'interaction. Les énergies électromagnétique et hadronique associées à chacune des *grandes tours* sont numérisées et combinées pour obtenir différentes quantités (telles l'énergie transverse, l'énergie totale ou l'énergie manquante). La partie numérique produit les différents *éléments de déclenchement* qui seront envoyés a l'unité centrale de déclenchement.

Les éléments associés au *déclencheur d'électrons* sont construits à partir des énergies électromagnétique et hadronique des *grandes tours* considérées individuellement. Un événement est retenu quand l'énergie mesurée dans au moins une des *grandes tours* dépasse un certain seuil dans la partie électromagnétique et que l'énergie de la partie hadronique est faible. La deuxième condition a été supprimée en septembre 1994 pour étendre l'acceptance aux électrons très énergiques.

Deux *éléments de déclenchement* indépendants entre eux (EL1 et EL2) ont été utilisés pour analyser F_2 dans le domaine des grands Q^2. Chaque élément est caractérisé par un seuil. Les valeurs des seuils augmentent vers la région des petits angles en accord avec la cinématique des événements DIS à grand Q^2. En 1994 un minimum d'énergie électromagnétique de 5 GeV pour EL1 et de 8 GeV pour EL2 ont été demandés dans la région centrale du CALO. L'énergie exigée près du faisceau dans la direction des protons était infinie, pour ne pas prendre du bruit de fond. Ce comportement des seuils suit en principe celui du bruit de fond induit par le faisceau. EL1 a été associé avec un *déclencheur des traces* pour contrôler le bruit électronique, pendant que EL2 était utilisé comme élément indépendant. Dans un échantillon pur d'événements DIS courant neutre, l'efficacité du système de déclenchement est supérieure à 99% si l'électron diffusé a une énergie supérieure à 11 GeV.

Le niveau L4

Le niveau L4 effectue la dernière étape de réjection en ligne. La décision d'accepter ou de rejeter un événement [9] est basée sur l'information du niveau L1, les données brutes et les quantités reconstruites de l'événement. Les quantités reconstruites sont calculées soit par les modules du programme de reconstruction H1REC [10] hors-ligne, soit par des modules spécifiques qui peuvent être trouvés dans la librairie H1L4. Le but de la sélection L4 en 1994 était de rejeter les événements identifiés comme bruit de fond. Ceux-ci étaient principalement de quatre types:

- Bruit de fond induit par le faisceau en dehors de la zone d'interaction, facile à éliminer par une coupure sur la coordonnée z du point d'interaction de l'événement.

- Bruit de fond induit par le faisceau dans la zone d'interaction, il est supprimé principalement avec une coupure sur la distance minimum d'approche (DCA) des traces à l'axe du faisceau dans le plan transverse. Un algorithme permet de rejeter les événements produits par les interactions proton-gaz.

- Bruit électronique, qui est éliminé par une vérification explicite de la décision du déclenchement L1 utilisant les quantités reconstruites correspondantes.

- Evénements induits par les rayons cosmiques.

Si un sous-système de déclenchement ne remplit pas les conditions demandées par L4 il est mis à zéro. L'algorithme L4 continue à être éxecuté sur les sous-systèmes survivants. La procédure continue soit jusqu'à ce qu'il ne reste aucun sous-système positif et dans ce cas l'événement est rejeté, soit jusqu'au moment ou l'algorithme est complété et l'événement accepté.

Maintenant nous allons présenter les conditions demandées au niveau L4 aux événements DIS courant neutre en fonction de la position de l'amas de déclenchement:

BEMC Les modules standard de la reconstruction de H1, BSCALE et BCLUST [11] ont été utilisés. L'énergie d'un module ayant plus de 80% de l'énergie totale concentrée dans une seule diode est recalculée après que l'énergie de cette diode ait été remise à zéro. Un événement est rejeté s'il n'y a pas d'amas avec une énergie reconstruite plus importante que le seuil respectif du BSET (CL1, CL2 ou CL3). L4 rejette l'événement si la coordonnée en z du point d'interaction est au-delà de $z = \pm$ 100cm.

CALO Seul le module ASCALE [11] a été utilisé pour la reconstruction des quantités du CALO. Toutes les décisions L1 ont été vérifiées sur les variables reconstruites. L'échelle électromagnétique a été pondérée par un facteur 1.7 pour les amas hadroniques.

Si l'événement est reconnu comme induit par un muon du halo les éléments de déclenchement sont mis à zéro.

Une coupure pour rejeter le bruit de fond induit par le faisceau a été appliquée sur tous les événements physiques indépendamment de l'élément de déclenchement (algorithme BEAM-GAS [9]).

En 1994 une moyenne de 30% des événements sélectionnés par L1 comme événements "physique" ont été acceptés par L4, plus 7% des événements qui ont été retenus par L1 pour contrôler son fonctionnement. Sur les 70% d'événements rejetés, 10% ont été identifiés comme produits par une diode chaude dans le BEMC, 3% (2%) ont été rejetés dans la vérification de la décision du déclenchement L1 sur les quantités reconstruites dans le BEMC (CALO), 5% par la condition sur le vertex reconstruit, et 3% par l'algorithme appliqué pour éliminer les événements induits par le faisceau (BEAM-GAS).

Le niveau L5

La finalité de la classification des événements au niveau L5 [12] est de présélectionner et d'étiqueter les candidats pour les différentes classes physiques après la reconstruction en ligne complète. La classification L5 n'étant pas très restrictive, un événement peut appartenir à plusieurs classes. Seule une fraction des événements qui n'ont été présélectionnés dans aucune classe sera conservée, la taille du lot initial pouvant être estimée par une procédure de pondération. La classification est réalisée en deux étapes: les événements sélectionnés dans la première sont enregistrés sur les *cassettes de production* POT (Production Output Tapes). La deuxième étape utilise des coupures plus restrictives pour produire une sélection réduite (miniPOT). Les informations concernant le résultat de L5 sont stockés dans la banque HEAD[3] [13] et dans l'entête FPACK[4] [14] de l'événement qui est facilement accessible et permet d'arriver rapidement aux événements qui nous intéressent sans avoir à décoder et lire les banques de tous les événements qui ne nous concernent pas.

Trois classes (numérotées 9, 10, 11) sont réservées aux événements DIS courant neutre, étudiés dans le groupe *Fonction de Structure*. En principe la classe 9 est dédiée aux candidats avec un grand Q^2 (électron diffusé dans le CALO) et les classes 10 et 11 aux candidats avec un petit Q^2 (électron diffusé dans le BEMC). En 1992 [15] et 1993 [16] ces deux classes ont été définies pour sélectionner ces événements selon deux principes différents dans le but de comparer les résultats obtenus, en particulier l'efficacité de sélection.

Un exemple des critères utilisés pour sélectionner les événements POT de la classe 11 est présenté dans le tableau 2.1. La classe 10 associée à cette sélection est constituée par les événements qui vérifient trois des quatre critères exigés pour la classe 11, ceci dans l'optique du calcul de l'efficacité des coupures.

Nous avons proposé un schéma de sélection plus restrictif, qui a été spécialement conçu pour profiter des avantages dues à l'augmentation de la statistique en 1994, tout en gardant un volume des données raisonnable. Les deux sélections ont travaillé en parallèle pendant le premier traitement de données, ce qui a permis de comparer leurs caractéristiques. Ce nouveau schéma de sélection sera présenté dans le chapitre 3.

[3] Cette banque contient les renseignements qui vont permettre de relier un événement au moment de la prise des données, à l'état du détecteur, et à la classification.

[4] FPACK est la librairie d'entrée-sortie utilisée par H1.

	BEMC	CB1-BEMC-BBE
énergie amas	> 4 GeV	> 6 GeV
TOF	oui	–
dist(amas - BPC)	< 8 cm	–
vertex	reconstruit	–

Tableau 2.1: *Critères d'une présélection standard au niveau de L5 pour la classe 11. Les critères demandés dépendent de la position de l'électron dans le détecteur. La coupure sur l'énergie est effectuée avant la correction des matériaux morts. La classe 10 correspondante est définie en demandant trois des quatre critères exigés pour un événement appartenant à la classe 11 quand l'électron est détecté dans le BEMC, et un amas de 4 GeV quand l'électron est dans la région CB1/BBE/BEMC. Dans cette sélection la classe 11 est un sous-ensemble de la classe 10.*

2.4 Les différents échantillons de données utilisés dans la mesure des fonctions de structure

Nous allons présenter maintenant les différents échantillons de données utilisés dans l'analyse des fonctions de structure en 1994. L'analyse que nous avons effectuée utilise une partie de ces données. A la fin du chapitre 5 nous allons présenter les résultats obtenus dans H1 qui combinent ces types de données.

Événements radiatifs

Un événement qui rayonne un photon "dur" colinéaire avec l'électron incident voit l'énergie de l'électron incident diminuée. Cette réduction de l'énergie va permettre d'atteindre la région des très petit Q^2 ($Q_e^2 = 4E_e' E_e \cos^2 \theta_e/2$). Le photon, qui est émis colinéairement à l'électron peut être détecté par le détecteur de photons à petit angle (PHOTAG). Environ 2% des événements DIS sont étiquetés comme radiatifs. L'échantillon radiatif a permis d'atteindre des Q^2 supérieurs ou égaux à 1.5 GeV^2.

Vertex déplacé et Satellites

L'acceptance angulaire du BEMC près du tube du faisceau (grands θ) à été augmentée en déplaçant le point d'interaction de 68 cm vers l'avant du détecteur, dans la direction des protons. Ceci permet de mesurer des électrons diffusés à des angles $\sim 176.5°$ et des $Q^2 \sim 1.5$ GeV^2. La luminosité de cet échantillon est 58 nb^{-1}.

Un autre échantillon qui présente des caractéristiques cinématiques similaires est celui des données satellites. Dû à un défaut technique, une petite fraction du "paquet" des protons est injecté à contretemps et donne origine à des "paquets satellites" qui entrent en collision en dehors de la région d'interaction ($z = 5 \pm 30$ cm). Un de ces "satellites" interagit à $z \simeq +68$ cm, ce qui donne la possibilité d'augmenter de l'acceptance angulaire, comme dans le cas des données avec le vertex déplacé. La luminosité de cet échantillon est de 68 nb^{-1}.

Les données avec le vertex déplacé et satellites ont été ajoutées pour effectuer une mesure avec une statistique plus importante dans le domaine $3.5 < Q^2 < 6.5$ GeV^2.

Vertex nominal

Les données prises avec le vertex d'interaction dans la position nominale peuvent être séparées en deux types en fonction du détecteur où l'électron a été diffusé. Nous avons d'un côté les données avec l'électron diffusé dans le BEMC ($\theta < 150°$) CALO et de l'autre celles où l'électron a été diffusé dans le CALO ($\theta > 150°$). Ces échantillons nous permettent de couvrir les régions à moyen Q^2 et grand Q^2 respectivement.

Nous pouvons faire une séparation supplémentaire pour les électrons où l'électron est dans le BEMC suivant que les modules triangulaires du BEMC situés dans la région proche du tube du faisceau étaient inclus ou non dans le système de déclenchement en données de type *triangles ouverts* ou de type *triangles fermés*.

Les luminosités accumulées utilisées représentent 2.7 pb^{-1} dans le domaine des grands Q^2, 0.27 pb^{-1} pour les données *triangles ouverts* et 2.2 pb^{-1} pour les données *triangles fermés*.

Les régions du plan cinématique (x, Q^2) correspondant aux différents types de données sont représentées dans la figure 2.14.

Monte Carlo

Un million d'événements DIS ont été engendrés avec le programme DJANGO [17]. La luminosité intégrée de la simulation est d'environ 18 pb^{-1}. Le programme DJANGO est basé sur HERACLES [18] pour la simulation des interactions électrofaibles et sur LEPTO [19] pour simuler l'état hadronique final. HERACLES inclut les corrections radiatives au premier ordre, la simulation des photons réels de Bremsstrahlung et les fonctions de structure longitudinales. Les corrections d'acceptance ont été faites en utilisant la paramétrisation GRV [20] qui décrit assez bien les données de HERA de 1993. LEPTO utilise le modèle CDM ("Colour Dipole model") tel qu'il a été implementé dans ARIADNE [21], et qui est en bon accord avec les données du flux d'énergie et d'autres caractéristiques de l'état final mesurées par H1 [22] et ZEUS [23]. Le bruit de fond de photo-production a été engendré par PHOJET [24]. Les événements engendrés ont été simulés en détail en utilisant le programme GEANT [25] Les événements simulés ont été reconstruits et sélectionnés de la même manière que les données.

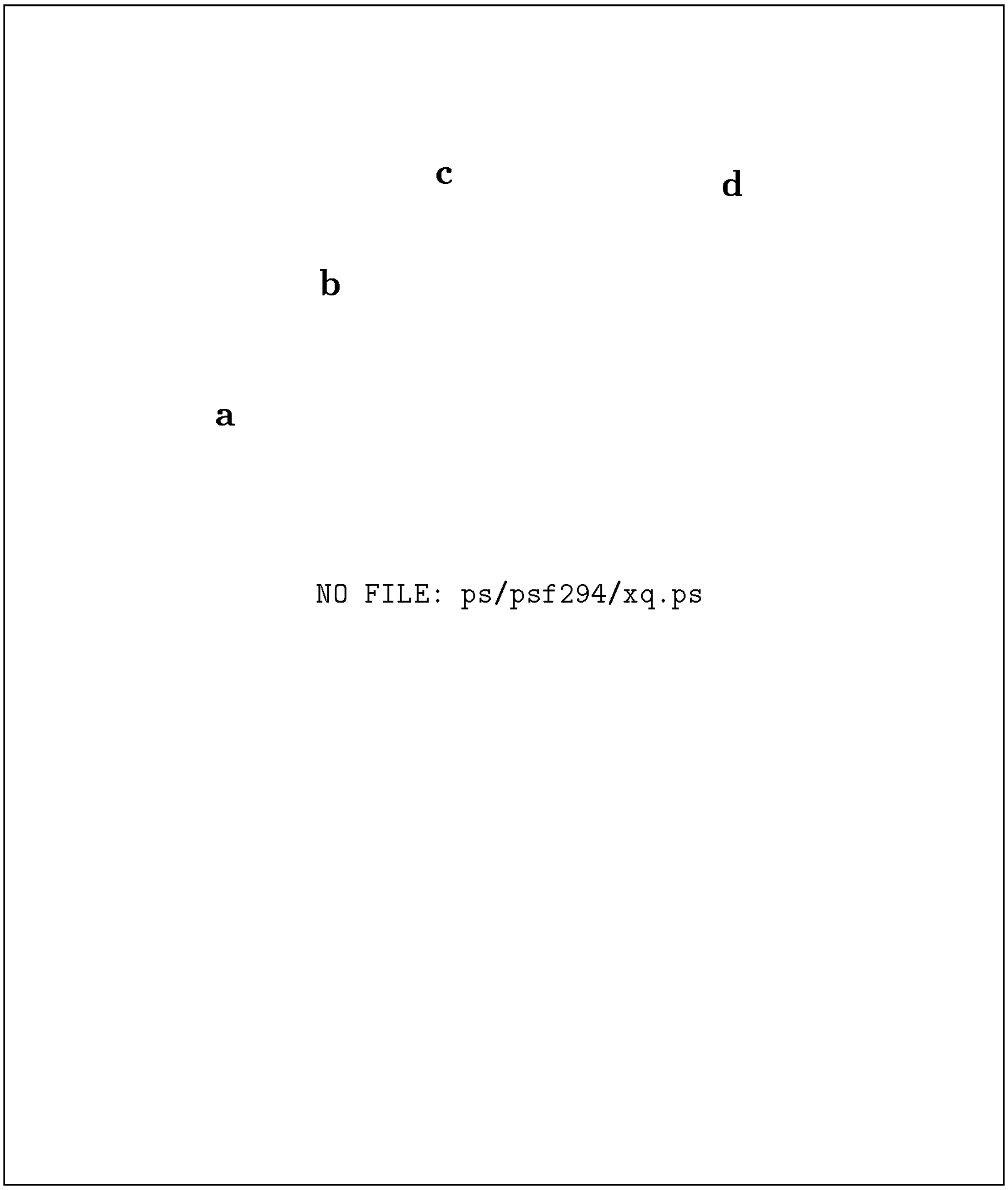

Figure 2.14: *Distribution des événements dans le plan cinématique* (x, Q^2). *Nous pouvons distinguer quatre régions de différentes densités. (*a*) Evénements enregistrés pendant la période dans laquelle le vertex de l'interaction était déplacé de* $+68$ *cm par rapport à la position nominale, permettant une augmentation de l'acceptance angulaire. (b) Evénements avec le vertex dans la position nominale enregistrés durant la période où les modules du BEMC les plus proches du tube du faisceau, qui ont une forme triangulaire, ont été inclus dans le système de déclenchement (*triangles ouverts*). (c) Les modules triangulaires ne sont pas inclus dans le système de déclenchement (*triangles fermés*). (d) Evénements dans le domaine des grands* Q^2 *pour lesquels l'électron est diffusé dans le CALO.*

Bibliographie

[1] H1 Collaboration, I. Abt et al., DESY 93-103 (1993).

[2] J.Bürger et al., Nucl. Instr. and Meth. A 279 (1989) 217.

[3] J.Bürger, Proceedings of Exp. Apparatus in High Energy Particle Physics and Astrophysics, Italy 1990, World Scientific, Singapore (1991) 272.

[4] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., Nucl. Instr. and Meth. A336 (1993) 460.

[5] H1 BEMC Group, J. Bán et al., DESY 95-177 (1995), to appear in Nucl. Instr. and Meth. A.

[6] T.Kurča,Thèse Université de Hambourg, H1-note H1-06/94-364.

[7] BEMC group, J.Bán et al., DESY 95-177, NIM

[8] T.Carli et al., H1-note H1-07/95-445.

[9] R.Prosi, H1-note H1-03/95-433.

[10] S.Egli, H1 software note H1-10/90-12.

[11] H.Kuester, H1 software note H1-03/94-45.

[12] L5-event classification, information en ligne H1ECLASS.

[13] H.-U. Martyn et al., H1 software note H1-05/93-13.

[14] Guide de l'utilisateur FPACK, 12/1994.

[15] J.F.Laporte, H1-note H1-04/93-284.

[16] J.F.Charles, J.F.Laporte et E.Perez, H1-note H1-04/93-284.

[17] G. A. Schuler and H. Spiesberger, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol. 3, eds. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) 1419.

[18] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H.-J. Möhring, Computer Phys. Comm. 69 (1992) 155.

[19] G. Ingelman, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol. 3, eds. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) 1366.

[20] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys C67 (1995) 433;

[21] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. 71 (1992) 15.

[22] H1 Collaboration, I. Abt et al., Z. Phys. C63 (1994) 377.

[23] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., Z. Phys. C59 (1993) 231.

[24] R. Engel, Proceedings of the XXIXth Rencontre de Moriond, ed. J. Tran Thanh Van, (edition frontieres, 1994) 321.

[25] R. Brun et al., GEANT3 User's Guide, CERN–DD/EE 84–1, Geneva (1987).

Chapitre 3

Traitement des données

Le but de ce chapitre est de décrire la sélection des événements DIS qui vont nous servir à mesurer F_2. Nous avons développé un schéma de sélection simple pour calculer précisément les efficacités de sélection. Celles-ci ont une influence importante sur la précision de F_2 à cause de l'augmentation de la statistique accumulée par H1 en 1994. Ce schéma est divisé en trois étapes:

- La présélection (POT), qui fournit un premier échantillon d'étude des événements DIS.
- La sélection "courant neutre" (mPOT) qui constitue l'échantillon de base pour la détermination de la fonction de structure F_2.
- La sélection finale qui ne contient que les événements qui seront directement utilisés dans la mesure de F_2.

Les deux premières, présentées dans la section 3.1, concernent la classification des événements au niveau L5 du système de déclenchement. La troisième sera présentée dans la section 3.2. La présélection et la sélection "courant neutre" ayant été utilisées pour définir les échantillons de travail du groupe *Fonction de structure* de H1, nous en ferons une description très détaillée. Les coupures utilisées dans la sélection finale, qui englobe les étapes antérieures, sont aussi décrites en détail.

Dans la dernière partie du chapitre (section 3.3), nous décrirons les critères de qualité imposés afin de constituer l'échantillon final des événements DIS: en premier lieu nous avons sélectionné les périodes des données de bonne qualité et calculé la luminosité associée, puis nous avons estimé et soustrait le bruit de fond non physique.

3.1 La présélection des événements DIS

Le schéma que nous avons développé pour sélectionner les événements de diffusion profondément inélastique est présenté ci-dessous. Le principe de la nouvelle sélection est donné dans le premier paragraphe 3.1.1. Les caractéristiques des candidats électron sur lesquels nous travaillerons par la suite sont étudiées dans le paragraphe 3.1.2. Les deux paragraphes qui suivent sont consacrés aux étapes de la classification L5: la présélection POT est traitée en 3.1.3 et la sélection mPOT en 3.1.4. La sélection finale sera traité à part, dans la section 3.2. La description technique du code de sélection, tel qu'il a été utilisé pour processer les données 94 est documentée dans la note [14].

3.1.1 Principe de la nouvelle sélection

L'augmentation par un facteur dix de la luminosité fournie par HERA en 1994, permet d'atteindre un nouveau niveau de précision dans la mesure de la fonction de structure. Cette augmentation du volume des données impose aussi des contraintes importantes au niveau de l'espace de stockage et du temps de calcul. Nous avons développé un schéma de sélection nous permettant de profiter au maximum de la nouvelle statistique tout en maîtrisant les contraintes matérielles imposées. Dans la réalisation de ce projet nous avons profité de l'expérience acquise pendant l'analyse des données 1993 [13].

Les principes qui caractérisent la nouvelle sélection sont les suivants:

1) Le nombre des coupures utilisées est restreint ce qui nous permettra de contrôler précisément l'efficacité de sélection et les corrélations entre les coupures.

2) La sélection couvre tout le domaine cinématique en Q^2, ce qui donne la possibilité de réaliser une analyse cohérente des plus petites aux plus grandes valeurs de Q^2 atteintes à HERA.

3) La sélection, qui s'applique aux candidats électron[1] fournis par le module de la reconstruction cinématique, n'effectue pas d'identification de l'électron supplémentaire: aucun critère additionnel n'est démandé. Chacun des électrons proposés est traité indépendamment.

Ce schéma est prévu pour renforcer la cohérence entre la reconstruction cinématique qui comprend l'identification de l'électron, la sélection et l'analyse de la fonction de structure.

[1] A ce niveau un électron est un amas électromagnétique avec une énergie supérieure à 5 GeV.

3.1.2 Détermination des candidats électron

La nouvelle sélection est basée sur les candidats électron fournis par le module de reconstruction cinématique de H1 (H1KINE [15]). L'idée suivie est de ne pas associer immédiatement l'amas électromagnétique avec l'électron de l'événement, mais de traiter dans la chaîne de sélection, tous les candidats proposés, comme s'ils appartenaient à des événements indépendants. Ceci permet d'imposer des critères complémentaires pour choisir le meilleur candidat à un stade plus tardif de l'analyse.

Un événement peut avoir de un à cinq candidats électron classés en fonction de leur énergie, le premier étant le candidat le plus énergique. Chaque candidat est constitué de un à quatre amas électromagnétiques ayant une énergie totale d'au moins 5 GeV. En général un événement DIS a seulement un ou deux candidats, ce dernier cas étant fréquent quand l'énergie du premier candidat est inférieure à 10 GeV. La fig. 3.1 nous montre le spectre d'énergie du deuxième candidat avant et après pondération par la fonction de structure mesurée (cf chapitre 5). Toutes les coupure d'analyse ont été appliquées sur le premier candidat. La proportion des événements DIS qui ont un deuxième candidat est de 3.8%.

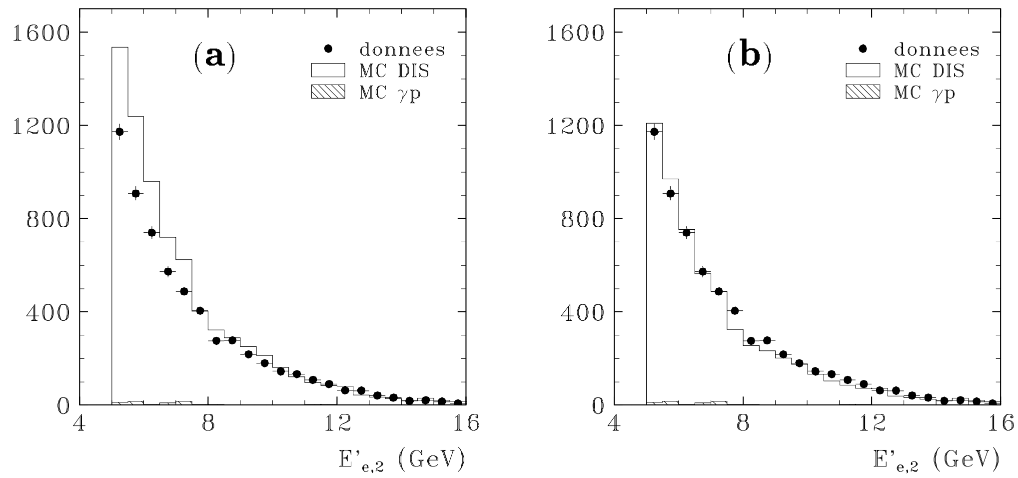

Figure 3.1: *Énergie du deuxième candidat électron avant (a) et après (b) pondération par la fonction de structure mesurée.Toutes les coupures d'analyse ont été appliquées sur le premier candidat.*

Outre l'énergie et la position, chaque candidat électron est caractérisé par quelques paramètres qui nous permettent d'estimer sa qualité. Les estimateurs qui seront utilisés dans la sélection et/ou dans l'analyse des données sont les suivants:

a) Estimateur de la position de l'électron.

- **Fraction de l'énergie de l'électron contenue dans le BEMC. (EBEM)**
  Cet estimateur nous permet de classer les candidats selon ils soient détectés dans le BEMC (EBEM = 1), dans le CALO (EBEM = 0) ou dans la région intermédiaire (0 < EBEM < 1).

b) Estimateurs pour un électron dans le BEMC.

- **Distance entre la projection du centre de gravité d'un amas sur le plan de la BPC et le plus proche impact dans la BPC (EBPC).**
  On considère uniquement les signaux contenus dans un rayon de 10 cm autour de la position de l'amas et on tient compte de la correction de parallaxe.

  S'il n'y avait pas des matière devant la BPC, seules les particules chargées interagiraient avec cette chambre. Un électron qui rentre dans le BEMC produira un ou plusieurs impacts dans la chambre qui seront très proches de la position de l'amas. Un photon isolé qui dépose son énergie dans le BEMC ne laissera pas de signal dans la BPC. Le problème apparaît quand le photon est superposé avec des hadrons car ils peuvent laisser des signaux dans la chambre. La source dominante de ce type d'événements est due à la désintégration de pions neutres $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$ produits dans les processus de photoproduction. Le temps caractéristique de désintégration est de 10^{-17} s, et les photons produits, qui ont la possibilité d'interagir avec la matière devant la BPC, produisent des paires $e^+ - e^-$ qui laissent un signal sur la BPC. Une partie de ces événements peut être éliminée avec une coupure qui rejette les événements où la distance EBPC est trop importante. Nous pouvons comparer la distribution de cet estimateur pour les simulations des processus DIS (fig. 3.2a) et photoproduction(fig. 3.2c) après avoir appliqué les coupures d'analyse exceptées les coupures sur les estimateurs. Pour les événements DIS il y a une bonne corrélation entre le signal BPC et la position de l'amas. La distribution decroît rapidement avec la distance et il n'y a pratiquement plus d'événements au délà de quelques cm. La coupure d'analyse à 5cm rejette les événements de photoproduction sans modifier notre signal. Sur un échantillon simulé de photoproduction sur lequel toutes les coupures ont été appliquées sauf les estimateurs d'identification de l'électron, la condition EBPC<5cm rejette 42 % des événements de photoproduction pour une efficacité de sélection des événements DIS de 100%. La comparaison avec les données est présentée dans le paragraphe 3.2.2 où nous discuterons les coupures effectuées au niveau de l'analyse.

- **Profil latéral de la gerbe pondéré par l'énergie (ECRA).**

$$ECRA = \sum_{i=1,Ncell} \frac{E_i\sqrt{(x_i - x_{amas})^2 + (y_i - y_{amas})^2}}{E_{amas}} \tag{3.1}$$

  Les électrons produisent des gerbes localisées concentrées dans un ou deux modules du BEMC [3], contrairement aux hadrons qui produisent des gerbes étalées sur plusieurs modules. Dans le cas de la photoproduction plusieurs particules penetrent dans le calorimètre dans une région angulaire très étroite et produisent un étalement additionnel. Sur la fig. 3.2b et 3.2d nous avons représenté la distribution de cet estimateur après toutes les coupures d'analyse sauf les coupures sur les estimateurs pour les simulations DIS et photoproduction. La coupure d'analyse à 5 cm supprime 39% de la contribution de photoproduction.

La réduction obtenue par application des deux coupures sur les estimateurs EBPC<5cm et ECRA<5cm est de 65%, pour une efficacité de sélection des événements DIS de 100%. Les études réalisées pour éliminer le 35% restant sont présentés dans le chapitre 5.

c) Estimateurs pour un électron dans le CALO.

- **Angle défini par la trace de l'électron et par l'axe qui relie le centre de gravité de l'amas et le point d'interaction (ETRA)**
  Cet estimateur est l'équivalent de EBPC quand l'électron est diffusé dans le CALO. Pour un électron la correspondance entre le centre de gravité de l'amas et la position définie par la trace sera déterminée par la résolution spatiale du CALO ce qui n'est pas le cas de la photoproduction. La distribution correspondante est montrée dans la fig. 3.3a. La coupure d'analyse effectuée à 30 mrad sera étudiée dans la section 3.2.

- **Fraction d'énergie contenue dans les quatre cellules les plus chaudes de l'amas électromagnétique (EAH4)**

$$EAH4 = \sum_{4cell} \frac{E_i}{E_{amas}} \tag{3.2}$$

  Cet estimateur est analogue à ECRA pour un électron diffusé dans le CALO. L'électron produit un amas compact avec la plupart de son énergie contenue dans ces quatre cellules. La gerbe hadronique partage

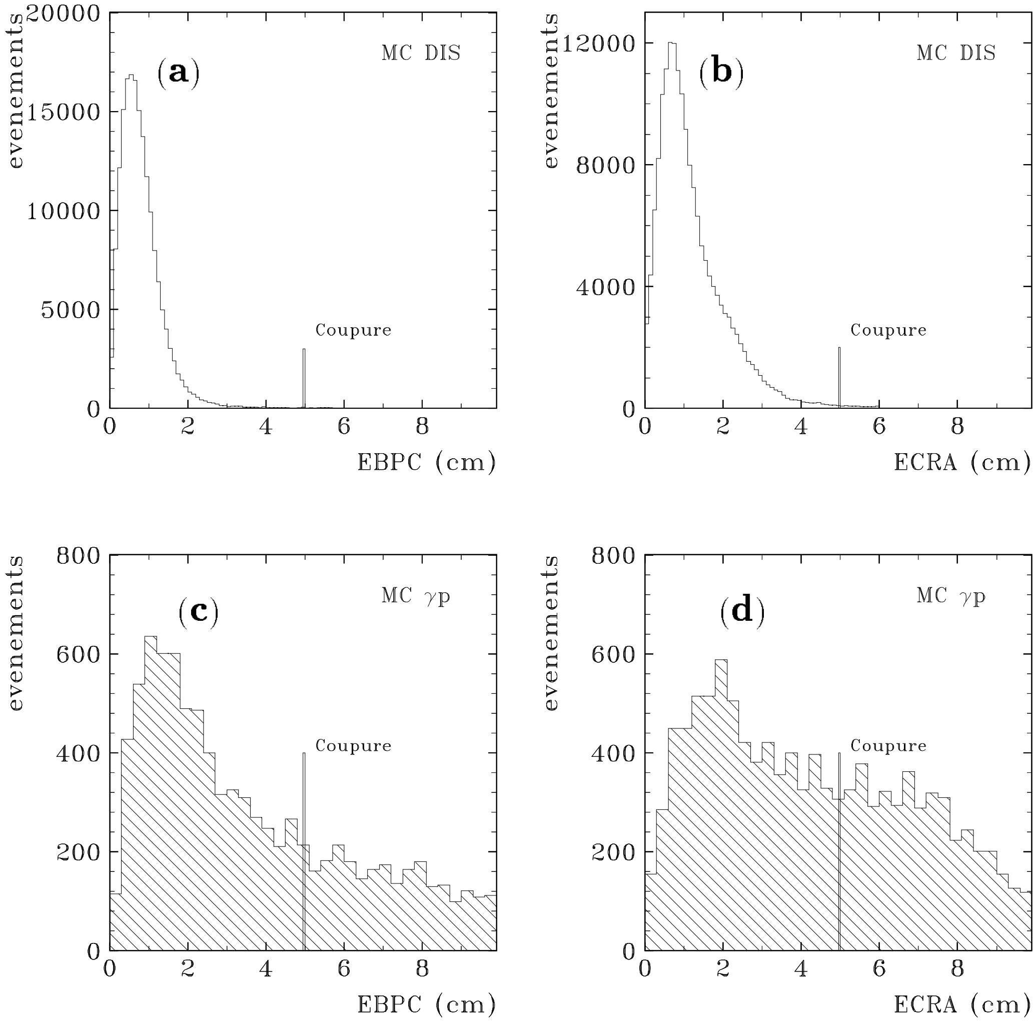

Figure 3.2: *Simulation DIS des estimateurs d'un électron quand il est détecté dans le BEMC pour des événements DIS (en haut) et des événements de photoproduction (en bas). Les distributions a) et c) correspondent à la distance entre le signal BPC et le centre de gravité de l'amas associé à l'électron (EBPC). Dans b) et d) nous avons représenté le rayon latéral de l'amas pondéré par l'énergie (ECRA).*

son énergie entre un nombre de cellules plus important. La distribution pour la simulation DIS est présentée dans la fig. 3.3b. La valeur de coupure varie en fonction de l'endroit du CALO dans lequel l'électron a été diffusé. Dans le cas général la coupure exclu les électrons pour lesquels la fraction d'énergie contenue dans les quatre cellules les plus 'chaudes' est inférieure à 65% de l'énergie totale. Cette coupure est présentée en détail dans le paragraphe 3.2.

3.1.3 Présélection

La finalité de la présélection au niveau de L5 est de réduire le volume des données à une taille maniable sans perdre des événements DIS. Le schéma proposé tient compte des caractéristiques des différents types de données à analyser. Ainsi les conditions exigées sur les événements enregistrés pendant la période des *triangles ouverts* (cf chapitre 3:types de données) sont moins restrictives ou moins nombreuses que pour les périodes des *triangles fermés* (idem). Ceci est justifié par une plus grande acceptance et une plus faible statistique de ces échantillons et s'applique indépendamment de la position du point d'interaction, nominale ou déplacée. Le traitement dépend aussi de la position de l'électron diffusé. Les critères de sélection appliqués sur les candidats contenus dans le CALO et dans

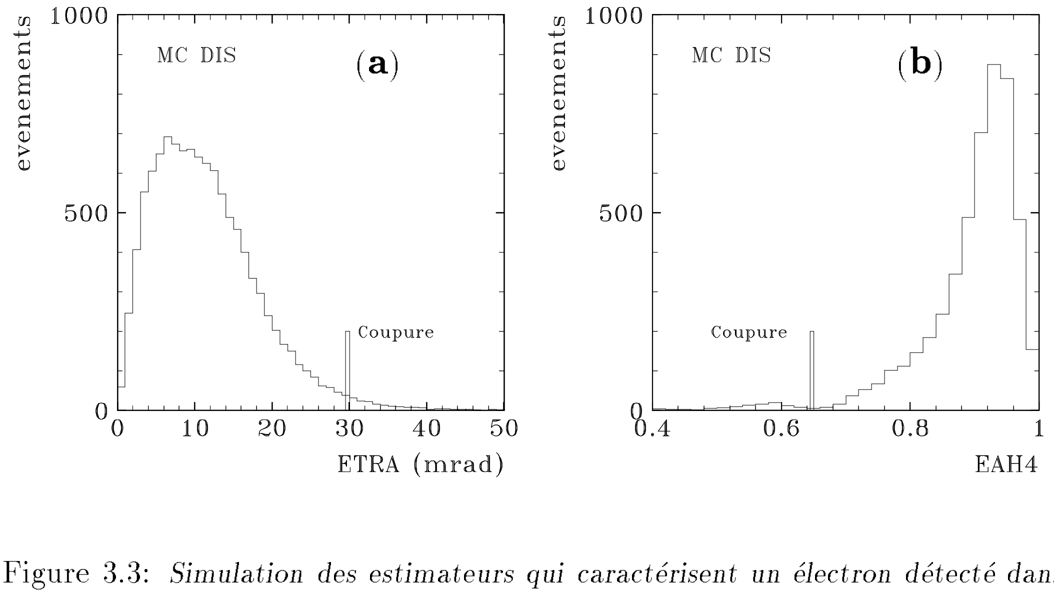

Figure 3.3: *Simulation des estimateurs qui caractérisent un électron détecté dans le CALO pour la simulation DIS. (a) Angle défini par la trace de l'électron et par l'axe qui relie le centre de gravité de l'amas et le point d'interaction (ETRA). (b) Fraction d'énergie contenue dans les quatre cellules les plus chaudes de l'amas électromagnétique (EAH4).*

la région intermédiaire seront moins restrictifs que pour les candidats contenus dans le BEMC. Ceci permet de tenir compte de l'évolution de la section efficace avec l'angle de diffusion et de la présence des matériaux morts dans la région de transition entre les deux calorimètres.

Nous avons séparé les événements en deux classes: une classe qui contient les événements "physique" (DIS) et permet de faire une analyse complète, car les coupures de l'analyse sont plus restrictives que les conditions utilisées pour la définir, et une classe de contrôle qui contient une fraction des événements qui ne remplissent pas les conditions demandées initialement et qui sont destinées a l'étude de l'efficacité de sélection, ainsi qu'un ensemble d'événements utiles pour faire des études associées comme la calibration ou l'estimation du bruit de fond. La fraction d'événements gardés a été obtenue avec une procédure d'échantillonnage aléatoire. Sur la fig. 3.4 nous pouvons comparer la distribution en énergie de l'électron diffusé pour l'ensemble des événements (DIS et contrôle) et pour les événements DIS seuls. La classe de contrôle doit être utilisée en combinaison avec la classe DIS. Le volume des données associé à cette dernière est de seulement 63.5% du volume total.

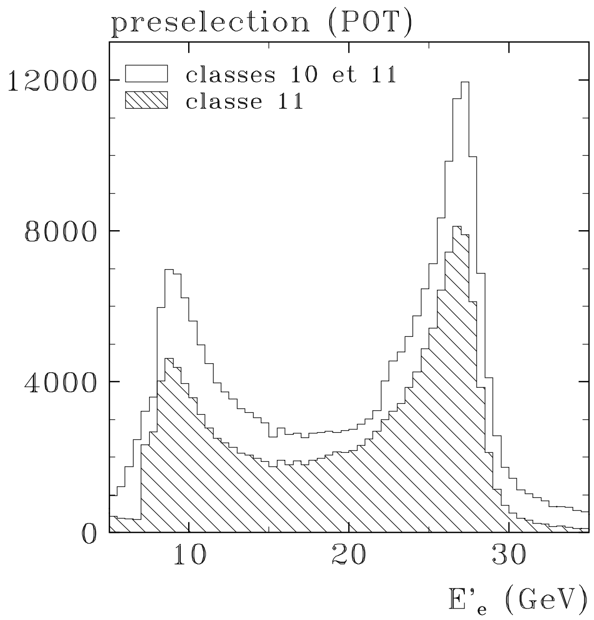

Figure 3.4: *Les événements sélectionnés sont séparés en deux classes. Une classe réduite qui contient les événements physiques (classe 11) et une classe de contrôle (classe 10) qui, combinée avec la première, permet d'effectuer des études complémentaires. Il n'y a pratiquement pas de recouvrement entre les deux classes.*

Comme nous l'avons déjà avancé dans le paragraphe 3.1.2 notre sélection se réfère à chacun des candidats électron. Nous allons tester les critères de sélection sur tous les électrons d'un événement donné, et chaque électron sera classé ou rejeté de façon indépendante. Un électron particulier qui n'a pas été rejeté peut être retenu soit dans la classe DIS, soit dans la classe de contrôle. Seuls les événements avec plusieurs candidats peuvent appartenir aux deux classes au même temps. Dans la plupart des cas les événements ont un seul candidat et il n'y a pas de recouvrement entre les deux classes. Les informations qui concernent chaque candidat (classification, "poids", etc.) sont stockées pour utilisation ultérieure.

Présélection des événements physiques

Ces événements sont sélectionnés à partir d'un maximum de quatre critères. Quand l'électron est diffusé dans le CALO ce nombre est réduit à deux. Les critères utilisés sont suffisamment restrictifs pour obtenir une réduction importante du volume des données mais assez larges pour contenir la plupart des événements DIS. Les quatre coupures appliquées sur chaque candidat électron diffusé dans le BEMC sont présentées ci-dessous.

1. La première coupure est basée sur les informations données par le détecteur du temps de vol (TOF). Le TOF associe trois bits à chaque cellule. Le premier bit nous dit s'il y a eu un signal, le deuxième si le signal est arrivé dans la fenêtre de bruit de fond et le troisième s'il est arrivé dans la fenêtre d'interaction. Un événement est retenu s'il n'y a aucun signal (000) ou s'il y a au moins une cellule avec un bit d'interaction (101 ou 111) et moins de deux cellules avec le bit de bruit de fond (110). Cette coupure élimine une partie importante du bruit de fond induit par le faisceau des protons en dehors de la zone d'interaction. Les signaux du TOF sont disponibles pour tous les "paquets" (bunch). Cependant à cause des instabilités sur l'assignation des paquets, notre test porte sur le "paquet" dans lequel a eu lieu le déclenchement, plus les deux "paquets" voisins.

2. La coupure fiducielle sur l'énergie à 7 GeV est assez souple pour permettre de faire une analyse à basse énergie sans être trop pénalisés par la forte croîssance de la section efficace de photoproduction à basse énergie, qui contamine notre échantillon.

3. Les événements qui n'ont pas de vertex reconstruit où ceux dont la coordonnée z est au delà de ± 100 cm du point d'interaction nominal sont rejetés. Cette coupure contribue à éliminer le bruit de fond induit par le faisceau, les événements cosmiques, le halo des muons, etc.

4. Une coupure sur les estimateurs de l'électron EBPC < 6 cm *et* ECRA < 6 cm nous permet d'obtenir une classe DIS relativement peu contaminée par les événements de photoproduction. Si l'électron diffusé se trouve dans les modules triangulaires du BEMC cette condition devient EBPC < 6 cm *ou* ECRA < 6 cm.

Si l'électron diffusé est dans le CALO ou dans la région intermédiaire entre les deux calorimètres (BEMC-BBE) la condition sur le TOF est supprimée et aucune coupure n'est appliquée sur les estimateurs. L'énergie demandée est réduite à 5 GeV pour les électrons détectés dans la région BEMC-BBE, où l'acceptance du détecteur se dégrade. Pour les événements appartenant à la période des *triangles ouverts* nous avons demandé uniquement les trois premières conditions. Nous avons résumé les critères demandés dans chacun des cas considérés dans les tableaux 3.1 et 3.2.

	BEMC	BEMC-BBE	LAR
TOF	oui	–	–
E_e	> 7 GeV	> 5 GeV	> 7 GeV
Z_{vertex}	$\|z\| < 100$ cm	$\|z\| < 100$ cm	$\|z\| < 100$ cm
EBPC ou ECRA	<6 cm	–	–

Tableau 3.1: *Critères de présélection de la classe 11 au niveau POT en fonction de la position de l'électron dans le détecteur.*

	triangles fermés	*triangles ouverts*
TOF	oui	oui
E_e	> 7GeV	> 7GeV
z_{vertex}	$\|z\| < \pm 100$ cm	$\|z\| < \pm 100$ cm
EBPC, ECRA	< 6 cm et < 6 cm	< 6 cm ou < 6 cm

Tableau 3.2: *Critères de sélection pour un électron détecté dans le BEMC en fonction de la configuration du déclenchement. Dans la période des* triangles fermés *les modules triangulaires du BEMC ne sont pas pris en compte dans la prise de décision du premier niveau du déclenchement et dans la période des* triangles ouverts *oui.*

La coupure basée sur les informations du TOF présente une inefficacité importante pour certaines périodes de la prise des données. Ceci était dû à un problème de présélection L5. Les informations du TOF étaient décodées pour un autre "paquet" que celui dans lequel avait eu lieu la collision, pouvant entraîner des pertes supérieures à 20% pour certaines périodes. Le pourcentage des événements perdus a été obtenu en repondérant les bons événements, étiquetés comme 'mauvais-TOF' qui avaient été gardés dans la classe de contrôle. Pour récupérer les événements rejetés il aurait été nécessaire de reprocesser l'ensemble des données "brutes" (RAW). Une fois ces périodes exclues l'efficacité de la coupure est supérieure à 99.4%. L'efficacité des autres coupures est ~100%.

Présélection des événements de contrôle

Ces événements vont nous permettre de contrôler précisément l'efficacité des coupures appliquées aux événements DIS. La méthode d'échantillonnage aléatoire utilisée, nous donne la possibilité de déterminer ces efficacités sans introduire de biais car il est toujours possible de reconstituer l'ensemble des événements rejetés à partir de la fraction retenue dans la classe 10. Nous avons stocké les renseignements nécessaires pour cette reconstitution dans la banque WARN[2] de l'événement.

Nous allons suivre un processus en quatre étapes pour sélectionner les événements de contrôle. Le traitement est appliqué sur chaque candidat comme pour les événements DIS. Dans chaque étape nous allons tester une condition. Si le candidat traité rempli la condition il passe à l'étape suivante. Dans le cas contraire nous allons sélectionner aléatoirement une fraction pour contrôler l'efficacité de la coupure considérée. Chaque candidat a un poids assigné qui nous informe du taux de réduction. Ce poids est égal à l'unité s'il rempli la condition testée. Le poids final est déterminé par multiplication des poids associés à chaque coupure. Chacune des étapes est en correspondance avec une des coupures utilisées pour définir la classe DIS. Pour les cas où le nombre de coupures a été réduit (voir tableaux 3.1 et 3.2) la non application d'une coupure au niveau de la classe physique implique le passage direct à l'étape suivante. Cette procédure est appliquée uniquement sur les candidats rejetés par les critères de la classe DIS.

La procédure suivie est présentée en détail dans l'appendice A

Des événements particuliers ont été ajoutés pour nous permettre de faire des études complémentaires: des événements Compton et des événements DIS avec rayonnement QED dans lesquels le photon est dans le détecteur des photons à petit angle. Pour sélectionner les premiers nous avons demandé des événements avec au moins deux candidats électron et tels que la somme de leur énergie dépasse 20 GeV. Ces événements sont utilisés pour la calibration de l'énergie. Les événements radiatifs où l'énergie du photon est supérieure à 5 GeV et la somme des énergies du photon et de l'électron supérieure à 20 GeV ont été sélectionnés pour réaliser des études liées aux corrections radiatives.

[2] Banque destinée à contenir les messages d'erreur ou de traitement spécial produits pendant la reconstruction ou la classification.

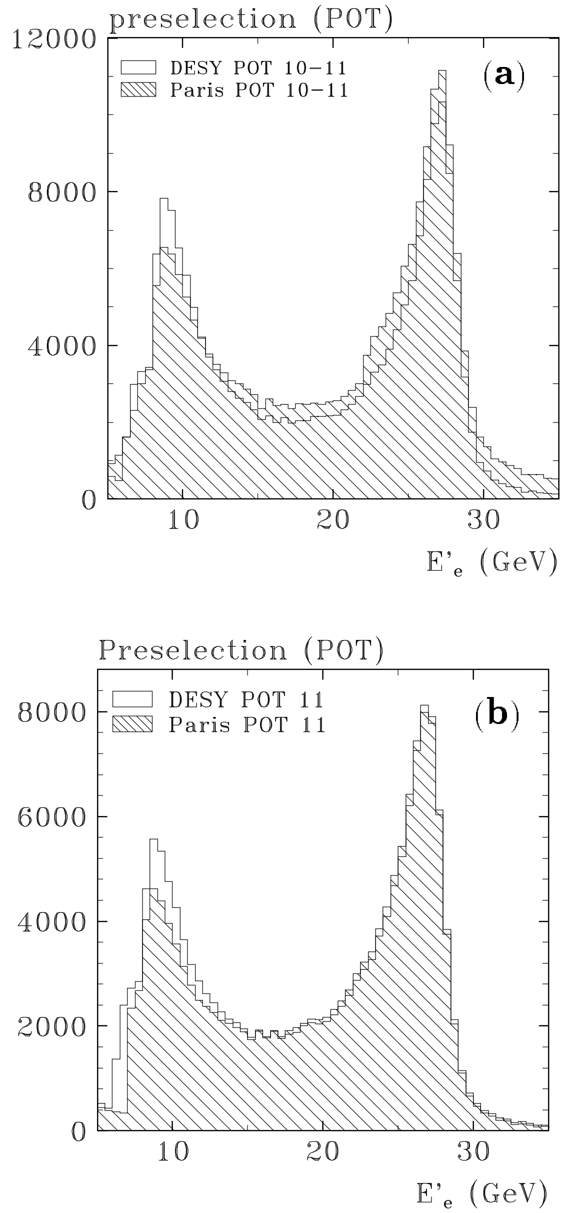

Figure 3.5: *Spectre de l'énergie de l'électron des événements sélectionnés selon les deux procédures proposées pour le premier niveau de la sélection DIS-94 (niveau POT). a)Evénements appartenant aux classes 10 (contrôle) ou 11 (physique). La sélection DESY étant trop large, une réduction d'un facteur trois a été appliquée à la classe 10 au moment de processer les données. b)Evénements appartenant uniquement à la classe 11 (physique). La classe 11/Paris contient plus d'événements dans le pic cinématique (∼27.5 GeV) et moins dans le pic de photoproduction (∼ 10 GeV).*

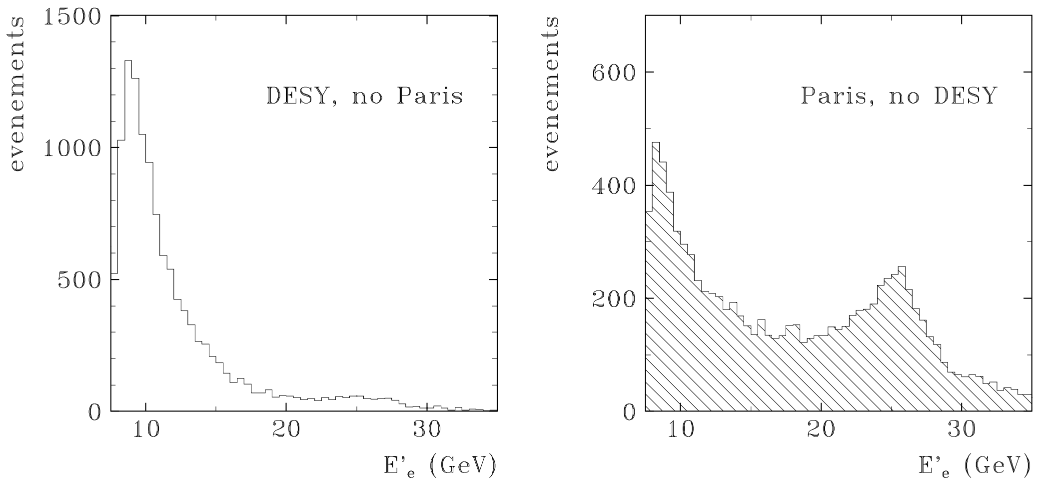

Figure 3.6: *(a) Distribution des événements contenus dans la classe 11 DESY qui ne sont pas retenus par la sélection Paris-11. (b) Distribution des événements contenus dans la classe 11 Paris qui ne sont pas retenus par la sélection DESY-11.*

Comparaison avec l'ancienne sélection

Nous pouvons maintenant comparer les résultats obtenus avec ceux qui correspondent à une autre procédure de sélection développée parallèlement. Cette dernière a été présenté dans le chapitre 3, comme exemple d'une présélection standard.

Les spectres en énergie des événements sélectionnés avec chacune des procédures sont montrés dans la fig. 3.5. La sélection standard étant trop large, une réduction d'un facteur trois a été appliquée sur la classe de contrôle (classe 10) au moment de processer les données. Dans (a) nous pouvons comparer les spectres d'énergie obtenus avec les deux schémas au niveau POT global (classes 10 et 11), et dans (b) les spectres correspondants à la classe 11 (classe DIS). Les distributions des événements contenus dans la classe 11 Paris, mais qui n'étaient pas retenus dans la classe 11 DESY, et vice-versa, sont montrées sur la figure 3.6 Dans la sélection standard la classe 11 est contenue dans la classe 10 ce qui n'est pas le cas dans la nouvelle où les deux classes sont essentiellement disjointes. Le nouveau schéma en deux phases (POT et miniPOT) a été utilisé pour la classification L5 des événements DIS courant neutre destinés à l'analyse de la fonction de structure F_2.

Nous sommes arrivés à améliorer la sélection avec des simplifications importantes dans la procédure suivie, ce qui aura une influence sur la précision des efficacités de sélection.

3.1.4 Sélection des événements courant neutre

La sélection des événements "courant neutre" au deuxième niveau de la classification L5 s'effectue sur les événements déjà présélectionnés au niveau POT. A ce niveau nous avons voulu respecter, dans la mesure du possible, le schéma défini pour la présélection POT. La réduction obtenue provient principalement de l'application de quelques coupures fiducielles plus larges que les coupures utilisées dans l'analyse finale. Des études réalisées sur la présélection nous ont amené à inclure quelques modifications additionnelles par rapport au schéma initial. Elles ont été appliquées de manière à ce que la méthode pour reconstituer l'historique de la sélection soit la même que celle que nous avons définie dans l'apendice A. Ces modifications ont été implantées dans le code de la présélection à posteriori. La différence principale entre les deux niveau de L5 est que le domaine accessible au niveau mPOT a été réduit.

Pour définir les valeurs des coupures appliquées nous avons tenu compte de l'expérience d'analyse acquise en 1993 [13], [17]. Nous avons résumé les valeurs des coupure dans le tableau 3.3. La coupure à 7.5 GeV sur l'énergie de l'électron diffusé est appliquée sur les candidats du BEMC ou du CALO. La valeur de cette coupure est réduite à 5 GeV pour les candidats localisés dans la région intermédiaire. Cette coupure est suffisamment souple pour qu'une analyse à 8 GeV soit réalisable. La coupure sur l'angle est définie par la limite de l'acceptance angulaire du détecteur et dépend de la position du point d'interaction, 173.5° pour le vertex dans la position nominale et 176.5° pour le vertex dans la position déplacée.

Nous avons effectuée une coupure sur $\sum(E_i - P_{zi})$, la somme étant étendue à toutes les particules. Cette quantité, conservée au cours de la collision, peut s'écrire comme:

$$\sum_i E_i - P_{zi} = \sum_i E_i(1 + \cos\theta_i) \tag{3.3}$$

en négligeant les masses de toutes les particules. La contribution d'une particule qui arrive parallèle à l'axe du faisceau dans le sens des z positifs (par exemple le proton) est nulle. Par contre pour une particule, telle l'électron,

	Vertex nominal	Vertex déplacé
E'_e	>7.5 GeV	>7.5 GeV
θ_e	$< 173.5°$	$< 176.5°$
$\sum(E_i - P_{zi})/2E_e$	$< 0.25, > 1.5$	$< 0.25, > 1.5$
$P_T^{manquant}$	<15 GeV	<15 GeV

Tableau 3.3: *Critères de sélection appliqués au deuxième niveau (mPOT) de la sélection L5 sur les événements présélectionnés au premier niveau (POT)*

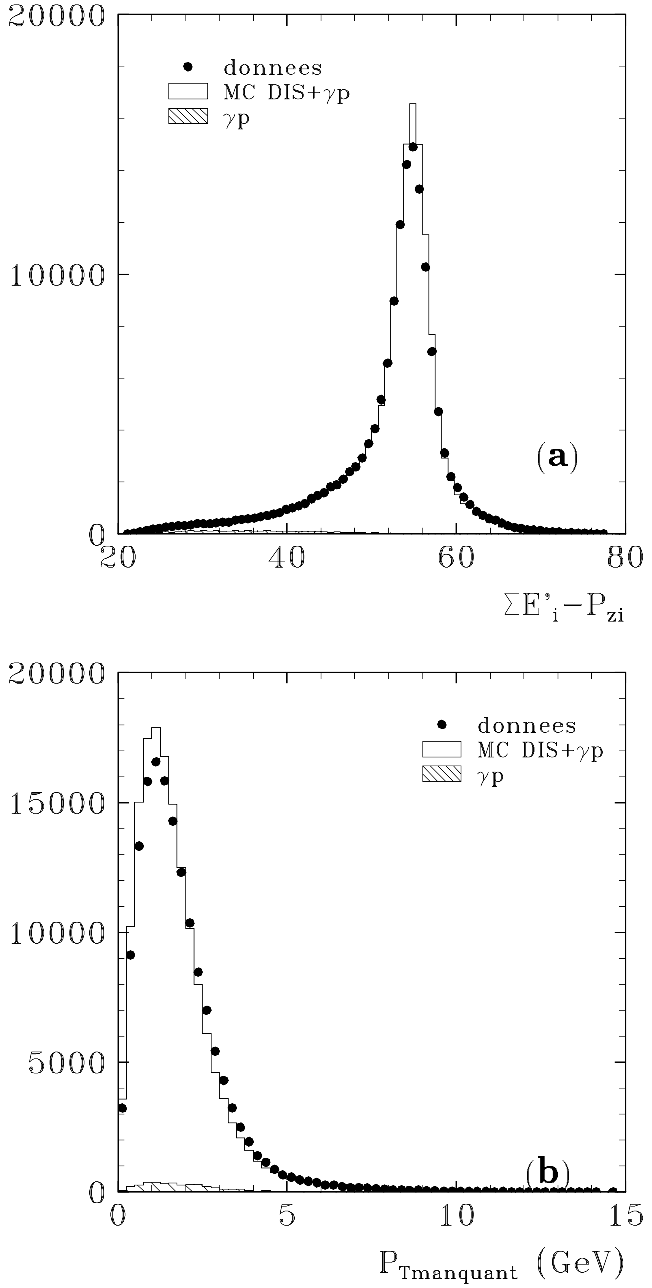

Figure 3.7: *(a) Distributions de la somme sur toutes les particules* $\sum(E_i - P_{zi})$. *(b)Distribution du moment transverse manquant.*

arrivant dans le sens opposé ($-z$), la contribution est maximale. Dans les interactions électron proton cette quantité est égale à $2E_e$. Les événements avec $0.25 < \sum(E_i - P_{zi})/2E_e < 1.5$ sont rejetés. La coupure à 0.25 élimine des événements de bruit de fond induits par le faisceau de protons ($\sum(E_i - P_{zi}) = 0$), et la coupure supérieure élimine des événements dans lesquels il y a eu superposition de deux interactions (ex: un événement DIS superposé avec un événement de photoproduction). Comme nous pouvons le voir dans la fig. 3.7a cette coupure n'élimine pas des événements DIS. La coupure sur le moment transverse manquant rejette les événements courant chargé (cf signatures) et des événements dans lesquels les pertes d'énergie sont importantes. La distribution du moment transverse manquant est montrée pour les données et la simulation dans la fig. 3.7b. La distribution simulée s'étend seulement jusqu'à 10 GeV et est plus étroite que que celle des données. La simulation sous-estime les pertes. Dans le chapitre 4 nous étudierons les corrections appliquées au niveau des données et de la simulation. L'efficacité de ces deux coupures est pratiquement de 100%.

Nous pouvons voir l'effet de la réduction des données sur le spectre d'énergie de l'électron diffusé sur la fig. 3.8. Nous avons représenté dans (a) la réduction sur l'ensemble des événements (classes 10 et 11) et dans (b) la réduction sur les événements de la classe 11. En plus des distributions aux premier et deuxième niveaux (POT et mPOT respectivement) de la classification L5, nous avons inclu la distribution finale des événements qui ont servi à la détermination de F_2 ainsi qu'une étape intermédiaire qui nous montre l'effet des coupures fiducielles finales sur la distribution.

Nous avons obtenu entre les deux niveaux de L5, une réduction globale de 43.8% et une réduction de la classe 11 de 30.9%. Les proportions des événements spéciaux sont de 2.6% pour les Compton et de 3.8% pour les événements radiatifs. La classe DIS contient 78.5% des événements sélectionnés dans ce deuxième niveau (mPOT).

3.2 La sélection finale

Nous allons présenter maintenant la sélection finale des événements DIS qui seront utilisés pour mesurer la fonction de structure F_2. Dans notre analyse nous avons utilisé seulement les événements enregistrés suite à un signal donné par un élément de déclenchement relatif à l'électron. Les événements DIS associés uniquement à d'autres éléments de déclenchement seront rejetés. Il est plus important de pouvoir calculer précisément l'efficacité du déclenchement qui détermine directement l'efficacité de la coupure, que de récupérer ces événements.

Les critères de sélection appliqués ensuite peuvent être regroupés en quatre catégories. Premièrement nous avons les conditions sur la reconstruction de la

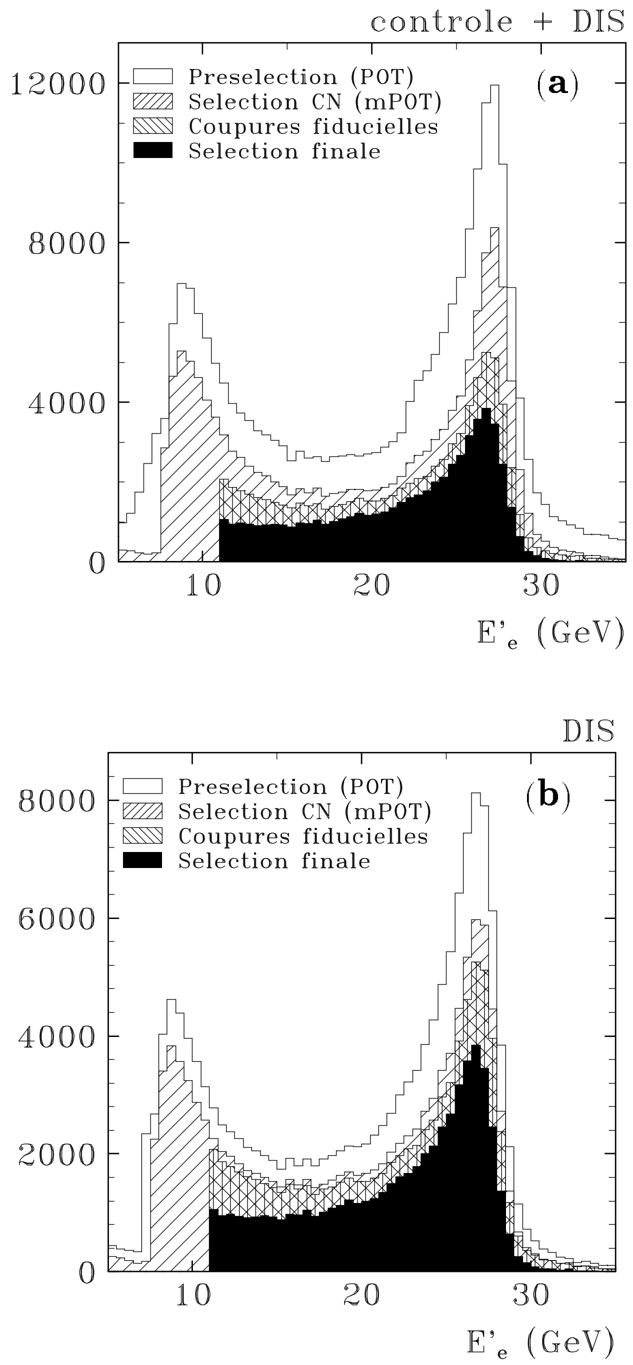

Figure 3.8: *Spectre d'énergie des événements sélectionnés dans chacune des étapes de la sélection: POT, mPOT, coupures fiducielles et sélection finale pour a) classes 10 ou 11 et b) classe 11.*

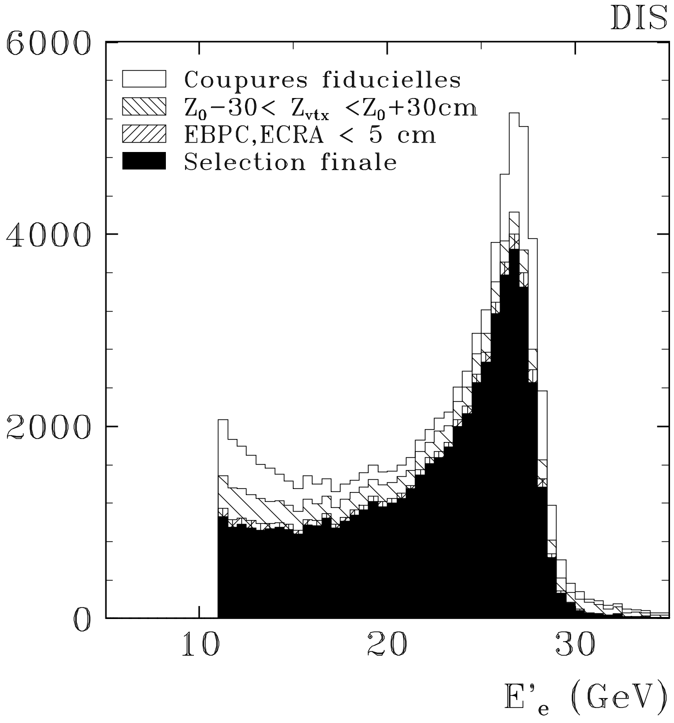

Figure 3.9: *Évolution de la distribution de l'énergie de l'électron provoquée par l'application successive des critères utilisées dans l'analyse de $F_2(x, Q^2)$.*

position du point d'interaction (vertex). Le deuxième groupe concerne les critères d'identification de l'électron qui portent sur les estimateurs définis dans le pararagraphe 3.1.2. Une troisième catégorie est constituée par l'ensemble des coupures fiducielles utilisées pour nous placer dans des bonnes conditions de mesure. Ces coupures sont reliées soit aux variables cinématiques, soit à la géométrie du détecteur. Le dernier type des coupures est destiné à la rejection du bruit de fond et sera présenté dans le paragraphe 3.3.2. Sur la fig. 3.9 nous pouvons voir la réduction obtenue par l'application des différents types de critères. Les efficacités des différentes coupures seront calculées dans le chapitre 5.

3.2.1 Coupure de la reconstruction du vertex

Connaître la position du point d'interaction est nécessaire pour pouvoir déterminer précisément la cinématique de l'événement. Un vertex est défini par au moins une trace bien mesurée dans les chambres centrale (CJC) ou avant (FT) qui croise l'axe du faisceau. L'utilisation des traces à l'avant du détecteur permet d'augmenter l'efficacité de la reconstruction du vertex dans le domaine des grands x, dans lequel le jet d'interaction est diffusé vers l'avant. Il ne suffit pas qu'un événement ait un vertex reconstruit pour qu'il soit sélectionné. Il faut en plus qu'il soit dans la région d'interaction définie comme $z_0 \pm$ 30cm, avec $z_0 = +5.8$ cm pour les données prises avec le point d'interaction dans la position nominale et $z_0 = +68.0$ cm si le point d'interaction était déplacé. Ces valeurs correspondent à une fenêtre de temps de $\pm$1ns autour du temps d'interaction défini par HERA.

Le point d'interaction exact dépend des conditions de la prise des données. Les variations de sa position induisent un changement de la valeur moyenne et de la largeur de la distribution des événements en fonction de la coordonnée z du vertex. La simulation Monte-Carlo ne tient pas compte de cet effet et les différences entre les distributions des données et de la simulation sont assez importantes comme nous pouvons le voir dans la fig. 3.10a. Avant de "couper" sur la position du vertex il est nécessaire de reproduire ce comportement dans la simulation. Nous avons inclus cet effet à partir d'une étude de la valeur moyenne et la largeur de la distribution pour les différentes périodes. Dans la fig. 3.10b nous pouvons comparer les distributions des données et de la simulation après la correction. Malgré un excès d'événements dans la zone centrale, l'accord entre les deux distributions autour des valeurs de coupure, coïncidantes avec les bornes des histogrammes, est très bon. Quant à l'excès des événements il est dû à l'influence de la fonction de structure utilisée pour engendrer les événements Monte-Carlo. Cette influence est minimale dans le domaine des grands x (ou ce qui est équivalent à HERA, pour les petites valeurs de y), domaine dans lequel des mesures précises ont été réalisées dans les expériences à cible fixe. Nous pouvons vérifier dans la fig. 3.10c que dans cette région ($y_e < 0.1$) il n'y a pas un tel excès, ce qui confirme notre supposition. Cet effet sera corrigé à posteriori après avoir réalisé la première mesure de $F_2(x, Q^2)$, qui sera utilisée dans la procédure d'itération (cf chapitre 5). La correction que nous devons appliquer sur les événements simulés est égale au rapport de la valeur de $F_2(x, Q^2)$ utilisée dans la simulation sur la valeur mesurée. Cette correction s'applique comme un changement du poids statistique de chacun des événements à cause de la proportionnalité entre $F_2(x, Q^2)$ et le nombre d'événements contenus dans un intervalle de x et Q^2. La fig. 3.10d nous montre la distribution de z_{vtx} pour les données et pour la simulation après cette pondération. La description des données par la simulation devient alors très bonne. Les distributions simulées que nous allons montrer à partir de maintenant ont été pondérées par le rapport des deux valeurs de la fonction de structure. Les détails de la méthode et les distributions de contrôle sont donnés dans le chapitre 5.

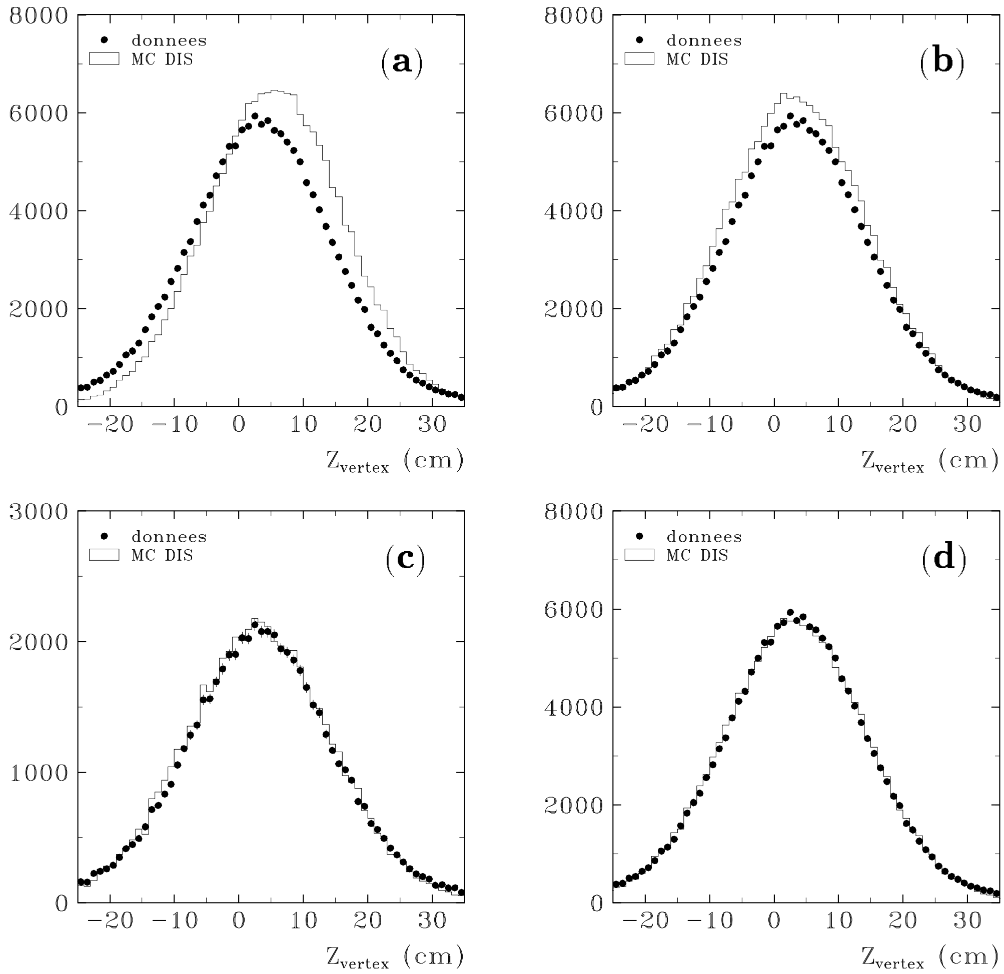

Figure 3.10: *(a)Distribution des événements en fonction de la coordonnée z du point d'interaction avant toute correction. Les différences entre les données et la simulation sont dues à la dépendance du point d'interaction avec le temps pendant la prise des données, qui n'est pas prise en compte dans la simulation. b)Distribution après correction dans le Monte-Carlo de cette dependence. Il reste encore des différences dues à l'influence de la fonction de structure utilisée dans la simulation. c) La même distribution pour les événements avec $y_e < 0.1$, région où la fonction de structure est connue par les expériences sur cible fixe. d) Distribution finale après pondération par le rapport entre la fonction de structure mesurée et la fonction de structure introduite dans la simulation.*

3.2.2 Coupures d'identification de l'électron

Pendant les étapes de présélection et sélection, nous avons travaillé sur tous les candidats électron proposés par H1KINE, mais pour la sélection finale il faut déterminer quel est l'amas associé à l'électron. Dans notre analyse nous allons considérer que l'électron est le candidat dont l'énergie est la plus grande et qui satisfait tous les critères de la classe 11. Les conditions sur les informations du TOF et le vertex concernant l'événement globalement, nous allons tenons compte des estimateurs, en plus de l'énergie, pour déterminer l'électron de l'événement. Si le candidat ne satisfait pas les conditions sur les estimateurs, le suivant en énergie sera retenu en tant qu'électron s'il les satisfait. L'efficacité de l'identification de l'électron sera calculée dans le chapitre 5. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1.2, les estimateurs qui caractérisent un électron ne sont pas les mêmes pour les électrons diffusés dans le BEMC et pour les électrons diffusés dans le CALO. Nous allons étudier ces deux cas séparément.

Coupure sur les estimateurs d'un électron dans le BEMC

Les coupures sur les estimateurs EBPC et ECRA sont destinées à éliminer une partie des 'faux' électrons provenant des événements de photoproduction (cf 3.1.2). Les deux quantités, EBPC et ECRA, dépendent des caractéristiques de la gerbe produite dans le calorimètre. Ceci implique qu'il y aura une certaine corrélation entre les deux coupures. Si la gerbe est très étalée (grandes valeurs de ECRA), la détermination du centre de gravité est moins précise et la distance EBPC est soumise à des variations plus importantes que pour des gerbes condensées (petites valeurs de ECRA). Les figures concernant les estimateurs que nous allons montrer ont été obtenues après avoir appliqué toutes les coupures d'analyse excepté les coupures sur EBPC et ECRA.

La coupure sur EBPC est faite au delà de 5 cm. Dans la fig. 3.11a nous pouvons comparer les distributions des données et de la simulation des événements DIS et de photoproduction. La valeur moyenne de la distribution simulée est très optimiste par rapport à la valeur associée à la distribution mesurée. La simulation sous-estime systématiquement EBPC de 27%. Ceci est dû à des différences dans la description de la résolution en position du BEMC. Les valeurs de EBPC simulées ont été corrigées de cette valeur ($\mathrm{EBPC}_{corrige} = 1.27 \cdot \mathrm{EBPC}$). Cette correction engendre un étalement supplémentaire de la distribution simulée. La fig. 3.11b montre qu'après la correction les distribution ont le même comportement. Les différences observées ne vont pas influencer notre mesure de F_2 car la contribution des événements DIS est négligeable au delà de 4 cm (cf fig 3.2), et la valeur de coupure est 5 cm.

La coupure sur l'estimateur ECRA est faite au delà de 5 cm. Sur la figure fig. 3.12a nous pouvons comparer les distributions de ECRA pour les données

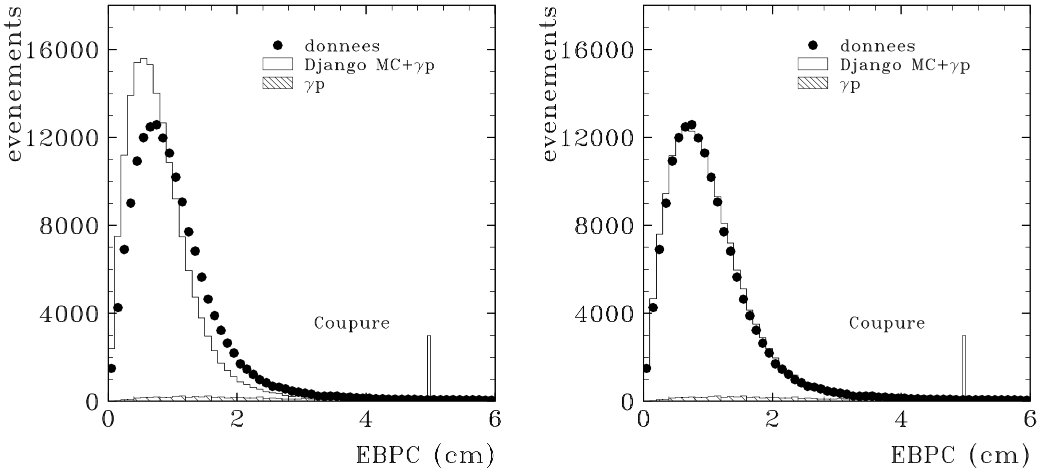

Figure 3.11: *(a) Distribution EBPC pour les données et la simulation. Les valeurs de EBPC sont sous-estimées dans la simulation de 27%. (b) Distributions après correction de cet effet dans la simulation. La correction n'a pas d'influence sur la mesure de F_2 car la distribution des événements DIS est négligeable au delà de 4 cm, et elle n'a pas été appliquée.*

et pour la simulation. ECRA est sous-estimé systématiquement de 3 mm par la simulation. La fig. 3.12b nous montre les distributions après un déplacement global de ECRA dans la simulation. Pour les valeurs de ECRA inférieures à 2 cm les deux distributions présentent la même forme, mais au delà de cette valeur la distribution simulée change de comportement. Pour essayer de comprendre à quoi est dû ce problème nous avons représenté dans les figures 3.12 (c) et (d) les contributions des électrons de basse ($E'_e < 15$GeV) et haute énergie ($E'_e > 15$GeV). Pour les électrons de basse énergie qui déposent toute leur énergie dans un seul module du BEMC, la simulation décrit bien le comportement des données. Le problème apparaît à plus haute énergie quand les électrons déposent leur énergie dans un ou plusieurs modules, ce qui n'est pas bien décrit dans la simulation. La coupure est effectuée à une valeur suffisamment importante pour que la mesure ne soit pas affectée par les différences observées.

Coupure sur les estimateurs dans électron dans le CALO

Nous allons décrire maintenant les coupures appliquées sur les estimateurs qui caractérisent un électron diffusé dans le CALO. Comme pour les électrons détectés dans le BEMC nous allons demander une correspondance entre la position du

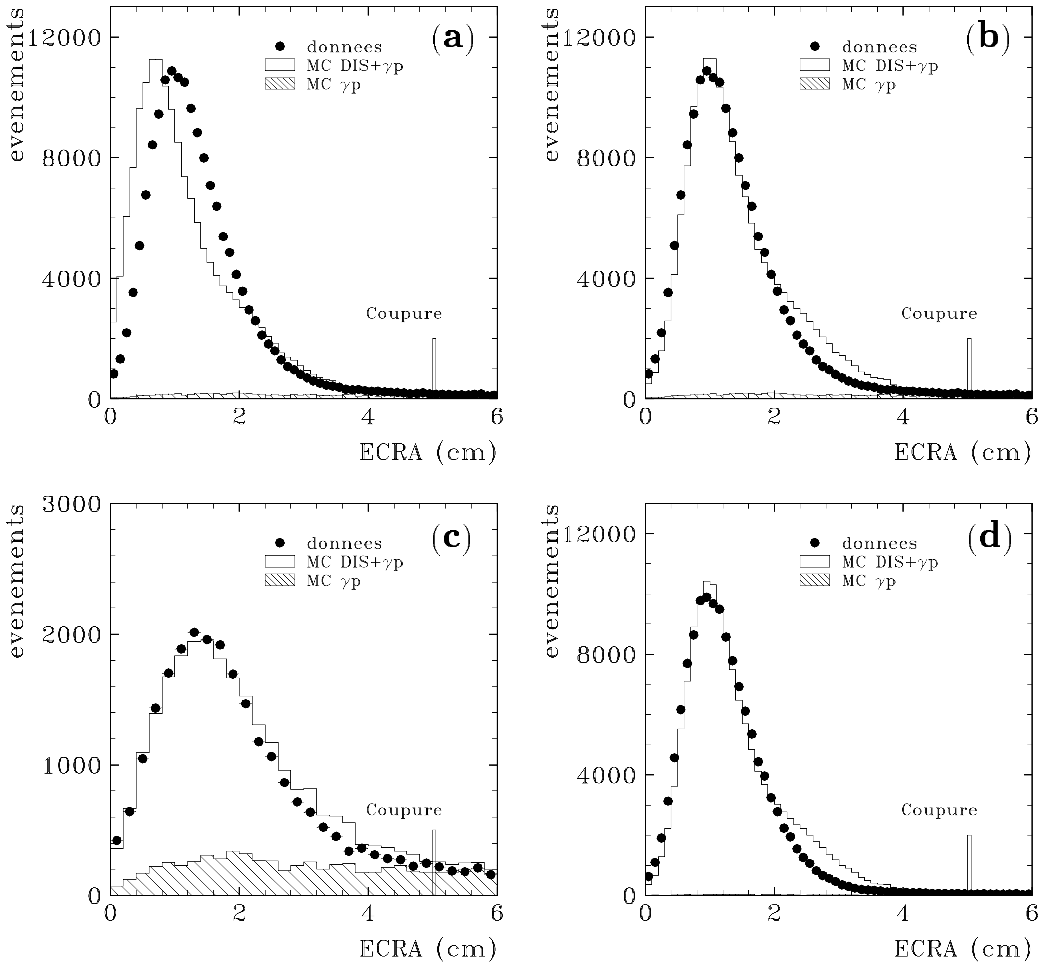

Figure 3.12: *(a) Distribution de l'estimateur ECRA pour les données et la simulation. (b) L'accord entre les deux distributions après un déplacement globale de 3mm est bon pour ECRA<2 cm, mais au delà de cette valeur les distributions se comportent différemment. (c) Distribution pour les événements avec une énergie inférieure à 15 GeV, pour lesquels l'électron dépose son énergie dans un seul module. Dans ce cas la forme de la distribution simulée est similaire à celle des données. (d) Pour les événements avec une énergie supérieure à 15 GeV les électrons peuvent déposer leur énergie dans un ou plusieurs modules. La transition n'est pas bien décrite dans la simulation, mais la coupure est effectuée à une valeur de ECRA suffisamment importante pour que les deux descriptions soient compatibles à nouveau.*

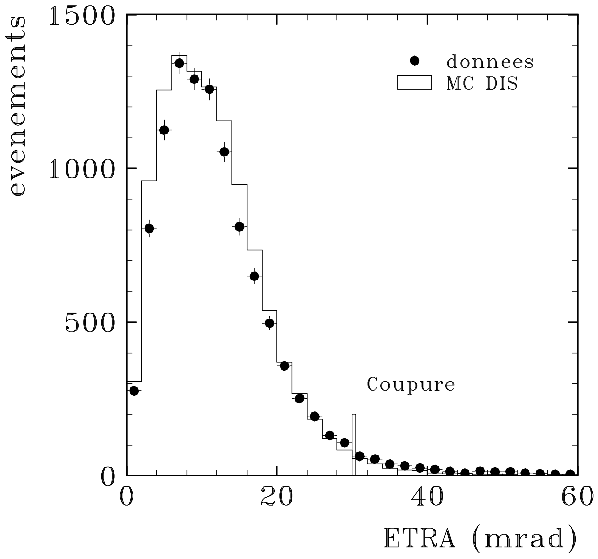

Figure 3.13: *Distribution de l'angle défini par la trace de l'électron et par l'axe qui relie le centre de gravité de l'amas et le point d'interaction (ETRA) pour les données et la simulation.*

centre de gravité de l'amas et la position déterminée avec le système de mesure des traces. Un événement sera retenu dans l'échantillon final si l'angle relatif entre l'axe défini par le centre de gravité de l'amas et le vertex et l'axe déterminé par la trace est inférieur à 30 mrad. La distribution de ETRA, après avoir appliqué toutes les coupures excepté les coupures sur les estimateurs ETRA et EAH4 est montrée dans la fig. 3.13.

La valeur de coupure sur EAH4 dépend de l'endroit du CALO dans lequel l'électron a été diffusé. Nous avons considéré trois zones, qui peuvent être délimitées en fonction de la coordonnée z (fig. 3.14). Pour un électron diffusé dans le CALO ($z >$-145 cm) nous demandons que la fraction contenue dans les quatre cellules les plus 'chaudes' soit supérieure à 65%, dans le BBE ($z <$-160 cm) plus perméable que la partie centrale du CALO, nous réduisons cette valeur jusqu'à 60%, et la condition devient plus souple, 40%, pour les électrons qui arrivent dans la région intermédiaire (-160 cm$< z <$-145 cm) caractérisée par des zones mortes. Sur la fig. 3.15a nous pouvons comparer les distributions de EAH4 pour les données et la simulation après avoir effectuée toutes les coupures exceptées celles qui concernent ETRA et EAH4. La simulation surestime EAH4 de 2%. Sur la fig. 3.15b nous avons corrigé la valeur de EAH4 simulée de cet effet qui est marginal dans la région de coupure. (0.40, 0.60, 0.65). La différence dans le pic de la distribution est due à l'influence des zones non instrumentées (cracks), influence qui n'est pas parfaitement décrite dans la simulation.

3.2.3 Coupures sur les variables cinématiques

Les contraintes cinématiques imposées au niveau de la sélection finale concernent l'angle θ et l'énergie de l'électron diffusé. L'angle maximum sous lequel nous pouvons détecter l'électron est limité par l'acceptance du BEMC pour les événements DIS. Dans la mesure de la fonction de structure, nous avons inclus les électrons diffusés sous un angle θ inférieur à 173°. Pour les événements ayant un vertex déplacé nous avons pu augmenter cette limite à 176°. Pour la mesure dans le domaine des grands Q^2 nous avons utilisé uniquement les électrons contenus complètement dans le CALO ($\theta < 153°$). Le minimum d'énergie demandé (11 GeV) conduit à une faible contribution du bruit de fond de photoproduction et une bonne efficacité du déclenchement de l'acquisition des données (> 99%). L'énergie et l'angle de l'électron diffusé font l'objet d'une étude détaillée dans le chapitre 4 dans lequel les distributions de ces variables sont montrées.

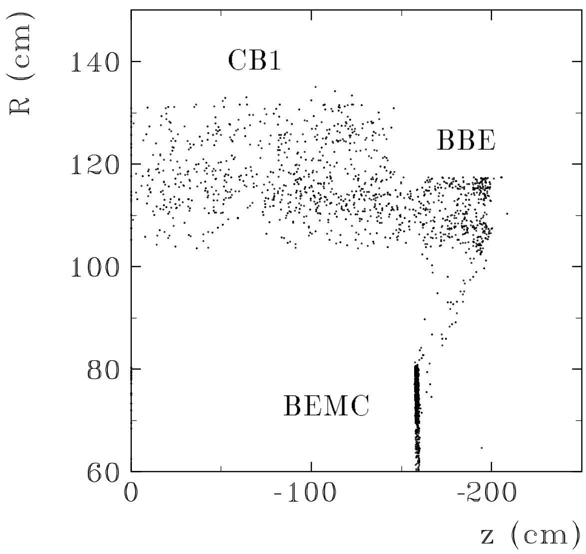

Figure 3.14: *Distribution des centres de gravité des amas électromagnétiques dans le plan R-z. R est la distance radiale dans le plan transverse du détecteur. Nous pouvons identifier les différents éléments du détecteur dans cette représentation.*

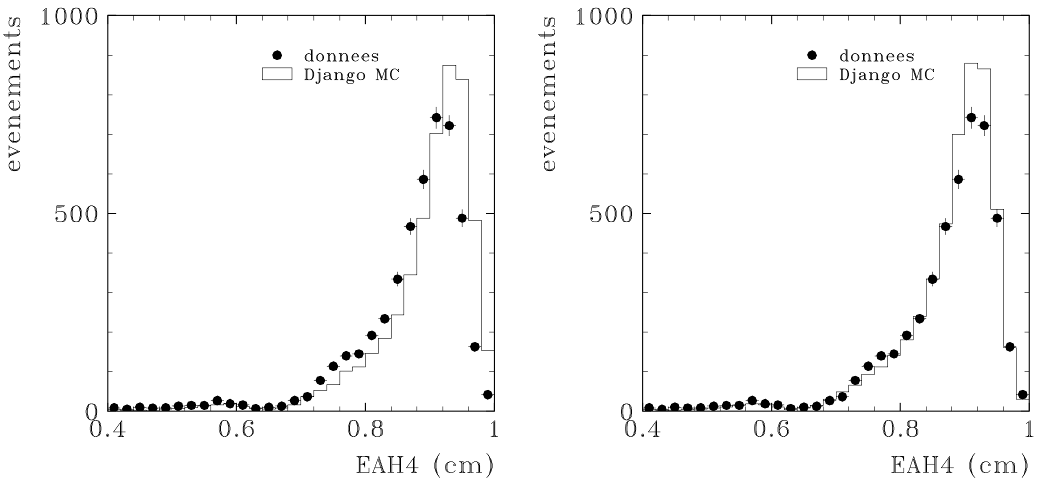

Figure 3.15: *(a) Distribution EAH4 pour les données et la simulation. Les valeurs de EAH4 sont surestimés dans la simulation de 2%. (b) Distributions après correction de cet effet dans la simulation.*

3.2.4 Coupures géométriques dans le BEMC

La position de l'impact associé à l'électron dans la chambre proportionnelle arrière (BPC) doit être à l'extérieur d'une région carrée de 15 cm de côté centrée sur l'axe du faisceau, c'est à dire que $\max(x, y)$ <15 cm. Cette condition élimine la contribution des événements avec l'électron diffusé dans les modules triangulaires du BEMC jusqu'à la première zone non instrumentée (crack), événements qui n'étaient pas considérés dans la prise de décision du déclenchement de l'acquisition des données. Pour les événements enregistrés pendant la période *triangles ouverts* nous avons exclu une région circulaire de rayon R_{BPC} <15 cm, afin d'éviter le bord intérieur de la BPC, où des biais de position peuvent arriver. Les distributions du maximum de x et y et de R_{BPC} pour les données et la simulation sont montrées sur la fig. 3.16.

Par ailleurs seuls les électrons dont le point d'impact sur la BPC est à l'intérieur d'un rayon de 64 cm seront utilisés, et ce afin d'éviter la contribution des événements pour lesquels l'énergie de l'électron, partagée entre le BEMC et la BBE peut être affectée par des pertes importantes. La continuité de la mesure entre les domaines des bas et des grands Q^2 est atteinte grâce à la variation de la position du vertex à l'intérieur de la région d'interaction ($z_0 \pm 30$ cm). Cependant la statistique disponible dans région intermédiaire se trouvera diminuée par cette coupure.

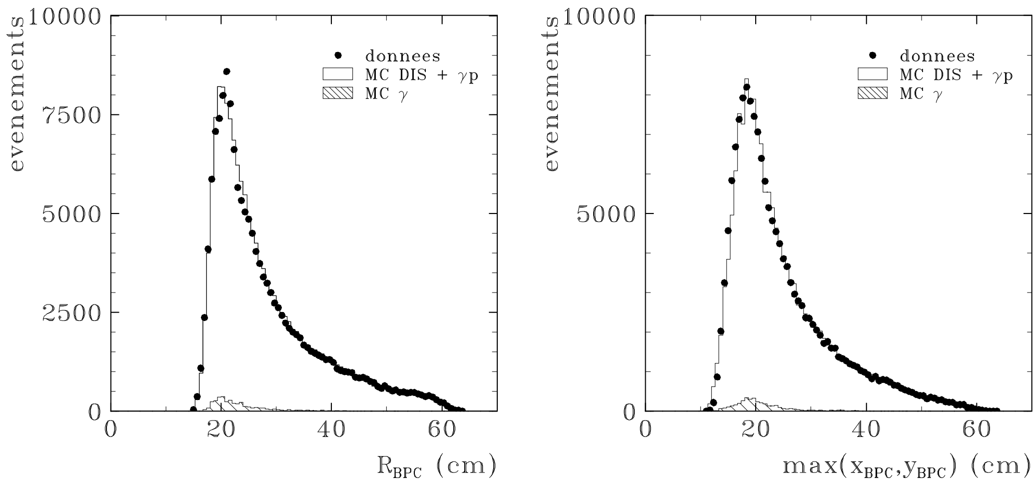

Figure 3.16: *(a) Distribution de la coordonnée radiale R_{BPC}. Une coupure à R_{BPC} =15 cm est effectuée dans le cas des données* triangles ouverts. *(b) Distribution de la valeur maximale de x_{BPC} et y_{BPC} pour les électrons diffusés dans le BEMC. Les événements avec un électron diffusé dans la région max(x_{BPC}, y_{BPC}) $<$ 15 cm ne sont pas utilisés dans l'analyse des données* triangles fermés.

3.3 L'échantillon final

Jusqu'à maintenant nous avons sélectionné chaque événement selon ses propres caractéristiques, sans nous intéresser à l'état du détecteur et aux conditions des prises des données. Dans le paragraphe 3.3.1 nous allons étudier les critères de qualité demandés à chaque période (run) de la prise des données. Une fois les périodes de bonne qualité sélectionnées nous allons déterminer la luminosité effectivement utilisée. Dans le dernier paragraphe 3.3.2, nous allons estimer et soustraire le bruit de fond non physique qui a survécu à la sélection finale.

3.3.1 Sélection des périodes des données et luminosité

La sélection des événements doit être complétée par une sélection sur les périodes la prise des données. Cette dernière sélection vise à éliminer la contribution des périodes pour lesquelles les conditions d'enregistrement des événements n'étaient pas optimales. Nous avons défini plusieurs critères pour déterminer la qualité de chaque période.

Le premier critère concerne le fonctionnement des sous-détecteurs considérés comme essentiels pour notre analyse: le CALO, le BEMC, le système de temps de vol (TOF), la chambre proportionnelle arrière (BPC) et les chambres centrales (CJC1 et CJC2). Les événements qui ont été enregistrés pendant qu'un ou plusieurs de ces détecteurs n'étaient pas sous haute tension ont été rejetés, et la luminosité correspondante corrigée par un facteur caractérisant de la durée du dysfonctionnement. Si la luminosité perdue pour cette raison est supérieure à 20%, la période entière est rejetée.

La deuxième condition demandée concerne la phase de la procédure de prise des données. La mise en route du détecteur dans chaque période de la prise des données dans H1 est effectuée en plusieurs phases [18]. La phase 0 correspond à la situation de prise des données sans faisceau. Pendant la phase 1, qui commence au début d'une période de luminosité, les différents détecteurs sont préparés à fonctionner sous les conditions de faisceau. Une fois le faisceau sta-

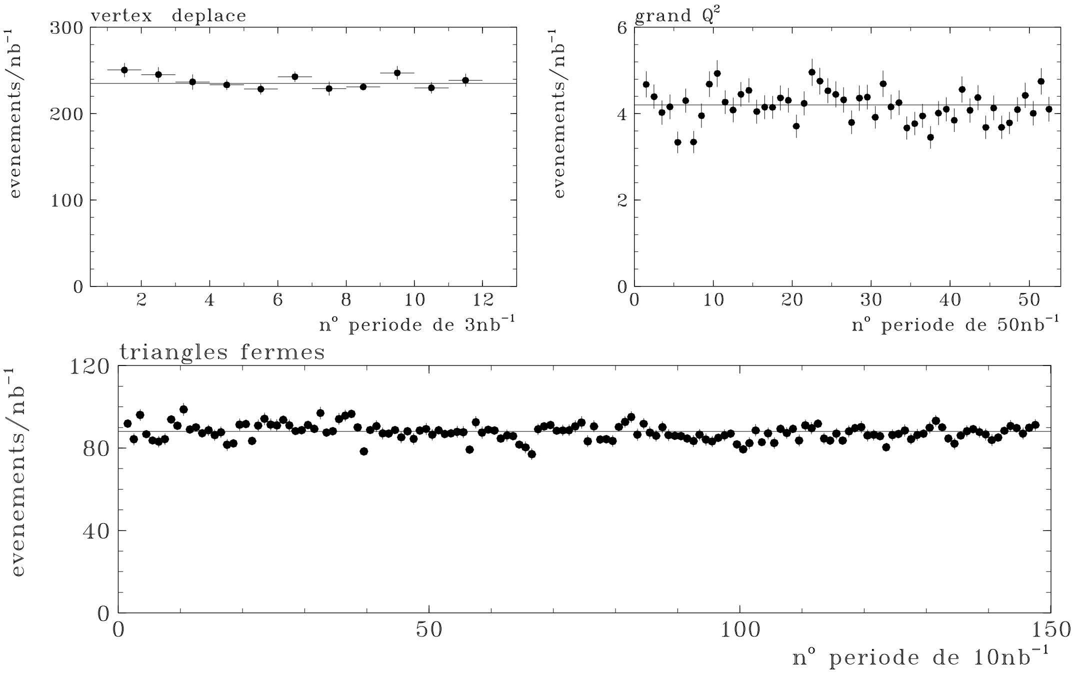

Figure 3.17: *Nombre d'événements par unité de luminosité intégrée pour différents types des données après la sélection effectuée sur les périodes des données. (a)données prises avec le point d'interaction déplacé à $z = 68$ cm, (b) avec le point d'interaction nominal et les triangles ouverts. (c) avec le point d'interaction nominal et les triangles fermés. Le nombre d'événements par unité de luminosité est constant dans chaque période. Le nombre moyen, dans les graphiques la ligne horizontale, est 235 pour le vertex déplacé, 4.2 pour le grand Q^2 et 88 pour le bas Q^2 (triangles fermés). Les périodes machine ont été regroupés jusqu'à atteindre 3 nb^{-1} dans le premier cas, 100 nb^{-1} dans le deuxième et 10 nb^{-1} dans le troisième.*

bilisé, le BEMC, le système de mesure de traces et de détection des muons sont mis en marche et on démarre la phase 3. Si les conditions de prise des données (taux de bruit de fond, fonctionnement des différents détecteurs.) sont optimales on passe à la phase 4 dans laquelle les nouveaux “triggers” sont introduits. Les périodes dans lesquelles le détecteur est en phase 0 ou 1 sont exclues de l'analyse.

Les périodes qui ont eu lieu au début de la prise des données ont été exclues de l'analyse de F_2 à bas Q^2 à cause d'une inefficacité de sélection de 20% occasionnée au niveau de la classification L5 par une erreur de décodage des informations du TOF (cf 3.2). La luminosité perdue répresente 11.4% de la luminosité obtenue après avoir appliqué les deux premières conditions de sélection des périodes. Ces périodes ont été utilisées dans l'analyse de F_2 à grand Q^2, qui n'est pas affectée par ce problème.

Pour l'analyse dans le domaine des grands Q^2, nous avons exclu 5% de la luminosité, correspondant à un huitième de la luminosité des périodes dans lesquelles une des boîtes analogiques, présentait des problèmes techniques, qui rendaient impossible une mesure correcte de l'énergie de l'électron. Pour ces périodes, les événements étaient rejetés si l'électron était détecté dans le huitième de cylindre contenant cette boîte, et ce quel que soit son angle polaire.

Les périodes de qualité sont caractérisées par un taux d'événements par unité de luminosité constant. Le nombre d'événements est déterminé après avoir appliqué la sélection finale (cf 3.2). Nous avons rejeté les périodes qui présentaient un taux anormal, distant de plus de quatre écarts standard de la valeur moyenne. Nous avons déjà utilisé ce critère sur l'analyse F_2 des données prises en 1993 [19].

La fig. 3.17 représente le nombre d'événements par nb^{-1} moyenné sur une certaine luminosité, pour les périodes dans les différents domaines de Q^2. Le nombre moyen d'événements par nb^{-1} après sélection est 235 ± 11 pour les données prises avec le vertex déplacé, 87.7 ± 1.5 pour les données prises avec le vertex dans la position nominale et les *triangles fermés*, et 4.2 ± 0.2 pour les donnés associées au domaine des grands Q^2, qui comprennent aussi les données prises avec les *triangles ouverts*. L'erreur donnée est déterminée en tenant compte de l'erreur statistique et de l'erreur associée à la mesure de la luminosité (3.9%, 1.5% et 1.5% respectivement) qui domine.

La luminosité des différentes périodes à été déterminée à partir du processus $ep \to ep\gamma$. La valeur obtenue est corrigée de la fraction de luminosité associée aux paquets satellites. La réduction de luminosité provoquée par la sélection des périodes de bonne qualité a été inférieure à 2% pour les données avec le vertex déplacé, de 24% pour les données avec le vertex dans sa position nominale et de 9% dans le domaine des grands Q^2. La luminosité finale de ces échantillons est 58 nb^{-1}, 1.8 pb^{-1}, et 2.7 pb^{-1} respectivement.

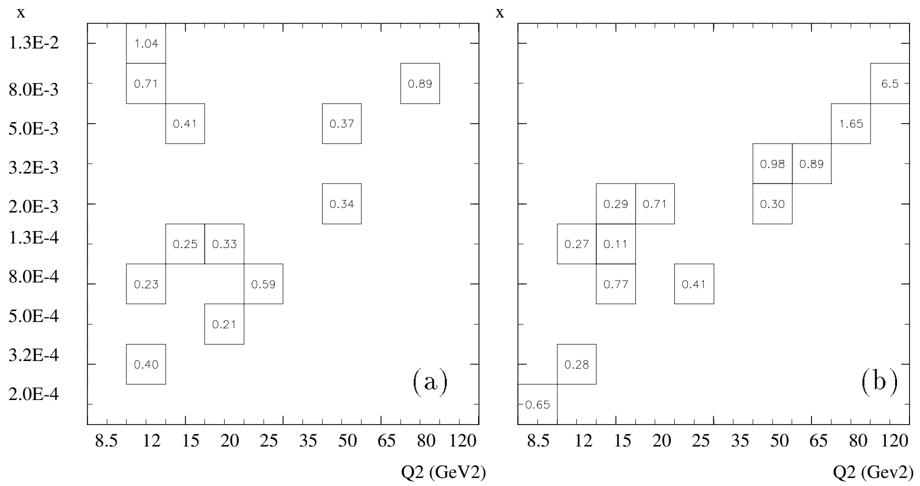

Figure 3.18: *Contribution résiduelle du bruit de fond non physique (%), estimée à partir des événements "célibataires" qui n'ont pas été rejetés. Le pavage du plan cinématique est celui utilisé dans la mesure de F_2.(a) et (b) correspondent à la détermination des variables cinématiques par la méthode sigma et par la méthode de l'électron respectivement.*

3.3.2 Estimation du bruit de fond non physique

Une fraction du bruit de fond induit par le faisceau est éliminée au niveau du système de déclenchement. Les coupures de sélection, et en particulier la coupure sur la position du vertex ($z_0 \pm 30$ cm), réduisent la contribution du bruit de fond non physique à $\sim 1\%$. Pour estimer la contribution résiduelle nous disposons des événements enregistrés pendant les interactions de l'un des paquets (électrons ou protons) en mode "célibataire", c'est à dire simple paquet, ou en absence des deux paquets. En 1994 le nombre de paquets célibataires était de 15 pour les électrons et de 17 pour les protons sur un total de 210 paquets. Dans ce type d'événements l'interaction ne peut pas être attribuée à un processus électron-proton. Pour avoir la contamination de notre échantillon nous allons pondérer le nombre des événements célibataires ou vides survivant après coupures, par le rapport entre le courant des faisceaux et le courant des paquets:

$$N_{faisceau}^{tot} = N_{pilotes} \cdot \frac{I_{e/p}^{tot}}{I_{e/p}^{pilotes}} \tag{3.4}$$

Dans les tableaux 3.18a et 3.18b nous avons donné le pourcentage de contamination (après pondération) en fonction des variables cinématiques x et Q^2 pour deux méthodes de reconstruction. Dans (a) x et Q^2 ont été reconstruits à partir des variables électroniques et hadroniques (méthode sigma) et dans (b) à partir des variables purement électroniques (méthode électron). Ces deux méthodes sont présentées dans le chapitre 4. Les domaines considérés sont les mêmes que ceux que nous avons utilisé dans la mesure de F_2 (cf chapitre 5). Ce bruit de fond est soustrait statistiquement.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les étapes de l'extraction des événements de diffusion profondément inélastique de l'ensemble des données enregistrées par le détecteur H1 en 1994:

- Présélection (POT).
- Sélection "courant neutre" (mPOT).
- Sélection finale.

ainsi que la sélection des périodes de données et la soustraction du bruit de fond non physique. Nous avons traité plus particulièrement la présélection et la sélection "courant neutre" puisque le schéma que nous avons développé [20] a été utilisé par tout le groupe *Fonction de Structure* de H1 en 1994. Nous avons également décrit les critères pour atteindre la sélection finale des événements ayant servi à la mesure de la fonction de structure du proton [20].

Une fois la sélection effectuée, nous sommes en mesure de passer à l'étape suivante, la détermination précise des variables cinématiques caractérisant chaque interaction électron-proton. Celle-ci passe par les études de calibration et de la reconstruction cinématique qui sont maintenant présentées dans le chapitre 4.

Bibliographie

[1] H1 Collab., T.Ahmed et al., Nucl. Phys. B429 (1994) 477.

[2] T.Kurča,Thèse Université de Hambourg, H1-note H1-06/94-364.

[3] BEMC group, J.Bán et al., DESY 95-177, NIM

[4] T.Carli et al., H1-note H1-07/95-445.

[5] R.Prosi, H1-note H1-03/95-433.

[6] S.Egli, H1 software note H1-10/90-12.

[7] H.Kuester, H1 software note H1-03/94-45.

[8] L5-event classification, information en ligne H1ECLASS.

[9] H.-U. Martyn et al., H1 software note H1-05/93-13.

[10] Guide de l'utilisateur FPACK, 12/1994.

[11] J.F.Laporte, H1-note H1-04/93-284.

[12] J.F.Charles, J.F.Laporte et E.Perez, H1-note H1-04/93-284.

[13] U.Bassler et al., ELAN/analysis I, H1-note H1-02/95-429.

[14] B.González Piñeiro, U.Bassler et G.Bernardi, H1 software note H1-06/95-52.

[15] U.Bassler et G.Bernardi, H1 software note H1-06/95-51.

[16] S.Egli, H1 software note H1-10/90-46.

[17] H1 Collab., T.Ahmed et al., DESY 95-006, Nucl. Phys. B439 (1995) 471.

[18] R.Beyer,P.Biddulph et U.Strumann, H1-note H1-07/94-370.

[19] U.Bassler et al., ELAN/analysis I, H1-note H1-02/95-428.

[20] H1 Collab., T.Ahmed et al., DESY 96-39, envoyé à Nucl. Phys.

Chapitre 4

Calibration et reconstruction cinématique

La détermination précise des variables cinématiques est vitale pour la mesure de la fonction de structure du proton. Les conditions initiales étant fixées par l'expérience, il nous faut mesurer les variables qui caractérisent l'état final pour pouvoir reconstruire x et Q^2. Nous allons commencer ce chapitre par la présentation des méthodes de reconstruction cinématique utilisables à HERA. Ensuite nous allons voir comment déterminer les quantités mesurables qui vont nous permettre de calculer les variables x, y et Q^2. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous allons voir comment se mesurent l'énergie et l'angle de l'électron diffusé et avec quelle précision. Dans la troisième partie nous allons étudier de manière exhaustive la détermination de l'énergie du système hadronique final. Cette partie est particulièrement importante pour notre mesure car nous avons utilisé une méthode dite Sigma (Σ) qui fait intervenir de manière prépondérante l'énergie hadronique.

4.1 Les méthodes de reconstruction cinématique

Les méthodes de reconstruction cinématique relient les quantités mesurables avec les variables x, y et Q^2 de l'événement. A HERA, outre l'électron diffusé, l'état final hadronique est aussi mesurable. De ce fait les variables cinématiques peuvent être calculées par des méthodes indépendantes. La combinaison des différentes méthodes permet de maximiser le domaine cinématique exploré.

Les quantités mesurées caractéristiques de l'état final sont l'énergie et l'angle de l'électron diffusé (E'_e, θ_e), et l'énergie antilongitudinale et l'impulsion transverse du système hadronique (Σ, T), définies [1] comme:

$$\Sigma = \sum_h E_h - p_{z,h} \qquad\qquad T = \sqrt{(\sum_h p_{x,h})^2 + (\sum_h p_{y,h})^2} \tag{4.1}$$

L'état hadronique final peut être défini aussi par l'impulsion réduite (F) et l'angle hadronique (γ), quantités analogues à l'angle et l'impulsion du quark diffusé dans le modèle des partons naïf qui ont été adaptées à l'étude inclusive d'un état final complexe . Ces quantités peuvent être calculées à partir des variables Σ et T [1, 2, 3]:

$$\tan\frac{\gamma}{2} = \frac{\Sigma}{T} \qquad\qquad F = \frac{\Sigma^2 + T^2}{2\Sigma} \tag{4.2}$$

Nous avons à notre disposition quatre variables mesurées indépendamment pour reconstruire la cinématique. Pour la reconstruction de la cinématique nous allons déterminer d'abord y et Q^2 et en déduire x à l'aide de la relation $Q^2 = xys$, dans laquelle s est l'énergie disponible dans le centre de masse, qui peut s'exprimer en fonction des énergies des faisceaux incidents:

$$s = 4E_eE_p + m_e^2 + m_p^2 \simeq 4E_eE_p \tag{4.3}$$

La méthode classique, appelée ici *méthode électron* et qui est toujours utilisée dans les expériences à cible fixe, est celle qui fait intervenir uniquement les quantités associées au lepton diffusé:

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\sin^2\frac{\theta_e}{2} \qquad\qquad Q_e^2 = 4E'_eE_e\cos^2\frac{\theta_e}{2} \tag{4.4}$$

L'influence des erreurs de mesure de l'énergie et de l'angle sur y_e et Q_e^2 est donnée par les expressions suivantes [1]:

$$\frac{\delta Q_e^2}{Q_e^2} = \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \tan\frac{\theta}{2}\delta\theta \tag{4.5}$$

$$\frac{\delta y_e}{y_e} = \left(1 - \frac{1}{y_e}\right)\left(\frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{\delta\theta}{\tan\frac{\theta}{2}}\right) \tag{4.6}$$

Cette méthode est très précise dans la région des grands y (y >0.2), mais elle se dégrade rapidement quand y décroît [4], à cause du facteur en $1/y_e$ dans l'expression 4.6.

[1]On définit $A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$.

La méthode de reconstruction à partir des mesures sur l'état final hadronique (*méthode hadronique* [5]) donne la possibilité d'augmenter la précision dans le domaine des petits y. Dans cette méthode y et Q^2 sont définis comme:

$$y_h = \frac{\Sigma}{2E_e} \qquad\qquad Q_h^2 = \frac{T^2}{1-y_h} \tag{4.7}$$

L'expression de la propagation des erreurs de mesure sur y_h montre que la précision sur cette variable dépend uniquement de la résolution en énergie et en angle du détecteur, et en particulier est indépendante de y_h:

$$\frac{\delta y_h}{y_h} = \frac{\delta \Sigma}{\Sigma} \tag{4.8}$$

quoique la qualité de la mesure se dégrade à grand y, lorsque les hadrons sont diffusés dans le BEMC qui n'est pas un détecteur construit pour les mesures hadroniques. La mesure de Q^2 n'est pas aussi bonne qu'avec la méthode de l'électron car elle est affecté par les pertes des hadrons dans le tube à vide, spécialement à bas Q^2. Cette méthode est cependant la seule utilisable pour la reconstruction des processus "courant chargé".

La *méthode mixte* [6] combine y_h et Q$_e^2$ pour obtenir une mesure précise à moyen et grand y. Cette méthode a été utilisée dans la première analyse de F$_2$ réalisée dans H1 [7].

La *méthode du double angle* [2, 3] utilise l'angle de l'électron et l'angle inclusif du système hadronique:

$$y_{da} = \frac{tan\frac{\theta}{2}}{tan\frac{\theta}{2} + tan\frac{\gamma}{2}} \qquad\qquad Q_{da}^2 = 4E_e^2 \frac{cot\frac{\theta}{2}}{tan\frac{\theta}{2} + tan\frac{\gamma}{2}} \tag{4.9}$$

L'angle de l'électron est défini à partir de la trace associée à l'électron. En supposant que la mesure de l'énergie hadronique est homogène dans tout le détecteur nous pouvons déduire de la définition de l'angle hadronique 4.2 que la méthode du double angle sera insensible aux erreurs de calibration absolue du détecteur. La résolution est particulièrement bonne à grand Q^2, domaine dans lequel les énergies des jets sont grandes, mais elle se dégrade fortement à bas Q^2 et bas x [8].

La *méthode* Σ [9] est une méthode mixte construite de manière à ce que Q^2 et y soient indépendants du rayonnement QED dans l'état initial. L'énergie de l'électron est redéfinie à partir des variables associées au vertex hadronique, ce qui permet de diminuer l'influence de ce rayonnement. L'énergie initiale de l'électron est reliée à l'énergie antilongitudinale totale par les lois de conservation de l'énergie-impulsion:

$$\Sigma + E'_e(1 - cos\theta) = 2E_e \tag{4.10}$$

Cette expression est injectée dans la définition de y_h et ensuite Q^2 peut être exprimé en fonction des mêmes variables (Σ, E'_e, θ) pour obtenir les expressions suivantes:

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e(1 - \cos\theta_e)} \qquad\qquad Q^2_\Sigma = \frac{E'^2_e \sin^2\theta_e}{1 - y_\Sigma} \tag{4.11}$$

La variable x_Σ est définie comme:

$$x_\Sigma = Q^2_\Sigma / y_\Sigma s. \tag{4.12}$$

La propagation des erreurs de mesure sur y_Σ est donnée dans la formule suivante:

$$\frac{\delta y_\Sigma}{y_\Sigma} = (1 - y_\Sigma)\left(\frac{\delta\Sigma}{\Sigma} \oplus \frac{\delta E'_e}{E'_e} \oplus \frac{\delta\theta}{\tan\frac{\theta}{2}}\right) \tag{4.13}$$

Contrairement au cas de y_e (cf équation 4.6) il n'y a pas de dépendance en $1/y$. Dans le domaine des bas y, y_Σ se comporte comme y_h (cf équation 4.8) car c'est le terme en $\delta\Sigma/\Sigma$ qui domine. Dans le domaine des grands y, l'erreur sur y_Σ décroît selon $(1-y)$. Le terme $\delta\Sigma/\Sigma$, qui est toujours dominant, est partiellement compensé par le terme $(1-y)$, ce qui est un avantage déterminant à grand y par rapport à la méthode hadronique. La méthode Σ a des caractéristiques similaires à la méthode mixte à bas et moyen y, mais elle a une meilleure précision à grand y ce qui nous donne la possibilité de vérifier les résultats obtenus avec la méthode de l'électron dans cette région. Cette méthode nous permet donc d'effectuer une mesure précise dans tout le domaine cinématique accessible à HERA, y compris dans la région des petits x et Q^2. Toutefois la méthode la plus précise dans le domaine des grands y reste celle de l'électron.

Nous avons utilisé la méthode Σ dans l'analyse de la fonction de structure. Les résultats que nous avons obtenus ont été combinés dans H1 [10] avec ceux présentés par d'autres groupes d'analyse utilisant la méthode de l'électron pour avoir une mesure précise de la fonction de structure dans tout le domaine cinématique. La méthode de l'électron, plus précise à grand y, a été utilisée dans la région $y > 0.15$ et la méthode Σ dans le région $y < 0.15$. Nous avons fait en parallèle une analyse avec la méthode électron pour vérifier les résultats obtenus.

Nous pouvons comparer la qualité de la reconstruction de x et Q^2 avec ces deux méthodes, dans différentes régions de y. Les figures 4.1 et 4.2 représentent le rapport entre le x (Q^2) reconstruit avec chacune des deux méthodes et le x (Q^2) engendré dans la simulation. Nous avons travaillé avec l'échantillon de données simulées utilisé dans la mesure de F_2, c'est à dire après application de toutes les coupures d'analyse. Nous avons considéré cinq régions en y, haut en bas sur les figures: très grand (0.4-0.6), grand (0.2,0.4), moyen (0.1-0.2) petit (0.05,0.1) et très petit y (0.01-0.05). Les coupures à moyen et petit y (≤ 0.2) ont été appliquées sur y_Σ, par contre les coupures à grand y sont appliquées sur les variables électron. La résolution en x diminue avec y pour les deux méthodes. La méthode électron est un peu plus précise vers les grands y mais sa résolution se dégrade de manière importante pour $y < 0.05$. Pour des valeurs $y < 0.1$ elle présente un biais vers les petits x, qui devient important pour $y < 0.05$. La résolution en x de la méthode Σ est bonne et les biais négligeables dans tout le domaine cinématique, même à très petit y. Les "queues" de distribution à très grand y sont dûes aux événements dont l'électron a rayonné un photon dans l'état initial. La résolution en Q^2 est très bonne et pratiquement constante pour la méthode électron. La résolution en Q^2 de la méthode Σ est bonne, mais elle devient moins précise quand y augmente. La figure 4.3 nous permet de comparer directement les différences de reconstruction à partir des rapports x_Σ/x_e et Q^2_Σ/Q^2_e pour les données et la simulation.

Les méthodes que nous avons présentées font intervenir l'énergie de l'électron dans l'état initial. Lors du rayonnement d'un photon dans l'état initial l'électron voit son énergie diminuée ce qui devrait être pris en compte pour calculer la cinématique. Une possibilité est d'ignorer cet effet dans la reconstruction et corriger à postériori la section efficace mesurée de la contribution des processus radiatifs. Une autre possibilité est de redéfinir y, Q^2 et x à partir des variables associées au vertex hadronique. Dans ce type de méthode la reconstruction cinématique fait nécessairement intervenir une variable supplémentaire de l'état final. La première méthode à utiliser cette possibilité était la méthode du double angle indépendante de la radiation [2], qui utilise E'_e, θ et γ dans la reconstruction. Il existe aussi une variante de la méthode Σ (la *méthode* $I\Sigma$ [9], dans laquelle, outre y et Q^2, x est calculé indépendamment du rayonnement initial.

$$y_{I\Sigma} = y_\Sigma \qquad Q^2_{I\Sigma} = Q^2_\Sigma \qquad x_{I\Sigma} = \frac{Q^2_\Sigma}{y_\Sigma s^{vrai}} \tag{4.14}$$

avec s^{vrai} défini comme:

$$s^{vrai} = 4\left[\frac{\Sigma + E'_e(1-\cos\theta)}{2}\right] E_p \tag{4.15}$$

Dans ce type de méthode, la reconstruction est insensible au rayonnement, mais en contrepartie il y a une perte de résolution plus importante que celle introduite par le rayonnement QED. Pour la méthode Σ en particulier, du fait que les

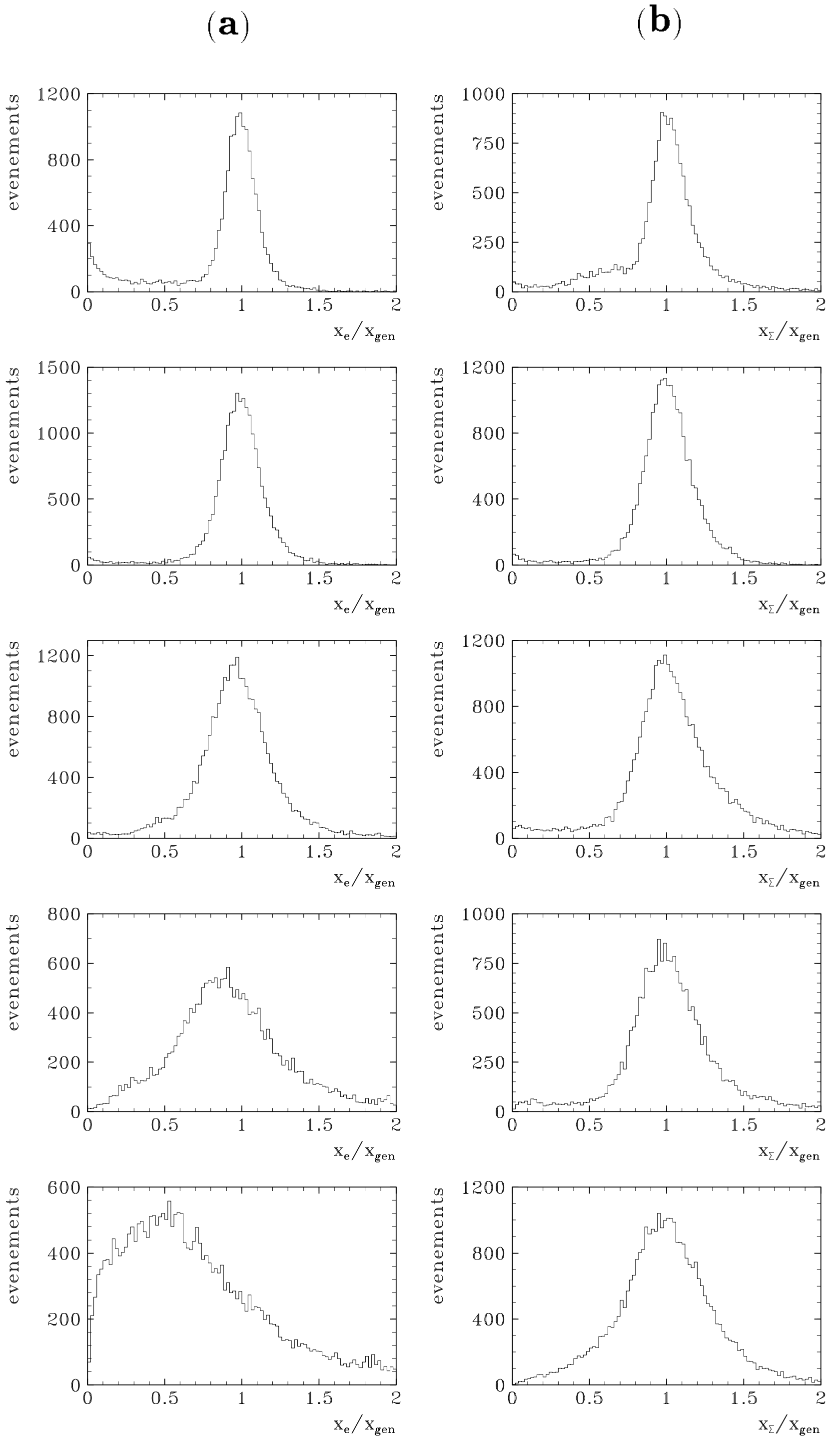

Figure 4.1: *Rapport entre x reconstruit et x engendré dans la simulation pour différents intervalles de y: du haut en bas nous avons (0.4,0.6), (0.2-0.4), (0.1,0.2) (0.05-0.1) et (.01-0.05). (a) Méthode électron (b) Méthode Σ.*

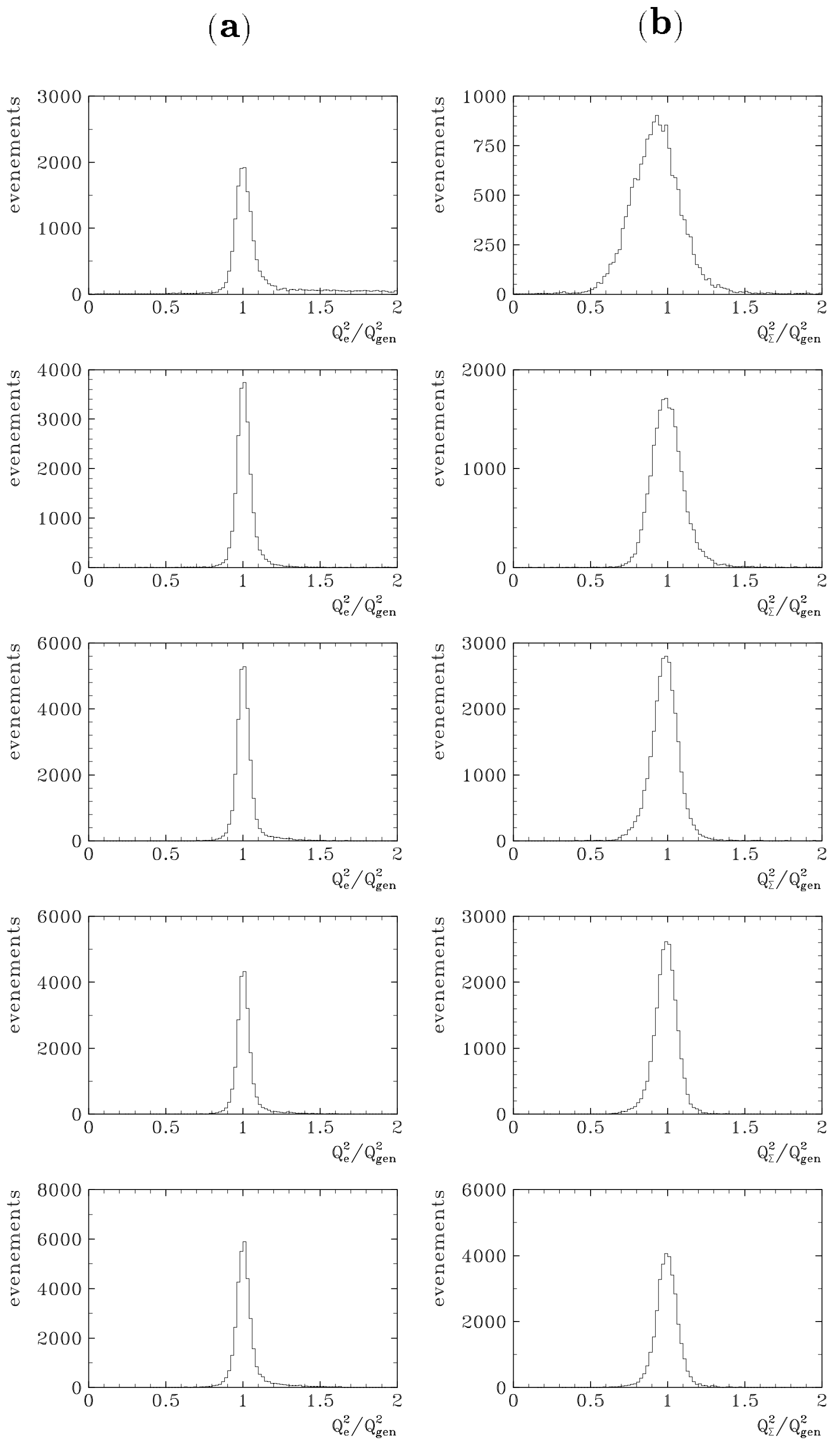

Figure 4.2: *Rapport entre Q^2 reconstruit et Q^2 engendré dans la simulation pour différents intervalles de y: du haut en bas nous avons (0.4,0.6), (0.2-0.4), (0.1,0.2) (0.05-0.1) et (.01-0.05). (a) Méthode électron (b) Méthode Σ.*

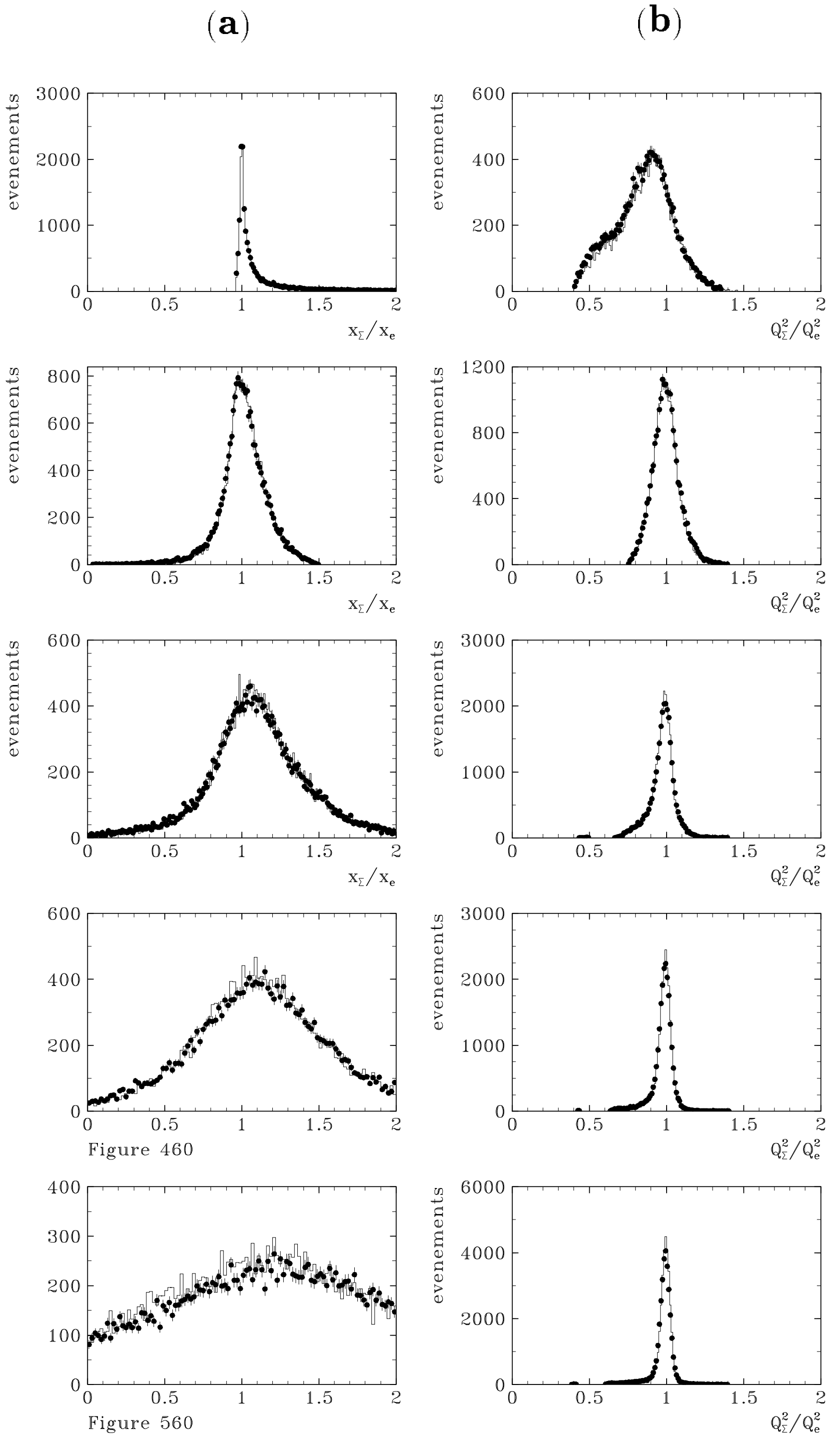

Figure 4.3: *(a) Comparaison des données (points) et de la simulation (histogramme) du rapport entre le x électron et x_Σ, et (b) entre Q^2 électron et Q^2_Σ dans différents intervalles de y. Du haut en bas nous avons (0.4,0.6), (0.2-0.4), (0.1,0.2) (0.05-0.1) et (.01-0.05).*

corrections radiatives sont de toute manière très faibles ($\simeq 2\%$ [9]) l'utilisation de s nominal n'a qu'une influence négligeable.

L'étude comparative des différentes méthodes montre que les variables les plus stables pour la reconstruction de x et Q^2 dans tout le domaine cinématique sont x_Σ et Q^2_e, ce qui suggère d'utiliser la *méthode* $e\Sigma$ [9] pour réaliser une reconstruction homogène dans tout le domaine accessible. Q^2 est déterminé à partir des quantités associées à l'électron et x est reconstruit selon la prescription Σ:

$$Q^2_{e\Sigma} = Q^2_e \qquad\qquad x_{e\Sigma} = x_\Sigma \tag{4.16}$$

La reconstruction de y est aussi améliorée. Cette méthode optimise la qualité de la reconstruction mais a le désavantage d'augmenter l'influence des corrections radiatives.

4.2 La reconstruction de l'électron

Nous allons maintenant expliquer comment nous avons déterminé les quantités associées à l'électron diffusé nécessaires pour la reconstruction des variables cinématiques: sa position (angle polaire) et son énergie.

4.2.1 Reconstruction de l'angle

Mesurer précisement la position de l'électron est fondamental pour avoir une bonne résolution en y et Q^2 particulièrement dans la méthode de l'électron mais aussi dans la méthode Σ. Dans le domaine des bas Q^2 l'angle de l'électron est déterminé à partir de la position du point d'interaction et de la position de l'électron dans le détecteur. La position du point d'interaction est déterminée à partir des chambres centrales avec une erreur inférieure à 1 cm dans environ 80% des cas: dans les 20% restant les chambres avant sont utilisées car il n'y a pas de trace dans la partie centrale et l'erreur sur la position du vertex varie entre 1 et 5 cm. Nous pouvons définir la position de l'électron soit à partir du centre de gravité de l'amas électromagnétique détecté dans le BEMC, soit à partir de l'impact BPC le plus proche de l'amas. Dans le cas optimal dans lequel il n'y a qu'un seul impact dans la chambre, la résolution spatiale [11] déterminée à partir de la BPC est meilleure que 1.5 mm mais la résolution du BEMC est au mieux de 7 mm. Ces valeurs correspondent à des résolutions en θ de 1 et 5 mrad respectivement. Nous pouvons comparer les distributions simulées de la différence entre l'angle polaire reconstruit à partir de chacun de ces détecteurs et l'angle engendré (fig. 4.4). D'après ces distributions, il est évident qu'une amélioration sensible est obtenue lorsque la position est déterminée avec la BPC, ce que nous allons faire dans notre analyse.

Un déplacement de la BPC par rapport au BEMC a été détecté [19] (x =1.4 mm et y =2.5 mm). La position de l'électron diffusé est calculée en prenant compte de ce décentrage. Cette correction est aussi importante pour la calibration du BEMC qui est basée sur la position donnée par la BPC. Une deuxième correction a été appliquée, car l'axe du faisceau était incliné par rapport à l'axe de symétrie z du détecteur. Sur la fig. 4.5 nous pouvons voir la distribution des événements en fonction de l'angle ϕ après une coupure sur l'angle polaire ($\theta < 172°$). Les figures 4.5a et 4.5b correspondent respectivement aux distributions avant et après la prise en compte de l'inclinaison du faisceau dans le calcul de l'angle de diffusion. Comme la section efficace ne dépend pas de l'angle azimutal, la distribution des événements en fonction de ϕ doit être uniforme, mis à part les pertes dans les zones non instrumentées, ce qui devient

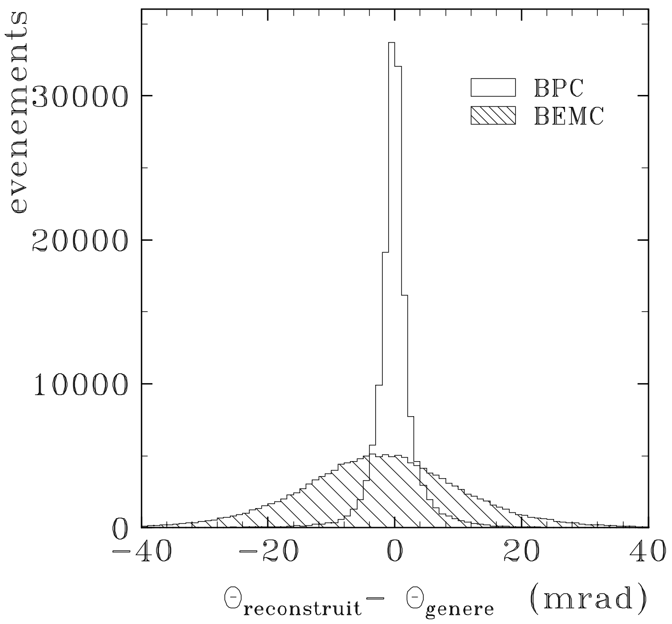

Figure 4.4: *Simulation de la différence entre l'angle polaire reconstruit et engendré pour les électrons diffusés dans le BEMC. La résolution est fortement améliorée si on utilise l'impact dans la chambre proportionnelle arrière (BPC), au lieu du centre de gravité de l'amas pour déterminer la position de l'électron. La valeur moyenne et la résolution sont respectivement de -0.1 mrad et 0.9 mrad pour la BPC et de -2.5 mrad et 8 mrad pour le BEMC.*

le cas après correction. Après celle-ci, un ajustement par une fonction $A \cos Bx$ ou par une fonction linéaire donne le même χ^2. La distribution angulaire des événements après toutes ces corrections, y compris la pondération avec la fonction de structure mesurée, est montrée sur les figures 4.6 (échelle linéaire) et 4.7 (échelle logarithmique). La distribution croît rapidement vers les petits angles de diffusion (grands θ) à cause de la dépendance en $1/Q^4$ de la section efficace. L'accord entre les données et la simulation est bon, les différences étant toujours compatibles avec les barres d'erreur statistiques des données. La même distribution est visible sur la fig. 4.7 en utilisant une échelle logarithmique sur l'axe des ordonnées, pour pouvoir observer en détail le comportement à petit angle, pour lequel l'accord est également excellent. Le bruit de fond dû à la photoproduction

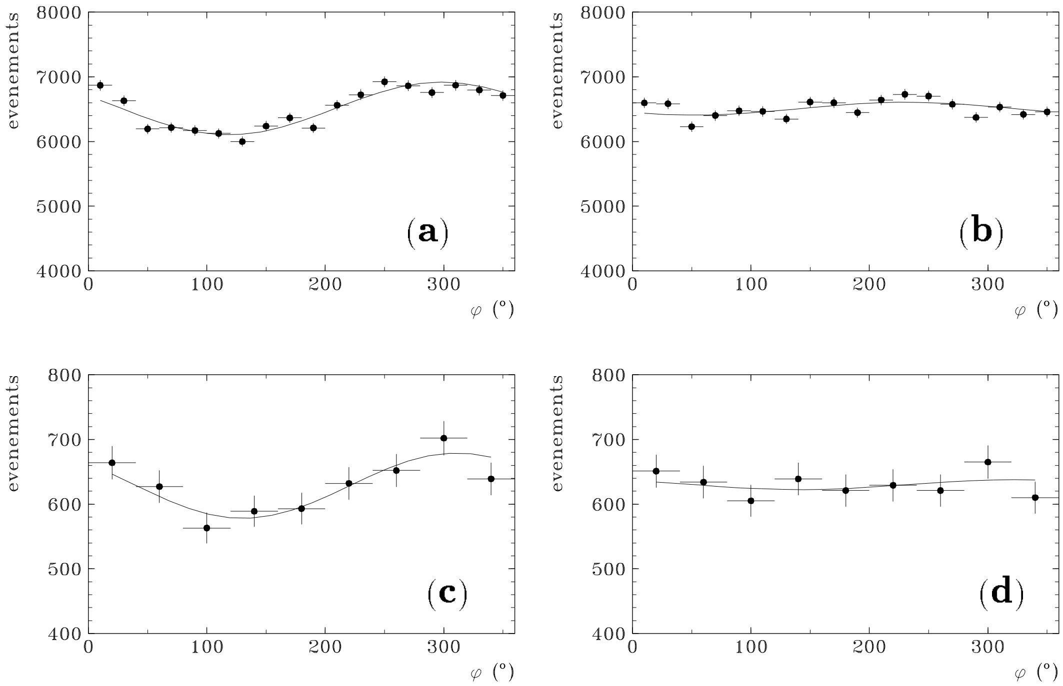

Figure 4.5: *Distribution des événements en fonction de l'angle azimutal pour les données avec le vertex dans la position nominale (a,b) (déplacée (c,d)), avant (a,c) et après (b,d) la prise en compte dans le calcul des angles de diffusion de l'inclinaison du faisceau par rapport à l'axe de symétrie z du détecteur. Les distribution sont ajustées à l'aide des fonctions (lignes continues) $F^{nom}_{avant}(x) = 6510 + 407\cos(x + 1.0)$ ($F^{depl}_{avant}(x) = 628 + 51\cos(x + 0.9)$) et $F^{nom}_{apres}(x) = 6508 + 99\cos(x + 2.2)$ ($F^{depl}_{apres}(x) = 630 + 7.7\cos(x + 0.7)$). Les valeur des χ^2 avant et après correction sont 33 (4.5) et 32 (4.2) respectivement par 18 (9) intervalles de mesure. Cette correction est propagée sur le calcul des variables cinématiques x, y et Q^2.*

a été aussi simulé. Il se concentre à $\theta > 176°$ et il doit être ajouté à la simulation DIS pour obtenir un bon accord données/Monte-Carlo à grand θ.

La vérification de la mesure de l'angle [13] a été effectuée par comparaison avec l'angle défini avec le vertex et la chambre interne (CIP) ou avec le vertex et l'amas. Un possible déplacement de θ_{BPC} a été estimé à moins de 1 mrad, par comparaison de la valeur moyenne de $\theta_{BPC} - \theta_{CIP}$ dans différentes conditions.

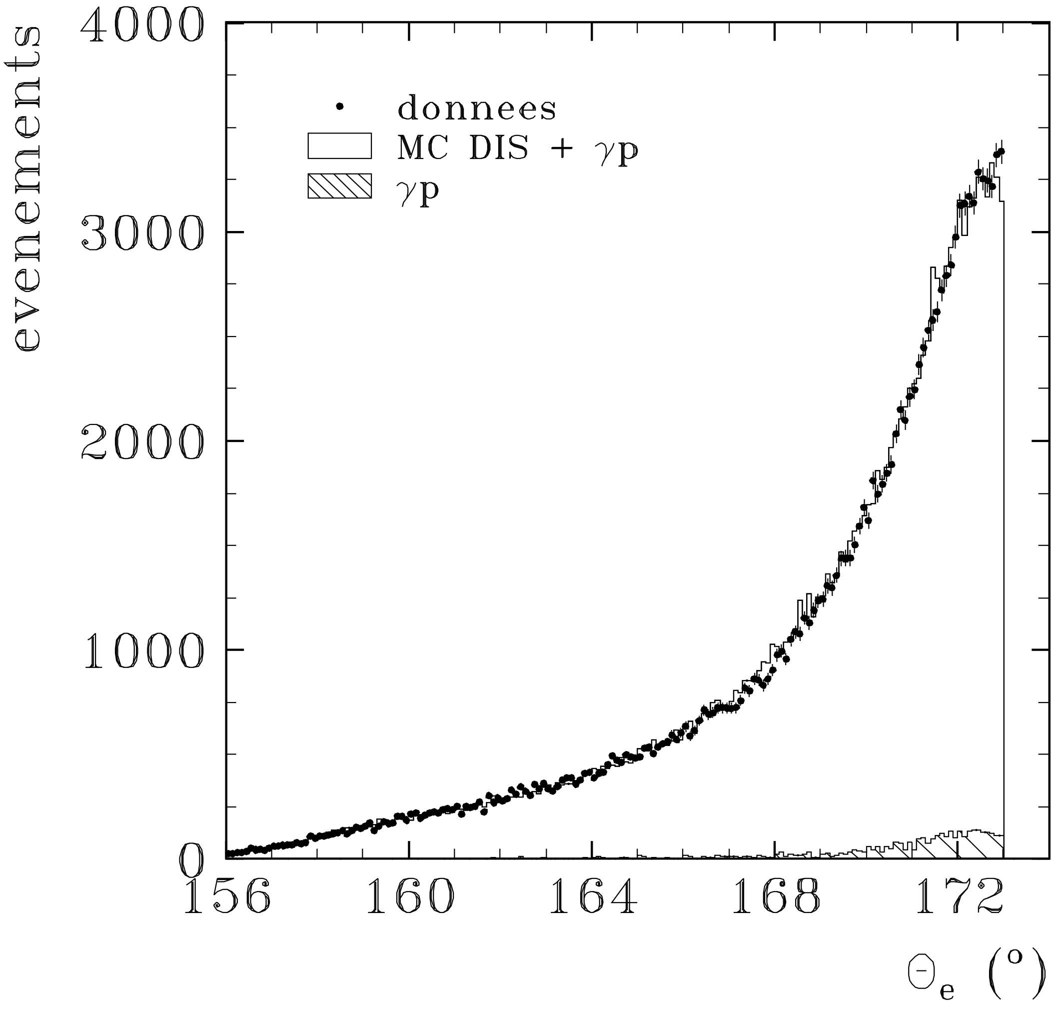

Figure 4.6: *Distribution des événements en fonction de l'angle polaire de l'électron diffusé dans le domaine des bas Q^2, après pondération par la fonction de structure mesurée. L'histogramme rayé correspond à la photoproduction(γp), qui est aussi ajoutée aux événements simulés DIS, (la somme est représentée par l'histogramme) pour la comparaison avec les données expérimentales (points noirs, données avec leurs erreurs statistiques).*

Nous avons suivi les mêmes étapes pour déterminer l'angle des données prises avec le point d'interaction déplacé. Dans les figures 4.5c et 4.5d nous avons montré la répartition des événements en fonction de ϕ avant et après prise en compte de l'inclinaison du faisceau. La distribution des événements en fonction de l'angle polaire après toutes corrections est montrée sur les figures 4.8a (échelle linéaire) et 4.8b (échelle logarithmique).

Pour déterminer l'angle à grand Q^2 nous n'avons pas utilisé le point d'in-

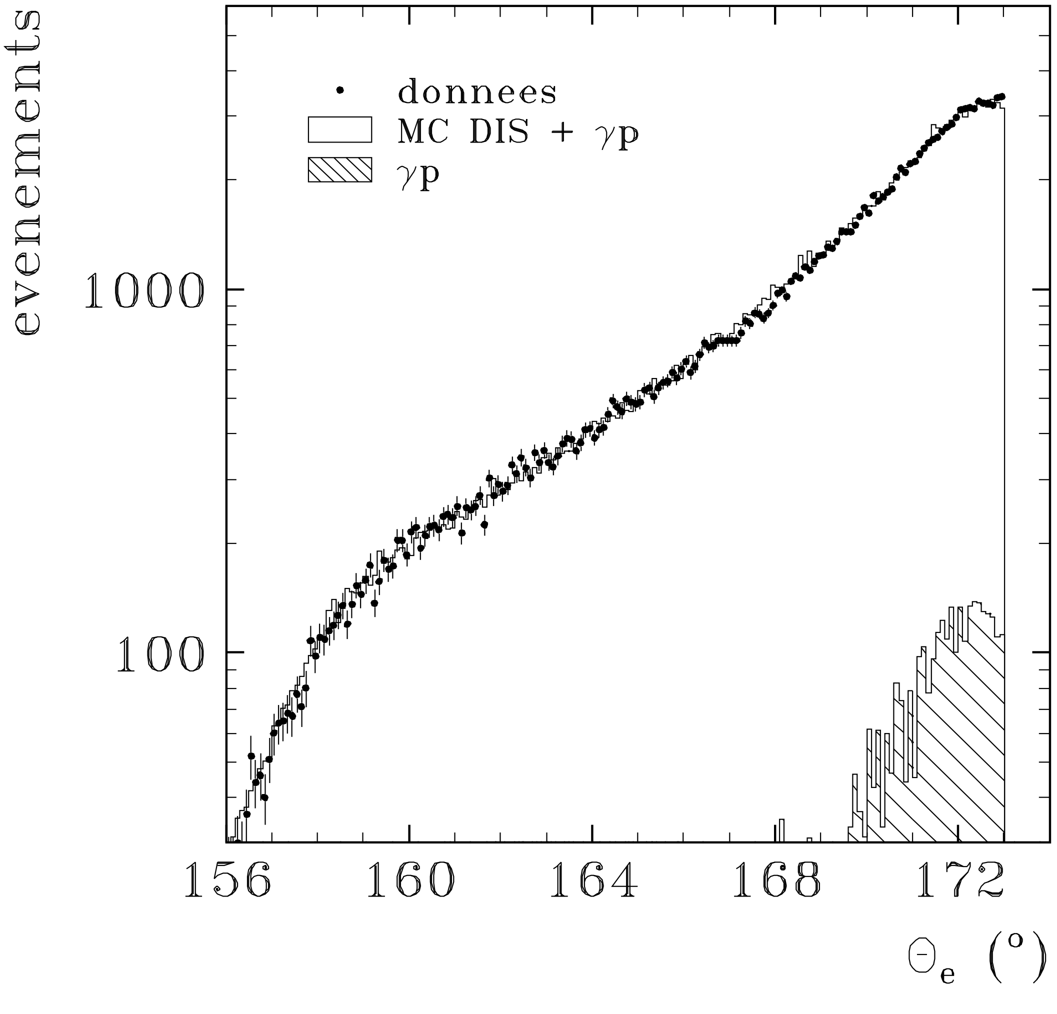

Figure 4.7: *Distribution des événements (échelle logarithmique) en fonction de l'angle polaire de l'électron diffusé dans le domaine des bas Q^2 après pondération par la fonction de structure mesurée. L'histogramme rayé correspond à la photoproduction(γp), ajoutée aux événements simulés DIS, pour la comparaison avec les données expérimentales.*

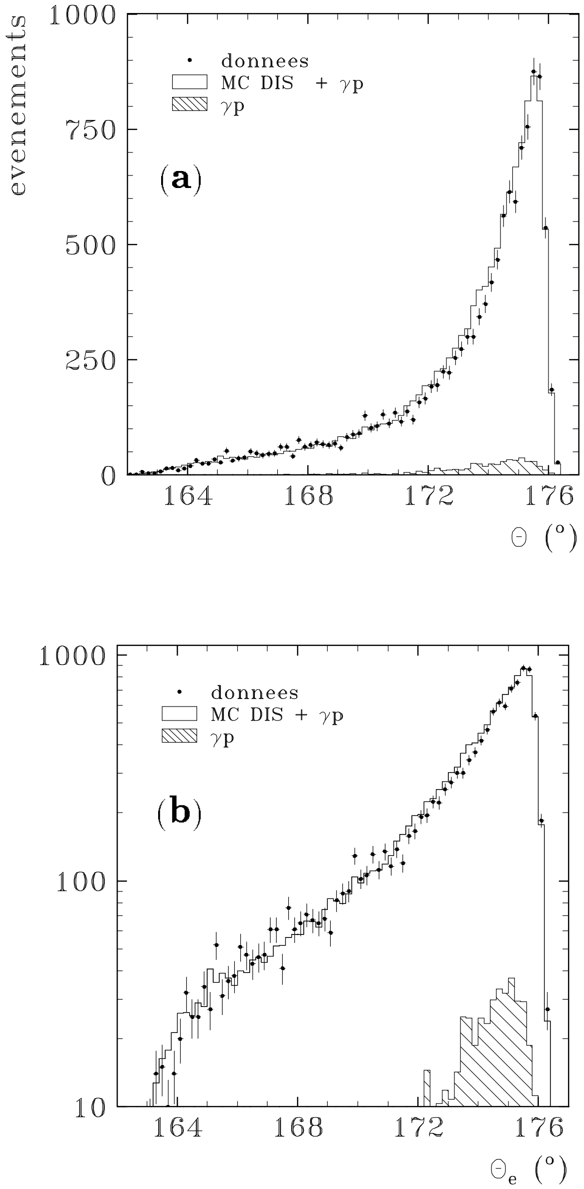

Figure 4.8: *Distribution des événements avec le vertex déplacé en fonction de l'angle polaire de l'électron diffusé, après pondération par la fonction de structure mesurée. (a) échelle linéaire et (b) échelle logarithmique sur l'axe des ordonnées. L'histogramme rayé correspond à la photoproduction(γp), ajoutée aux événements simulés DIS, pour la comparaison avec les données expérimentales.*

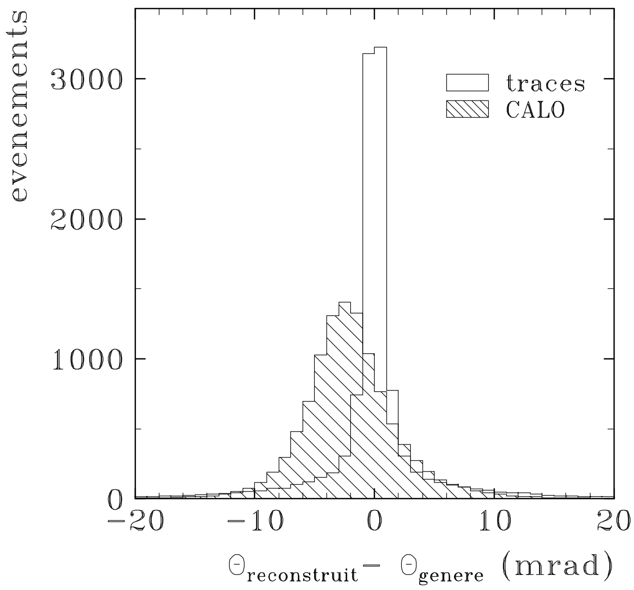

Figure 4.9: *Simulation de la différence entre l'angle polaire reconstruit avec le système de mesure de traces ou avec la position de l'amas et l'angle polaire engendré pour les électrons diffusés dans le CALO. L'angle déterminé avec le CALO est sous-estimé systématiquement de 2.5 mrad, mais n'est pas utilisé dans l'analyse.*

teraction et la position du centre de gravité de l'amas contrairement aux années précédentes [7, 12], mais l'angle mesuré à partir du système de traces centrales. La fig. 4.9 montre la différence entre l'angle polaire reconstruit à partir des traces ou de la paire amas-vertex et l'angle engendré. L'angle polaire est systématiquement sous-estimé lorsqu'il est déterminé avec le centre de gravité de l'amas. Ceci est dû à la granularité du calorimètre et au fait que la majeure partie de ces événements s'accumulent à l'arrière du CALO. La résolution est améliorée lorsque l'angle est déterminé à partir des traces ($\sigma_{traces} = 0.7\ mrad$ et $\sigma_{amas} = 1.9\ mrad$).

4.2.2 Calibration de l'énergie

Calibration du BEMC

La calibration du BEMC a été réalisée en deux étapes. La première étape concerne la calibration initiale effectuée dans la période précédent la première prise des données. Elle est basée sur trois types de données [14]:

- Données prises en 1990 avec le faisceau test d'électrons à DESY.

- Données prises en 1991 avec les faisceaux test d'électrons, pions et muons au CERN.

- Données des muons cosmiques enregistrées à l'Université de Hambourg en 1991.

Une deuxième étape est nécessaire pour tenir compte des différences entre l'environnement des modules pendant les tests en faisceau et l'environnement H1 ainsi que des facteurs susceptibles de changer la calibration au cours du temps [15]. Trois méthodes ont été utilisées pour atteindre et surveiller l'échelle d'énergie avec une précision de 1% [11]:

- La méthode du pic cinématique.

  La distribution des électrons diffusés quasi-élastiquement est dominée par un maximum à l'énergie du faisceau d'électrons incidents ($\simeq$27.5 GeV). Ce pic a une forme asymétrique. Le côté à haute énergie est dominé par la résolution du calorimètre et est décrit, avec une bonne approximation, par une gaussienne. Le côté à basse énergie devient plus asymétrique quand l'angle de diffusion de l'électron augmente et est sensible à la fonction de structure du proton. La calibration est faite par ajustement de la partie à haute énergie du spectre observé au spectre simulé.

  Une autre possibilité est de rendre le pic cinématique "monochromatique". Les événements du pic sont sélectionnes avec une coupure sur la variable cinématique y ($y < 0.05$) et la position du pic est directement corrigée dans les données pour avoir une bonne correspondance avec la simulation. Les résolutions peuvent alors être directement comparées.

- La méthode du double angle.

  L'énergie est calculée à partir de l'angle de l'électron diffusé (θ_e) et l'angle caractéristique du système hadronique (γ):

$$E'_e = \frac{2E_e}{\sin\theta_e(\tan\frac{\theta_e}{2}) + \tan\frac{\gamma}{2}} \tag{4.17}$$

  L'énergie ainsi calculée est indépendante de la calibration absolue et peu sensible à la présence de matériaux morts [16]. Les événements utilisés appartiennent au pic cinématique monochromatique, domaine dans lequel la mesure de l'énergie avec la méthode du double angle est précise. Cette région est sélectionnée avec une coupure sur l'angle hadronique ($15° < \gamma < 60°$). La correction à appliquer est donnée par la valeur moyenne de la différence entre l'énergie calculée et l'énergie reconstruite ($(E_{da} - E_{rec})/E_{da}$). Les facteurs de correction sont déterminés pour chaque domaine de 1 cm en fonction de la variable $max(|x|, |y|)$.

- La méthode QED Compton.

  Cette méthode utilise les événements issus des processus QED Compton élastiques ($ep \rightarrow ep\gamma$). L'électron et le photon sont diffusés dans le BEMC et leurs impulsions transverses sont pratiquement compensées. L'énergie de l'électron et du photon sont exprimées en fonction des angles de diffusion [17] (θ_e et θ_γ) et ensuite comparées aux énergies mesurées dans le BEMC. C'est la méthode principale pour le domaine des basses énergies.

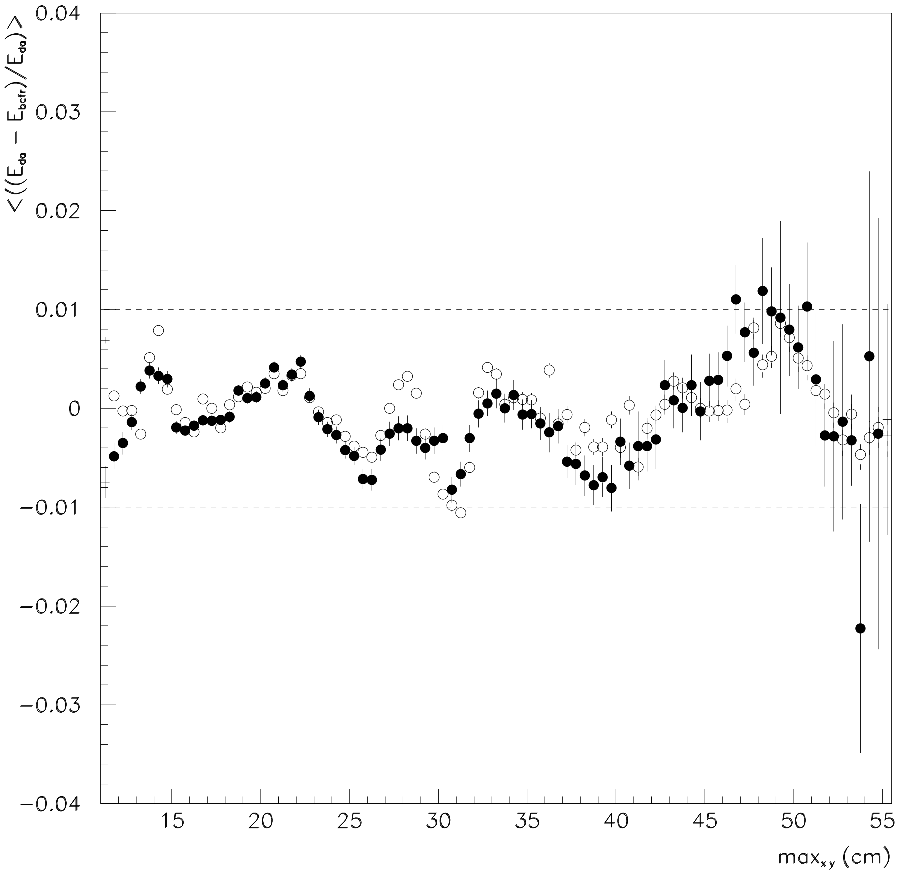

Figure 4.10: *Différence (%) entre l'énergie mesurée dans le BEMC après calibration et l'énergie calculée avec la méthode du double angle en fonction du maximum des valeurs absolues des coordonnées x et y de l'impact BPC associé à l'amas de l'électron. Les points blancs (noirs) correspondent aux données (simulation).*

En 1994, l'échelle globale d'énergie a été ajustée en utilisant la méthode du pic cinématique [11]. La méthode du double angle a été utilisée pour vérifier les résultats obtenus dans les modules carrés, et elle a permis d'améliorer la calibration dans la région interne du BEMC (modules triangulaires) et dans la zone des matériaux morts située entre les modules triangulaires et carrés [18]. Cette étude a été réalisée parallèlement pour les données avec le vertex dans la position nominale et déplacée, ce qui était nécessaire car, pour un même point d'impact, les corrections des matériaux morts dépendent de l'angle d'incidence. Une vérification complémentaire a été effectuée avec les événements QED Compton. L'ajustement [11] réalisé sur la distribution de la somme des énergies de l'électron et du photon donne une position moyenne égale à 27.5 GeV avec une erreur statistique de 0.3%.

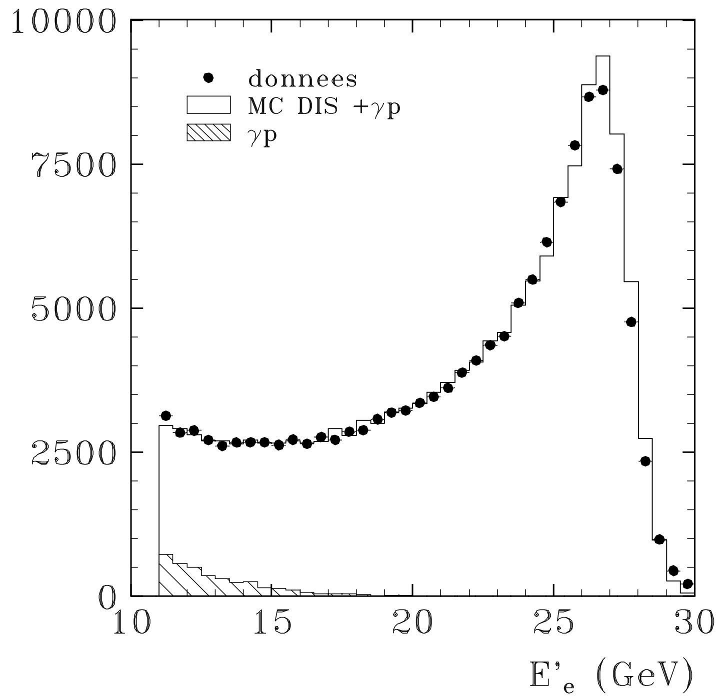

Figure 4.11: *Spectre d'énergie de l'électron diffusé pour les événements avec le vertex dans la position nominale après calibration et pondération par la fonction de structure mesurée. L'histogramme rayé correspond aux événements simulés de photoproduction, contribution qui est ajoutée à la simulation DIS pour comparaison avec les distributions mesurées dans les mêmes conditions de bruit de fond.*

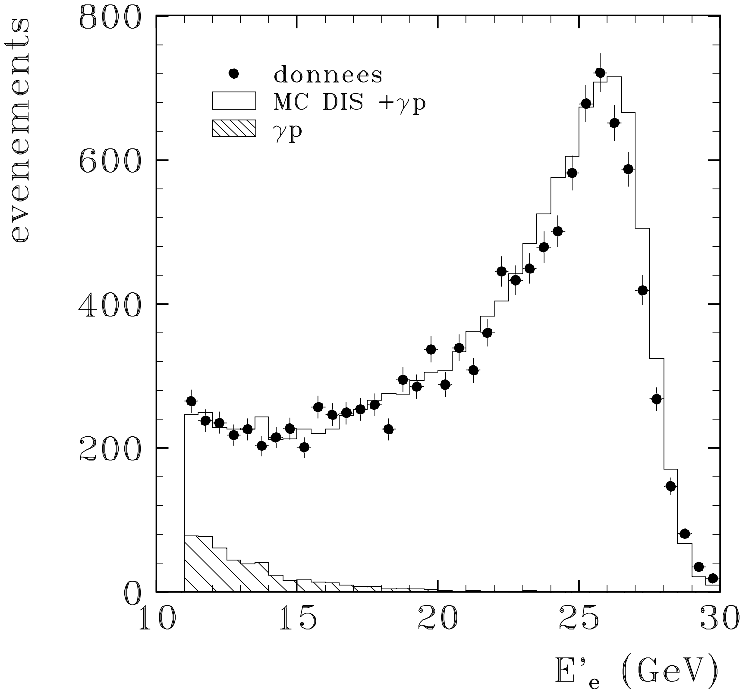

Figure 4.12: *Spectre d'énergie de l'électron diffusé pour les événements avec le vertex dans la position déplacée, après calibration et pondération par la fonction de structure mesurée. L'histogramme rayé correspond aux événements simulés de photoproduction, contribution qui est ajoutée à la simulation DIS pour comparaison avec les distributions mesurées dans les mêmes conditions de bruit de fond.*

La dépendance angulaire de la calibration en énergie a aussi été étudiée avec la méthode du double angle. Les valeurs moyennes de la différence entre l'énergie calculée (E_{da}) et l'énergie mesurée (E_{BCFR}) en fonction du maximum des valeurs absolues des coordonnées x et y de l'impact BPC associé à l'amas de l'électron sont montrées sur la fig. 4.10 [19]. Ces études ont fourni une calibration de l'échelle d'énergie avec une précision inférieure au pourcent dans la région angulaire $160° < \theta < 176°$ correspondant aux 32 modules proches du tube du faisceau. En dehors de cette région la statistique disponible ne permet pas d'atteindre le même niveau de précision. Dans la région angulaire $155° < \theta < 160°$, région qui couvre les modules extérieurs du BEMC, la précision est de 2% [18]. Des études destinées à améliorer la connaissance de l'échelle dans la région couverte par le BEMC et le BBE, $150° < \theta < 155°$, ont prouvé que l'incertitude associé à l'échelle d'énergie était inférieure à 5% dans cette région [12]. Cependant, dans notre analyse, seuls les événements dont l'électron est entièrement contenu, soit dans le BEMC, soit dans le CALO ont été utilisés.

La distribution de l'énergie de l'électron diffusé après calibration est montrée sur la fig. 4.11. La simulation décrit bien les données, compte tenu de l'incertitude de 1% sur la calibration, y compris à basse énergie, loin de la région du pic cinématique qui a servi à calibrer le détecteur. Le spectre d'énergie pour les données avec le vertex déplacé est montré sur la figure 4.12. Les différences entre les données et la simulation restent compatibles avec les erreurs totales obtenues à partir de la combinaison quadratique des erreurs statistiques et systématiques.

Calibration du CALO

La calibration du calorimètre à argon liquide a été effectuée en deux étapes. Une calibration initiale a été réalisée au CERN en 1989 et 1990 dans un domaine d'énergie semblable à celui couvert par les électrons diffusés à HERA. La bonne homogénéité et la stabilité des calorimètres à argon liquide a permis de calibrer des configurations représentatives des modules plutôt que chaque module individuel de chaque roue. La finalité des tests était d'obtenir les fonctions de calibration de l'énergie pour des électrons [20], des hadrons et des jets [21] et d'étudier la séparation électron-pion [22]. L'échelle d'énergie est ensuite vérifiée et corrigée avec les données enregistrées lors des collisions électron proton. Les méthodes utilisées dans la calibration des modules sont décrites ci-dessus.

En 1994 l'échelle d'énergie a été déterminée par la méthode du pic cinématique monochromatique [23]. Les fonctions de calibration ont été établies pour les données et la simulation par comparaison des valeurs moyennes de l'énergie mesurée ou reconstruite avec la valeur moyenne de l'énergie "vraie" déterminée à partir de la simulation. La calibration a été effectuée cm par cm en fonction de la position de l'électron et octant par octant en fonction de l'angle azimutal ϕ. La fonction de calibration globale pour les données et la simulation sont montrées sur les figures 4.13a et 4.13b respectivement. La calibration est faite pour $z_e < -40$ cm à cause des limitations statistiques. Les deux "vallées" que nous pouvons voir dans 4.13b correspondent aux zones non instrumentées situées entre les roues CB1/BBE ($z_e = -160$ cm) et CB1/CB2 ($z_e = -40$ cm). La correction devient importante aussi vers -190 cm, zone qui correspond à la fin du BBE. Les différences observées entre les données et la simulation sont dûes aux différences de comportement des modules considérés. Les résultats obtenus ont été testés par comparaison avec l'énergie calculée par la méthode du double angle (fig. 4.13c et fig. 4.13d respectivement). L'échelle est déterminée avec une précision meilleure que 3%. L'échelle électromagnétique a été déterminée indépendamment par la méthode du double angle à partir des événements (1+1) jet et QED Compton [24]. L'accord [25] avec les résultats obtenus à partir des

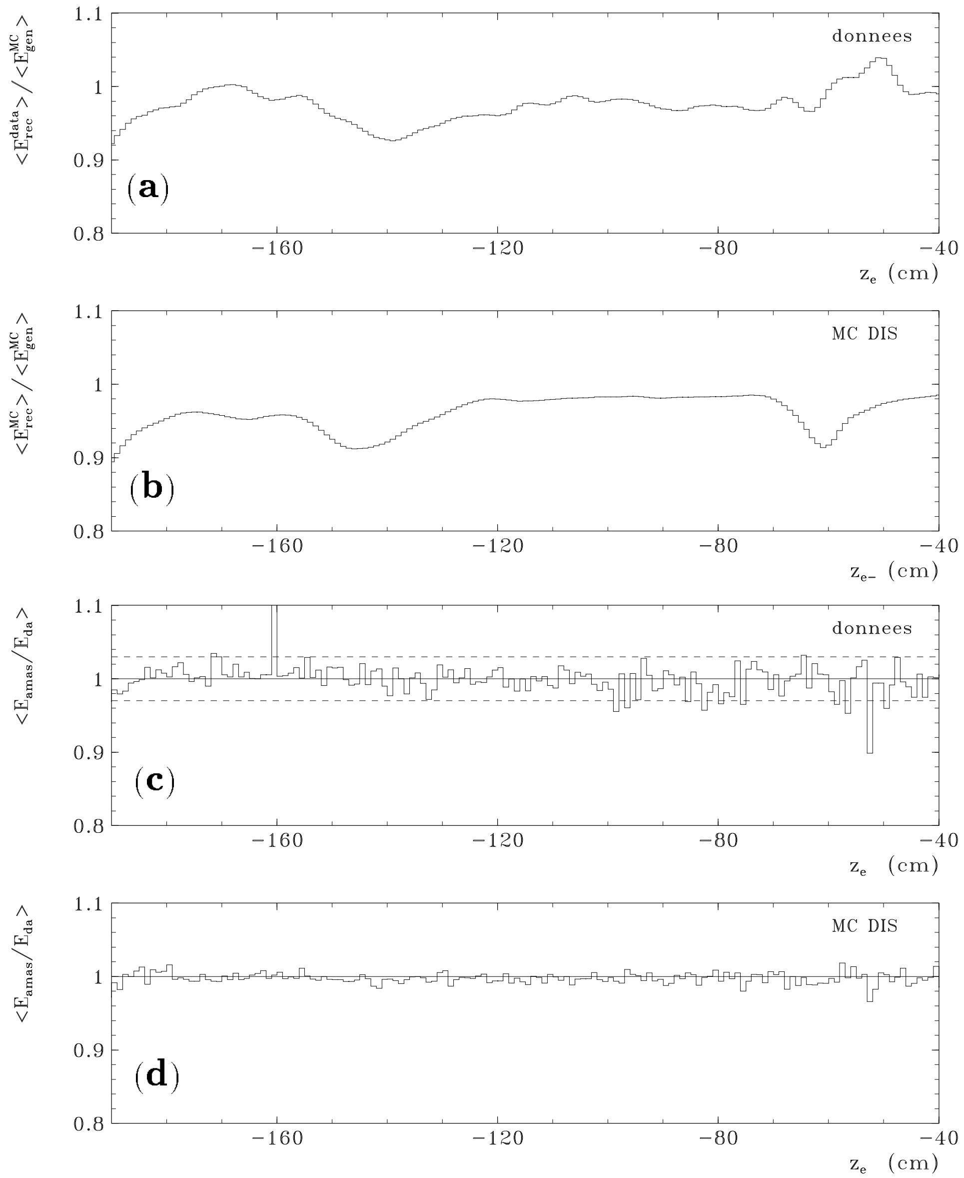

Figure 4.13: *(a) Coefficients de calibration de l'énergie électromagnétique mesurée dans le CALO en fonction de la position en z de l'électron diffusé, déterminée à partir de la trace associée à l'électron. (b) Coefficients de calibration pour les événements simulés. (c) Rapport moyenné cm par cm, après la calibration de l'énergie mesurée, de l'énergie de l'amas et de l'énergie calculée par la méthode du double-angle en fonction de z. (d) Rapport, après calibration de l'énergie simulée, des énergies reconstruite et calculée.*

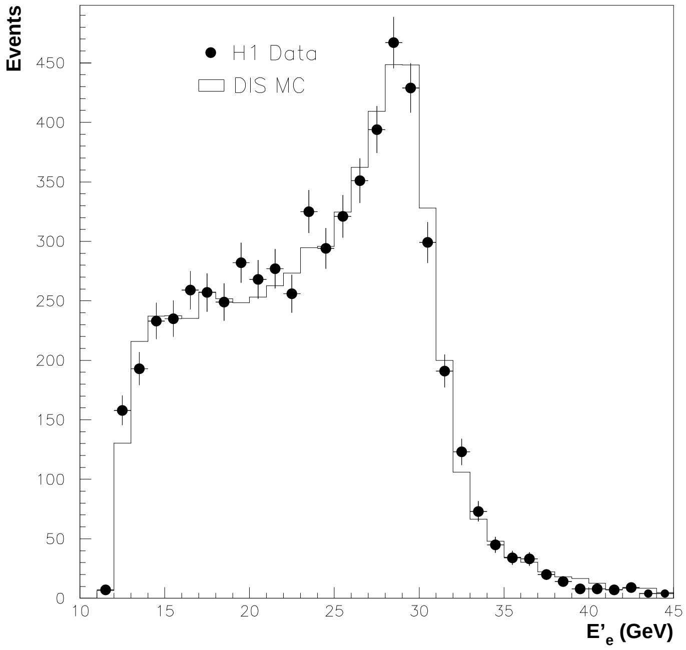

Figure 4.14: *Spectre d'énergie de l'électron diffusé dans le domaine des grands Q^2 après calibration et pondération par la fonction de structure mesurée. L'histogramme rayé correspond aux événements simulés de photoproduction, contribution qui est ajouté à la simulation DIS pour comparer avec les distributions mesurées dans les mêmes conditions de bruit de fond.*

événements (1+1) jet, est très bon sauf dans la région CB2 dans laquelle la statistique devient faible et il apparait des différences de l'ordre de 4%. La calibration avec les événements QED Compton donne des résultats systématiquement différents (de l'ordre de 3%) cohérents entre données et Monte Carlo. La distribution de l'énergie de l'électron diffusé est montrée dans la fig. 4.14. L'accord entre les données expérimentales et la simulation après calibration est bon.

4.3 La reconstruction de l'énergie du système hadronique

4.3.1 Reconstruction et calibration

Le CALO étant un calorimètre non compensé, la réponse des hadrons est de l'ordre de 30% inférieure à celle des électrons de la même énergie. L'énergie des hadrons détectés dans le CALO est initialement reconstruite sur l'échelle électromagnétique. Une correction additionnelle doit être effectuée sur la composante purement hadronique pour reconstruire l'énergie initiale. L'échelle hadronique est obtenue par l'application des techniques de pondération [26] utilisées dans l'expérience CDHS qui ont été adaptées et développées ultérieurement par H1 [27]. La calibration hadronique a été étudiée dans les tests du CERN avec des faisceaux de pions [28]. A ce stade les corrections en énergie et les fonctions de pondération appliquées sont identiques pour les données expérimentales et simulées. Des études réalisées par le *groupe de calorimétrie H1* (ESCALE) sur le rapport entre l'impulsion transverse de l'-electron et du système hadronique ont montré qu'il y a une différence d'environ 4% [29] entre l'échelle d'énergie hadronique expérimentale et simulée.

La réponse du BEMC aux hadrons a été étudiée dans les tests du CERN avec des faisceaux de pions [11]. La profondeur du BEMC est égale à une longueur d'interaction nucléaire ce qui fait que 40% des pions chargés traversent le BEMC sans interaction. Une gerbe de pion dépose en moyenne 45% de son énergie dans le BEMC. Le bon accord entre les données prises avec le faisceau test et la simulation justifie l'utilisation du BEMC dans les mesures de l'énergie hadronique dans la région arrière de H1. L'énergie des hadrons détectés dans le BEMC est corrigée par un facteur 1.6 [30] pour compenser les pertes d'énergie à l'arrière du détecteur, l'énergie déposée dans les matériaux morts et les différences de réponse des électrons et des pions.

Nous avons réalisé une étude détaillée pour vérifier l'accord entre les données expérimentales et la simulation dans la description de l'énergie hadronique. Cette étude est basée dans les comparaisons de la variable cinématique y déterminée soit à partir de l'électron (y_e), soit à partir du système hadronique (y_h) (cf 4.1). La comparaison des valeurs moyennes des rapports y_h/y_e nous a permis de confirmer la différence de 4% existant entre les énergies mesurées et simulées des hadrons détectés dans le CALO. Nous avons corrigé cette différence en appliquant un facteur de correction 1.04 sur l'énergie hadronique (non associée à l'électron) mesurée dans le CALO. Après correction, les valeurs moyennes obtenues sont $< y_h/y_e >= 0.663$ (σ=0.27) pour les données et $< y_h/y_e >= 0.671$ (σ=0.26) pour la simulation. Nous avons effectué le même type de vérification pour les hadrons détectés dans le BEMC. Nous proposons l'utilisation d'une correction supplémentaire, justifiée par une différence de 5% entre les valeurs moyennes du rapport y_h/y_e. Ceci implique que la correction globale est égale à $\epsilon = 1.6 * 0.95 = 1.52$. Les valeurs moyennes après correction sont $< y_h/y_e >= 0.558$ (σ=0.27) pour les données et $< y_h/y_e >= 0.552$ (σ=0.25) pour la simulation. Nous avons étudié aussi le comportement du rapport des impulsions transverses de l'électron et du système hadronique lesquelles, mis à part les pertes dans le tube à vide, devraient être compensées.

La mesure de la fonction de structure du proton étant une mesure inclusive, une description détaillée de la distribution de l'énergie dans le détecteur n'est pas nécessaire. Cependant du fait que trois détecteurs différents sont impliqués dans la mesure, il est important d'étudier séparement les contributions associées. Nous pouvons distinguer trois composantes de y_h, chacune reliée à l'énergie hadronique déposée dans un de ces détecteurs:

$$y_h = \frac{\Sigma}{2E_e} = \frac{\sum_h E_h - p_{z,h}}{2E_e} = \frac{\Sigma_{CALO} + \Sigma_{BEMC} + \Sigma_{traces}}{2E_e} \tag{4.18}$$

L'expression précédente montre que les erreurs commises dans la détermination de l'échelle de l'énergie hadronique ont une influence directe sur la valeur de la variable cinématique y_h. L'étude indépendante des trois composantes va nous permettre d'améliorer notre compréhension de l'énergie hadronique.

Nos études sont basées sur la comparaison des distributions du rapport y_h/y_e. Ceci implique une bonne connaissance de y_e, ce qui est sûrement le cas pour les grandes et moyennes valeurs de y. Nous allons considérer uniquement les événements avec $y_e > 0.05$ pour nous restreindre à un domaine dans lequel y_e est mesuré précisement. Dans les distributions que nous allons montrer par la suite nous avons appliqué toutes les coupures d'analyse décrites dans le chapitre 3. La pondération par la fonction de structure mesurée a été aussi effectuée (cf chapitre 5). La fig. 4.15 nous permet de comparer les distributions du rapport y_h^i/y_e, des trois composantes qui contribuent à l'énergie hadronique (CALO, BEMC et traces), avant (a,c,d) et après (b,c,f) application des facteurs de correction déterminés par la méthode des moyennes: 1.04 pour le CALO et 0.95 pour le BEMC. L'énergie hadronique reconstruite initialement dans le CALO est clairement sous-estimée. Après la correction de 4%, l'accord entre la simulation et les données expérimentales devient très bon, aussi en valeur moyenne qu'en ce qui concerne la forme de la distribution. L'effet de la correction est moins évident dans le cas du BEMC. En effet, si la partie à haute énergie s'améliore nettement, le maximum de la distribution se dégrade. Mis à part la région du pic, la forme des deux distributions est en bon accord. Pour pouvoir juger l'influence des corrections, nous avons défini un χ^2 à partir de la différence entre les distributions expérimentale et simulée:

$$\chi^2 = \sum_i^n \frac{(N_{donnees} - N_{MC})^2}{\sigma^2} \qquad \sigma = \sqrt{N_{donnees} + N_{MC}} \tag{4.19}$$

Dans cette expression la somme s'étend sur tous les intervalles de mesure et σ est la combinaison quadratique des erreurs statistiques associées aux données et à la simulation. La valeur de χ^2 pour les distributions y_h^{BEMC}/y_e avant et après calibration est de 83 et 51 respectivement pour 65 intervalles de mesure, ce qui confirme l'effet positif de la correction. (e,f) correspondent à la contribution des traces qui a été modifié de -3% (données). Ce facteur est le résultat d'un compromis entre la valeur déduite pendant l'étude des distributions des rapports de

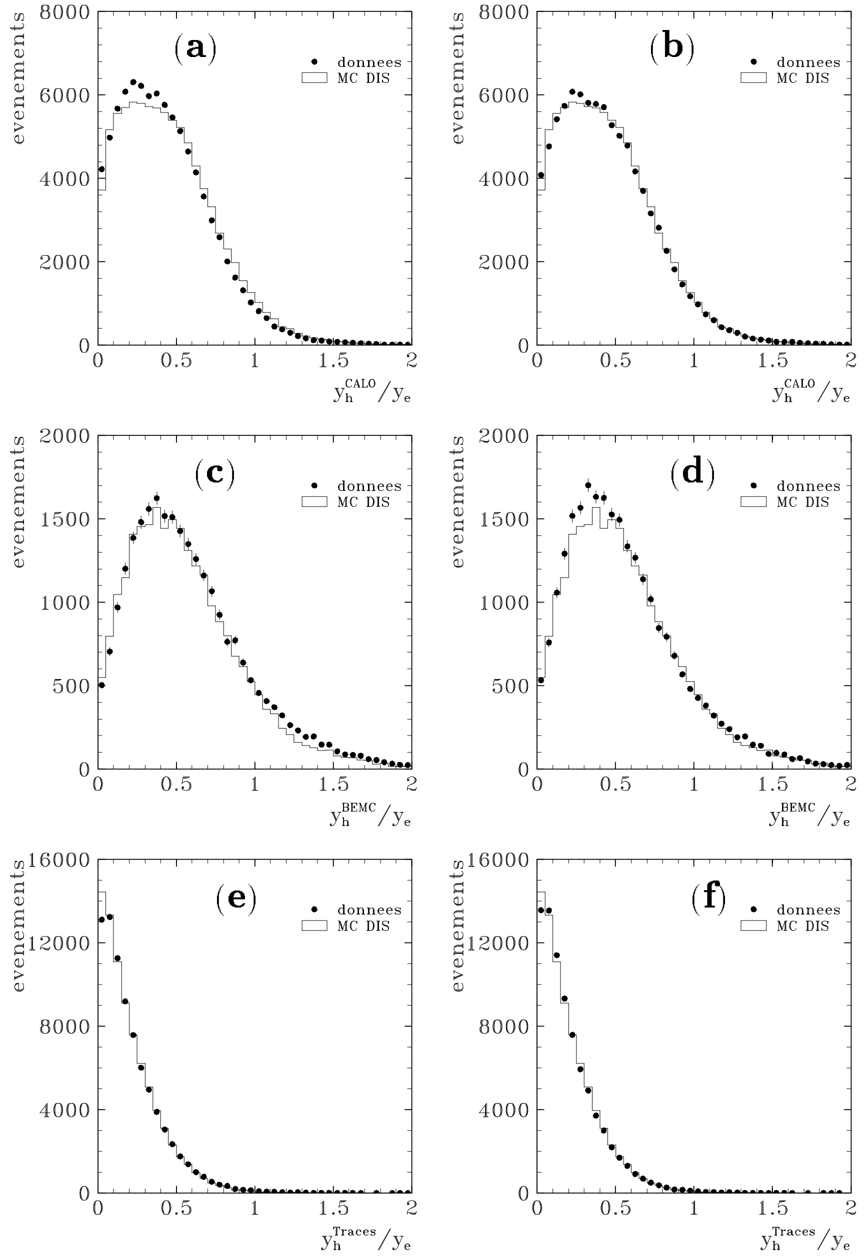

Figure 4.15: *Contributions des différents détecteurs au rapport y_h/y_e avant* (a,c,e) *et après (b,d,f) calibration de l'énergie hadronique. (a,b) Contribution des cellules du CALO. La correction appliquée sur l'énergie hadronique est +4%sur les données. (c,d) Contribution des cellules du BEMC. L'amélioration visible, due à la correction appliquée sur les données (-5%), est confirmée par un calcul de χ^2, égal à 83 avant et 51 après correction, pour 65 intervalles de mesure. (d,f) La contribution des traces est ici corrigée de -3% pour les données. Ceci ne sera pas fait dans l'analyse.*

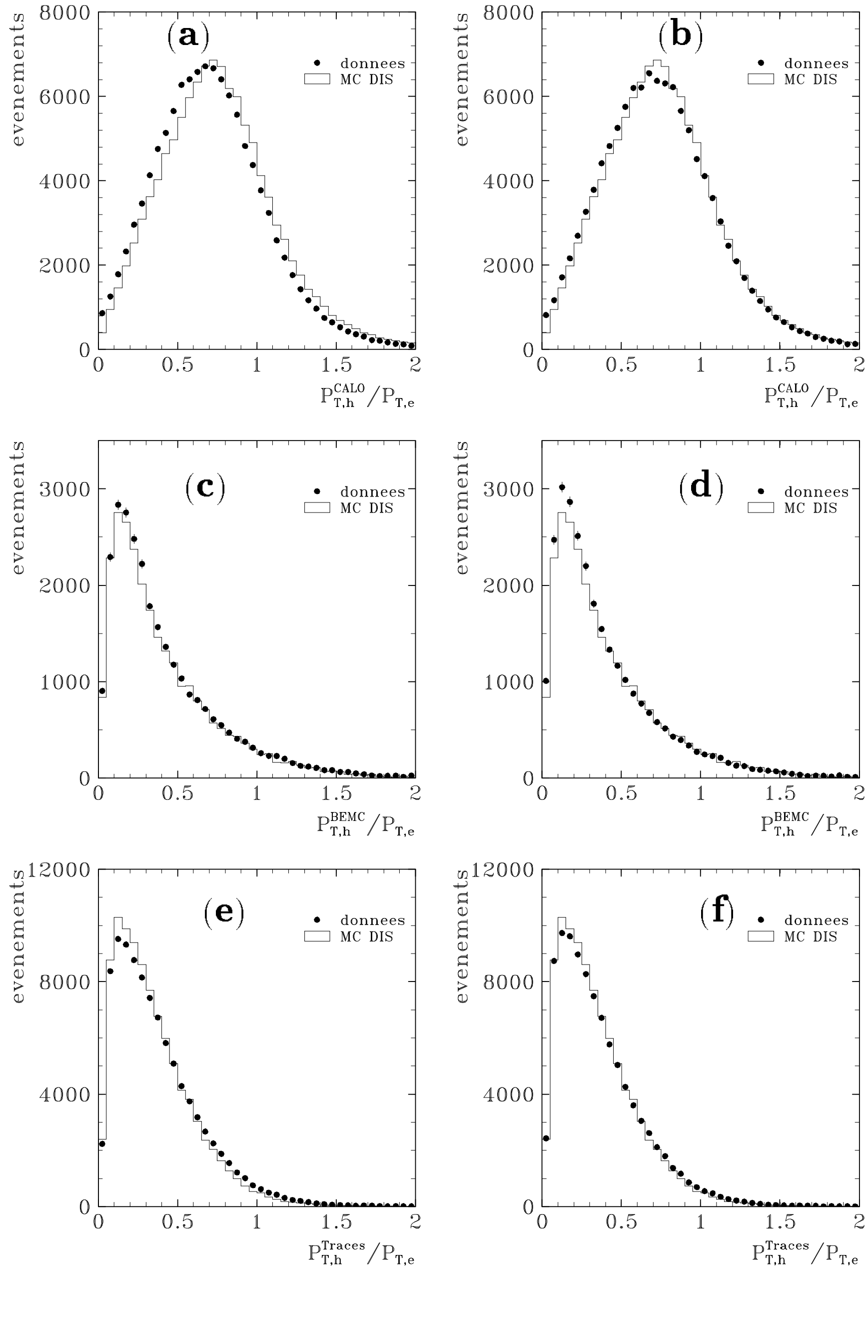

Figure 4.16: *Comparaison pour les données et la simulation des rapports, avant (a,c,e) et après (b,d,f) calibration de l'énergie hadronique, entre l'impulsion transverse emportée par chaque composante hadronique (CALO, BEMC et traces) et l'impulsion transverse de l'électron diffusé. (a,b) La contribution du CALO est corrigée de +4% dans les données. (c,d) La contribution du BEMC est corrigée de -5% dans les données. (d,e) La contribution des traces est corrigée de -3% dans les données. L'amélioration est visible dans le cas du CALO et celui des traces. Dans le cas du BEMC, un calcul du χ^2 nous permet de voir que la situation est semblable dans les deux cas (44 avant et 45 après correction pour 40 intervalles de mesure).*

y et des rapports de P_T (fig. 4.16). Les différences observées entre les données et la simulation pourraient se comprendre comme occasionnées par un désaccord sur la multiplicité des traces reconstruites dans la région centrale. Les distributions correspondantes pour les rapports des impulsions transverses, $P_{T,h}/P_{T,e}$ sont montrées sur la fig. 4.16. D'après ces figures, la composante du CALO pourrait admettre une correction légèrement supérieure, mais nous avons respecté la prescription donnée par le groupe ESCALE, qui, de plus, donne un bon accord pour les distributions en y. Dans le cas du BEMC, les deux situations avant et après correction sont tout à fait semblables. Cependant comme y intervient directement dans la mesure de la fonction de structure, nous avons décidé appliquer cette correction de -5%. L'amélioration de la description des traces est clairement visible dans ces distributions.

Pour mesurer l'énergie hadronique dans le CALO nous avons utilisé aussi bien les cellules calorimétriques que la chambre à traces centrale. Cette méthode donne accès à la mesure des particules de basse énergie invisibles pour les calorimètres ce qui est un avantage par rapport à une méthode qui utilise seulement les cellules. Lorsque l'énergie est déduite de l'impulsion de la trace associée à une particule, l'énergie déposée dans le calorimetre "derrière" cette trace est masquée [1] pour éviter le double comptage. La fig. 4.17a représente le rapport de y déterminé par ces deux méthodes en fonction du logarithme de y hadronique déterminé avec la méthode des cellules et traces $(C + T)$ et la fig. 4.17b la contribution

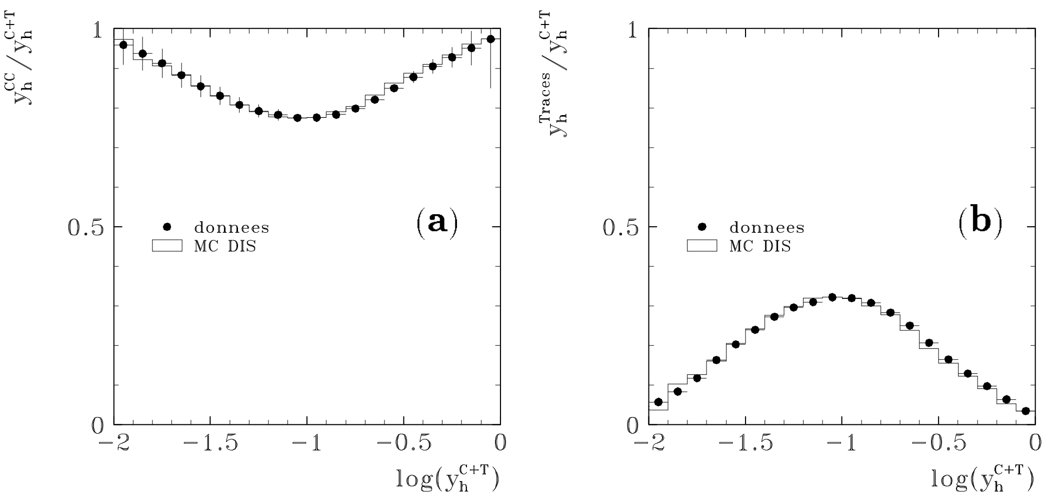

Figure 4.17: *(a) Rapport entre y_h déterminé à partir des cellules seules (CC) et y déterminé à partir d'une combinaison des cellules et traces (C+T). Les différences atteignent jusqu'à 20% lorsque les hadrons sont diffusés dans la zone centrale du CALO. (b) Contribution des traces à y_h^{C+T}.*

des traces à y_h^{C+T} en fonction de la même variable. La contribution des traces devient importante quand les hadrons sont diffusés dans la partie centrale du CALO. Dans certaines régions de y, les particules à basse énergie représentent jusqu'à 20% de l'énergie totale mesurée ce qui montre l'interêt de la méthode $C+T$. Sur les figures 4.18 et 4.19 nous pouvons comparer les rapports y_h/y_e et

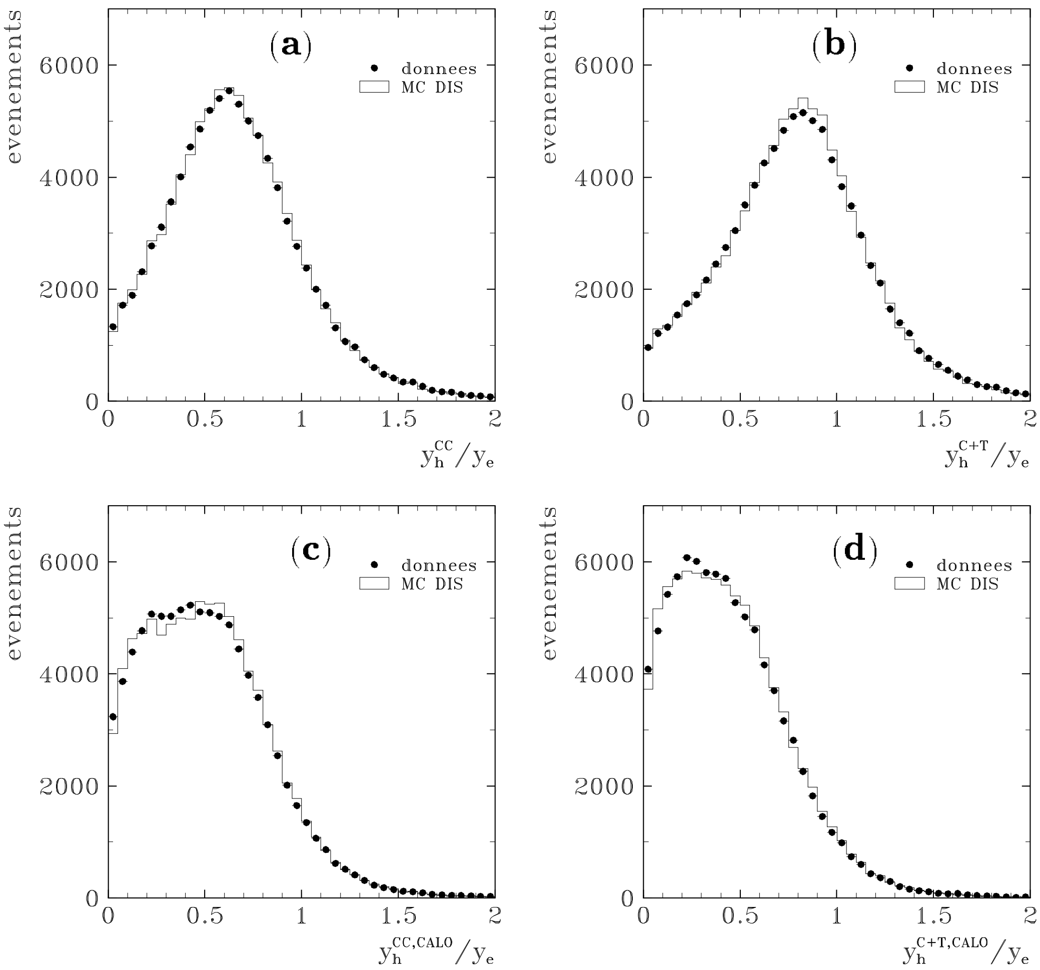

Figure 4.18: *(a,c) Distributions y_h/y_e lorsque l'énergie hadronique est déterminée uniquement à partir des cellules calorimétriques (CC). (b,d) Distributions y_h/y_e lorsque l'énergie hadronique est déterminée à partir des cellules et des traces (C+T). Dans (a) et (b) nous avons représenté le rapport des y. Dans (c) et (d) nous avons la contribution à y des cellules du CALO, qui est inférieure dans (d) car il faut soustraire la contribution des particules dejà mesurées à partir des traces.*

$P_{T,h}/P_{T,e}$ pour les deux méthodes. La méthode des cellules et traces donne un meilleur accord entre la valeur de y reconstruite à partir des hadrons et à partir de l'électron que la méthode des cellules seules. Des différences sont visibles aussi dans les distributions du rapport des impulsions transverses $P_{T,h}/P_{T,e}$. La compensation des impulsions transverses entre l'électron diffusé et le système hadronique est atteinte uniquement avec la méthode $C{+}T$. Nous avons représenté aussi la contribution des cellules du CALO, plus faible après soustraction de la

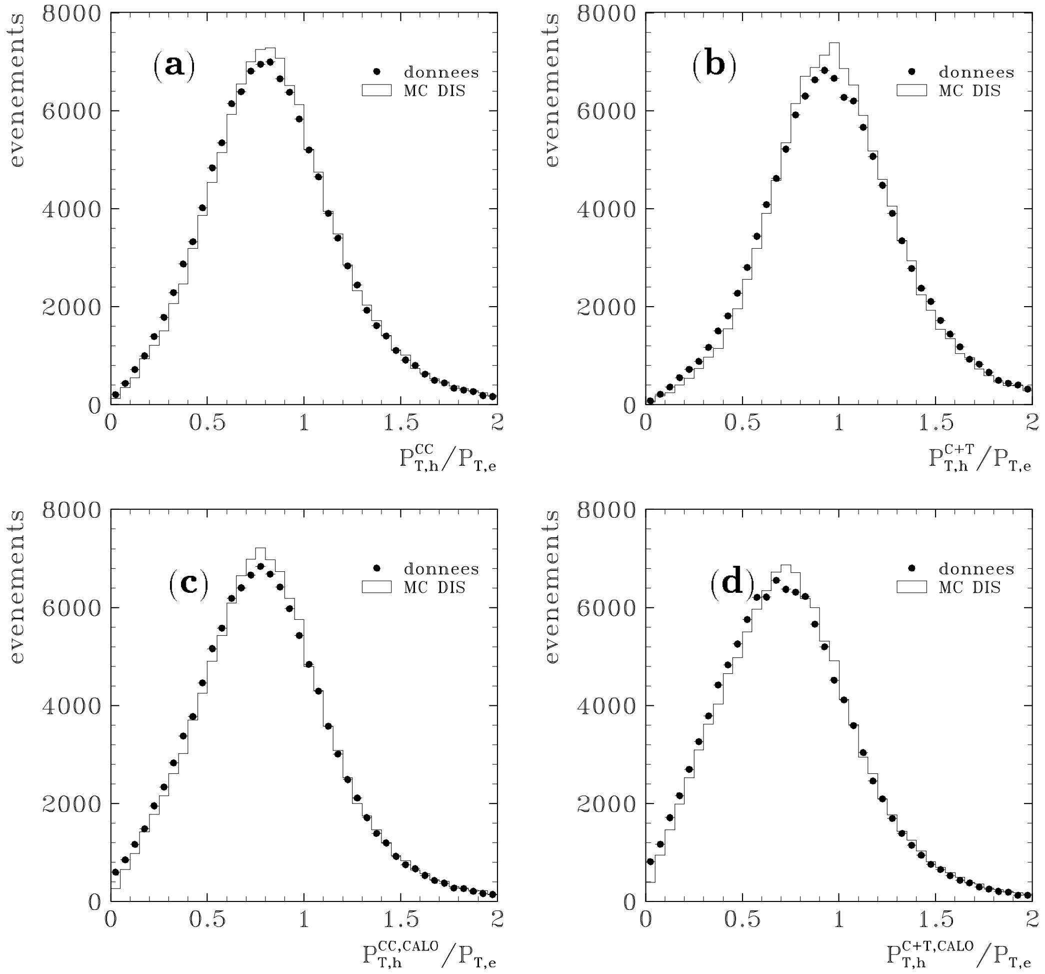

Figure 4.19: *Distributions du rapport des impulsions transverses $P_{T,h}/P_{T,e}$ du système hadronique et de l'électron pour les méthodes qui utilisent pour la reconstruction de l'énergie hadronique les cellules seules (CC)(a,c) ou une combinaison des cellules et traces (C+T) (b,d). (a,b) correspondent au $P_{T,h}$ total et (c,d) à la contribution des cellules du CALO.*

contribution des particules mesurées par leur trace. L'accord entre les données et la simulation est légèrement meilleur dans la méthode des cellules seules, mais en contrepartie on n'atteint ni la compensation des impulsion transverse ni l'égalité des y.

Les fractions $y_h^{composante}/y_h$ déterminées à partir des contributions de chaque détecteur sont montrées dans la fig. 4.20, sur laquelle nous avons indiqué aussi les

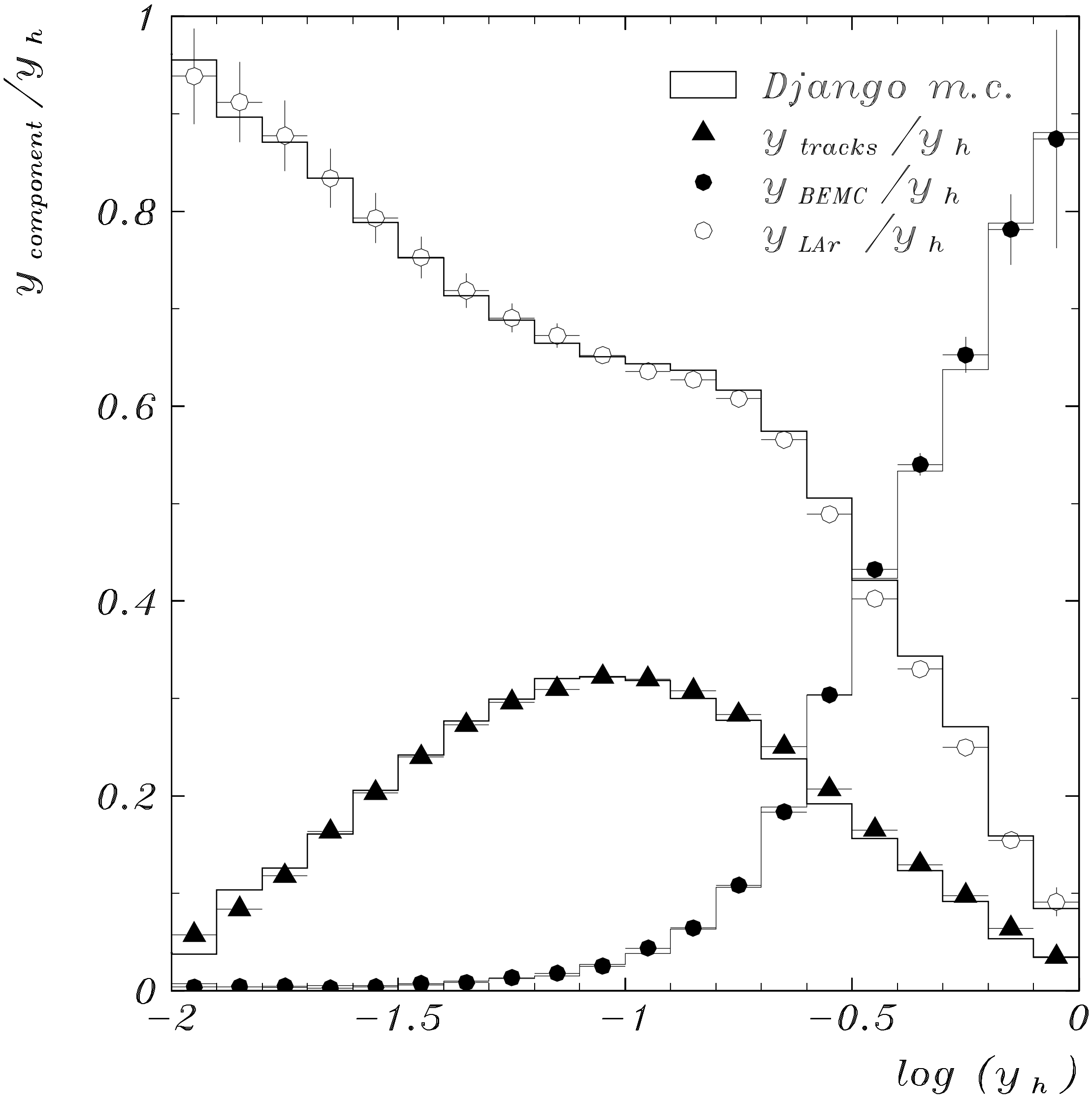

Figure 4.20: *Contribution des différentes composantes, (traces, BEMC et CALO) de y_h mesuré avec la méthode des cellules et traces en fonction de $log_{10}(y_h)$.*

valeurs attendues dans la simulation. La simulation décrit bien les trois fractions dans la totalité du domaine de y. Dans la région à bas y, où seule la méthode Σ est utilisée pour la reconstruction cinématique, la mesure est dominée par les contributions des hadrons détectés dans le CALO et dans les chambres. A mesure que y augmente, la contribution des hadrons détectés dans le BEMC devient de plus en plus importante, et finit par dominer à grand y. La contribution des traces est maximale pour des valeurs de y de l'ordre de 0.1, ce qui correspond à une répartition des hadrons dans la zone centrale du détecteur. A très petit y ($y < 0.03$) les hadrons sont détectés préférentiellement à l'avant du détecteur, région dans laquelle les traces ne sont pas utilisées. A grand y ($y > 0.3$) les hadrons sont diffusés à l'arrière du détecteur et les traces ne sont pas non plus utilisées.

Jusqu'ici nous avons pu voir comment un accord global entre le comportement expérimental et simulé des énergies hadroniques a été atteint, après calibration, par application d'une correction supplémentaire sur les données (+4% dans le CALO et -5% dans le BEMC). Nous pouvons maintenant étudier séparément l'influence de cette correction globale sur trois domaines de y. Pour sélectionner ces domaines nous avons utilisé comme valeur pour établir les limites, la valeur de y déterminée par la méthode la plus précise dans la région considérée: nous avons appliqué les coupures à bas y sur y_Σ et les coupures à grand y sur y_e. Les régions considérées sont $[0.05 < y_\Sigma < 0.15]$, $[0.15 < y_\Sigma$ et $y_e < 0.4]$ et $[0.4 < y_e < 0.6]$. Nous pouvons déduire de la fig. 4.20, qu'à grand y la mesure est bien dominée par le BEMC qui donne de l'ordre de 60% du y total. La contribution du CALO est de l'ordre de 30% et les traces donnent une contribution proche de 10%. Dans la deuxième région considérée (moyen y) la mesure est dominée par le CALO (40% à 60%) suivi du BEMC autour de $y = 0.4$. Les contributions du BEMC et des traces deviennent du même ordre vers $y = 0.25$. Dans la région des petits y la contribution du BEMC est toujours inférieure à 5%. La contribution dominante est celle du CALO (60% à 70%). C'est dans cette région que les traces donnent la contribution maximale (30% à 35%).

Sur la figure 4.21 nous avons montré les contributions du CALO (a,c,e) et du BEMC (b,d,f) au rapport y_h/y_e à grand (a,b), moyen (c,d), et petit (e,f) y. La contribution des traces et le rapport total sont montrés sur la fig. 4.22 ((b,d,f) et (a,c,e) respectivement). L'accord entre les données et la simulation dans la description de la contribution du CALO est particulièrement bon à moyen y. A grand y la contribution du CALO est quelque peu surestimée par les données corrigées de +4%, contrairement à ce qui arrive à petit y. Une modulation du facteur 1.04 en fonction de y serait envisageable, voire l'application d'un facteur de correction variant entre 1.03 à l'avant du détecteur et 1.05 à l'arrière. En ce qui concerne la contribution du BEMC, l'accord entre les données et la simulation après la correction est très bon aussi bien à moyen qu'à petit y. Des différences importantes apparaissent au niveau du pic de la distribution à grand y, ce qui

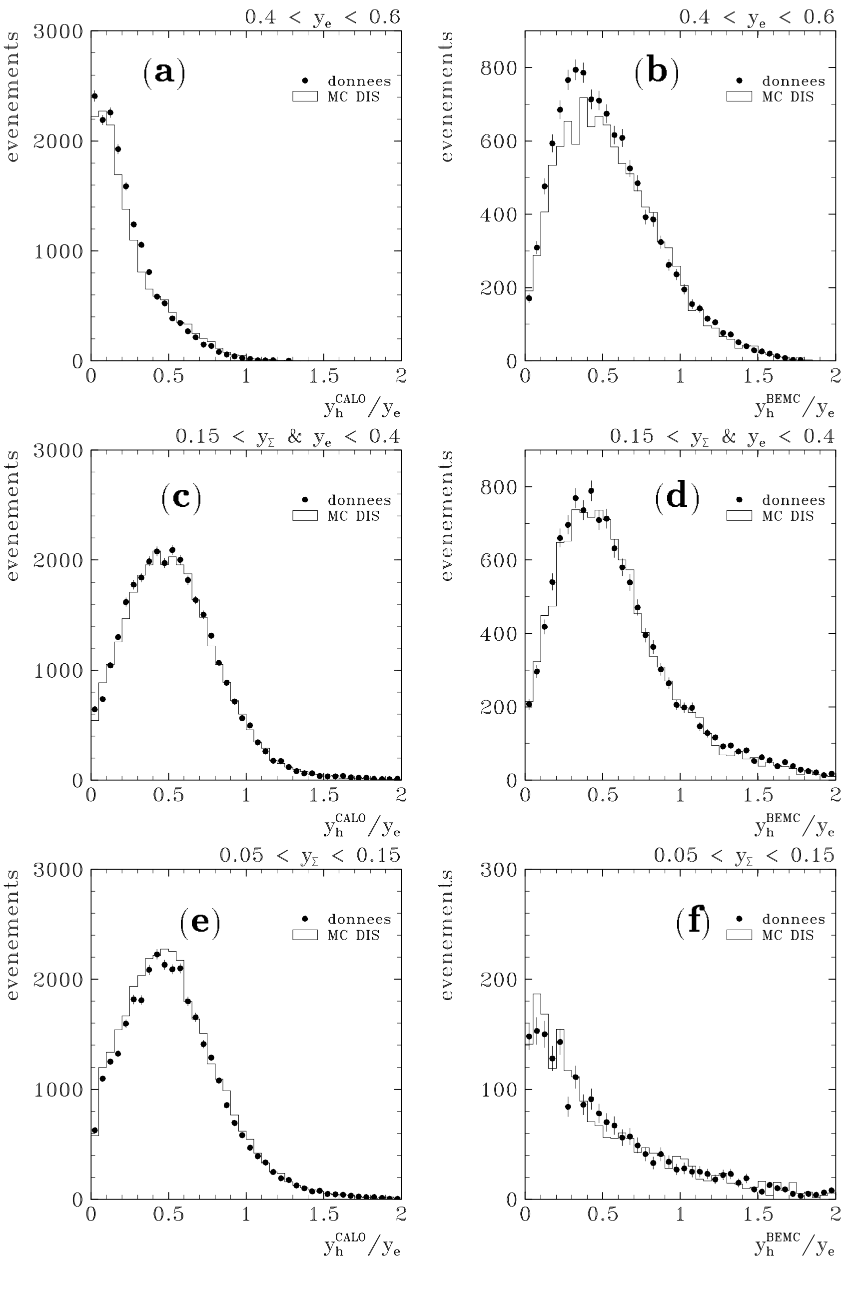

Figure 4.21: *Contributions du CALO* (a,c,e) *et du BEMC* (b,d,f) *au rapport* y_h/y_e *dans trois domaines de* y. (a,b) *Domaine des grands* y: $0.4 < y_e < 0.6$. (c,d) *Domaine des moyens* y: $0.15 < y_\Sigma$ *et* $y_e < 0.4$. (e,f) *Domaine des petits* y: $0.05 < y_\Sigma < 0.6$.

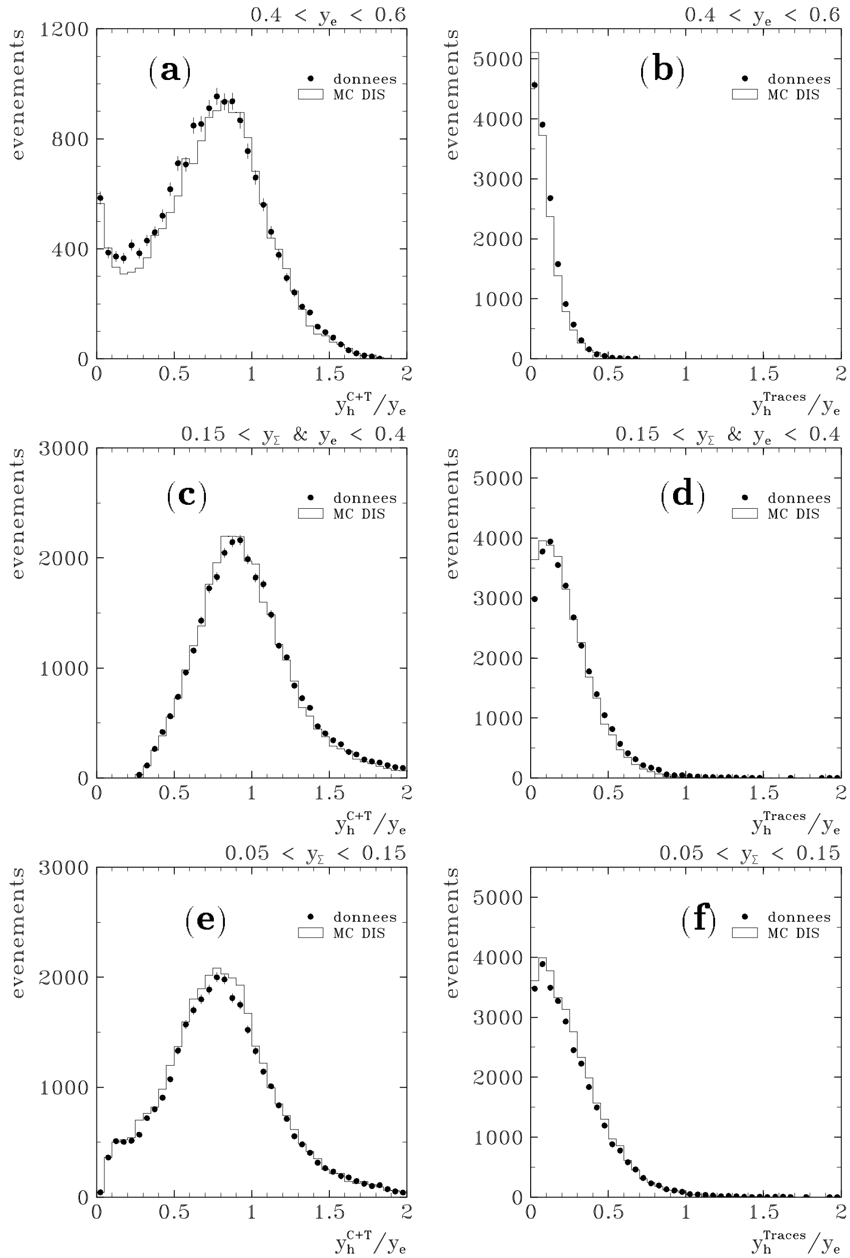

Figure 4.22: *Rapport total (a,c,e) et contribution des traces (b,d,f) à y_h/y_e dans trois domaines de y. (a,b) grand y, (c,d) moyen y, (e,f) petit y.*

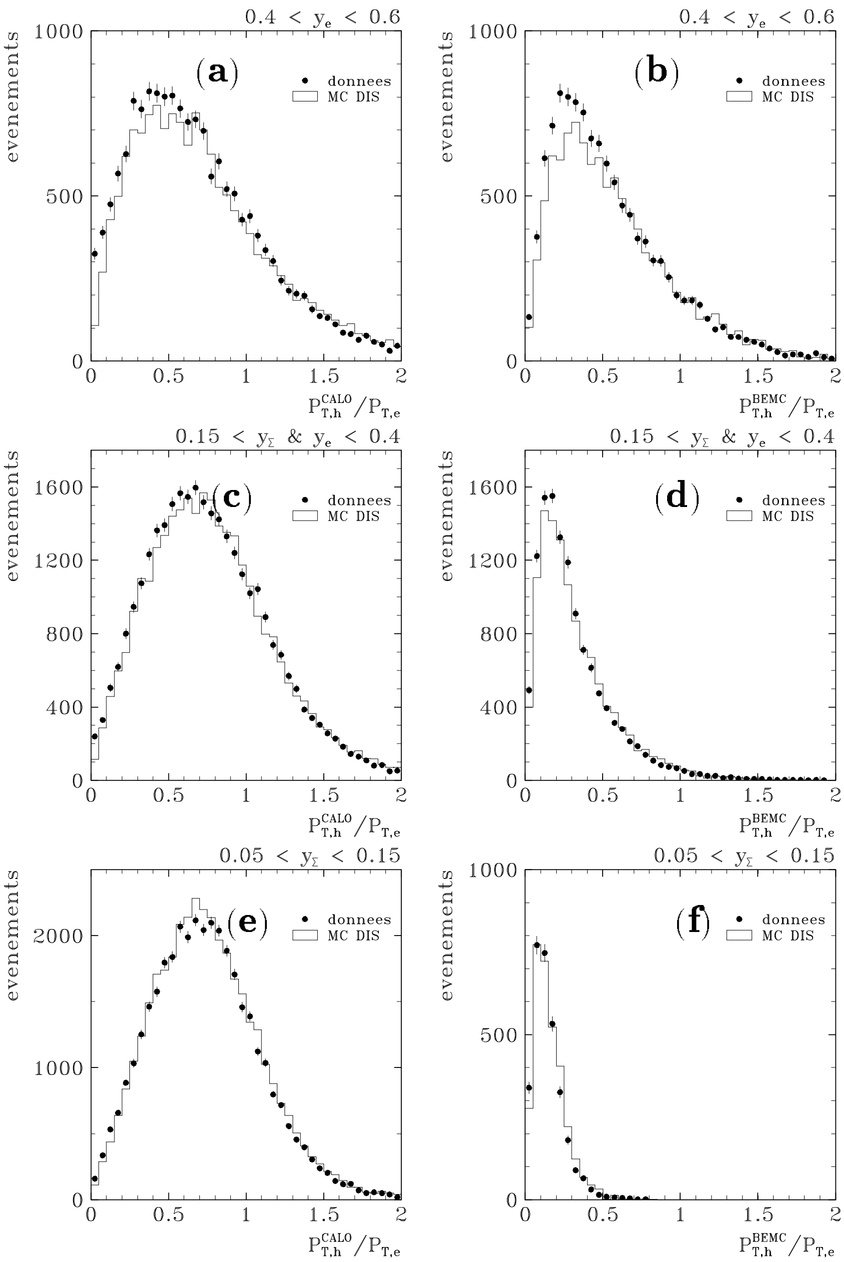

Figure 4.23: *Contributions du CALO* (a,c,e) *et du BEMC* (b,d,f) *au rapport des impulsions transverses, $P_{T,h}/P_{T,e}$, dans trois domaines de y.* (a,b) *grand y,* (c,d) *moyen y,* (e,f) *petit y.*

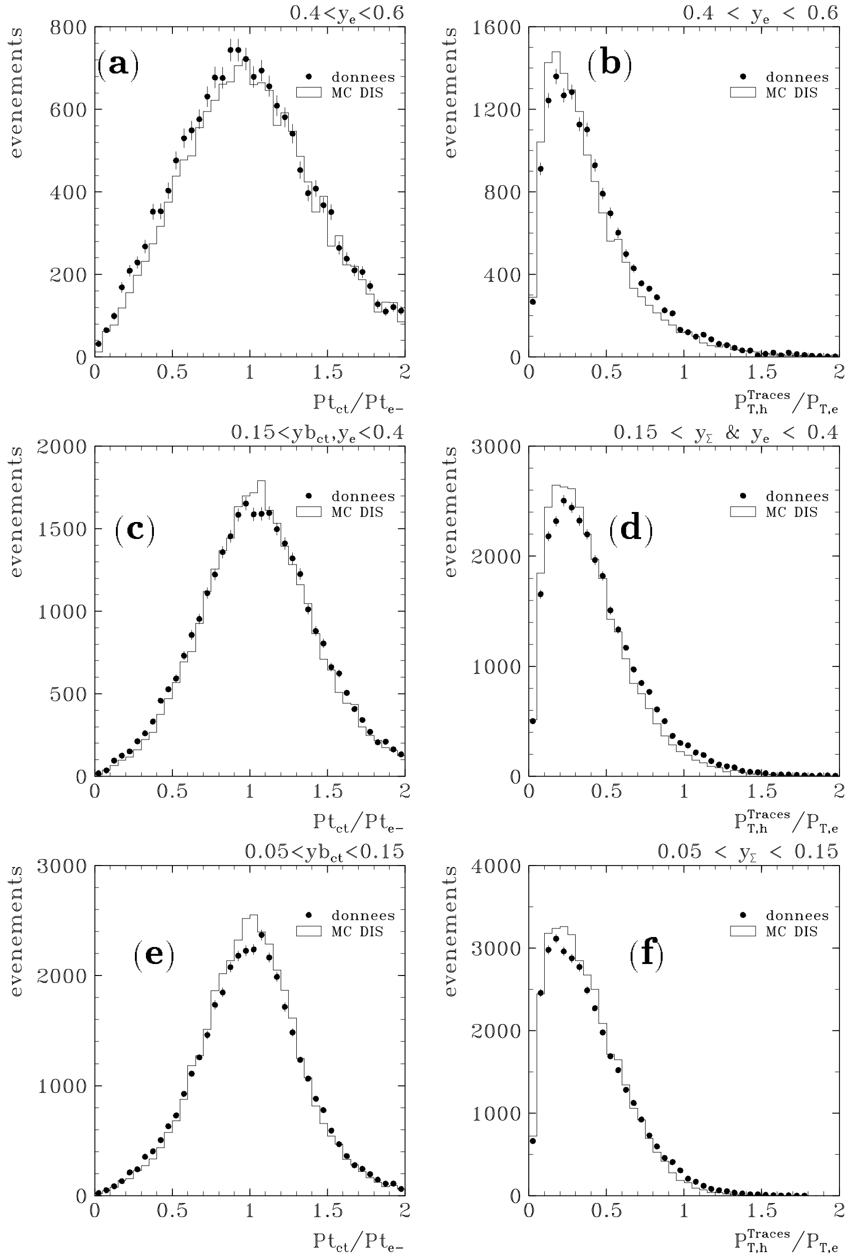

Figure 4.24: *Rapport des impulsions transverses $P_{T,h}/P_{T,e}$ (a,c,e) et contribution des traces (b,d,f) à $P_{T,h}/P_{T,e}$, dans trois domaines de y. (a,b) grand y, (c,d) moyen y, (e,f) petit y.*

indique que la simulation surestime les pertes de particules dans le tube à vide. Le desaccord observé reste cependant dans les limites des erreurs systématiques (section 4.3.2). La description de la contribution expérimentale des traces par la simulation est assez bonne à moyen et petit y, Les différences deviennent plus importantes à grand y mais ceci n'a qu'une faible influence sur notre mesure car dans ce domaine la contribution des traces à y_h total est inférieure à 10%. Comme nous pouvons l'espérer d'après le comportement des composantes individuelles, c'est à moyen y que le meilleur accord sur le rapport total est obtenu. Les figures 4.23 et 4.24 montrent les distributions $P_{T,h}/P_{T,e}$ pour chaque composante (CALO, BEMC et traces) ainsi que le rapport total des impulsions transverses. Le comportement des distributions dans le CALO est similaire à celui que nous avons dejà vu. La contribution du BEMC est moins bien décrite à moyen y ce qui est compatible avec les erreurs attendues sur l'impulsion transverse des particules diffusées dans le BEMC. La contribution des traces est un peu surestimée dans tout le domaine, mais comme aucune correction n'a été faite dans les analyses publiées par H1 (qui comprennent les nôtres) [10] et que nous voulons garder le parallélisme avec cette analyse nous n'allons pas l'effectuer maintenant. Les différences restent de toute manière compatibles avec l'erreur systématique associée à la mesure des traces.

Nous avons appliqué les mêmes corrections au niveau des **événements avec le vertex déplacé**. Les fig. 4.25 et 4.26 nous permetttent de comparer les distributions expérimentales et simulées du rapport y_h/y_e et $P_{T,h}/P_{T,e}$ et chacune des composantes. La distribution y_h^{CALO}/y_e est assez irrégulière. L'accord entre les distributions de $P_{T,h}/P_{T,e}$ est, au contraire, bon, ce qui confirme notre supposition. La contribution des traces à y_h est bien décrite par la simulation, ce qui n'est pas le cas pour les faibles valeurs des impulsions transverses. Quoique les erreurs statistiques soient grandes, la contribution expérimentale du BEMC semble surestimée dans les deux cas. La résolution de la distribution totale est moins bonne que dans le cas des données avec le vertex dans la position nominale.

La comparaison entre y calculé avec la méthode des cellules et traces et y calculé avec la méthode des cellules seules en fonction de $\log y_h$ est montrée sur la fig. 4.27a. L'apport des traces est maximum pour des valeurs de y plus faibles que dans le cas des données avec le vertex nominal (fig. 4.17), ce qui est dû au déplacement du vertex vers la région avant du détecteur. Autrement la contribution des traces est du même ordre (<20%). Sur la fig. 4.27b nous avons montré la contribution des traces, qui nous permet de récupérer l'énergie des particules chargées de basse énergie. Finalement, la fig. 4.28 nous permet de comparer les prévisions de la simulation et des données expérimentales pour les fractions de y associées à chaque composante en fonction de $\log y_h$.

Les rapports y_h/y_e et $P_{T,h}/P_{T,e}$ dans le **domaine des grands** Q^2, ainsi que les contributions individuelles de chaque détecteur sont montrés sur les figures 4.29

et 4.30 respectivement. Les composantes de y mesurées dans le CALO et à partir des traces sont en bon accord avec la simulation, compte tenu de la statistique de l'échantillon. La forme de la contribution du BEMC est bien décrite mais le nombre d'événements des données est plus important que celui de la simulation. Cependant ceci n'a qu'une faible influence sur la valeur du y_h total, car la fraction de y reliée au BEMC est inférieure à 12% (fig. 4.32) dans la région cinématique dans laquelle nous allons mesurer (y <0.6). La résolution du rapport total est

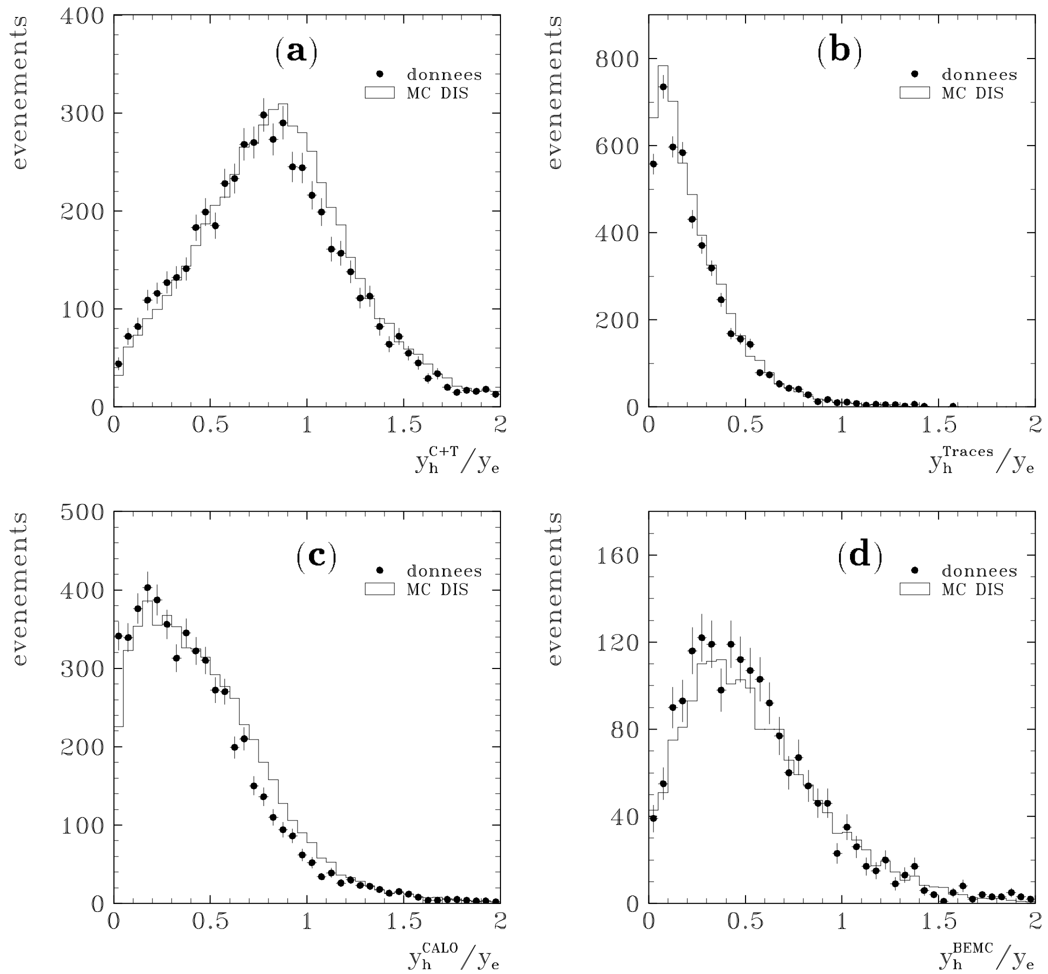

Figure 4.25: *(a) Rapport total y_h/y_e pour les données et la simulation dans le domaine accessible avec* **le vertex déplacé**. *(b) Contribution des traces. (c) Contribution du CALO. (d) Contribution du BEMC. L'énergie hadronique du CALO (BEMC) a été corrigée par un facteur 1.04 (0.95) dans les données.*

meilleure que dans le cas des données à bas Q^2 ($Q^2 \simeq 120\ GeV$). L'accord entre les données et la simulation est moins bon dans le cas des impulsions transverses.

Au cours de cette analyse nous avons utilisé la méthode des cellules et traces pour le domaine des grands Q^2 aussi, contrairement à la plupart des analyses antérieures [12, 10] dans lesquelles la méthode des cellules seules avait été utilisée. Le rapport y_h^{CC}/y_h^{C+T} (fig. 4.31) montre que, quoique la différence en-

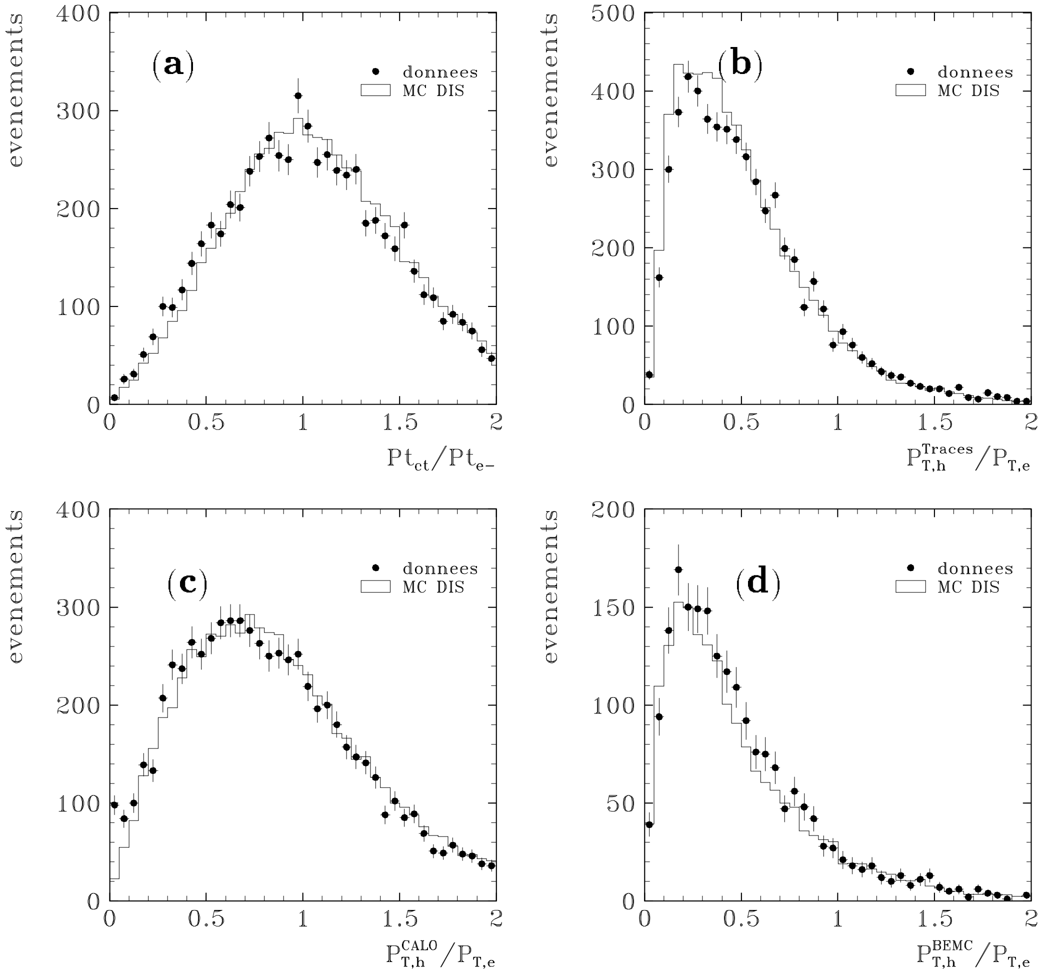

Figure 4.26: *(a) Rapport des impulsions transverses du système hadronique et de l'électron diffusé ($P_{T,h}/P_{T,e}$) pour les données et la simulation dans le domaine accessible avec* **le vertex déplacé**. *(b) Contribution des traces. (c) Contribution du CALO. (d) Contribution du BEMC. L'énergie hadronique du CALO (BEMC) a été corrigée par un facteur 1.04 (0.95) dans les données.*

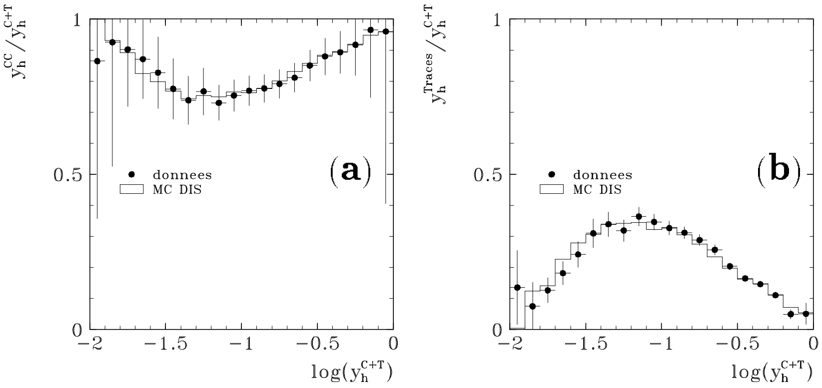

Figure 4.27: *(a) Rapport pour les données et la simulation entre y_h déterminé à partir des cellules seules (CC) et à partir d'une combinaison des cellules et traces (C+T) dans le domaine accessible avec le* **vertex déplacé**. *(b) Contribution des traces à y_h^{C+T}, utilisée dans la méthode C+T.*

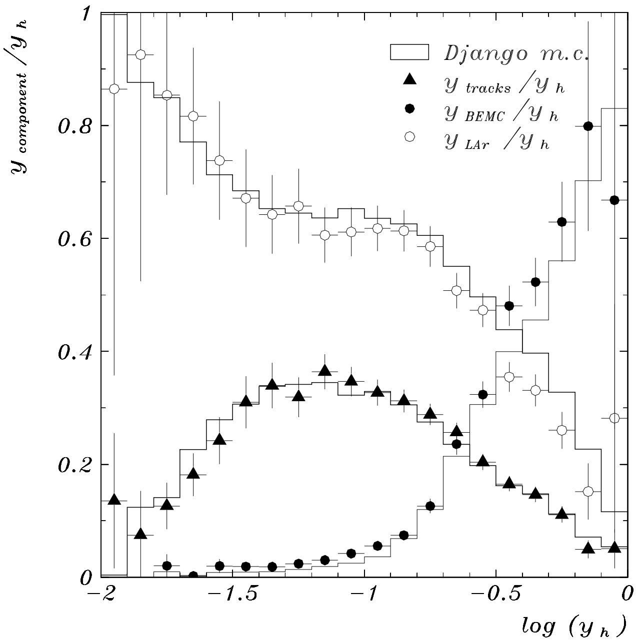

Figure 4.28: *Contributions pour les données et la simulation des différentes composantes au y_h (traces, BEMC et CALO) mesurées avec la méthode des cellules et traces dans le domaine accessible avec* **le vertex déplacé**.

tre les deux méthodes soit moins importante que dans le cas des données à bas Q^2, elle n'est pas pour autant négligeable dans tout le domaine en y, pouvant atteindre jusqu'à 10%. La contribution des traces est montrée sur la fig. 4.31b. Les fractions définies par chaque composante de y et le y total sont montrées sur la fig. 4.32. Dans l'intervalle de y dans lequel nous allons mesurer F_2 les fractions de y associées aux traces, au BEMC et au CALO sont bien décrites par la simulation.

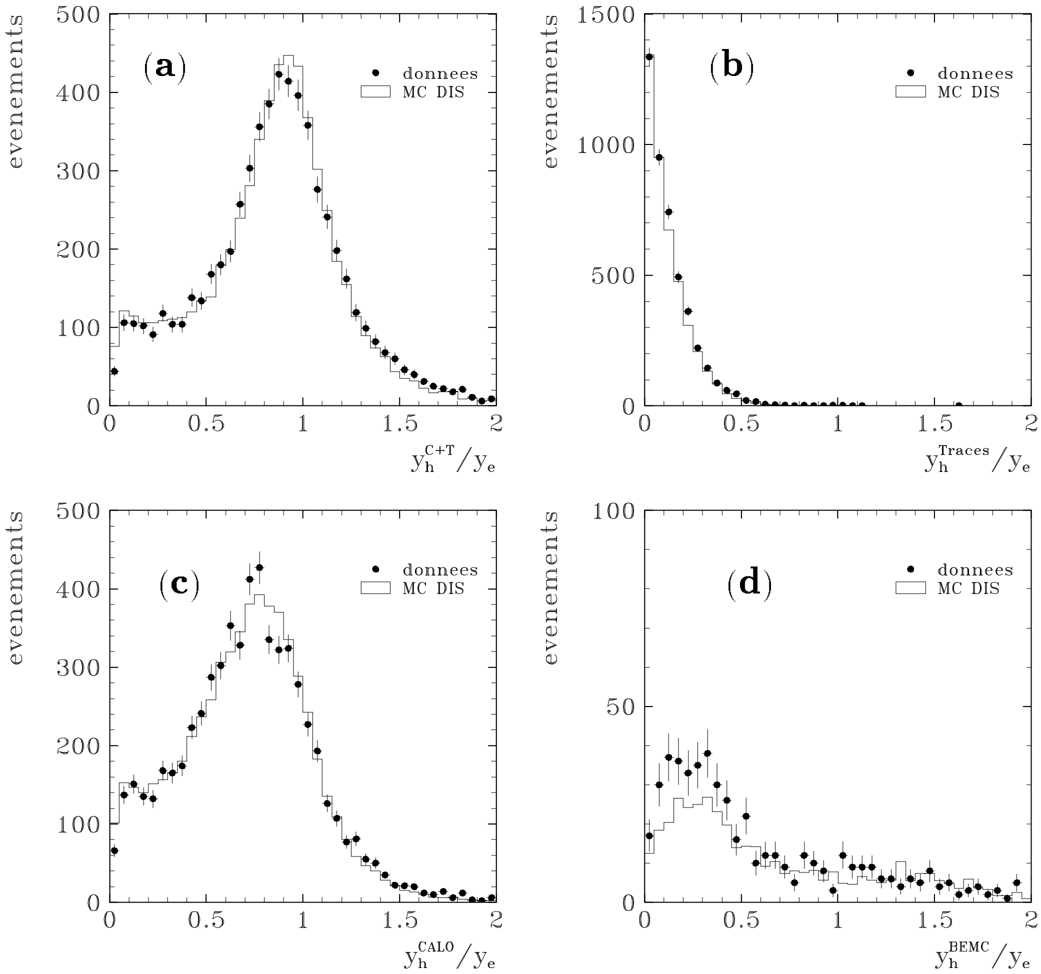

Figure 4.29: *(a) Rapport total y_h/y_e pour les données et la simulation dans le domaine des* **grands** Q^2 *(≥ 150 GeV^2). (b) Contribution des traces. (c) Contribution du CALO. (d) Contribution du BEMC. L'énergie hadronique du CALO (BEMC) a été corrigée par un facteur 1.04 (0.95) dans les données.*

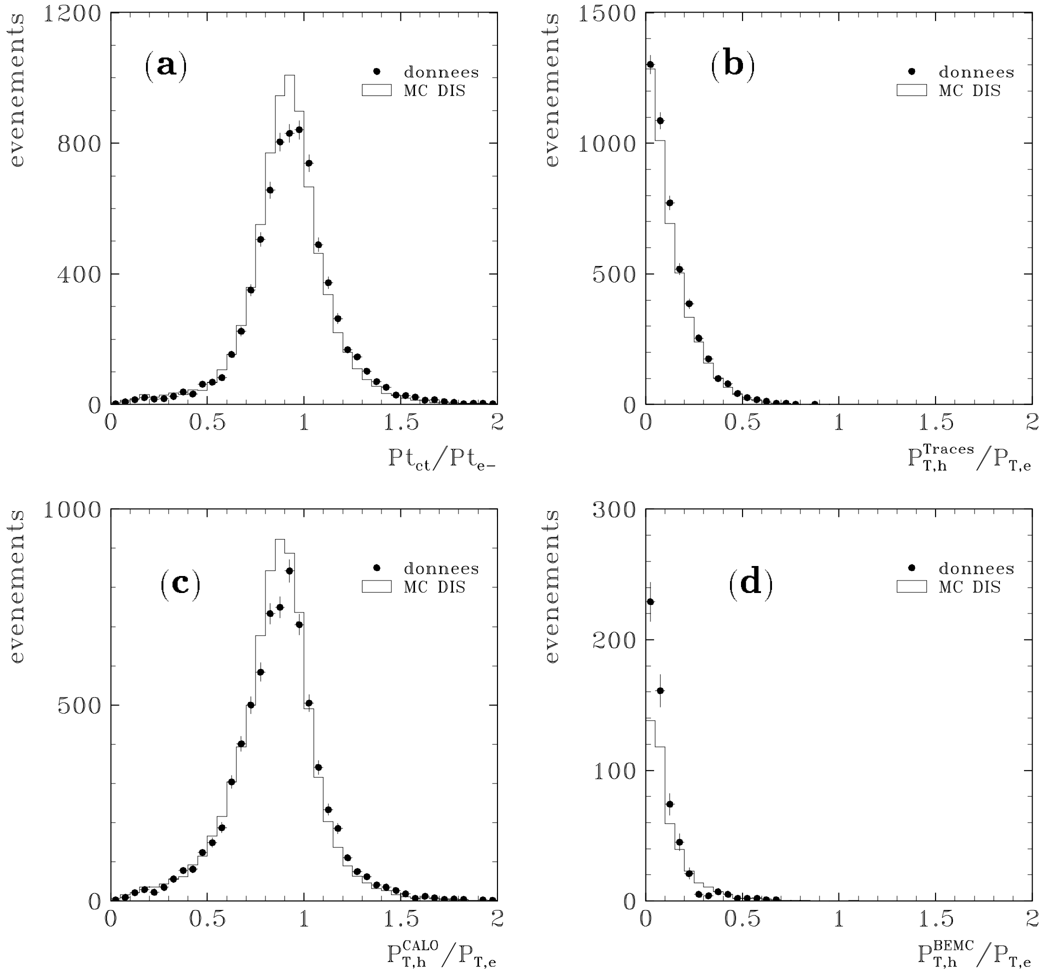

Figure 4.30: *Rapport des impulsions transverses du système hadronique et de l'électron diffusé ($P_{T,h}/P_{T,e}$) pour les données et la simulation dans le domaine des bf grands Q^2. (b) Contribution des traces. (c) Contribution du CALO. (d) Contribution du BEMC. L'énergie hadronique du CALO (BEMC) a été corrigée par un facteur 1.04 (0.95) dans les données.*

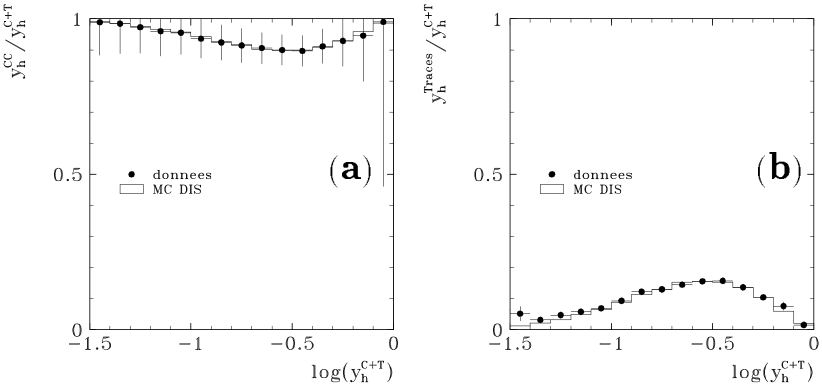

Figure 4.31: *(a) Rapport entre y_h déterminé à partir des cellules seules (CC) ou à partir d'une combinaison des cellules et traces (C+T) pour les données et la simulation dans le domaine des* **grands** *Q^2. Des différences de l'ordre de $\sim$ 10% sont observables pour $y \sim 0.3$. (b) Contribution des traces à y_h^{C+T}.*

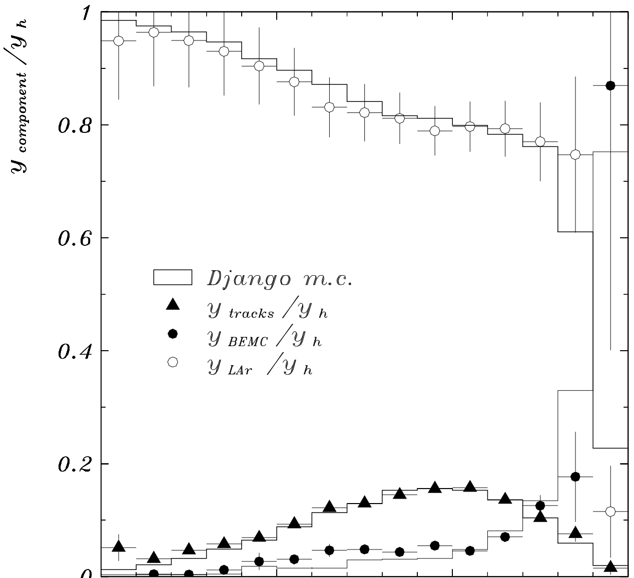

Figure 4.32: *Contribution pour les données et la simulation des différentes composantes, (traces, BEMC et CALO) au y_h mesuré avec la méthode des cellules et traces dans le* **domaine des grands** *Q^2.*

4.3.2 Erreurs systématiques associées à la mesure de l'énergie hadronique

Nous allons étudier maintenant l'effet de déplacements systématiques de l'échelle d'énergie hadronique dans chaque sous-détecteur. En particulier nous allons voir l'influence de ces erreurs sur les rapports y_h/y_e et $P_{T,h}/P_{T,e}$. Ces effets systématiques seront propagés lors de la détermination de F_2. Les figures 4.33 et 4.34 représentent les contributions du CALO (a,c,e) et du BEMC (b,d,f) à y et à l'impulsion transverse, après un déplacement systématique de +4%, 0%, -4% (a,c,e) dans le CALO et +15%, 0%, -15% dans le BEMC. Sur (c,d) nous avons les distributions calibrées qui nous servent de référence, et sur (a,b) et (e,f), les mêmes contributions après un déplacement systématique positive (+4% et +15%) ou négatif (-4% et -15%) respectivement. La mesure du CALO est plus facile à contrôler grâce aux meilleures performances du CALO quant à la détection des hadrons (de 4.5 à 8 longueurs d'interaction). Les distributions nous montrent comment, après ces déplacements, les modifications produites sont suffisamment importantes pour nous rendre sensibles à un comportement erroné. L'effet est particulièrement visible dans les distributions des impulsions transverses pour lesquelles le déplacement d'une certaine quantité de l'énergie hadronique se traduit par un déplacement global de la distribution. Dans le cas du BEMC nous avons montré à l'aide des distributions représentées sur les figures 4.33 et 4.34 (b,d,f) ainsi que des études détaillées à petit, moyen et grand y qu'une erreur de 15% sur l'énergie hadronique mesurée est suffisante. Ceci est important car cette valeur permet d'améliorer de 5% la connaissance de l'énergie hadronique dans le BEMC par rapport aux analyses précédentes [12, 10]. L'effet des erreurs sur les rapports de y et des impulsions transverses associés aux traces, de $\pm 3\%$, est montré sur la fig. 4.35. Nous avons vérifié les résultats obtenus ci-dessous dans les trois domaines de y considérés dans la section 4.3.1. Les conclusions étant similaires, nous allons montrer uniquement les distributions globales.

4.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la méthode de reconstruction cinématique que nous allons utiliser dans notre mesure: la méthode Σ, ainsi que d'autres méthodes qui vont nous permettre de confirmer notre résultat par une autre voie, telles que la méthode électron, ou bien qui sont utilisées pour des études spécifiques comme les méthodes hadronique ou celle du double angle, utilisées dans la calibration. Nous avons ensuite présenté la mesure des variables nécessaires à la reconstruction cinématique.

La reconstruction par la méthode Σ donne un rôle important aux énergies hadroniques. Nous avons étudié de manière indépendante la mesure de cette variable dans les trois sous-détecteurs qui interviennent dans sa mesure et les erreurs systématiques correspondantes.

Nous avons maintenant un échantillon d'événements DIS pour lesquels nous avons mesuré les variables cinématiques. Ceci nous met en position de passer à la mesure de la fonction de structure, F_2, ce que nous allons faire dans le chapitre 5.

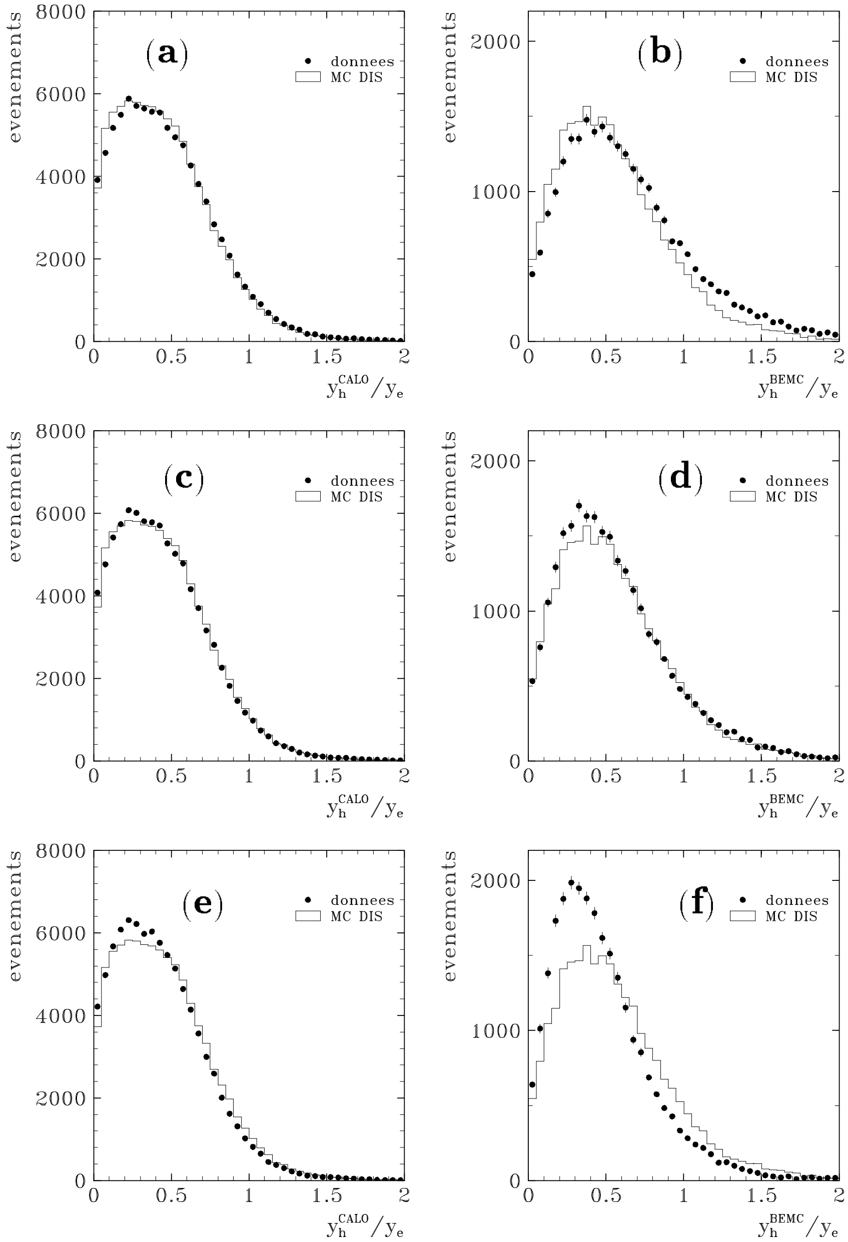

Figure 4.33: *Effet d'un déplacement systématique de l'échelle d'énergie hadronique du CALO* (a,c,e) *et du BEMC* (b,d,f) *sur les distributions de y_h/y_e. Les distributions* (a) *et* (b) *sont obtenues après un déplacement de l'énergie dans les données de* +4% *(CALO) et* +15% *(BEMC) respectivement. Les distributions de référence sont montrées dans* (c) *et* (d). *Les distributions* (e) *et* (f) *sont obtenues après déplacement de* −4% *et* −15% *respectivement. Ces valeurs correspondent aux erreurs systématiques considérées dans la mesure de la fonction de structure.*

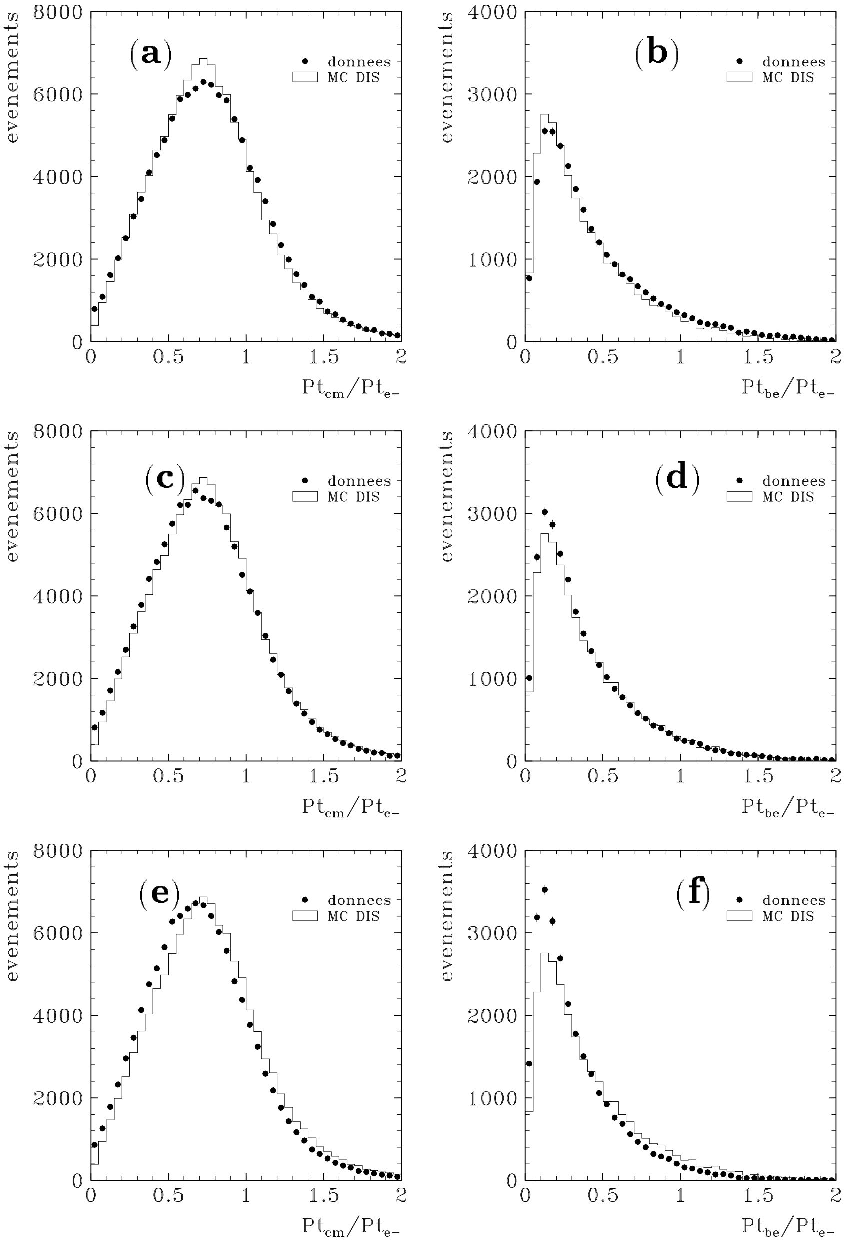

Figure 4.34: *Effet d'un déplacement systématique de l'échelle d'énergie hadronique du CALO* (a,c,e) *et du BEMC* (b,d,f) *sur les distributions de* $P_{T,h}/P_{T,e}$. *Les distributions* (a) *et* (b) *sont obtenues après un déplacement de l'énergie dans les données de* +4% (CALO) *et* +15% (BEMC) *respectivement. Les distributions de référence sont montrées dans* (c) *et* (d). *Les distributions* (e) *et* (f) *sont obtenues après déplacement de* −4% *et* −15% *respectivement. Ces valeurs correspondent aux erreurs systématiques considérés dans la mesure de la fonction de structure.*

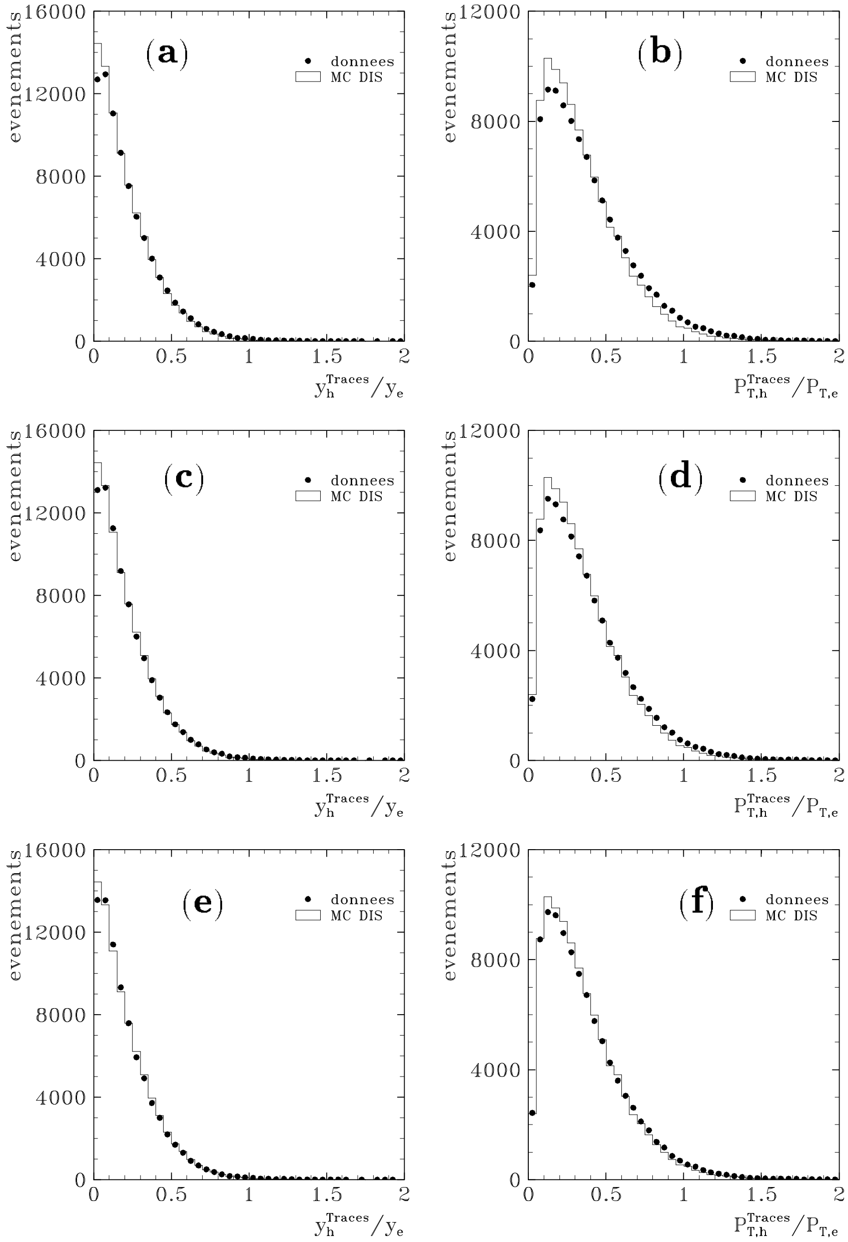

Figure 4.35: *Effet d'un déplacement systématique de la contribution des traces à l'énergie hadronique sur les distributions de y_h/y_e (a,c,e) et de $P_{T,h}/P_{T,e}$ (b,d,f). Les distributions (a) et (b) sont obtenues après augmentation (dans les données) de la contribution des traces à l'énergie totale de +3%. Les distributions de référence sont montrées dans (c) et (d). Les distributions (e) et (f) sont obtenues après diminution de cette contribution de −3%. Ces valeurs correspondent aux erreurs systématiques considérés dans la mesure de la fonction de structure.*

Bibliographie

[1] U.Bassler, Thèse de doctorat, Université Paris 6, 05/1995.

[2] S.Bentvelsen et al., Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.1, eds. W.Buchmüller et G.Ingelman, DESY (1992) 23.

[3] C.Hoeger, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.1, eds. W.Buchmüller et G.Ingelman, DESY (1992) 43.

[4] J.Feltesse, "Physics at HERA", vol. 1, ed. R.D.Peccei, DESY (1987) 33-58.

[5] A.Blondel et F.Jacquet, Proceedings of the study of an ep facility for Europe, ed. U.Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391.

[6] J.Bluëmlein et M.Klein, Proceedings of the Snowmass Workshop "The physics of the Next Decade", ed. R.Craven, (1990) 549.

[7] H1 Collaboration, I.Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 412.

[8] G.Bernardi et W.Hildesheim, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.1, eds. W.Buchmüller, G.Ingelman, DESY (1992) 79.

[9] U.Bassler et G.Bernardi, NIM A361 (1995) 197.

[10] H1 Collab., T.Ahmed et al., DESY 96-39, envoyé à Nucl. Phys.

[11] BEMC group, J.Bán et al., DESY 95-177, NIM

[12] H1 Collab., T.Ahmed et al., Nucl. Phys. B439 (1995) 471.

[13] K.Müller, Thèse de l'Université de Zürich, 1994.

[14] BEMC group, H1 note, H1-08/92-234.

[15] C.Brune, U.Hölzke et K.Meier, H1 note, H1-04/94-352.

[16] M.Goldgerg, H1 note H1-05/93-292.

[17] H1 Collab., T.Ahmed et al., Z.Phys. C66(1995) 529.

[18] A.Panitch, H1 note H1-08/94-373.

[19] A.Glazov, H1 note, en preparation.

[20] H1 Calorimeter group, B.Andrieu et al., NIM A 350 (1994) 57.

[21] H1 Calorimeter group, B.Andrieu et al., NIM A 336 (1993) 499.

[22] H1 Calorimeter group, B.Andrieu et al., DESY 93-185, NIM A .

[23] U.Bassler et al., note en préparation.

[24] S.Kermiche et J.Marks, H1 note, H1-12/95-466

[25] J.Gayler, minutes ESCALE , 26/02/96.

[26] H.Abramowicz et all., NIM 180 (1981) 429.

[27] H1 Calorimeter group, H.Oberlack, XXV Int. Conf. HEP, Singapore, 1990.

[28] H1 Calorimeter group, NIM A 336 (19993) 499.

[29] minutes ESCALE, 07/09/94.

[30] A.Wegner, thèse de doctorat, Université de Hambourg.

Chapitre 5

Mesure de la fonction de structure $\mathrm{F_2(x, Q^2)}$

5.1 Méthode de mesure

La fonction de structure du proton est reliée à la section efficace de Born d'échange d'un photon par l'expression suivante:

$$\frac{d^2\sigma_B(x,Q^2)}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\,(2-2y+\frac{y^2}{1+R})\;F_2(x,Q^2) = f(x,y,Q^2;R)\;F_2(x,Q^2) \quad (5.1)$$

R est le rapport des fonctions de structure $R \equiv F_2/2xF_1 - 1$ et n'a pas encore été mesuré à HERA. Dans notre mesure de F_2, R a donc été calculé en utilisant la relation issue de QCD [1] entre la constante de couplage [2] et la paramétrisation de la fonction de structure F_L déterminée à partir des densités des partons de GRV [3]:

$$F_L(x,Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}x^2\int_x^1\frac{du}{u^3}\left[\frac{8}{3}F_2(u,Q^2) + 4uG(u,Q^2)\left(1-\frac{x}{u}\right)\sum_{i\equiv q}e_i^2\right] \quad (5.2)$$

La valeur de R obtenue pour cette relation est inférieure à 0.8 dans le domaine accessible à HERA. Les erreurs commises dans la détermination de R ont une influence relativement faible sur la valeur de F_2. Ainsi une erreur de 50% sur R entraine une erreur de l'ordre de 3% sur F_2 aux plus petits x et négligeable à grand x, comme nous allons le voir plus en détail par la suite. La fonction $f(x,y,Q^2;R)$ contient la dépendance explicite de la section efficace en x, y et Q^2 ainsi que la contribution de R. En première approximation la fonction de structure F_2 est donc proportionnelle à la section efficace différentielle.

Nous allons considérer le plan cinématique (x,Q^2) divisé en un certain nombre d'intervalles de mesure, que nous allons appeler "domaines" (Δ). Le nombre d'événements (N_Δ^D) cinématiquement contenus dans un de ces domaines est proportionnel à l'intégrale de la section efficace sur la surface associée (s_Δ):

$$\int_{s_\Delta} \frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} dxdQ^2 = \frac{N_{\Delta v}^D}{L^D} = \frac{N_\Delta^D}{T_\Delta^D L^D} \tag{5.3}$$

L'index D fait référence aux données expérimentales. $N_{\Delta v}^D$ est le nombre d'événements réellement produits lors des collisions électron-proton dans le domaine Δ, N_Δ^D est le nombre d'événements observés, après soustraction du bruit de fond non physique et du bruit de fond de photoproduction et L^D est la luminosité totale intégrée. T_Δ^D, appelé acceptance totale, est un facteur qui corrige les différences entre le nombre d'événements produits et observés. S'il n'y avait pas de "défauts" dans la reconstruction cinématique, les valeurs de x et Q^2 mesurées seraient identiques aux valeurs "vraies" et ce facteur serait donc un nombre qui dépendrait uniquement de l'acceptance géométrique du détecteur. En réalité à cause de la résolution du détecteur et des biais de reconstruction, le nombre d'événements mesurés dans un domaine est aussi influencé par les migrations des événements entre les différents domaines et par l'application des coupures sur les quantités mesurées. Dans ce cas la relation antérieure devient une relation matricielle dans laquelle un élément de matrice $T_\Delta^D(ij)$ donne la probabilité qu'un événement originel du domaine j soit reconstruit dans le domaine i. L'inversion de cette matrice T_Δ^D est un problème complexe [4] qui nécessiterait un traitement mathématique plus rigoureux que celui que nous avons appliqué sur les données de 1994. Un étude sur les données avec le vertex déplacé a montré que, avec la précision actuelle, les résultats restent les mêmes après inversion de cette matrice [7]. Nous avons procédé de manière itérative pour résoudre cette équation matricielle comme nous allons l'expliquer un peu plus loin.

L'expression précédente nous permet d'établir un lien entre la fonction de structure $\mathrm{F_2(x,Q^2)}$ qui est reliée à la section efficace par l'équation 5.1 et le nombre d'événements issus des collisions qui, lui, peut être déterminé expérimentalement. Cependant avant de pouvoir comparer les sections efficaces expérimentale et théorique il faut tenir compte des contributions des processus radiatifs QED et d'échange d'un boson Z_0:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = f(x,y,Q^2;R)\ F_2(x,Q^2)\ (1+\delta_{RC}(x,Q^2))\ (1+\delta_{Z_0}(x,Q^2)) \tag{5.4}$$

La correction due à l'échange d'un Z_0 est inférieure à 3% dans le domaine de mesure, (et inférieure à 1% en dessous de $Q^2 = 1000$ GeV^2). Elle sera traitée par la suite comme une partie des corrections radiatives. A partir de cette équation et de l'équation 5.3 nous pouvons écrire F_2 au centre d'un domaine Δ comme:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{1}{f(x_c, y_c, Q_c^2; R)} \frac{N_\Delta^D}{T_\Delta^D L^D} \; C_{\Delta,CD} \; C_{\Delta,RC} \tag{5.5}$$

Le facteur $C_{\Delta,CD}$ (correction du Centre du Domaine) nous permet de déduire la valeur de la fonction de structure en un point à partir d'une mesure de la moyenne intégrée sur un domaine:

$$C_{\Delta,CD} = \frac{\sigma_B''(x_c, Q_c^2)}{\int_{s_\Delta} \sigma_B''(x, Q^2) dx dQ^2} \quad \text{avec} \quad \sigma_B''(x, Q^2) \equiv \frac{d^2\sigma_B(x, Q^2)}{dx dQ^2} \tag{5.6}$$

$C_{\Delta,RC}$ est donné par le rapport entre la section efficace de Born et la section efficace "radiative", c'est à dire celle que l'on mesure:

$$C_{\Delta,RC} = \frac{1}{1 + \delta_R(x, Q^2)} = \frac{\int_{s_\Delta} \sigma_B''(x, Q^2) dx dQ^2}{\int_{s_\Delta} \sigma''(x, Q^2) dx dQ^2} \tag{5.7}$$

En introduisant ces expressions dans l'équation 5.5 et après avoir simplifié nous pouvons réécrire F_2 comme:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{1}{f(x_c, y_c, Q_c^2; R)} \frac{N_\Delta^D}{T_\Delta^D L^D} \frac{\sigma_B''(x_c, Q_c^2)}{\int_{s_\Delta} \sigma''(x, Q^2) dx dQ^2} \tag{5.8}$$

Mais pour déterminer la valeur du dernier terme de cette expression nous avons besoin de connaître d'avance la valeur de la section efficace (donc de la fonction de structure), que nous n'avons pas encore mesurée. Une manière de contourner ce problème est de calculer ce terme à partir d'une paramétrisation de la fonction de structure simulée (index S):

$$\sigma_B''(x_c, Q_c^2) = f^S(x_c, y_c, Q_c^2; R^S) \; F_2^S(x_c, Q_c^2) \tag{5.9}$$

$$\int_{s_\Delta} \sigma''(x, Q^2) dx dQ^2 = \frac{N_{\Delta v}^S}{L^S} = \frac{N_\Delta^S}{T_\Delta^S L^S} \tag{5.10}$$

$N_{\Delta v}^S$ est le nombre d'événements engendrés dans un domaine Δ pour une luminosité intégrée égale à L^S, N_Δ^S est le nombre d'événements reconstruits dans Δ et T_Δ^S l'acceptance totale simulée dans Δ. Avec ceci l'expression de $F_2(x_c, Q_c^2)$ devient:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{f^S}{f} \frac{N_\Delta^D}{T_\Delta^D L^D} \frac{T_\Delta^S L^S}{N_\Delta^S} F_2^S(x_c, Q_c^2) \tag{5.11}$$

Pour pouvoir mesurer F_2 nous avons encore un problème à résoudre, car il n'est pas possible de déterminer l'acceptance totale T^D_Δ expérimentalement, ce qui nécessiterait la connaissance du nombre d'événements réellement produits pendant les interactions, $N^D_{\Delta v}$. Ce nombre est par contre connu pour la simulation, dont l'utilisation devient le seul moyen pour déterminer les acceptances. Nous pouvons décomposer T^D_Δ en deux parties, qui seront traitées en détail par la suite. D'un côté l'efficacité des coupures de sélection (cf section 5.2) et de l'autre l'acceptance (cf section 5.3) qui englobe les effets autres que l'efficacité inclus dans l'acceptance totale. Dans le cas des efficacités l'accord entre l'expérience et la simulation peut être vérifié explicitement. Les différences seront quantifiées (κ_Δ) et corrigées dans chaque domaine de mesure. En ce qui concerne l'acceptance nous allons supposer que la simulation décrit bien le comportement de l'acceptance expérimentale. Cependant comme F_2 et F_2^S ne sont pas identiques les acceptances seront aussi différentes ce qui signifie que la seule manière d'obtenir la valeur correcte de F_2 est de la connaître d'avance ou d'utiliser une méthode itérative (cf section 5.5): une fois la première mesure effectuée nous pouvons utiliser un ajustement de la fonction mesurée pour modifier la simulation et faire une nouvelle itération. A chaque nouvelle itération la paramétrisation sera plus proche de la fonction de structure réelle, ce qui est valable aussi pour les acceptances simulée et expérimentale. La procédure est répétée jusqu'à ce que la différence entre les fonctions de structure injectée et mesurée soit nettement plus faible que les erreurs associées à F_2. Après itération $R_s \approx R$ et nous pouvons supposer que $f^S/f \approx 1$. Avec ces hypothèses nous pouvons écrire l'expression 5.11 comme:

$$F_2(x_c, Q_c^2) = \frac{1}{\kappa_\Delta}\frac{N^D_\Delta}{L^D}\frac{L^S}{N^S_\Delta}F_2^S(x_c, Q_c^2) \tag{5.12}$$

Mesurer F_2 revient donc à compter les événements correspondant à une certaine luminosité intégrée, contenus dans un intervalle de x et Q^2 à la fois dans les données et dans la simulation, en prenant garde que les valeurs de F_2 mesurées soient proches des valeurs de F_2 utilisées dans la simulation. Si cela n'est pas le cas on modifie la simulation en utilisant les valeurs de F_2 trouvées dans la première mesure, et on recommence l'opération jusqu'à ce que les deux fonctions soient similaires.

Il est souhaitable que la taille des domaines de mesure Δ soit la plus petite possible. Cependant nous sommes limités par la résolution en x et Q^2 dans les différentes régions du plan cinématique (x,Q^2) et/ou par la statistique disponible. La résolution en Q^2 est très bonne (cf chapitre 4) ce qui fait que la taille des intervalles en Q^2 est déterminée par la statistique. Par contre, la dimension des intervalles en x est imposée par la résolution du détecteur car la résolution en x est nettement moins bonne que celle en Q^2. Pour vérifier la qualité des domaines à deux dimensions nous avons étudié l'influence des migrations sur le nombre d'événements contenus dans un domaine choisi. Ces études sont présentées en détail dans la section 5.3. Nous avons partagé le plan cinématique en cinq domaines par ordre de grandeur en x et huit par ordre de grandeur en Q^2, sauf à grand Q^2 (> 1000 GeV^2) où des domaines plus larges ont été définis pour compenser la baisse du nombre d'événements reliée au comportement de la section efficace ($\sim 1/Q^4$). Les valeurs délimitant ces domaines sont présentées dans les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3 respectivement.

$x_{limite}/10^n$	0.100		0.158		0.251		0.398		0.631		1.000
$x_{central}/10^n$		0.130		0.200		0.320		0.500		0.800	

Tableau 5.1: *Table des limites en x des domaines Δ utilisés pour la mesure de la fonction de structure, et des valeurs centrales utilisées pour chaque domaine. Ces valeurs se retrouvent périodiquement pour chaque ordre de grandeur (n=-4,...,0).*

$Q^2_{lim}/10^n$ (GeV^2)	1.000		1.334		1.778		2.371		3.162		4.217		5.623		7.499		10.000
$Q^2_{cen}/10^n$ (GeV^2)		1.2		1.5		2.0		2.5		3.5		5.0		6.5		8.5	

Tableau 5.2: *Table des limites en Q^2 des domaines Δ utilisés pour la mesure de la fonction de structure, et des valeurs centrales utilisées pour chaque domaine. Ces valeurs se retrouvent périodiquement pour chaque ordre de grandeur ($n = 0, 1, 2$) Un découpage spécial est utilisé à grand Q^2 (voir table ci-dessous).*

Q^2_{limite} (GeV^2)	1000		1334		3162		10000
$Q^2_{central}$ (GeV^2)		1200		2000		5000	

Tableau 5.3: *Table des limites en Q^2 des domaines Δ utilisés dans la mesure de la fonction de structure dans la région cinématique des grands Q^2 ($Q^2 > 1000$ GeV^2).*

5.2 Traitement des efficacités

Pour mesurer correctement la section efficace nous devons être capables de déterminer le nombre d'événements DIS produits dans un domaine cinématique donné dans les collisions électron-proton, à partir des événements DIS mesurés. Il y a deux aspects qui ne sont pas décorrélés, à l'origine de la différence entre le nombre d'événements produits et mesurés dans un domaine Δ. D'un côté l'influence des coupures utilisées pour sélectionner les événements et de l'autre les effets dus à une reconstruction de la cinématique de l'événement imparfaite. Le facteur de correction global permettant de passer d'un nombre à l'autre peut s'écrire de la manière suivante:

$$T_\Delta = \frac{N^c_{\Delta r}}{N_{\Delta v}} \tag{5.13}$$

où l'indice c signifie "après coupures", et les domaines Δr et Δv sont définis par les variables cinématiques vraies ou reconstruites:

$$\Delta_r: \quad x^{min}_\Delta < x^r < x^{max}_\Delta \qquad Q^{2\ min}_\Delta < Q^{2\ r} < Q^{2\ max}_\Delta \tag{5.14}$$

$$\Delta_v: \quad x^{min}_\Delta < x^v < x^{max}_\Delta \qquad Q^{2\ min}_\Delta < Q^{2\ v} < Q^{2\ max}_\Delta \tag{5.15}$$

Les variables vraies sont définies au vertex hadronique. $N_{\Delta v}$ est le nombre d'événements DIS produits dans le domaine Δ considéré. Il ne dépend que de la section efficace et de la luminosité disponible et n'est connu que pour les événements simulés. $N_{\Delta r}$ est le nombre d'événements qui ont été mesurés après leur passage à travers le détecteur, qui satisfont tous les critères de sélection (cf chapitre 3) et qui se retrouvent dans le domaine Δ considéré après la reconstruction des variables cinématiques x et Q^2 (cf chapitre 4).

Nous allons décomposer ce facteur en deux parties. La première contient l'effet des efficacités et va être décrite ci-dessous. Les corrections autres que l'efficacité sont rassemblées dans un facteur A_Δ, dit d'acceptance, qui tient compte des migrations d'événements d'un domaine à l'autre, produites par une imparfaite reconstruction cinématique et sera étudié dans la section 5.3. Nous pouvons donc écrire T_Δ comme:

$$T_\Delta = \varepsilon_{\Delta v} \cdot A_\Delta \qquad \varepsilon_{\Delta v} = \frac{N^c_{\Delta v}}{N_{\Delta v}} \qquad A_\Delta \equiv \frac{N^c_{\Delta r}}{N^c_{\Delta v}} \tag{5.16}$$

L'efficacité est définie comme la fraction d'événements mesurés dans le domaine Δ étudié qui satisfont les critères de sélection. Déterminer ce nombre à partir de la simulation est possible, mais nous sommes également intéressés par le comportement des efficacités expérimentales. Pour cela nous ne pouvons pas utiliser les variables vraies et nous sommes donc obligés d'approximer $\varepsilon_{\Delta v}$ par:

$$\varepsilon_{\Delta r} = \frac{N^c_{\Delta r}}{N_{\Delta r}} \tag{5.17}$$

Cette approximation est suffisament précise pour que le rapport $\varepsilon^D_{\Delta v}/\varepsilon^S_{\Delta v}$ puisse être approximé par $\varepsilon^D_{\Delta r}/\varepsilon^S_{\Delta r}$.

Nous avons vu dans la section 5.1 que pour mesurer F_2 avec la méthode itérative nous avons besoin de connaître le rapport entre les efficacités expérimentales et simulées:

$$\kappa_\Delta = \frac{\varepsilon^D_{\Delta v}}{\varepsilon^S_{\Delta v}} \simeq \frac{\varepsilon^D_{\Delta r}}{\varepsilon^S_{\Delta r}} = \frac{\varepsilon^D_1}{\varepsilon^S_1} \cdot \frac{\varepsilon^D_2}{\varepsilon^S_2} \cdot \ \cdot \ \cdot \ \frac{\varepsilon^D_n}{\varepsilon^S_n} \tag{5.18}$$

en supposant que $\varepsilon_1, \cdots \varepsilon_n$ sont les efficacités des différentes coupures et qu'elles sont décorrélées entre elles. Cette hypothèse est vérifiée à posteriori car la plupart des efficacités des coupures utilisées sont proches de 1, la seule faisant exception étant la coupure du vertex qui est décorrélée des autres. Déterminer l'efficacité d'une coupure donnée est plus difficile sur les données réelles que sur les données simulées car dans le premier cas l'échantillon de travail est contaminé par le bruit de fond. Pour ne pas être influencé par celui-ci nous allons calculer l'efficacité d'une coupure en demandant que les autres critères de sélection soient satisfaits. Cependant, le fait de supprimer la coupure étudiée dégrade la pureté de notre échantillon ce qui entraîne une diminution artificielle de l'efficacité observée. La solution pour calculer l'efficacité réelle à partir d'un échantillon de données est de renforcer la sélection avec une coupure orthogonale à celle étudiée. Par coupures orthogonales nous voulons signifier qu'elles ne suppriment pas les mêmes événements.

Les efficacités de sélection ont été étudiées en détail et sont dans la plupart des cas proches de 100%. Nous allons maintenant résumer les résultats obtenus.

- L'efficacité du déclenchement, qui a été déterminée dans [5, 6], est de 100% pour le BEMC et supérieure à 99% pour le CALO.

- L'efficacité du TOF peut être séparée en deux contributions. La contribution en ligne, qui est de 0.5% et une contribution hors-ligne (provenant d'une petite erreur dans la sélection POT) qui est de 0.6%. Cette efficacité a été déterminée en repondérant la fraction des d'événements de contrôle retenue dans la classe 10 (cf chapitre 3) des événements rejetés par la coupure sur les informations en temps données par le TOF. Celle-ci est la seule coupure dont il faut tenir compte dans l'étude des efficacités au niveau des sélection POT et mPOT, car les autres coupures sont moins restrictives que celles qui ont été utilisées dans la sélection finale.

- L'efficacité d'identification de l'électron a été déterminée à partir de la simulation comme supérieure à 99%.

- L'efficacité de la BPC est étudiée dans [8]. Des différences entre les données et la simulation ont été observées. Le rapport $\varepsilon^D/\varepsilon^S$ varie de 1.01 à 1.04 entre $Q^2 = 25$ et $Q^2 = 120$ GeV^2 et la correction est prise en compte dans notre analyse.

- L'efficacité expérimentale de ECRA est bien décrite par la simulation, les différences étant négligeables.

- L'efficacité du vertex a été étudiée en détail. L'accord données simulation de cette efficacité est très bon pour $0.01 < y < 0.6$.

En pratique le coefficient κ n'est influencé que par l'efficacité du TOF et de la BPC.

5.3 Stabilité, Pureté et Acceptance des domaines $\Delta(x,Q^2)$ du plan cinématique

Nous allons étudier la contribution à l'acceptance totale T_Δ, autre que les efficacités de sélection, qui correspond au facteur A_Δ défini dans l'équation 5.16. Ce facteur A_Δ est le rapport du nombre d'événements reconstruits dans un domaine divisé par le nombre d'événements produits dans ce domaine. Si le détecteur était parfait, c'est à dire que toute particule qui traverse effectivement l'appareil est mesurée correctement, alors ce facteur coïnciderait avec l'acceptance géométrique du détecteur, d'où le nom d'acceptance. En réalité ce facteur ne dépend pas simplement de la géométrie, mais il est aussi affecté par la résolution du détecteur, qui provoque des migrations d'événements dans le plan cinématique. Dans le chapitre 4 nous avons vérifié que la simulation décrit bien les distributions des variables mesurées (E'_e, θ_e, Σ) aussi bien que les variables cinématiques x, y et Q^2 qui interviennent dans la mesure de F_2. Nous pouvons donc supposer que ces effets sont bien décrits dans la simulation ce qui justifie son utilisation pour étudier les modifications du nombre d'événements reconstruits dans un domaine dues aux effets de la géométrie et de la résolution.

Comme nous l'avons vu ci-dessus le terme d'acceptance s'écrit:

$$A_\Delta = \frac{N^c_{\Delta r}}{N^c_{\Delta v}} \tag{5.19}$$

Etant donné que le nombre d'événements produits dans la collision dans chaque intervalle de x et Q^2 est connu uniquement dans la simulation, les acceptances devront être déterminées à partir de celle-ci, et le nombre $N_{\Delta v}$ est égal au nombre d'événements produits dans le domaine Δ. Notre échantillon de travail est celui des événements qui après passage à travers le détecteur et reconstruction cinématique satisfont tous les critères de sélection. Finalement, le facteur A_Δ défini sur l'échantillon de travail, dépend uniquement des migrations provoquées par la résolution du détecteur et les biais de reconstruction, ce qui explique qu'il puisse devenir supérieur à l'unité contrairement au cas d'une acceptance géométrique.

L'acceptance nous permet de caractériser de manière globale les migrations entre les différents domaines. Cependant elle nous donne une vision incomplète du phénomène car la différence entre le nombre d'événements engendrés et reconstruits dans un domaine est reliée aussi bien aux migrations *vers* le domaine que *à partir* du domaine. Deux autres concepts étroitement reliés à l'acceptance vont nous permettre de caractériser précisément un domaine: la stabilité et la pureté, quantités définies à partir de l'échantillon de travail utilisé pour les acceptances.

- La **stabilité** est le rapport du nombre d'événements originaires du domaine considéré qui sont restés après reconstruction dans ce même domaine, et du nombre total d'événements produits. S_Δ peut s'écrire comme:

$$S_\Delta = \frac{N^c_{\Delta i}}{N^c_{\Delta v}} \tag{5.20}$$

  où Δ_i est l'intersection des ensembles Δ_r et Δ_v. La stabilité caractérise les migrations vers les autres domaines du plan cinématique à partir du domaine étudié. Un domaine est très stable si une proportion importante des événements qui y ont été produits, y restent après la reconstruction.

- La **pureté** est le rapport du nombre d'événements qui ont été produits et reconstruits dans le domaine d'étude et du nombre total d'événements qui y ont été reconstruits.

$$P_\Delta = \frac{N^c_{\Delta i}}{N^c_{\Delta r}} \tag{5.21}$$

  La pureté caractérise les migrations vers le domaine étudié des événements appartenant à d'autres domaines du plan cinématique.

Ces deux concepts sont complémentaires. Un domaine peut être très stable mais très impur, s'il est sujet à un flux d'événements important par rapport à son contenu initial et réciproquement un domaine très pur qui a perdu la majeure partie des événements originels sera caractérisé par une stabilité très basse. L'acceptance peut s'écrire en fonction de la stabilité et la pureté:

$$A_\Delta = \frac{S_\Delta}{P_\Delta} \tag{5.22}$$

Un domaine peu stable et très impur peut présenter une bonne acceptance, c'est pourquoi la stabilité et la pureté restent les deux caractéristiques les plus utiles pour qualifier la qualité d'un domaine.

Les erreurs statistiques sur la stabilité, la pureté et l'acceptance peuvent être obtenues à partir de la somme au carré des erreurs statistiques associées aux nombres qui interviennent dans les expressions 5.19, 5.20 et 5.21 ($N^c_{\Delta r}$, $N^c_{\Delta v}$ et $N^c_{\Delta i}$):

$$\frac{\Delta S_\Delta}{S_\Delta} = \sqrt{\frac{1}{N^c_{\Delta i}} + \frac{1}{N^c_{\Delta v}}} \tag{5.23}$$

$$\frac{\Delta P_\Delta}{P_\Delta} = \sqrt{\frac{1}{N^c_{\Delta i}} + \frac{1}{N^c_{\Delta r}}} \tag{5.24}$$

$$\frac{\Delta A_\Delta}{A_\Delta} = \sqrt{\frac{1}{N^c_{\Delta r}} + \frac{1}{N^c_{\Delta v}}} \tag{5.25}$$

Mais les nombres $N^c_{\Delta r}$, $N^c_{\Delta v}$ et $N^c_{\Delta i}$ étant corrélés nous pouvons utiliser une méthode un peu plus sophistiquée [9], qui tient compte des corrélations entre le nombre d'événements qui ont été produits dans le domaine d'étude et le nombre d'événements produits qui y restent après la reconstruction cinématique. Les erreurs statistiques associées à la stabilité, calculées en tenant compte des corrélations entre $N^c_{\Delta v}$ et $N^c_{\Delta i}$ sont données par l'expression suivante:

$$\Delta S_\Delta = \sqrt{\frac{1}{N^c_{\Delta v} - 1} \left(\frac{N^c_{\Delta i}}{N^c_{\Delta v}}\right) \left(1 - \frac{N^c_{\Delta i}}{N^c_{\Delta v}}\right)} = \sqrt{\frac{S_\Delta \ (1 - S_\Delta)}{N^c_{\Delta v} - 1}} \tag{5.26}$$

Pour calculer l'erreur associé à la pureté nous allons distinguer deux contributions indépendantes au nombre d'événements reconstruits dans le domaine étudié. D'un côté le nombre d'événements qui y ont été produits et reconstruits ($N^c_{\Delta i}$) et de l'autre le nombre d'événements reconstruits dans ce domaine mais provenant des autres domaines du plan cinématique ($N^c_{\Delta j}$):

$$\Delta P_\Delta = \Delta \left(\frac{N^c_{\Delta i}}{N^c_{\Delta i} + N^c_{\Delta j}}\right) = P_\Delta \ \sqrt{\frac{1}{N^c_{\Delta i}} \ - \ \frac{1}{N^c_{\Delta r}}} \tag{5.27}$$

Les erreurs associées à l'acceptance peuvent être calculées d'une manière analogue. Nous pouvons les écrire de manière compacte en utilisant les définitions de l'acceptance et de la stabilité:

$$\Delta A_\Delta = \sqrt{\frac{S_\Delta \ (1 - S_\Delta)}{N^c_{\Delta v} - 1} \ + \ \frac{(A_\Delta - S_\Delta) \ (A_\Delta - S_\Delta + 1)}{N^c_{\Delta v}}} \tag{5.28}$$

Le résultat obtenu par les deux méthodes est assez proche, en particulier dans les domaines caractérisés par des faibles valeurs de la stabilité et de la pureté, domaines dans lesquels l'erreur statistique provient de l'addition quadratique des erreurs associées à deux nombres essentiellement décorrélés. Comme exemple nous pouvons estimer les erreurs associées aux valeurs extrêmes de la stabilité dans les domaines utilisés pour la mesure ($S_\Delta = 0.7$ et 0.3), pour un domaine avec un millier d'événements produits ($N^c_{\Delta v}$). L'erreur non corrélée varie entre 5% et 6.5%, pendant que l'erreur corrélée varie entre 2% et 4.8% respectivement. A partir des figures 5.1 et et 5.3 nous pouvons déduire que les valeurs caractéristiques des acceptances pour ces domaines sont $A_\Delta = 1.2$ pour $S_\Delta = 0.7$ et $A_\Delta = 1$ pour

$S_\Delta = 0.3$ si nous nous concentrons sur la méthode E, qui est celle qui présente des variations plus importantes. Les erreurs non corrélées associées à l'acceptance varient entre 4.3% et 4.5% et celles corrélées entre 2.6% et 3.8%. La méthode Σ présente une valeur typique de la stabilité $S_\Delta = 0.5$ avec des erreurs de 3% (non corrélée) et 5.5% (corrélée). L'acceptance correspondante varie entre 0.8 et 1.1 avec des erreurs associées de l'ordre de 3.2% dans la méthode corrélée et de 4.6% dans la non corrélée. Ces chiffres nous donnent une estimation dans un cas particulier ($N^c_{\Delta v} = 1000$), mais ces valeurs sont soumises à l'influence de l'évolution du nombre d'événements produits en fonction des variables cinématiques, évolution qui est dictée par la section efficace. Les erreurs sur la stabilité et la pureté n'interviennent que marginalement dans la mesure car ces variables sont utilisées uniquement pour sélectionner les domaines de qualité. Par contre les erreurs sur les acceptances, sont propagées sur le F_2 mesuré. Cependant comme il s'agit d'erreurs assez faibles, qui vont être combinées quadratiquement avec les erreurs provenant d'autres sources, qui sont bien plus significatives, comme par exemple l'erreur sur l'échelle d'énergie, leur influence est négligeable.

La sélection des domaines qui seront utilisés dans la mesure de la fonction de structure est faite en fonction de la stabilité et de la pureté. Seuls les domaines caractérisés par des valeurs de stabilité et de pureté supérieurs à 30% seront classés comme domaines de qualité acceptable . A petit y nous avons exclu les domaines avec y en dessous d'une valeur limite, plus grande pour la méthode E ($y_e > 0.05$) que pour la méthode Σ ($y_\Sigma > 0.01$), et ceci afin d'exclure les domaines dans lesquels la résolution en x est supérieure à 25%. Les domaines dont la valeur centrale de y est supérieure à $y_e = 0.6$ sont exclus, pour limiter l'influence du bruit de fond de photoproduction qui s'accumule à grand y. Les coupures sont effectuées en fonction de la variable y, car les effets physiques se manifestent directement dans cette variable, mais les figures seront représentées en fonction de x et Q^2 car ce sont les variables sur lesquelles nous voulons étudier le comportement de $F_2(x, Q^2)$.

La fig. 5.1 représente la stabilité des domaines Δ pour les deux méthodes de reconstruction cinématique, E et Σ. Nous pouvons voir que le comportement de la stabilité dépend fortement de la méthode de reconstruction. La méthode E présente une très bonne stabilité à grand y (S_Δ >60%), qui reflète la bonne résolution en x dans cette région. Par contre elle se dégrade rapidement lorsque y diminue ce qui est relié au comportement en $1/y$ de la résolution de y_e (cf chapitre 4). La stabilité devient inférieure à 30% pour des valeurs de $y \sim 0.05$ ce qui implique qu'en dessous de cette valeur nous ne pouvons pas atteindre la qualité souhaitée pour la mesure de F_2. La méthode Σ présente un comportement très homogène et une meilleure stabilité ($\sim$ 35% si $Q^2 < 35$ GeV^2 et $\sim$ 45% si $Q^2 > 35$ GeV^2) pour les petites valeurs de y, ce qui permet la mesure de F_2 dans cette région. La stabilité atteinte avec cette méthode reste toujours en dessous de 60% et elle décroît à grand y dû aux difficultés à mesurer correctement les hadrons qui sont diffusés dans le BEMC. La stabilité varie peu en fonction de Q^2 car la résolution associée, très bonne dans tout le plan cinématique, dépend peu de Q^2.

La pureté associée aux deux méthodes est montrée dans la fig. 5.2. L'électron preśente qualitativement le même comportement que dans le cas de la stabilité, avec des valeurs inférieures. La décroissance de la pureté à plus grand y est reliée aux effets du rayonnement initial QED. Les événements radiatifs pour lesquels le photon n'a pas été détecté sont reconstruits avec des valeurs de y plus importantes, que celles auxquelles ils sont engendrés, ce qui provoque une accumulation d'événements à grand y et donc un abaissement de la pureté. La pureté de la

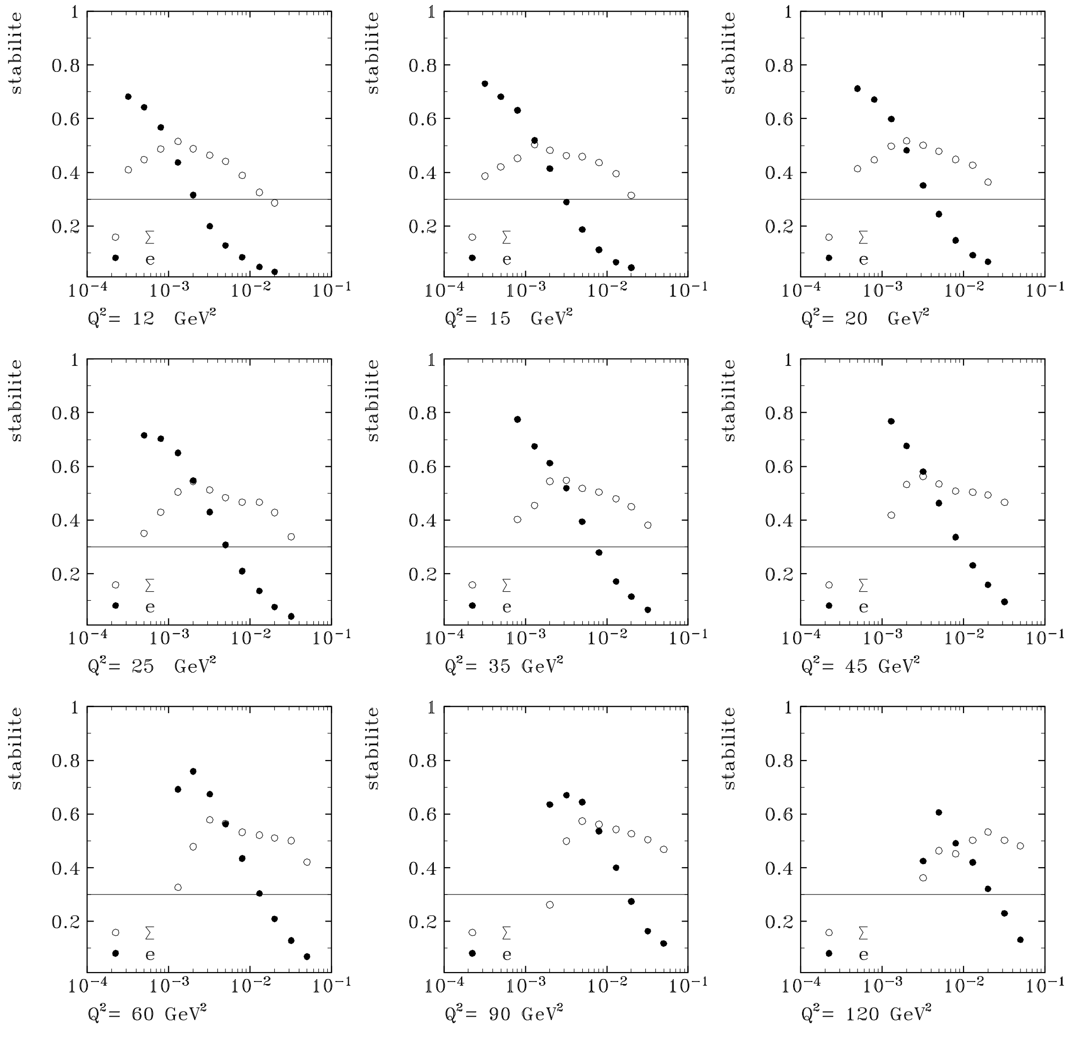

Figure 5.1: *stabilité méthodes Σ et E.*

méthode Σ dépend peu de y et présente des valeurs similaires à la stabilité, sauf à grand y où elle oscille entre 40%et 55%.

Les acceptances correspondantes sont montrées sur la fig. 5.3. Le comportement est plus compliqué que dans le cas des stabilités et des puretés car les différents effets se superposent. En particulier nous pouvons voir comment le domaine (méthode Σ) avec le plus grand y pour un $Q^2 = 90$ GeV^2 est caractérisé par une bonne acceptance alors que les valeurs de la stabilité et de la pureté sont inférieures à 20%.

Les résultats obtenus avec différentes méthodes de reconstruction sont habituellement combinés pour avoir une mesure précise dans une région étendue

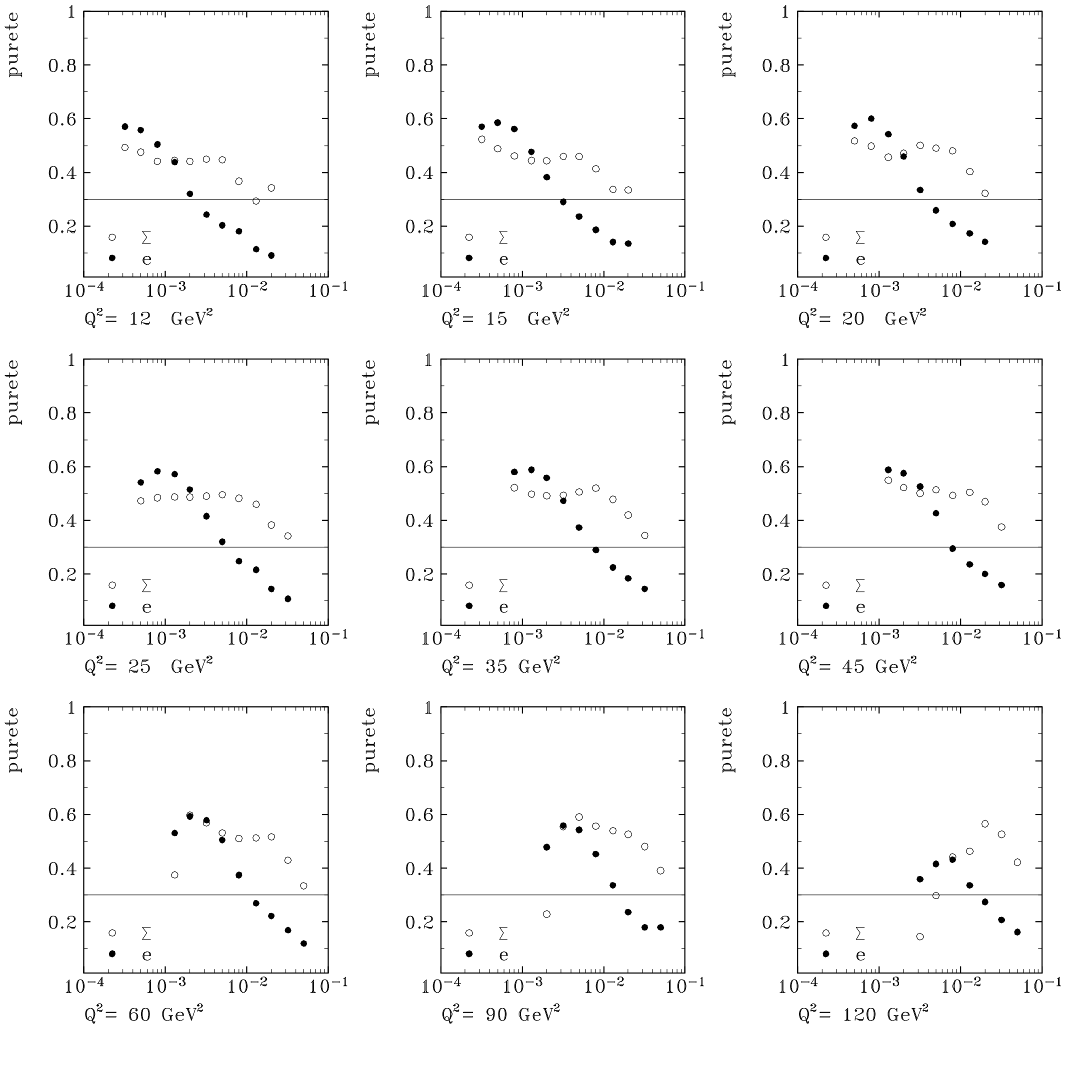

Figure 5.2: *Pureté méthodes Σ et E.*

du plan cinématique. Les mesures effectuées par les différents groupes d'analyse, dont les nôtres, sur les données enregistrées en 1994 ont été combinées de manière à ce que la méthode E soit utilisée dans la région cinématique $y > 0.15$ et la méthode Σ le soit dans la région $y < 0.15$. En étudiant les valeurs relatives des stabilités associées nous pouvons voir qu'au dessus de cette valeur de transition la stabilité de l'électron est plus grande que celle de la Σ et que c'est en dessous de cette valeur que la méthode Σ présente une meilleure stabilité.

Dans les figures 5.4 et 5.5 nous avons représenté la stabilité et la pureté correspondant aux deux méthodes de reconstruction cinématique pour les données prises avec le point d'interaction déplacé. Le comportement est tout à fait sim-

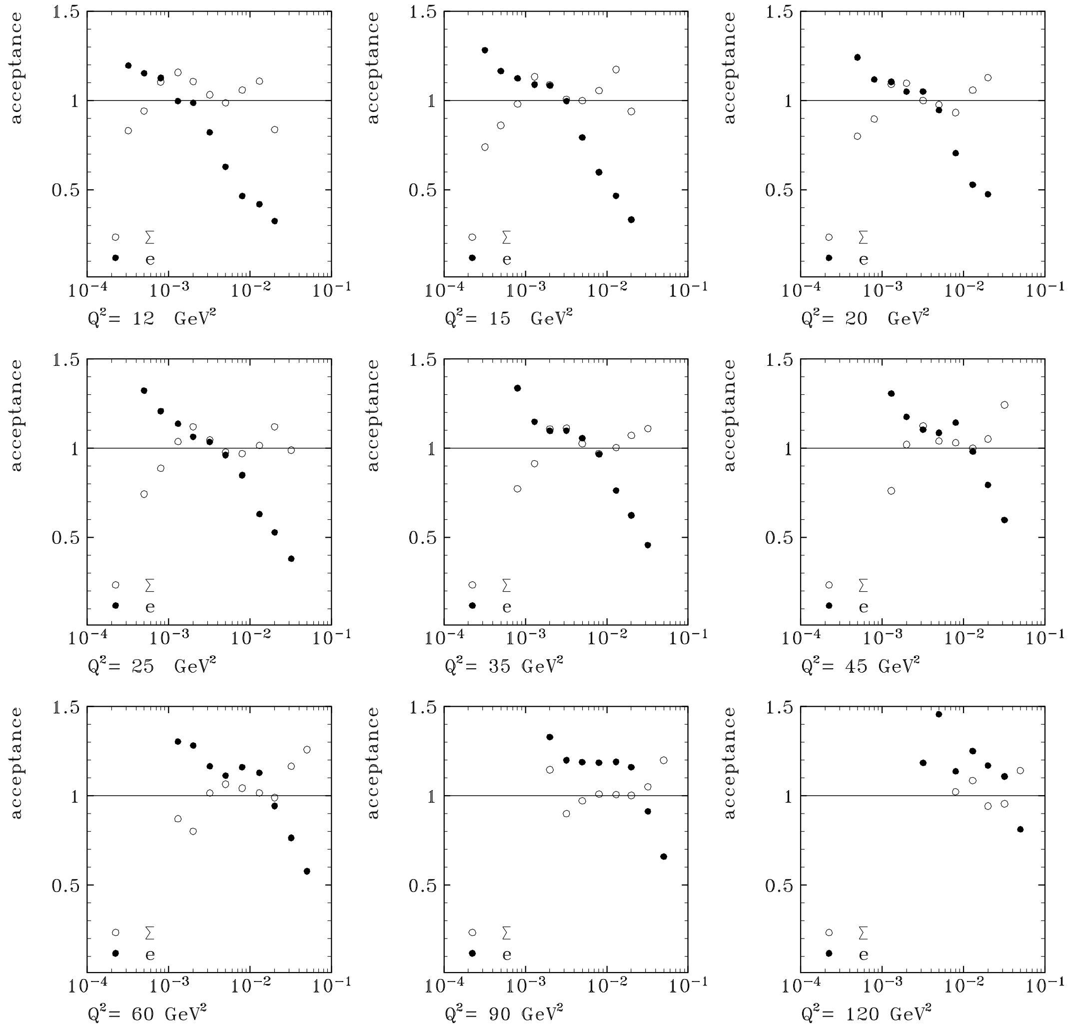

Figure 5.3: *Acceptance méthodes Σ et E.*

ilaire à celui que nous avons étudié dans le cas des données avec le vertex dans la position nominale (figures 5.1, 5.2 et 5.3). Nous pouvons les comparer directement dans les domaines avec des valeurs de Q^2 de 12 GeV^2 et de 15 GeV^2 qui sont mesurés avec les deux types de données.

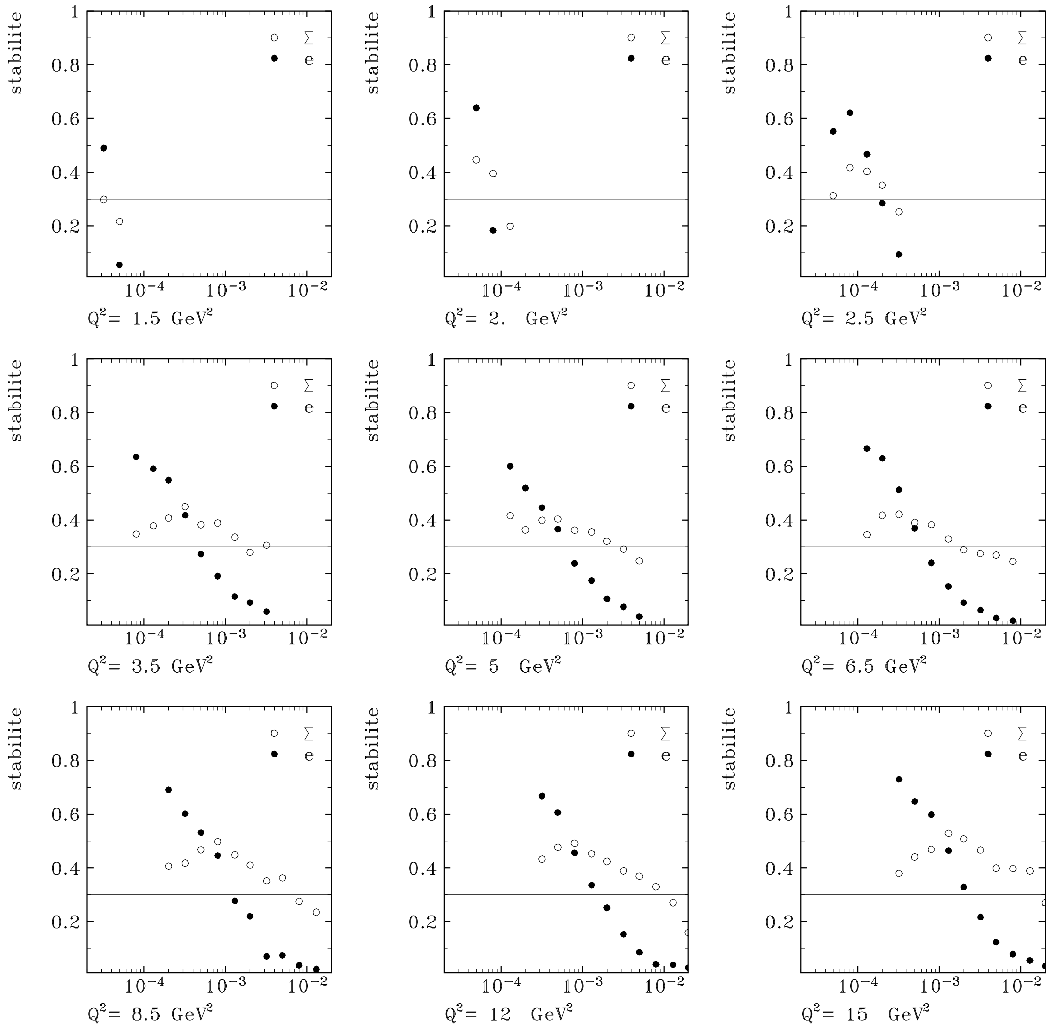

Figure 5.4: *stabilité obtenue pour les données avec le* **vertex déplacé**

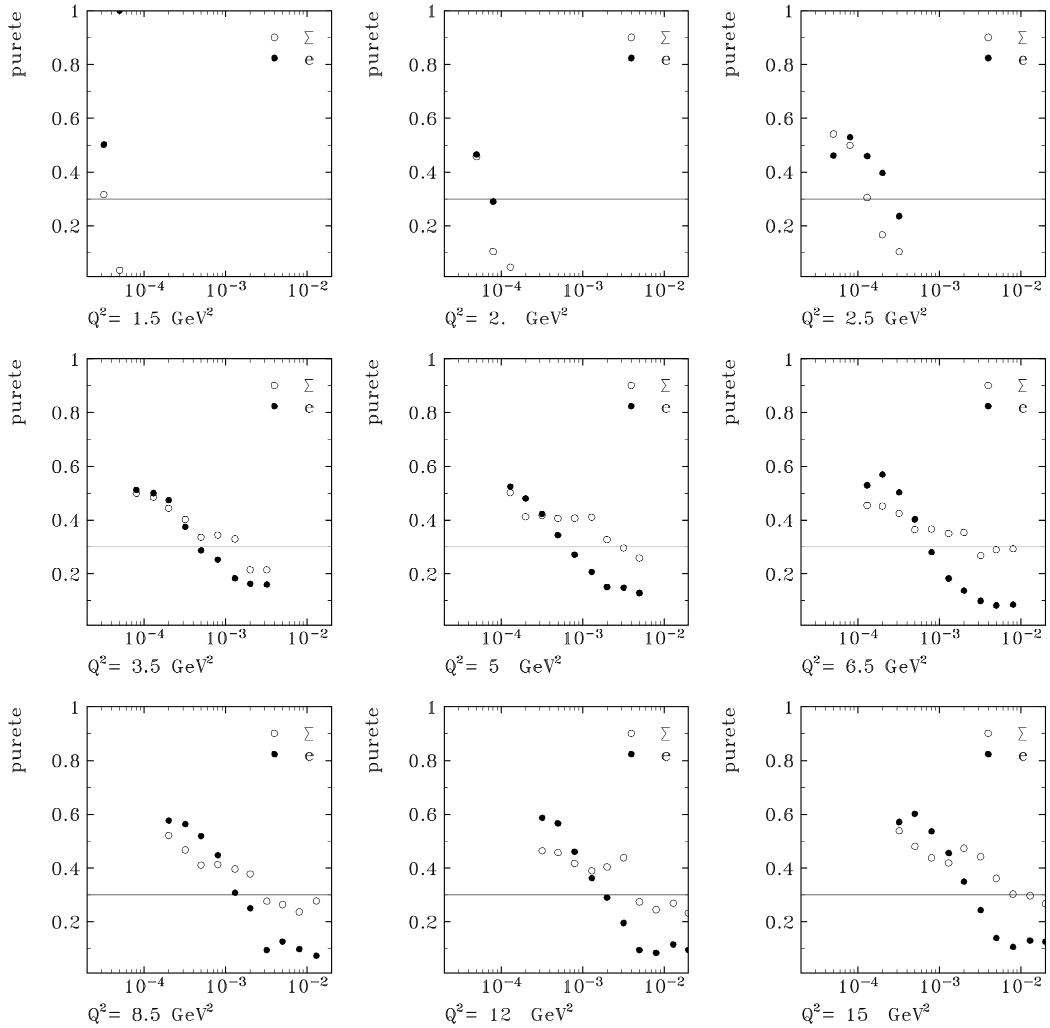

Figure 5.5: *Pureté obtenue pour les données avec le* **vertex déplacé**.

5.4 Erreurs systématiques

Dans cette section nous allons étudier l'influence des erreurs systématiques sur la valeur de la fonction de structure mesurée. Nous allons distinguer deux types d'erreurs. D'un côté celles qui influencent de manière corrélée la valeur de F_2 aux différentes valeurs de x et Q^2. Dans cette catégorie nous allons inclure celles provenant des incertitudes sur la mesure des variables cinématiques (E'_e, θ_e et Σ) et aussi celle provenant de quantités qui dépendent de la cinématique (corrections de photoproduction ou rapport des fonctions de structure R). Dans la catégorie des erreurs non corrélées nous allons inclure les erreurs sur des quantités qui ne dépendent pas, ou peu, de la cinématique de l'événement, (par exemple l'erreur sur l'efficacité de la BPC) ou dont la dépendance n'est pas bien connue (corrections radiatives). L'erreur systématique sur la luminosité, qui se propage sur F_2 comme un facteur de proportionnalité, est un cas de corrélation triviale.

5.4.1 Erreurs systématiques corrélées

L'effet des erreurs de mesure sur les variables dont dépend la reconstruction de la cinématique est de modifier la répartition des événements dans le plan (x, Q^2) et donc le nombre d'événements reconstruits dans un domaine de mesure Δ. Nous avons déjà vu que c'est à partir de l'acceptance que nous pouvons relier ce nombre à celui des événements réellement produits. Pour estimer l'influence des erreurs systématiques sur la valeur de la fonction de structure mesurée il faut évaluer les variations qu'un tel effet introduit sur les valeurs des acceptances. Dans l'exposition de la méthode de mesure (cf section 5.1) nous avons vu qu'une des hypothèses sous-jacentes, lors de l'utilisation de la méthode itérative, est que les acceptances expérimentales soit bien décrites dans la simulation. La détermination des erreurs systématiques expérimentales à partir des acceptances simulées repose aussi sur cette hypothèse.

Pour calculer les erreurs systématiques nous allons déterminer les acceptances après avoir "miscalibré" une à une les quantités que l'on mesure. Nous allons appeler *acceptance modifiée* celle obtenue après l'inclusion d'un de ces changements. Les influences des déplacements systématiques associés à chaque quantité seront étudiées indépendamment. Nous allons travailler dans les mêmes conditions que celles que nous avons définies au moment de déterminer les acceptances (cf section 5.3), c'est à dire que seuls les événements de l'espace de phase (x, Q^2) qui satisfont les coupures seront considérés. Cependant comme un tel déplacement peut avoir une influence sur le fait qu'un événement soit retenu ou exclu de l'échantillon d'étude, nous allons modifier les valeurs de la quantité à étudier *avant* d'appliquer les critères de sélection (cf chapitre 3). Ceci est important pour éviter les effets de bord, car si on fixe d'abord l'échantillon de travail, un déplacement systématique peut exclure des événements de la région mesurée, sans tenir compte du fait qu'il y a des événements qui auraient dû être injectés dans cette région. En fait ce problème ne concernerait que les coupures qui reposent sur la valeur de la quantité étudiée, telle que l'énergie ou l'angle de l'électron diffusé.

Ensuite nous allons étudier l'influence des différents effets systématiques sur les acceptances, et donc leur propagation sur les valeurs de la fonction de structure. Nous allons commencer par l'erreur dans la détermination de l'échelle d'énergie de l'électron, et celle associée à la mesure de l'angle de l'électron, erreurs qui interviennent aussi bien quand la cinématique de l'événement est reconstruite avec la méthode E que quand la méthode utilisée est la méthode Σ. Ensuite nous allons traiter les erreurs systématiques associées à la mesure de l'énergie hadronique dans les différents détecteurs utilisés (cf chapitre 4) qui concernent uniquement la méthode Σ. Les valeurs de l'erreur systématique associées à chacune de ces variables ont été déterminées dans le chapitre 4.

Les effets systématiques à grand Q^2 ne sont pas présentés in extenso mais ont été obtenus de manière similaire à ceux présentés en détail ci-dessous, pour les données avec le vertex nominal entre 12 GeV^2 et 120 GeV^2.

Echelle d'énergie électromagnétique

L'échelle absolue de l'énergie électromagnétique est déterminée avec une incertitude de 1% dans la région des bas Q^2 (électron diffusé dans le BEMC) et de 3% dans la région des grands Q^2 (électron diffusé dans le CALO). Dans les figures 5.6 et 5.7 nous avons représenté l'effet sur F_2 obtenu avant et après modification de $+1\%$ ou -1% de l'énergie de l'électron, pour la méthode E et la méthode Σ respectivement.

Dans le cas de la méthode E, seuls les cinq ou six premiers domaines à plus petit x, caractérisés par des stabilités et puretés supérieures à 30% (figures 5.1 et 5.2) sont utilisés dans la mesure de F_2. Dans ce domaine l'erreur systématique sur F_2 croît avec x, jusqu'à atteindre des valeurs de l'ordre de 15%. Les migrations induites par une variation de l'énergie sont presque indépendantes de Q^2 et leur influence est plus importante à grand x. Une variation positive de l'énergie E'_e, fait migrer les événements à plus grand Q^2 et à plus grand x.

L'influence des erreurs systématiques sur l'énergie de l'électron pour la méthode Σ, est en général beaucoup plus faible que dans le cas de la méthode E. Si l'on traite à part les domaines influencés par les coupures angulaires (Q^2 =12, 90 et 120 GeV^2) qui atteignent 12% d'erreur, comme dans le cas E, l'erreur reste inférieur à 5% dans le reste du plan cinématique et est indépendante de x. Une autre différence par rapport à la méthode E, est que par rapport à celle- ci la méthode Σ présente un inversement du signe des variations de F_2. Une variation positive (négative) en énergie conduit à une augmentation (diminution) de l'acceptance. Les domaines de bord, $Q^2 = 12, 90$ et 120 GeV^2, présentent les mêmes caractéristiques mais avec des effets systématiques amplifiés.

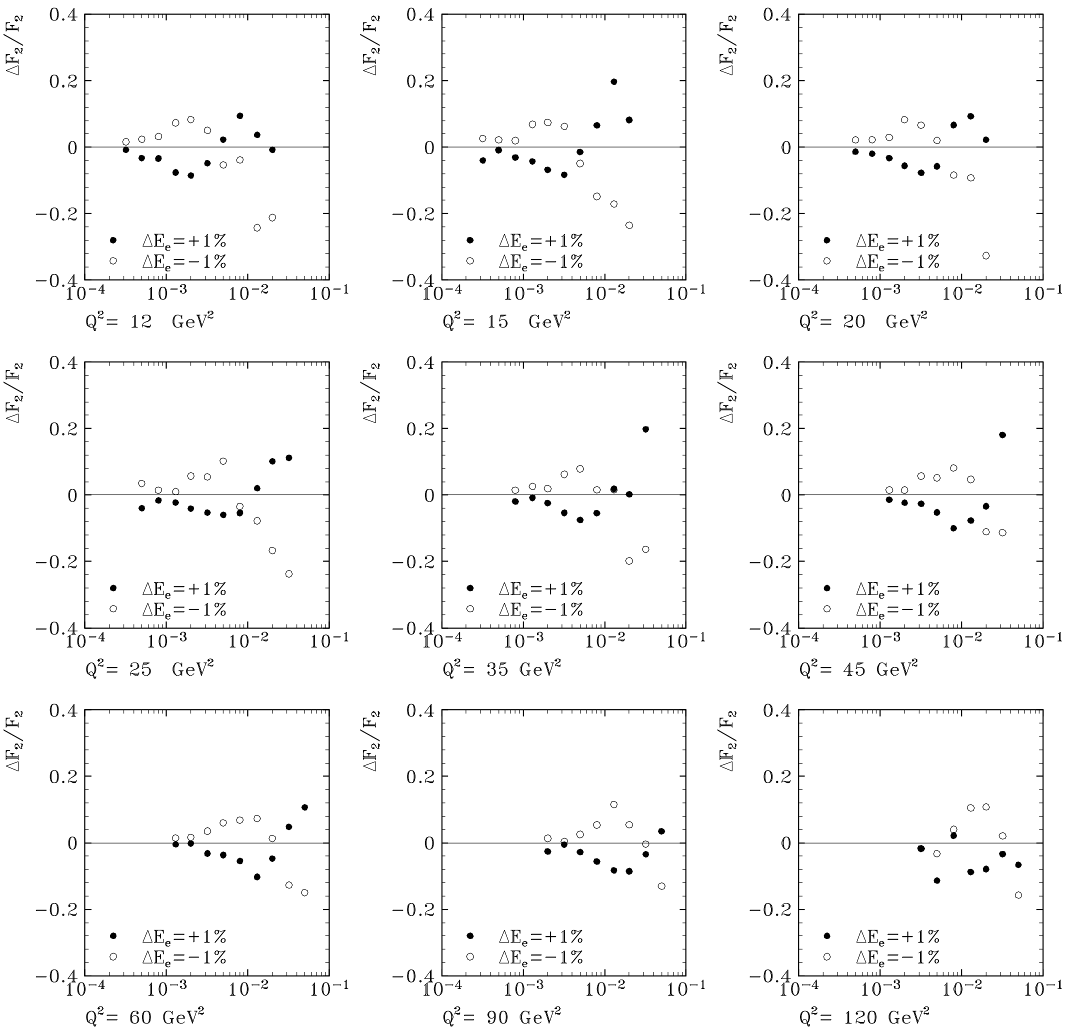

Figure 5.6: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1\%$ ou -1% de l'énergie de l'électron diffusé. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** *E. Seuls les domaines à petit x, qui satisfont les critères de stabilité et pureté sont utilisés dans la mesure de F_2.*

Angle polaire de l'électron diffusé

L'incertitude sur l'angle polaire de l'électron diffusé est de 1 mrad. Dans les figures 5.8 et 5.9 nous avons montré l'influence des erreurs systématiques sur θ pour les méthodes E et Σ respectivement. Le comportement est semblable dans les deux cas, les variations sur F_2 ayant la même taille et le même signe. Mis à part les domaines affectés par l'acceptance angulaire du détecteur, dans lesquels l'erreur peut atteindre 10%, les erreurs restent inférieures à 4%. Les variations angulaires entraînent des migrations en Q^2 principalement. Dans le domaine à

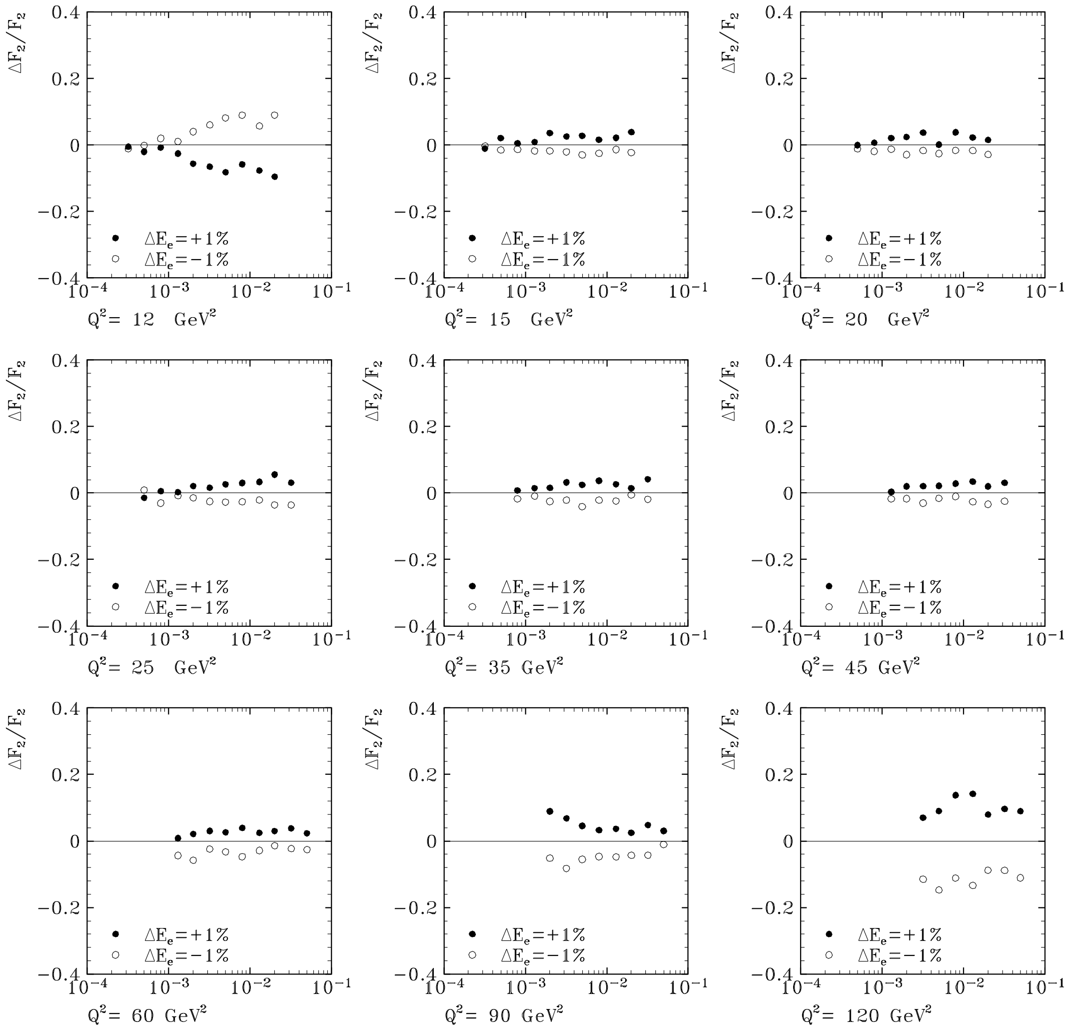

Figure 5.7: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1\%$ ou -1% de l'énergie de l'électron diffusé. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

$Q^2 = 12$ GeV^2, les signe des variations est inversé, dû à l'influence de la coupure à grand angle reliée à l'acceptance angulaire du détecteur.

Dans les domaines avec $Q^2 = 90$ et 120 GeV^2 l'influence de l'acceptance angulaire est opposée donc $\Delta F_2/F_2$ reste du même signe que dans la région non affectée par les coupures angulaires.

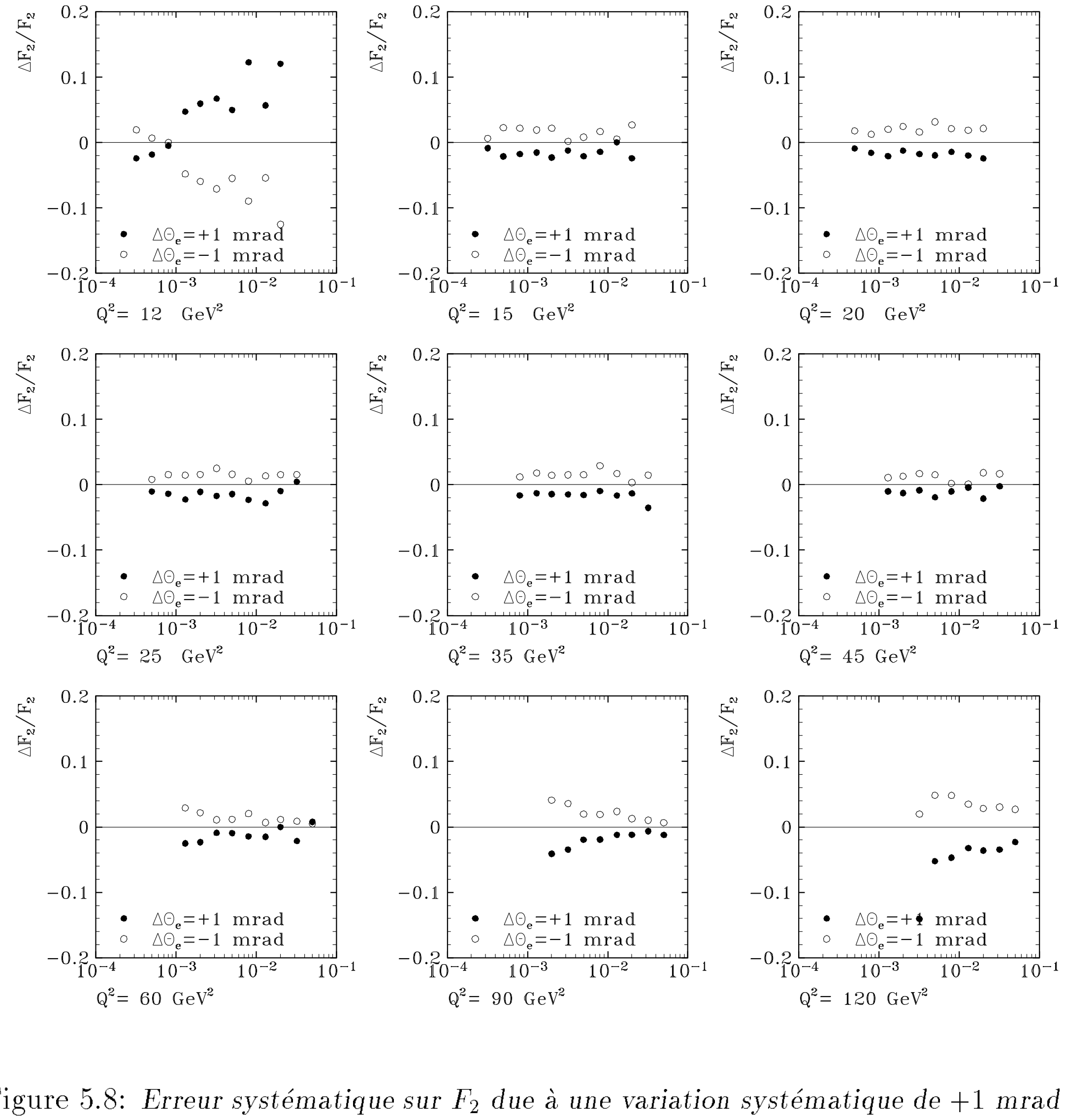

Figure 5.8: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1$ mrad ou -1 mrad de l'angle polaire de l'électron diffusé. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** E.

Echelle d'énergie hadronique

Maintenant nous allons étudier l'erreur systématique sur F_2 due à une possible mauvaise détermination de l'échelle hadronique dans chacun des trois détecteurs impliqués dans la mesure. Nous allons déterminer indépendamment la contribution de chaque composante à l'erreur systématique sur F_2, l'erreur correspondant à la mesure de l'énergie hadronique étant calculée comme la racine carrée de la somme quadratique des composantes individuelles. Le comportement des erreurs va dépendre de y, car la répartition des hadrons dans le détecteur en dépend.

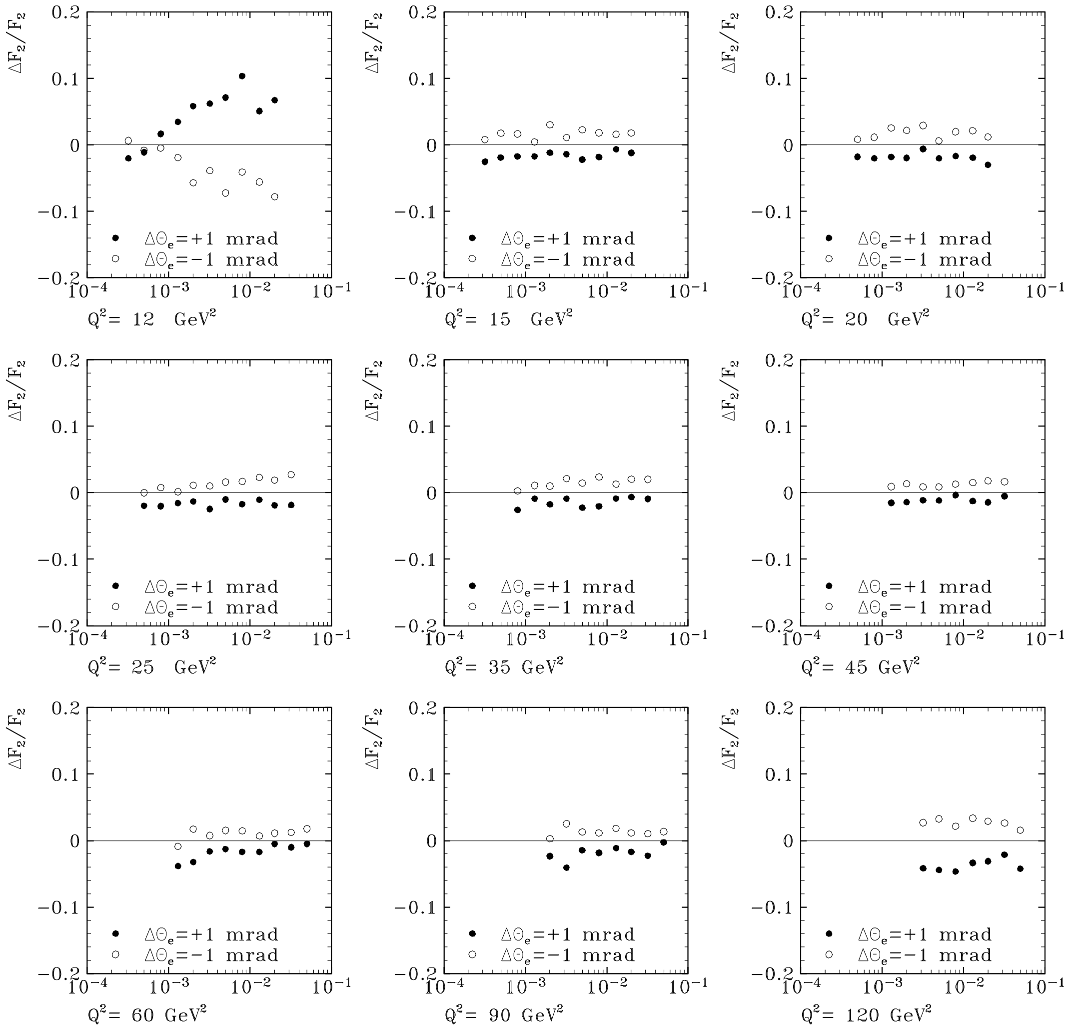

Figure 5.9: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1$ mrad ou -1 mrad de l'angle polaire de l'électron diffusé. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

La figure 5.10 montre l'erreur sur F_2, due à l'échelle d'énergie hadronique dans le CALO. L'erreur est négligeable à moyen y, région cinématique où les hadrons sont diffusés de préférence dans la partie centrale du CALO. A petit y les hadrons sont diffusés plutôt vers l'avant du détecteur, zone dans laquelle la mesure est plus difficile. Dans la région à plus grand y une bonne partie des hadrons sont diffusés dans le BEMC, et l'erreur systématique dans le CALO est plus difficile à contrôler. Nous pouvons observer aussi une dépendance en Q^2, les erreurs étant plus importantes à mesure que Q^2 augmente puisque la fraction de y portée par les hadrons détectés dans le CALO augmente.

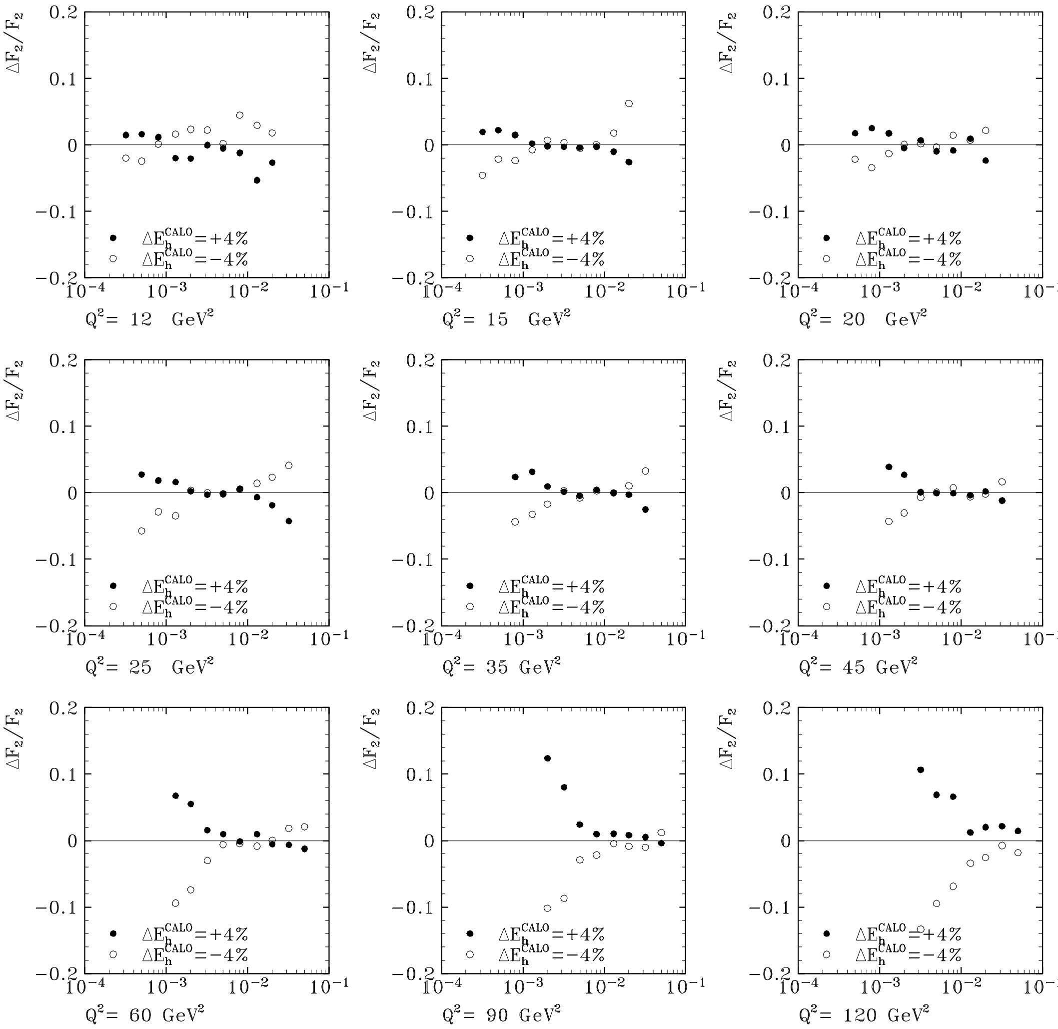

Figure 5.10: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+4\%$ ou -4% de l'énergie hadronique déposée dans le CALO. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

L'erreur associée à la mesure des hadrons dans le BEMC est montrée dans la figure 5.11. Dans le domaine à plus petit x, pour lequel la contribution des hadrons du BEMC à y est plus importante ($> 50\%$), les erreurs peuvent atteindre jusqu'à 20%. Cette erreur diminue avec Q^2, puisque quand Q^2 augmente l'angle associé au jet hadronique (par rapport à la direction des protons) diminue, donc le nombre de particules diffusées dans le BEMC diminue aussi. Dans les autres domaines l'erreur varie entre 1% et 5%. Nous pouvons remarquer que cette erreur affecte seulement la méthode Σ et elle reste inférieure à 2% pour $y < 0.15$, région cinématique où la stabilité et la pureté de la Σ sont supérieures à celles de la

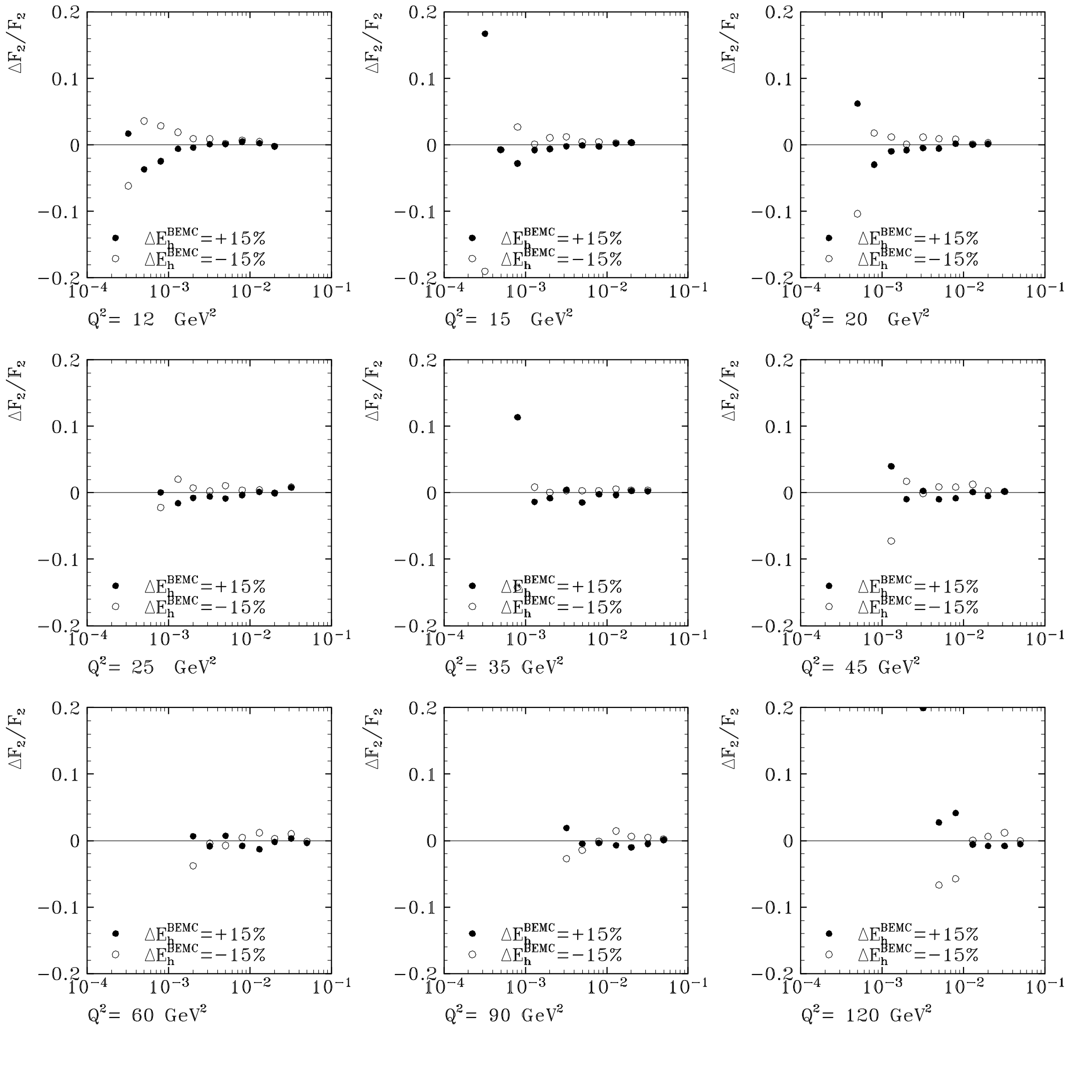

Figure 5.11: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de +15% ou −15% de l'énergie hadronique déposée dans le BEMC. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

méthode E.

Nous pouvons voir la contribution à l'erreur de la composante hadronique mesurée à partir des traces sur la figure 5.12. L'erreur est inférieur à 1% à grand x, région où la contribution des traces à y est inférieure à 20%. C'est à petit x que la contribution des traces à y est maximale ($\sim$ 35%) et l'erreur devient un peu plus importante, en particulier pour les domaines à plus grand Q^2.

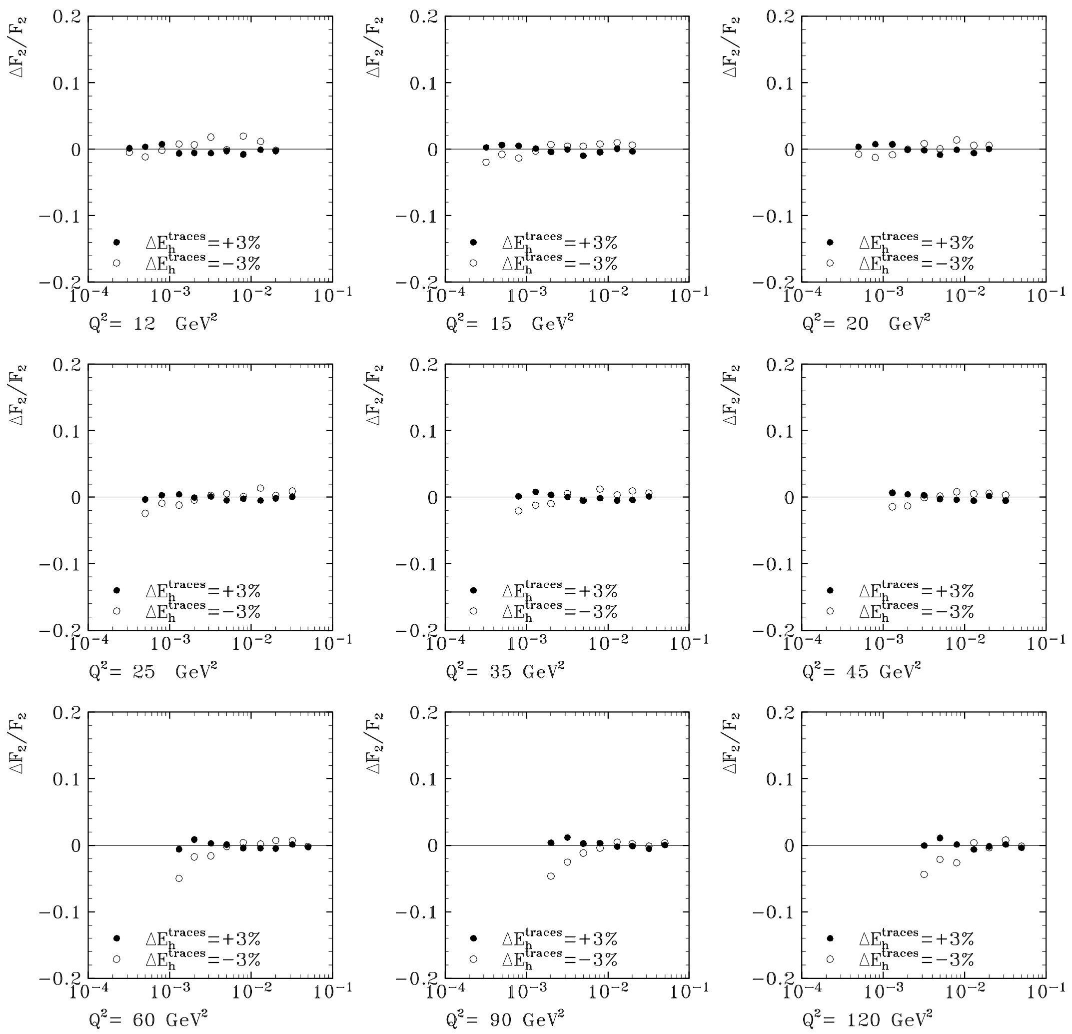

Figure 5.12: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de +3% ou −3% de l'énergie hadronique déposée dans le système de mesure de traces. La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

Domaine accessible avec le vertex déplacé

Les erreurs dues aux variations systématiques des différentes variables mesurées sont montrées dans les figures de 5.13 à 5.19. Le comportement observé est semblable à celui que nous venons d'exposer pour les données avec le vertex dans la position nominale, compte tenu des différences statistiques entre les deux échantillons. En ce qui concerne la méthode E, seuls les domaines à plus petit x présentent une qualité suffisante pour pouvoir être utilisés dans la mesure de F_2 (voir figures 5.4 et 5.5). Les domaines avec $Q^2 = 12, 15$ GeV^2 sont mesurés de préférence avec les données prises avec le vertex dans la position nominale.

L'erreur associée à l'échelle électromagnétique reste inférieure à 10% dans la zone de mesure pour la méthode E (figure 5.13). Dans le cas de la méthode Σ (figure 5.14) nous pouvons voir l'influence de la coupure angulaire à partir de $Q^2 \leq 3.5$ GeV^2. L'erreur dans les autres domaines reste faible ($< 5\%$).

L'erreur due à la variation de l'angle polaire est montrée dans les figures 5.15 (E) et 5.16 (Σ). Dans les domaines non affectés par la coupure en angle, qui se manifeste déjà à 5 GeV^2 pour la méthode E, l'erreur reste inférieure à 8%. A $Q^2 = 3.5$ GeV^2 l'erreur peut atteindre 20%.

En ce qui concerne l'erreur sur l'énergie hadronique nous avons considéré les trois contributions séparément et combiné les erreurs quadratiquement, contrairement à l'analyse effectuée sur ce type des données publiée dans [10], dans laquelle l'erreur hadronique est obtenue à partir d'une variation globale de 10%.

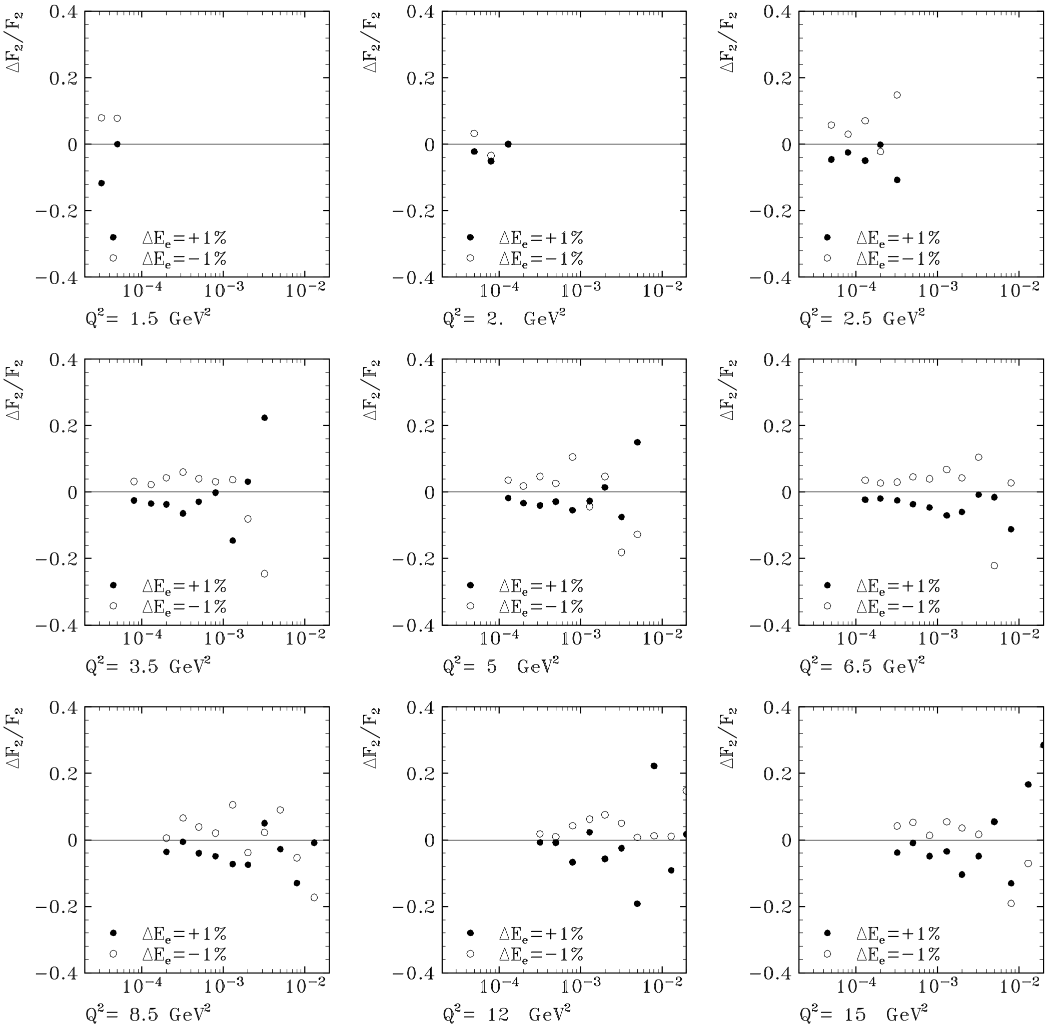

Figure 5.13: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1\%$ ou -1% de l'énergie de l'électron diffusé pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** *E.*

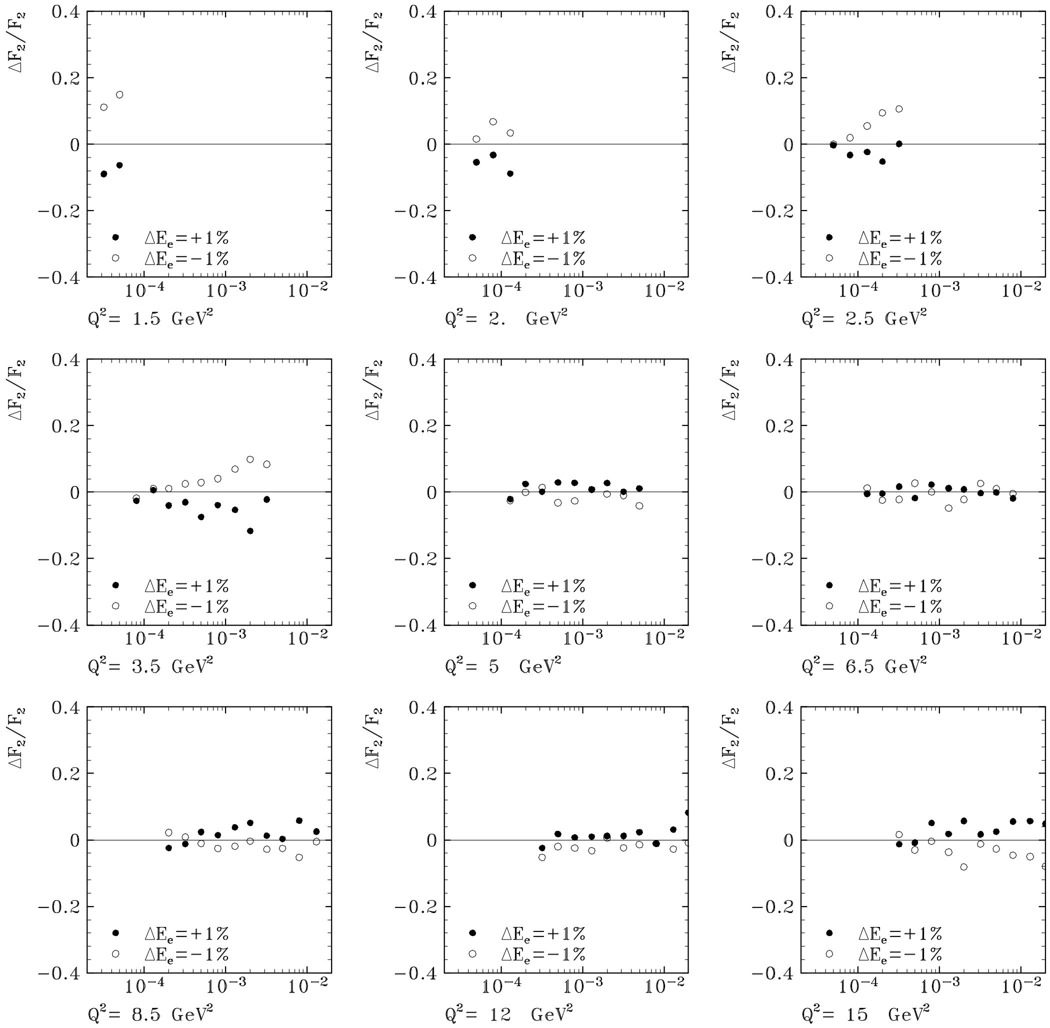

Figure 5.14: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1\%$ ou -1% de l'énergie de l'électron diffusé, pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

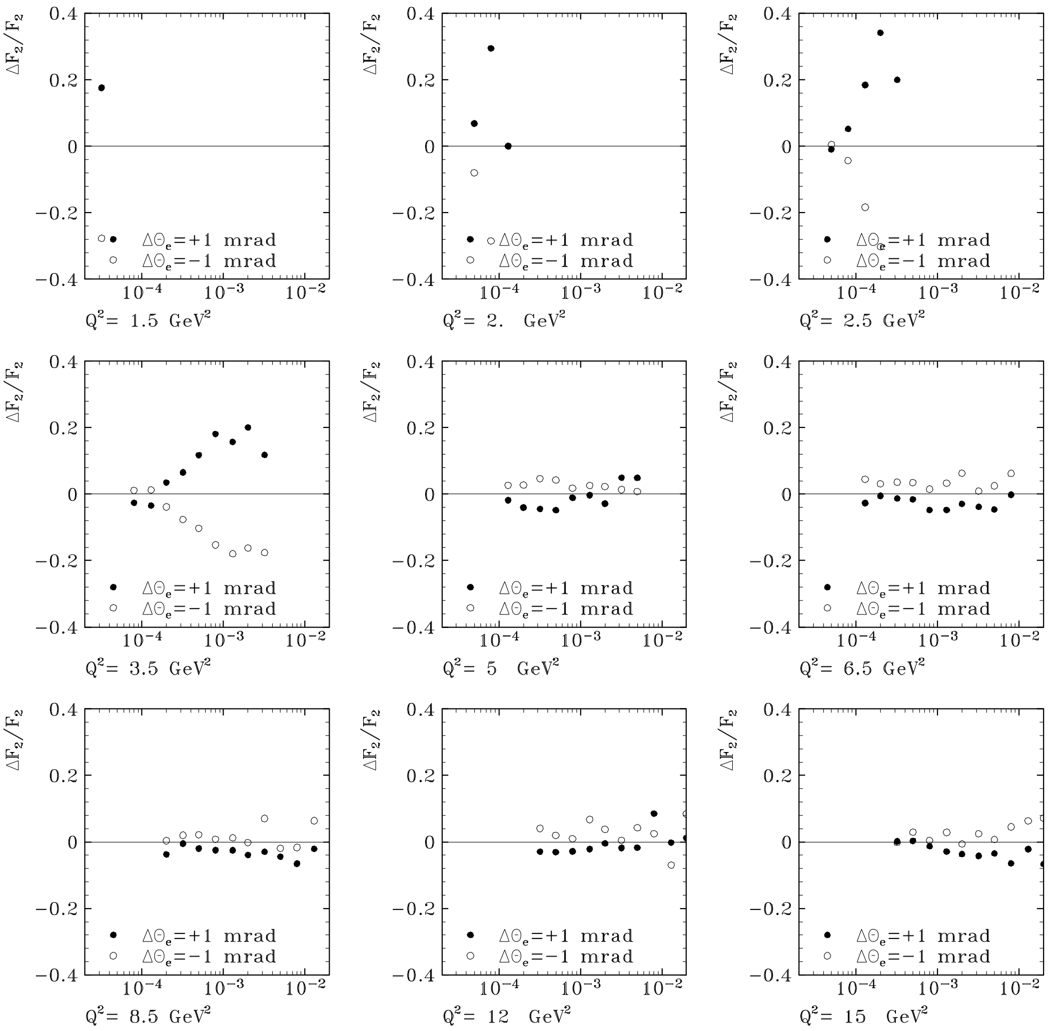

Figure 5.15: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1$ mrad ou -1 mrad de l'angle polaire de l'électron diffusé, pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** *E.*

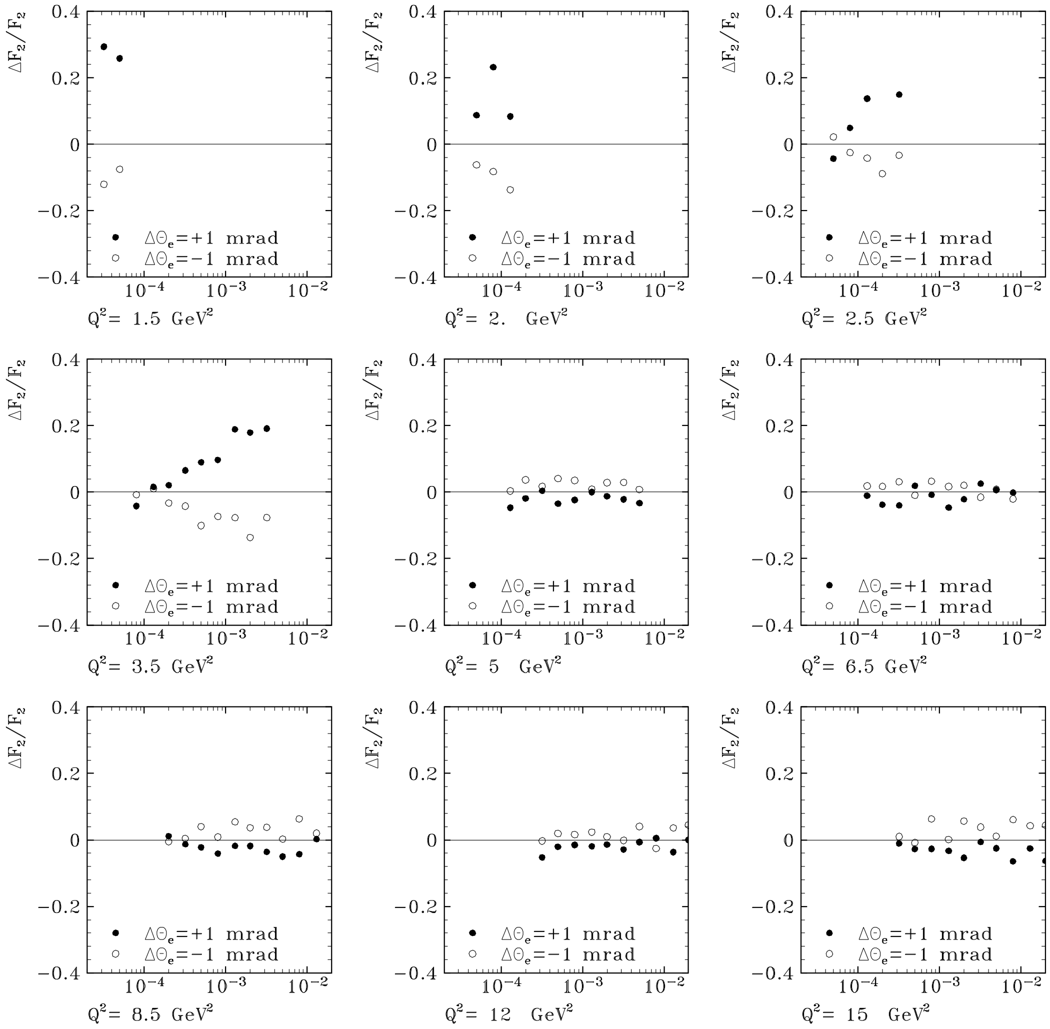

Figure 5.16: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+1$ mrad ou -1 mrad de l'angle polaire de l'électron diffusé, pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

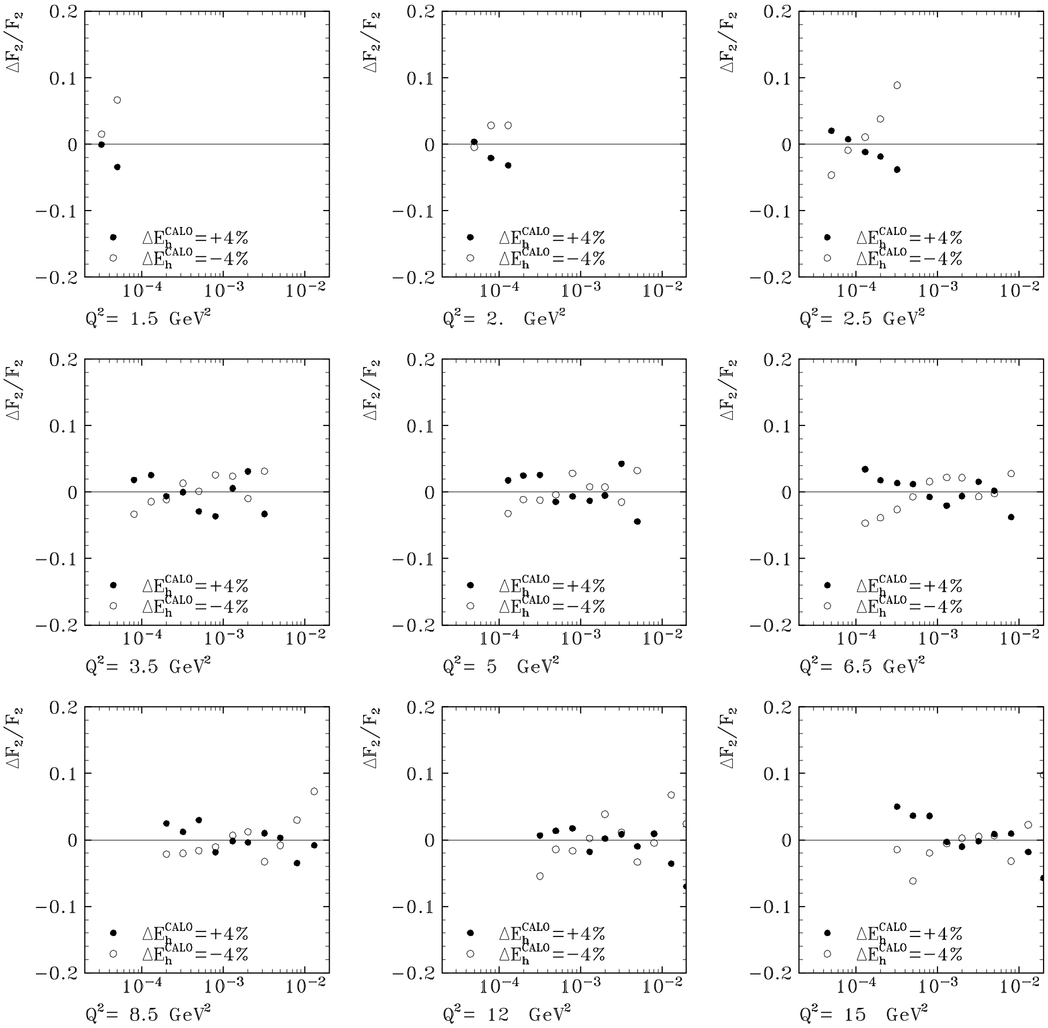

Figure 5.17: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de $+4\%$ ou -4% de l'énergie hadronique déposée dans le CALO, pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

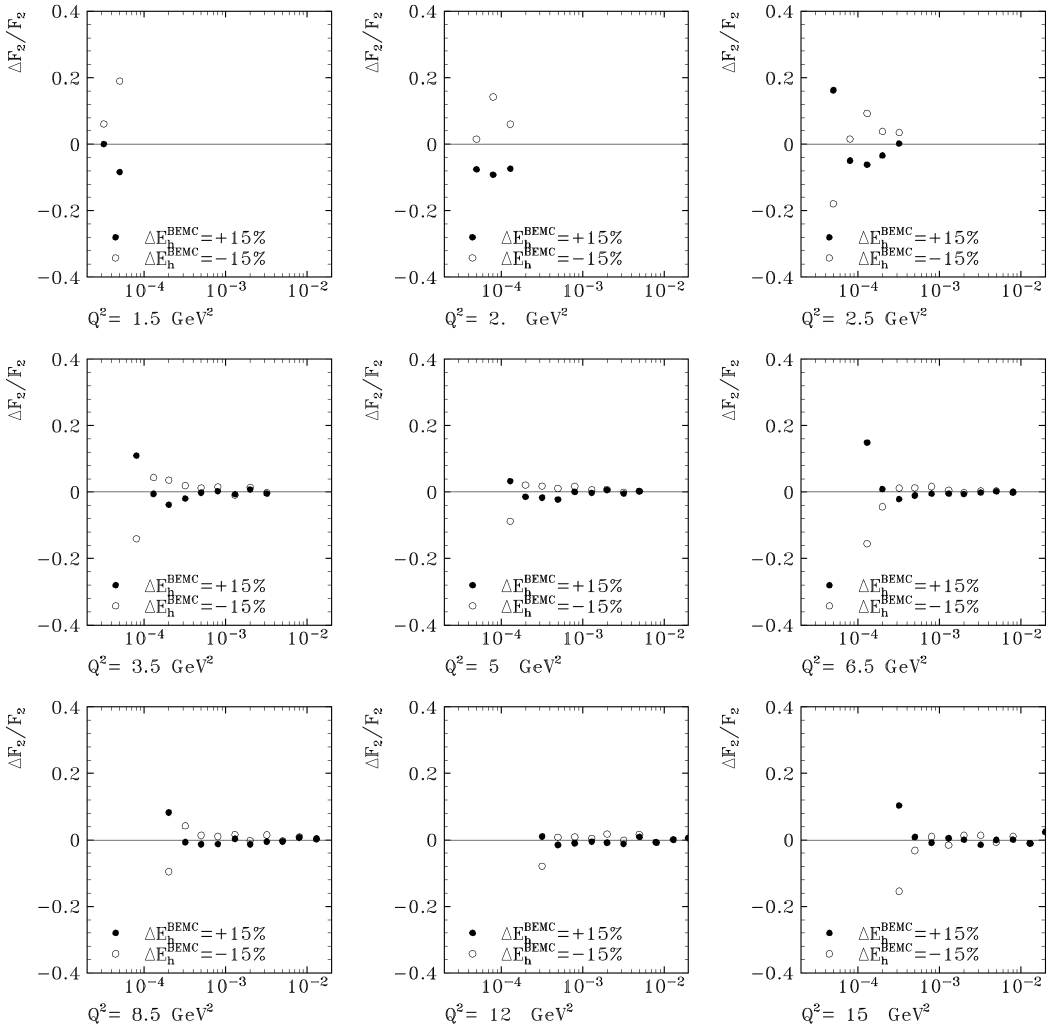

Figure 5.18: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de +15% ou −15% de l'énergie hadronique déposée dans le BEMC, pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

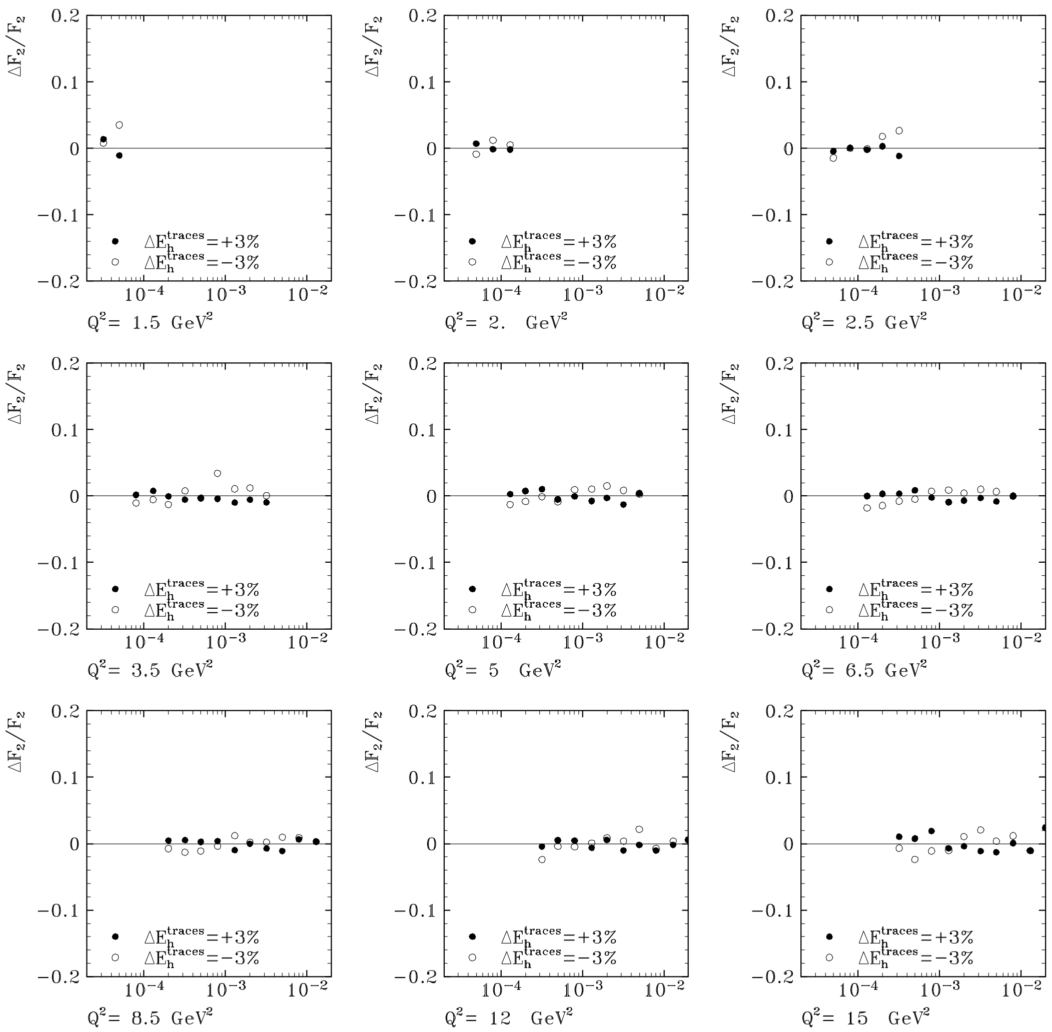

Figure 5.19: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de +3% ou −3% de l'énergie hadronique déposée dans le système de mesure de traces, pour les données avec le* **vertex déplacé**. *La cinématique a été reconstruite avec la* **méthode** Σ.

Incertitude sur R

La section efficace et la fonction de structure sont reliées par un facteur cinématique (cf équation 5.1) qui dépend du rapport des fonctions de structure $R = F_2/2xF_1 - 1$. Ce paramètre n'a pas encore été mesuré dans le domaine que nous voulons explorer. Dans notre analyse nous avons donc été obligés de faire une hypothèse sur sa valeur. Nous avons utilisé la valeur R calculée à partir de α_s dans l'approximation NLO (cf équation 5.2). L'erreur sur la fonction de structure induite par l'incertitude sur R est faible dans la majeure partie du plan cinématique, mais elle n'est pas négligeable dans la région des plus petits x atteints. Sur la figure 5.20 nous pouvons voir l'effet sur F_2 d'une variation systématique de $+50\%$ ou de -50% du paramètre R. L'effet est visible uniquement pour des valeurs de y supérieures à 0.15. Excepté pour le domaine à plus petit x dans lequel l'influence peut atteindre des valeurs de $\sim 5\%$, cette erreur reste inférieure à 1.5%.

Sur la figure 5.21 nous avons représenté les variations de F_2 correspondant aux variations extrêmes de R, définies par les valeurs $R = 0$ et $R = \infty$. Les erreurs induites sont asymétriques et plus importantes lorsque la valeur de R tend vers l'infini. L'erreur associée à $R = 0$ reste toujours inférieure à 12% alors que celle associée à $R = \infty$ peut atteindre des valeurs proches à 30%.

Incertitude sur la soustraction de la photoproduction

L'incertitude sur la soustraction du bruit de fond de photoproduction a été estimée à moins de 30% de la contribution qui contamine le domaine étudié [12]. Ceci équivaut à une erreur inférieure à 5% sur F_2 dans le domaine le plus contaminé, et à une incertitude sur F_2 inférieure à 1% dans la grande majorité ($> 90\%$) des domaines.

Incertitude sur la luminosité

La fonction de structure étant proportionnelle à la luminosité, l'erreur qui affecte la mesure de cette dernière se transmet directement sur F_2. Les incertitudes principales dans la mesure de la luminosité intégrée pour les données enregistrées en 1994 avec le vertex dans la position nominale qui se sert des processus $ep \to ep\gamma$ où seul le photon est détecté, vient de l'échelle d'énergie absolue du détecteur de photons à petit angle. La précision de la mesure de la luminosité pour les données avec le vertex dans la position nominale est de 1.5%, ce qui représente une amélioration d'un facteur trois par rapport à l'analyse effectuée en 1993. L'incertitude de cette mesure pour les données avec le vertex dans la position déplacée est de 3.9%.

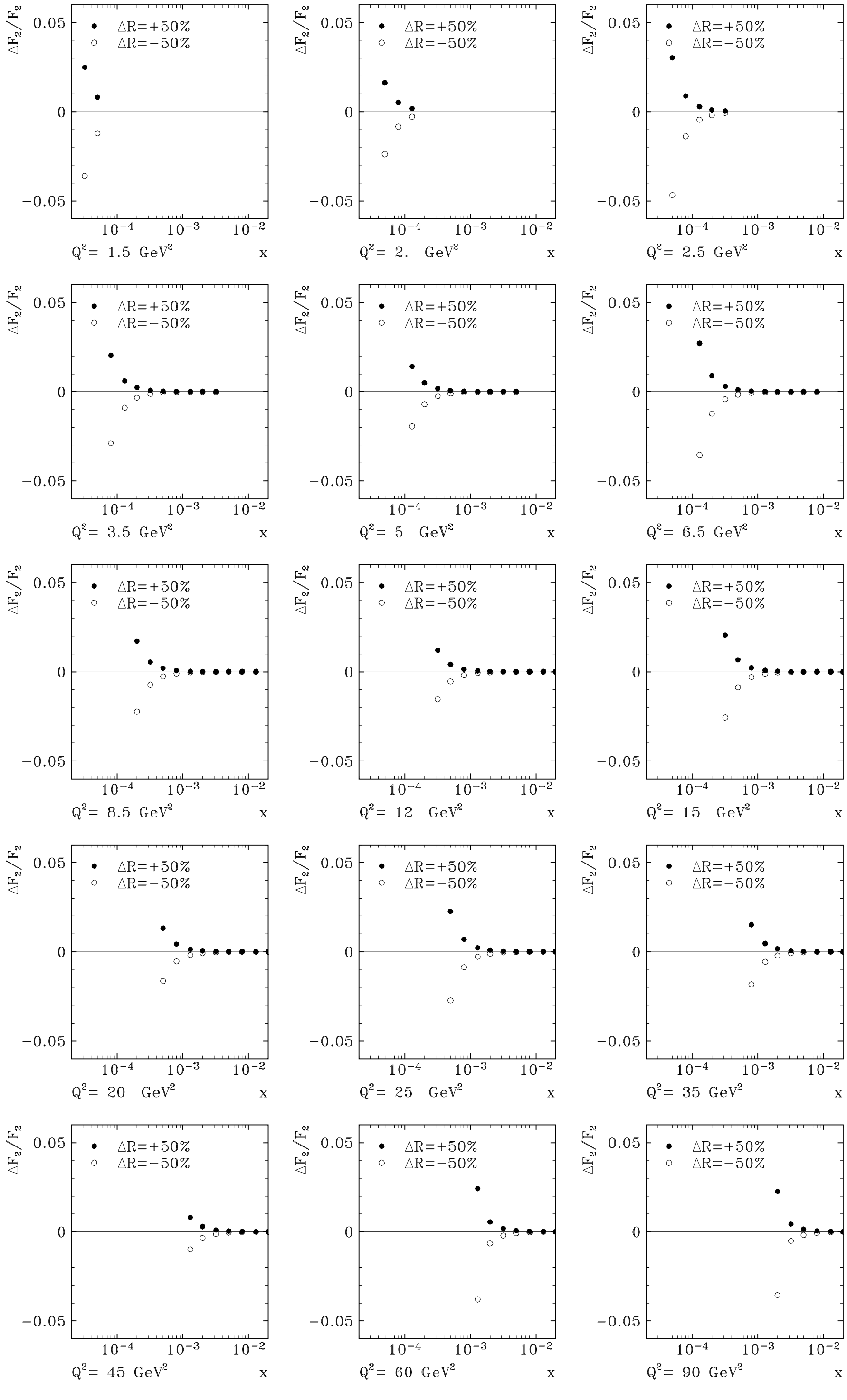

Figure 5.20: *Erreur systématique sur F_2 due à une variation systématique de +50% ou −50% de R.*

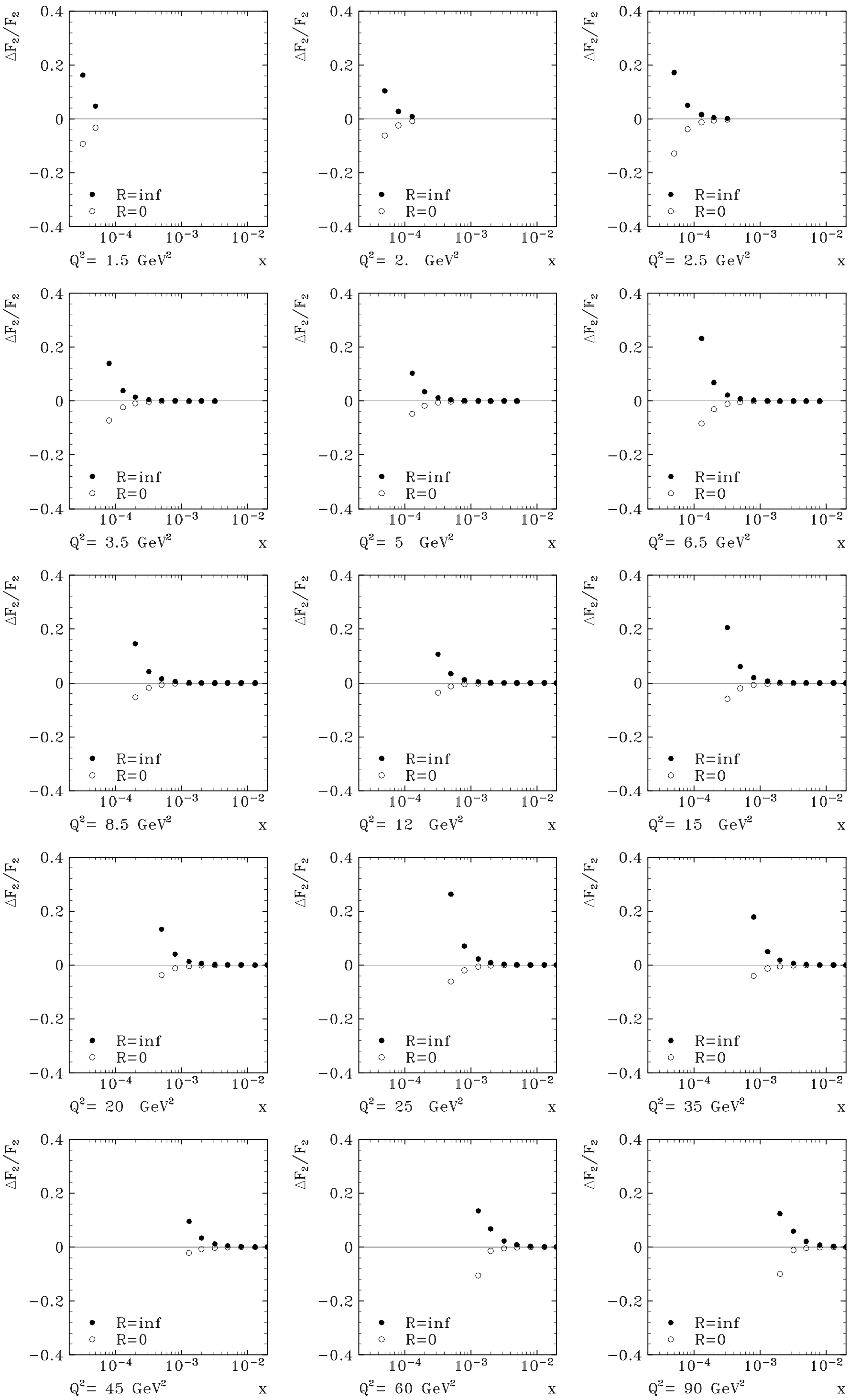

Figure 5.21: *Influence sur F_2 des variations extrêmes de la valeur de R (0 et infini).*

5.4.2 Erreurs systématiques non corrélées

Outre les erreurs systématiques considérées ci-dessus il y a d'autres sources d'incertitude que nous allons discuter maintenant.

- Les efficacités ont été calculées pour les données et la simulation. L'accord entre les efficacités individuelles est meilleur que 2%. Une erreur globale de 2% a été considérée, due à une description imparfaite des efficacités de détection de l'électron, sans que l'on puisse déterminer si les différences entre les données et la simulation étaient d'origine statistique ou systématique. Une erreur de 2% (4% pour les données avec le vertex déplacé) tient compte de la variation de l'efficacité de reconstruction du vertex à grand x où les jets des particules arrivent près du tube du faisceau dans la direction avant, et à petit x ou grand θ où il n'est plus possible de contrôler l'efficacité de la BPC avec le système de mesure de traces.

- Une erreur de 2% pour la méthode E et de 1% pour la méthode Σ associée aux corrections radiatives est associée à la non inclusion des corrections d'ordre supérieur. La précision des corrections radiatives a été testée en comparant les résultats obtenus avec les programmes de simulation HECTOR [13] et HERACLES [14]. L'accord existant entre les résultats de mesure de la fonction de structure obtenus avec les deux méthodes de reconstruction cinématique, E et Σ, très différentes en ce qui concerne les corrections radiatives, est un test de consistance supplémentaire.

- La dépendance de l'acceptance à la fonction de structure a été réduite à moins de 1% grâce à la méthode d'analyse itérative qui se sert d'une paramétrisation de la fonction de structure mesurée pour minimiser l'influence de la paramétrisation initialement utilisée dans la simulation (cf section 5.5).

- Les erreurs statistiques associées au calcul des acceptances et des efficacités à partir de la simulation, ont été ajoutées quadratiquement à l'erreur systématique totale.

5.5 Détermination de $\mathrm{F}_2(\mathrm{x}, \mathrm{Q}^2)$

Après avoir présenté les différents aspects du traitement des données, de l'état de la calibration du détecteur et de la reproduction de sa réponse par la simulation, nous sommes en mesure d'effectuer la mesure de F_2 par une méthode itérative que nous allons exposer ci-dessous. Celle-ci se base sur l'équation 5.12 qui se déduit directement de l'équation 5.11 quand $T_\Delta^S = T_\Delta^D$, ce qui arrive lorsque la simulation reproduit parfaitement les données, tant dans la description de la réponse du détecteur que dans le comportement de la section efficace différentielle.

En effet la fonction de structure utilisée dans la simulation conditionne la densité et la répartition des événements dans le plan cinématique. Les migrations des événements à travers le plan cinématique, et par ce biais les acceptances, dépendent directement de la densité et de la répartition des événements en x et Q^2. Nous allons donc réduire l'influence des différences existant entre les accep-

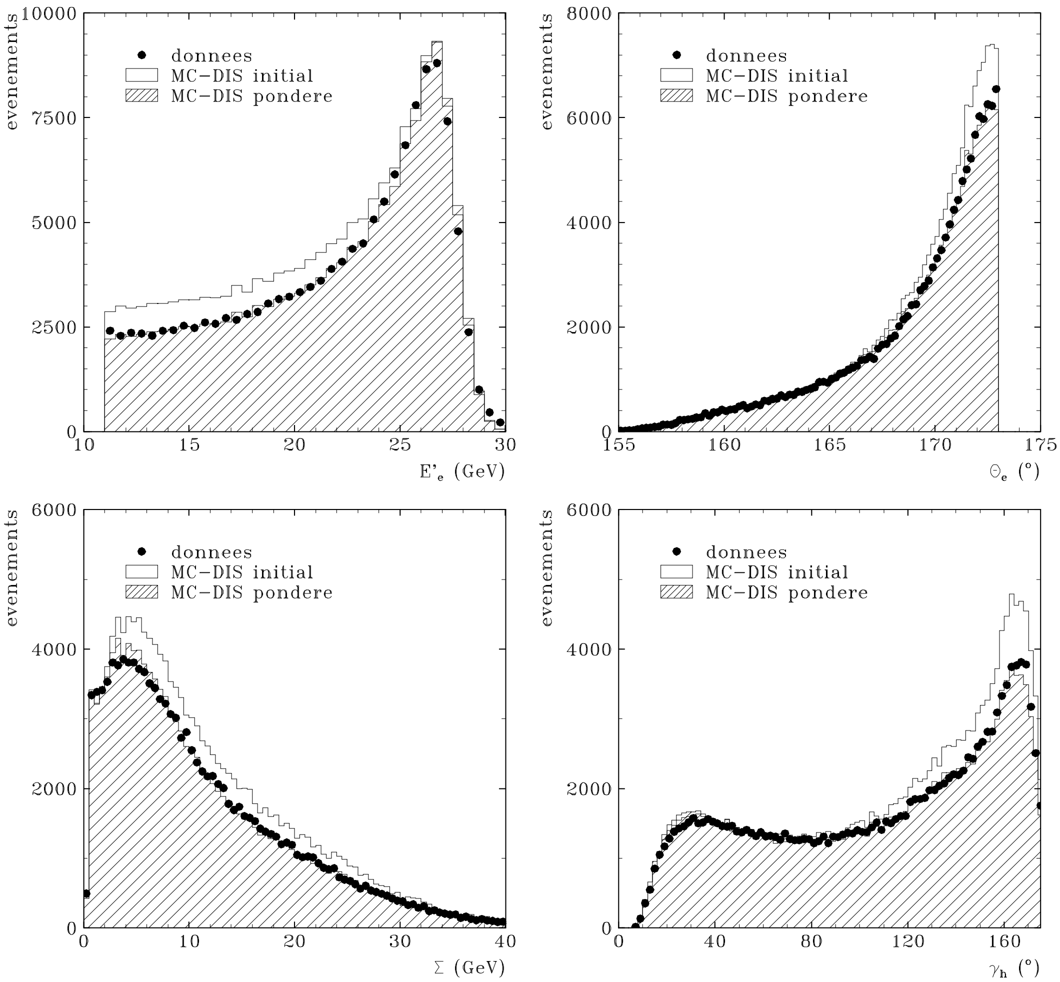

Figure 5.22: *Comparaison entre les distributions simulées, avant et après pondération avec la fonction de structure mesurée, et les distributions expérimentales. (a) Energie de l'électron diffusé. (b) Angle polaire de l'électron diffusé. (c) Energie antilongitudinale (Σ) hadronique. (d) Angle caractéristique du système hadronique.*

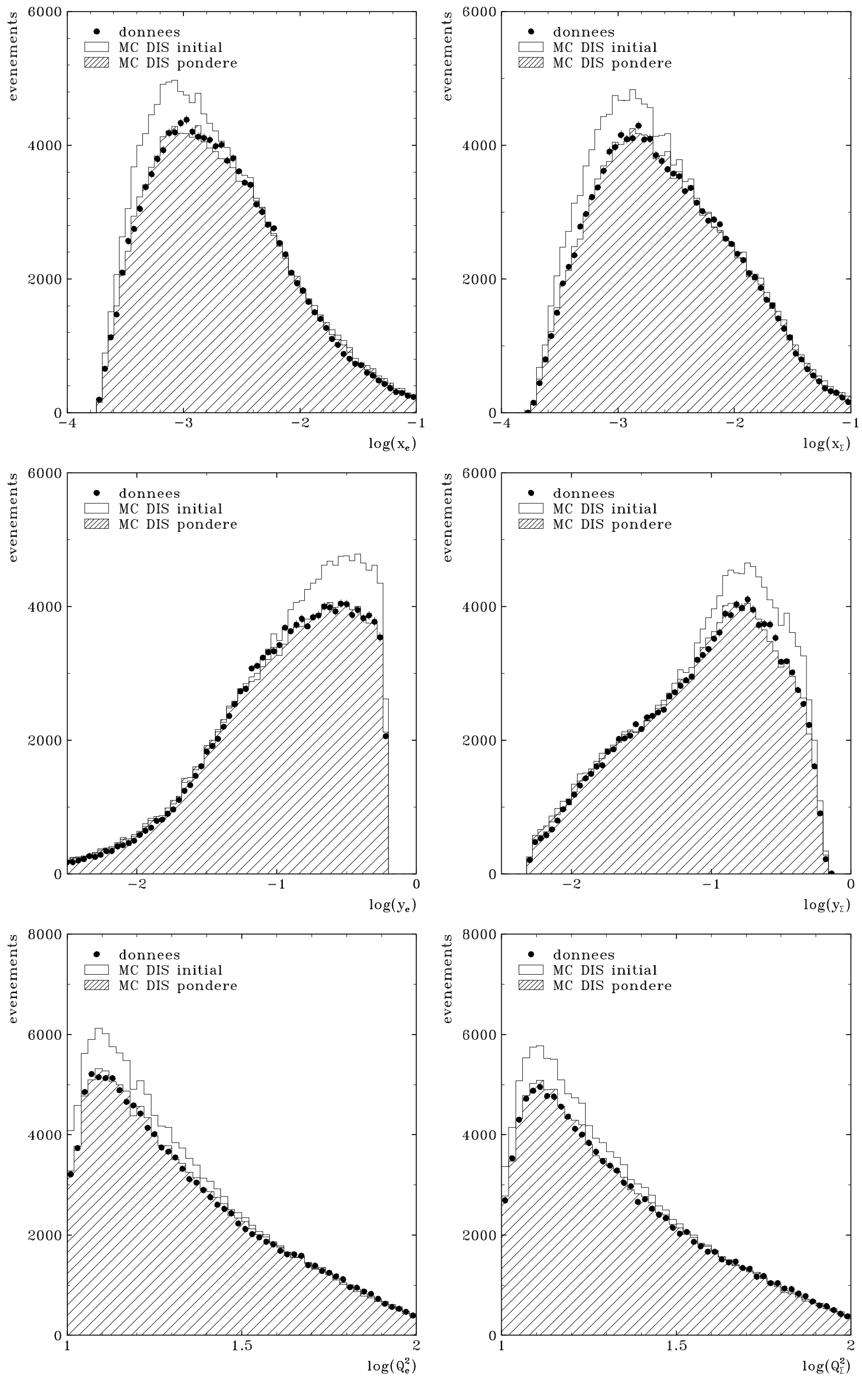

Figure 5.23: *Comparaison entre les distributions des variables cinématiques simulées, avant et après pondération avec la fonction de structure mesurée, et les distributions expérimentales.* (a) x_e (b) y_e (c) Q_e^2 (d) x_Σ (e) y_Σ (f) Q_Σ^2.

tances expérimentales (inconnues) et simulées par l'intermédiaire d'une seconde mesure, dans laquelle au lieu de travailler à partir de la paramétrisation initiale de la fonction de structure nous allons utiliser un ajustement QCD du premier F_2 mesuré pour corriger la simulation. L'utilisation de la paramétrisation faite à partir de la fonction de structure mesurée dans la nouvelle itération, entraîne une nouvelle distribution cinématique des événements simulés. Pour obtenir la distribution qui correspond à la fonction mesurée dans la première phase, nous allons pondérer chaque événement par le rapport des valeurs de $F_2(x, Q^2)$ de la paramétrisation initiale et de celles déterminées à partir de l'ajustement QCD.

Avant de présenter les valeurs de F_2 mesurées par cette méthode itérative, nous allons voir l'effet de cette itération sur quelques distributions. La fig. 5.22 représente les distributions des variables mesurables associées à chaque événement: l'énergie et l'angle de l'électron diffusé et l'énergie antilongitudinale et l'angle associés au système hadronique. Nous pouvons voir que les distributions ne sont pas modifiées de manière uniforme. L'influence de la pondération est négligeable dans la région des grands x et moyens Q^2, car la fonction de structure est très contrainte dans ce domaine par les mesures antérieures réalisées dans les expériences à cible fixe. La région des grands x correspond aux événements diffusés quasi-élastiquement (pic cinématique), avec des faibles angles de diffusion aussi bien de l'électron que du système hadronique et des faibles valeurs de Σ ($y_h = \Sigma/2E_e$). L'effet est directement visible sur la fig. 5.23, dans laquelle nous avons représenté les distributions simulées des variables cinématiques x, y et Q^2 avant et après pondération (méthodes E et Σ), avec les distributions expérimentales. Le rapport entre le F_2 obtenu après itération et le F_2 initial est montré sur la figure 5.24. Le F_2 déterminé avec la méthode E est plus sensible au changement de la fonction de structure de départ. Les différences sont de l'ordre de 2% à 3% (et jusqu'à 4% pour les données avec le vertex dans la position déplacée) dans les domaines à plus bas Q^2. Par contre, la méthode Σ est très peu sensible à l'influence du changement de la fonction de structure, les différences étant toujours inférieures à 2% pour les données avec le vertex nominal.

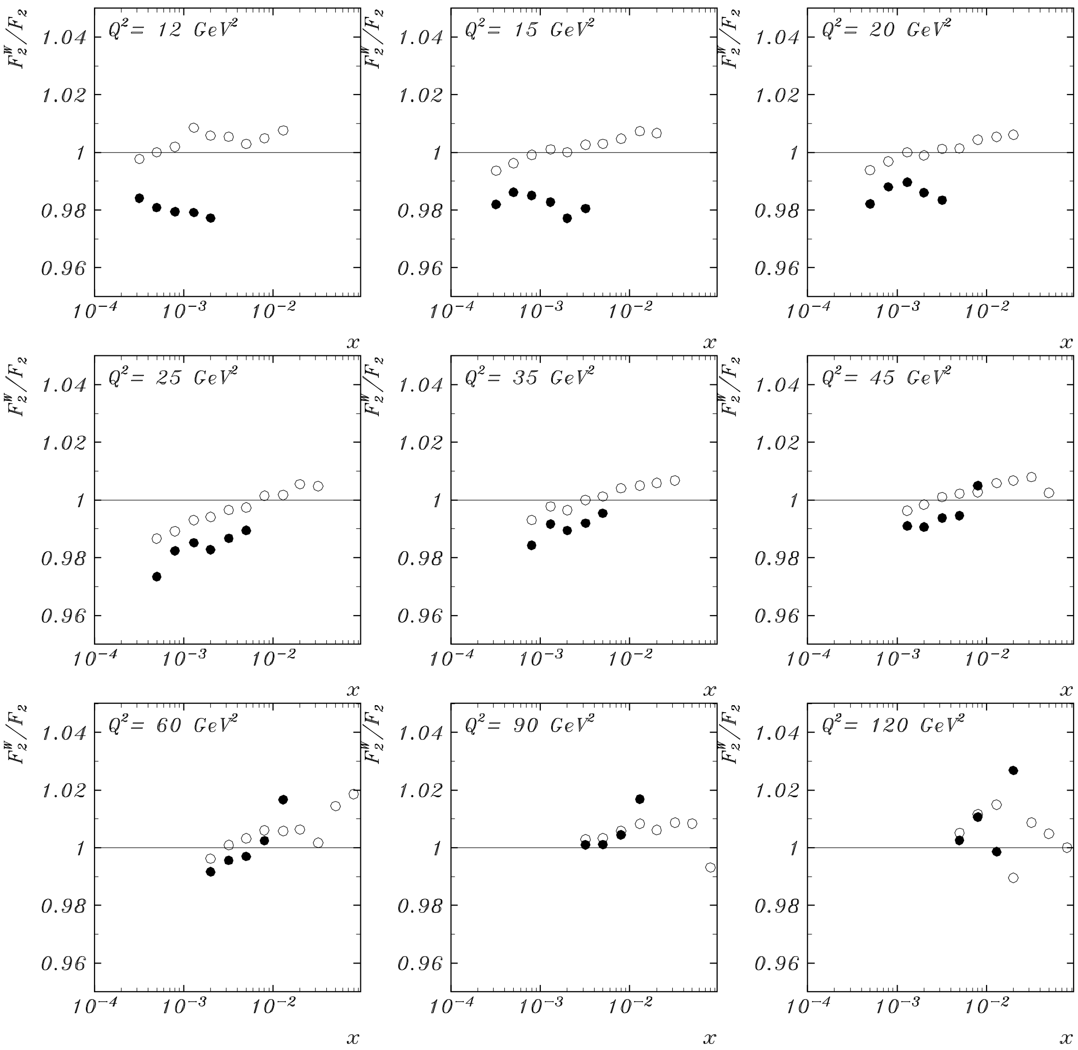

Figure 5.24: *Rapport entre F_2 obtenu apres itération de la mesure à partir d'un ajustement du premier résultat et F_2 obtenu initialement avec la paramétrisation utilisée dans la simulation. Les points blancs correspondent à la méthode Σ et les point noirs à la méthode E.*

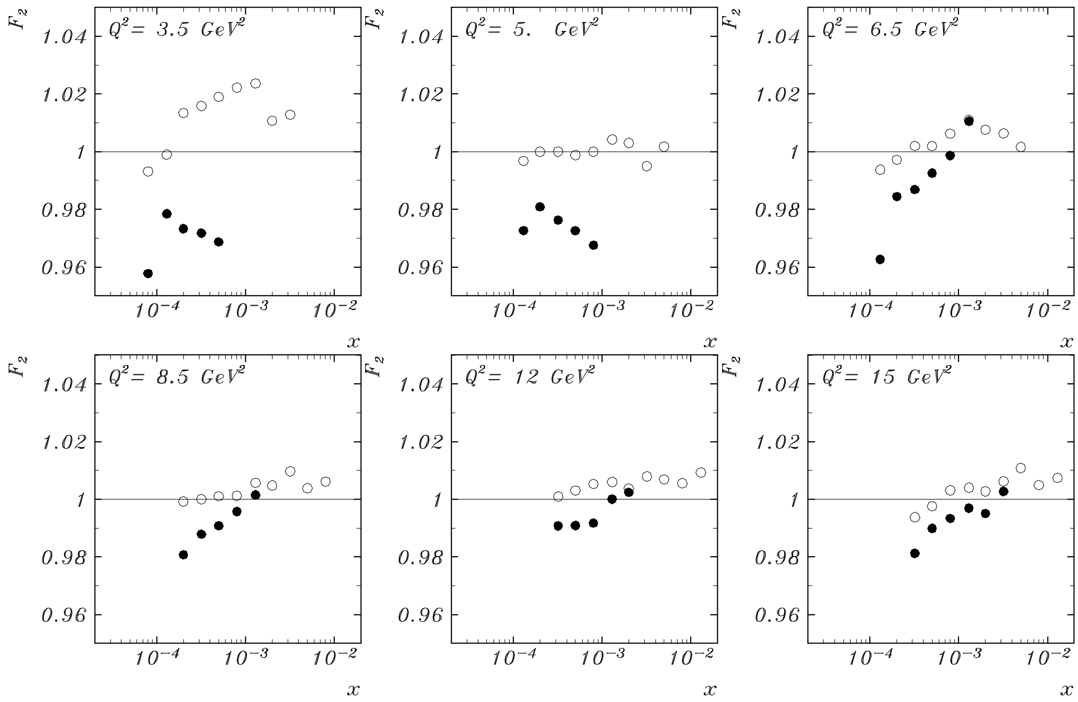

Figure 5.25: *Rapport entre F_2 obtenu après itération de la mesure à partir d'un ajustement du premier résultat et F_2 obtenu initialement avec la paramétrisation utilisée dans la simulation. Ce résultat a été obtenu dans le domaine accessible avec le* **vertex déplacé**. *Les points blancs correspondent à la méthode Σ et les point noirs à la méthode E.*

5.6 Résultats

Nous allons maintenant présenter les résultats de notre analyse. Nous avons travaillé dans l'optique d'une mesure réalisée avec la méthode Σ, ce qui implique une attention particulière aux parties de l'analyse reliées aux mesures hadroniques, comme la mesure de l'énergie hadronique ou l'étude des erreurs systématiques associées, qui jusqu'à présent avaient été peu développées. L'énergie et l'angle de l'électron diffusé interviennent aussi mais ce sont des variables qui ont été étudiées de manière exhaustive car elles sont la base de la méthode E.

Nous pouvons voir le résultat obtenu dans cette analyse de la fonction de structure sur la figure 5.26. Les valeurs de F_2 ont été représentées avec les barres d'erreur statistique (barres intérieures) et les barres d'erreur totales. Ces dernières ont été calculées en additionnant quadratiquement les erreurs statistiques et systématiques à l'exception de l'erreur de mesure de la luminosité. La fonction de structure mesurée présente une forte augmentation vers les petites valeurs de x dans tout le domaine mesuré. Les valeurs de F_2 et les erreurs correspondantes sont détaillées dans le tableau B.1.

5.6.1 Mesure de F_2 avec les méthodes Σ et E

La méthode E ayant déjà montré de nombreuses fois ses performances, nous allons l'utiliser comme vérification de la mesure effectuée avec la méthode Σ. Ceci n'est possible que dans la région des grands y, car comme nous l'avons déjà dit, la méthode E présente une mauvaise résolution à petit y. Sur la fig. 5.27 nous pouvons comparer les valeurs de la fonction de structure déterminées avec ces deux méthodes de reconstruction. Seules les erreurs systématiques sont montrées car les fluctuations statistiques sont directement corrélées pour les deux méthodes. Cette comparaison va nous permettre de mettre en évidence l'influence des systématiques sur chaque méthode. L'accord E-Σ est bon compte tenu de la taille des erreurs associées, ce qui montre qu'il est possible de mesurer avec la méthode Σ jusqu'à des grandes valeurs de y La précision à grand y est meilleure avec la méthode E mais la possibilité de comparer deux mesures “indépendantes” solidifie le résultat. L'extension du domaine mesuré vers les petites valeurs de y est une autre caractéristique de la méthode Σ, qui est une méthode simple permettant une analyse cohérente et précise dans tout le domaine cinématique explorable à HERA. Cette méthode permet de couvrir la région des moyens Q^2 ($12\ \mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 120\mathrm{GeV}^2$) avec des valeurs de x comprises entre $2 \cdot 10^{-4}$ et $8 \cdot 10^{-2}$ à partir des données prises avec le vertex dans la position nominale et l'électron diffusé dans le BEMC. Les points mesurés avec la méthode Σ, ont été retenus par la collaboration H1 et combinés avec d'autres analyses pour obtenir la mesure de la fonction de structure la plus précise dans chaque région

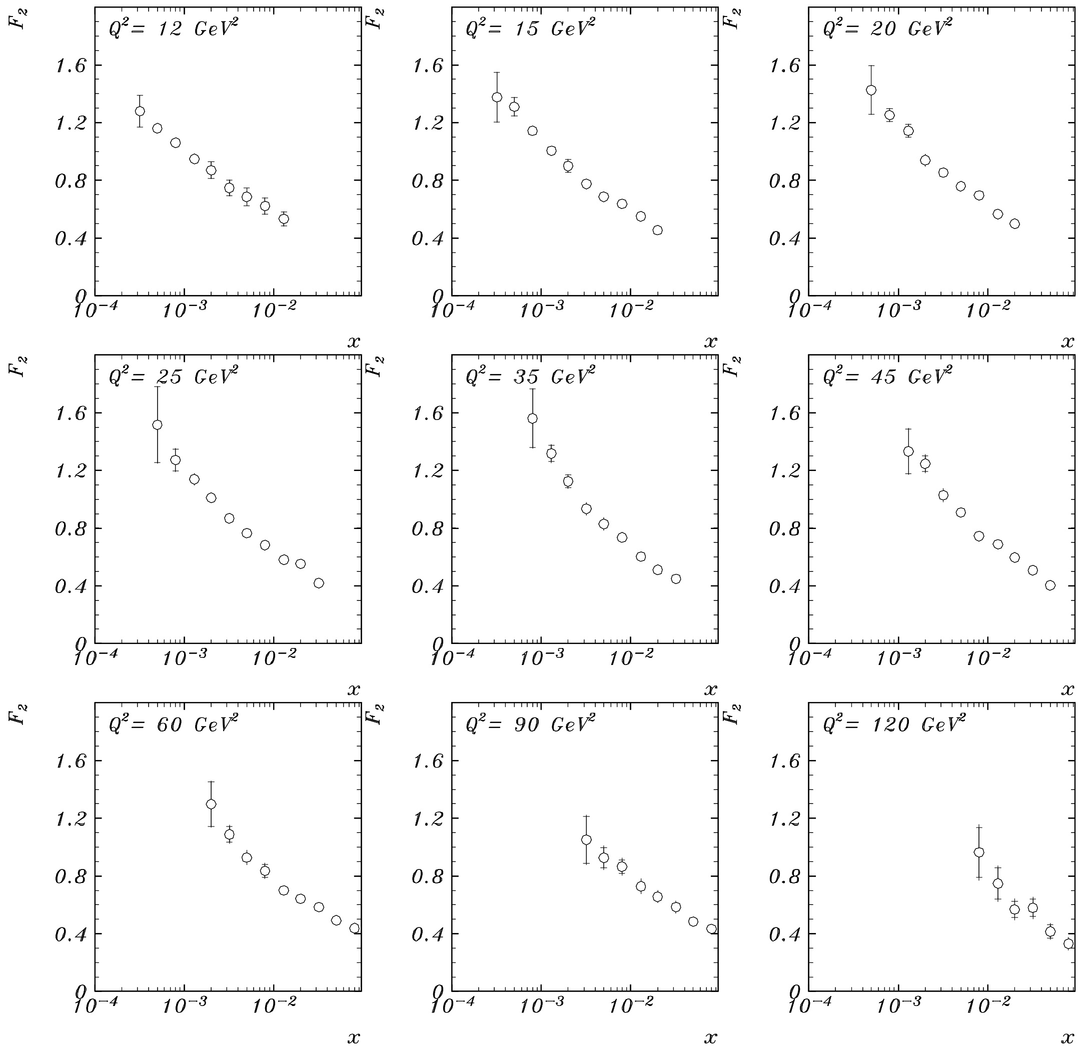

Figure 5.26: *Résultat de la mesure de* F_2 *avec la* **méthode sigma**. *Les plus petites barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. Les barres d'erreur totales ont été déterminées par addition quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques à l'exception des erreurs provenant de la mesure de la luminosité qui est de 1.5% et n'est pas montrée dans la figure.*

cinématique [10]. Le domaine avec $Q^2 = 120$ GeV^2 est affecté par la coupure à $R_{BPC} = 64$ cm, appliquée pour garder uniquement les électrons complètement contenus dans le BEMC,ce qui provoque une diminution importante du nombre d'événements utilisés. Ce domaine peut aussi être mesuré à partir des données avec l'électron diffusé dans le CALO.

5.6.2 Comparaison avec les résultats de H1

Une fois la consistance entre nos analyses vérifiée nous pouvons comparer nos résultats avec les résultats publiés par H1 [10], qui sont obtenus à partir d'une combinaison des mesures effectuées avec les méthodes E et Σ. Les points publiés par H1, correspondant à l'analyse des données avec le vertex dans la position nominale et l'électron diffusé dans le BEMC, ont été mesurés avec la méthode E dans la région des grands y ($y > 0.15$), les points avec $y < 0.15$ correspondant à notre analyse Σ. Pour comparer ces résultats nous n'allons pas montrer les barres d'erreur car elles sont pratiquement identiques lorsque la méthode utilisée est la même. Les différences entre les systématiques des deux méthodes sont montrées sur la figure 5.27.

La figure 5.28 permet de comparer les résultats H1 avec notre analyse Σ dans tout le domaine de mesure. Cette comparaison est non triviale uniquement pour les points à plus grand y (petit x) qui ont été déterminés par un groupe d'analyse indépendant et avec la méthode électron, les autres points ayant été déterminés avec notre analyse. Nous pouvons remarquer que l'accord entre ces deux analyses, effectuées avec des méthodes différentes, est bon. Trois points supplémentaires à petit y auraient pu être publiés, d'après les critères de stabilité et de pureté, mais ils ont été supprimés, pour éviter un domaine avec une incertitude importante sur l'efficacité du vertex, qui varie de manière très importante pour $y < 0.01$.

La comparaison entre notre analyse E et les résultats H1 est montrée sur la figure 5.29. L'accord entre ces deux analyses indépendantes, utilisant la même méthode est bon. Nous avons montré uniquement les mesures obtenues par la méthode E car la comparaison avec les mesures Σ de H1 (fournie par notre analyse) est celle qui a été montrée sur la figure 5.27. Les valeurs de $F_2(x, Q^2)$ et des erreurs associées obtenues dans cette analyse sont données dans les tableaux B.1, B.2 et les résultats publiés par H1 dans B.3 et B.4.

5.6.3 Résultats aux très petits et très grands Q^2.

Les résultats publiés par H1 dans la région des très petits Q^2 (table B.1) ont été obtenus à partir de l'analyse de trois échantillons de données particuliers:

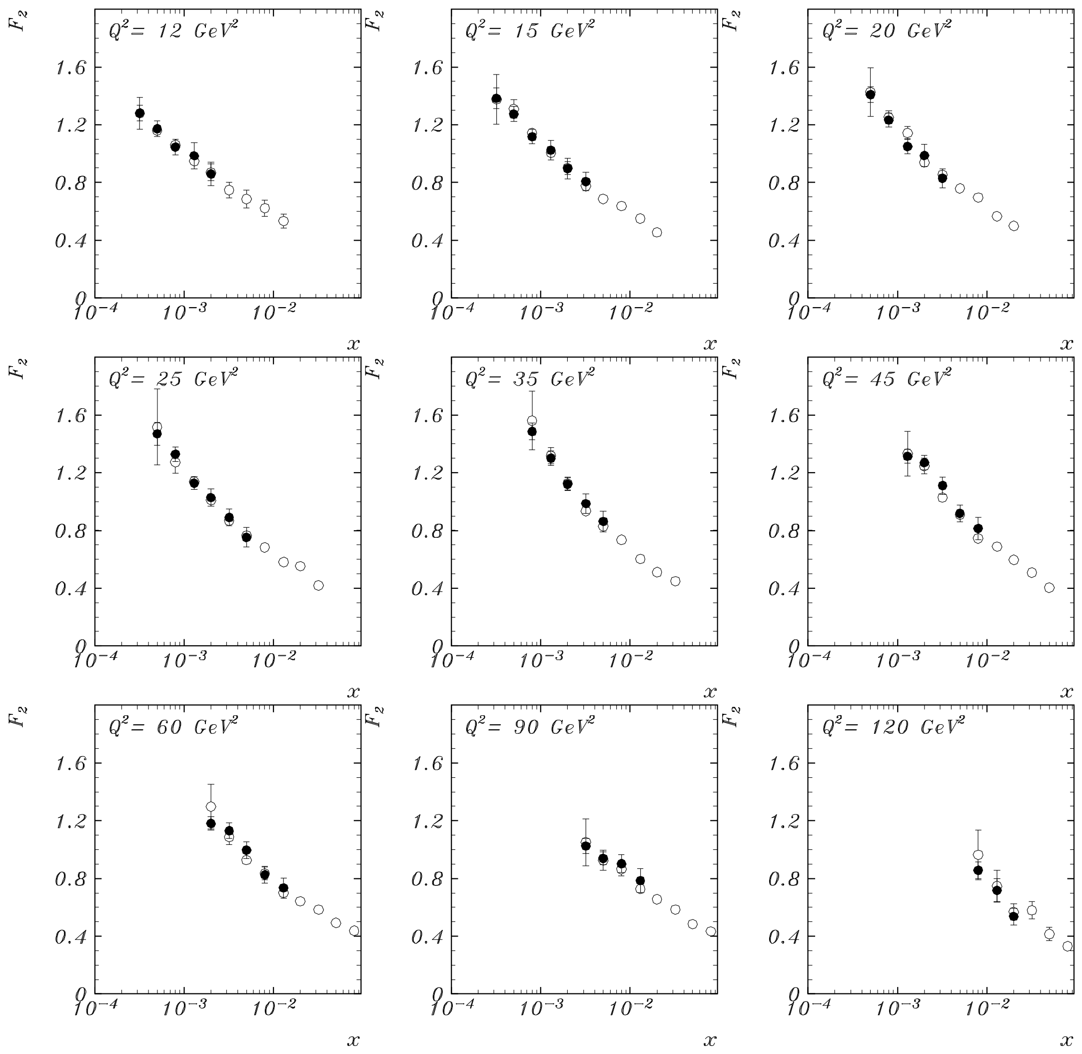

Figure 5.27: *Résultats de la mesure de la fonction de structure à partir des données prises avec le vertex dans la position nominale et l'électron diffusé dans le BEMC. Les deux mesures présentées correspondent aux deux méthodes de reconstruction cinématique, Σ (points blancs) et E (points noirs). Les événements utilisés dans les deux analyses étant les mêmes, seules les barres d'erreur systématique, sans la contribution due à la mesure de la luminosité, sont montrées.*

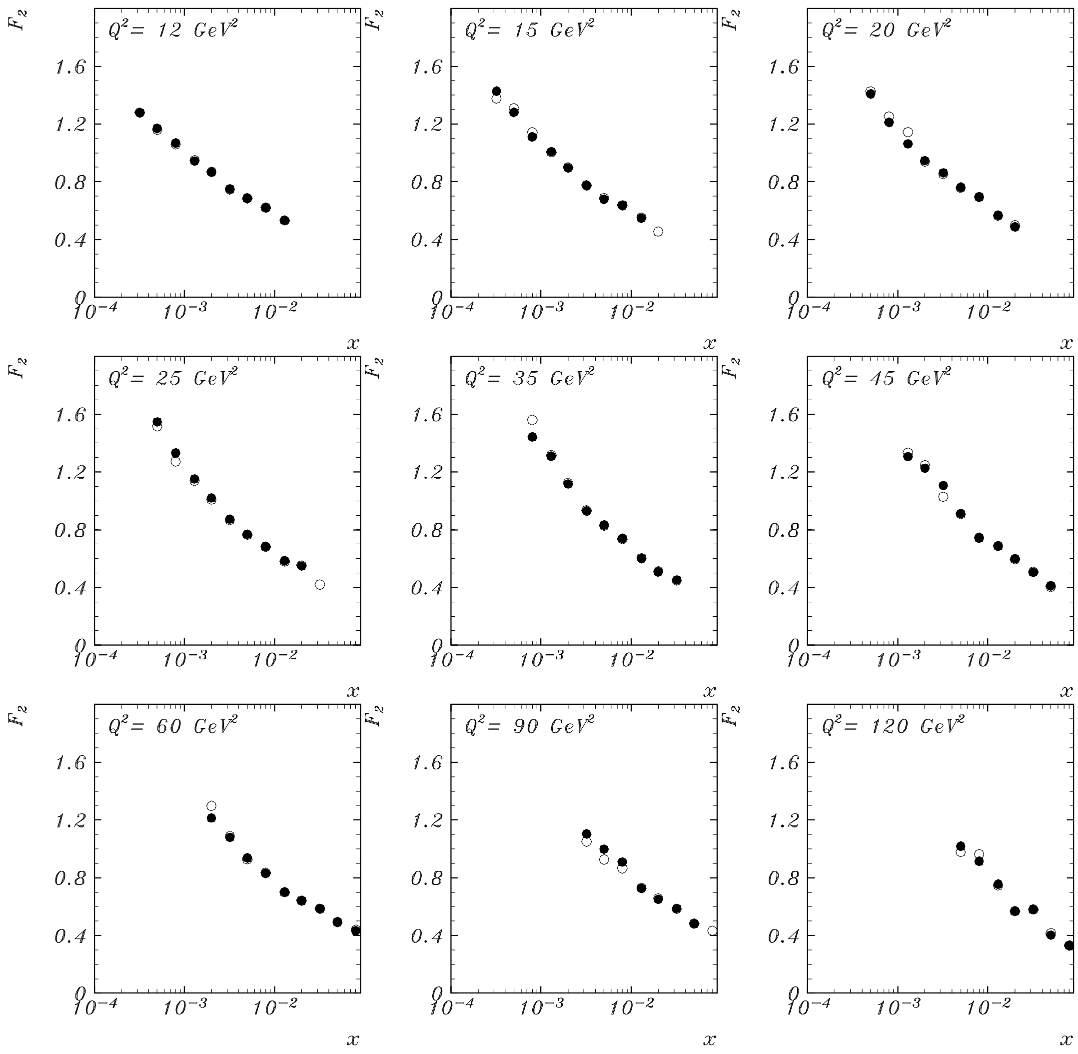

Figure 5.28: *Comparaison des résultats obtenus dans cette analyse avec la* **méthode sigma** *(points blancs) et des résultats publiés par la collaboration H1 (points noirs) dans le même domaine cinématique.*

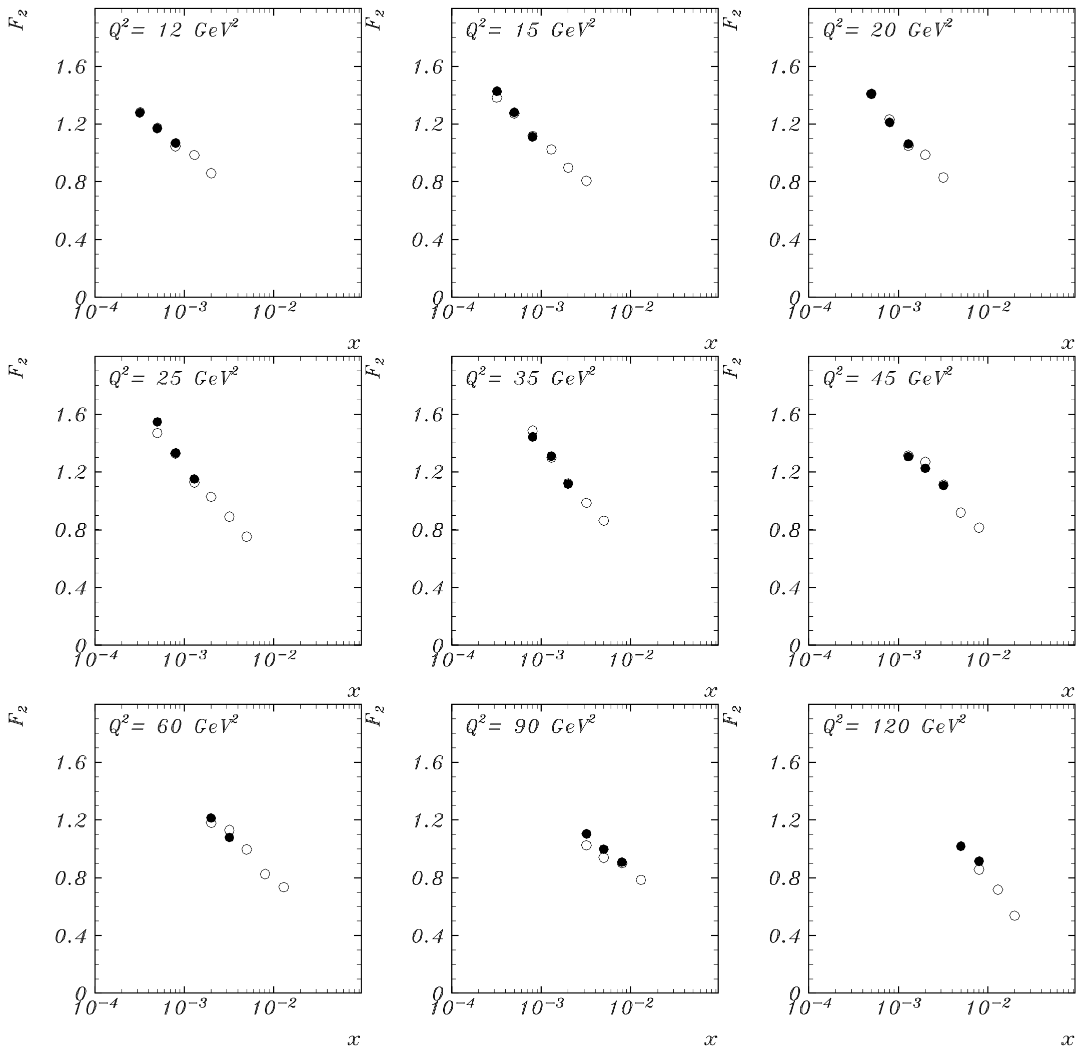

Figure 5.29: *Comparaison des résultats obtenus dans cette analyse avec la* **méthode** *E (points blancs) et des résultats publiés par la collaboration H1 (points noirs) dans le même domaine cinématique avec la même méthode.*

- **Données avec le vertex déplacé.**

  L'interaction est produite par HERA à $z = +67$ cm, ce qui permet d'augmenter l'acceptance angulaire jusqu'à $\theta = 176.5°$. La luminosité de cet échantillon est 58 nb^{-1}.

- **Satellites.**

  Dû à un défaut technique, une petite fraction du "paquet" des protons est injectée à contretemps et donne naissance à des "paquets satellites" qui collisionnent en dehors de la région d'interaction ($z = 5 \pm 30$ cm). Un de ces "satellites" collisione à $z \simeq +68$ cm, ce qui donne la possibilité d'augmenter de l'acceptance angulaire, comme dans le cas des données avec le vertex déplacé. La luminosité de cet échantillon est de 68 nb^{-1}.

- **Événements radiatifs.**

  Un événement qui rayonne un photon dur, qui est donc émis collinéairement avec l'électron incident, voit son énergie diminuée. Ce photon peut être détecté dans le détecteur des photons à petit angle et son énergie mesurée. A partir de ces événements d'énergie réduite il est possible d'explorer le domaine cinématique des très bas Q^2. Environ 2% des événements DIS sont identifiés comme radiatifs.

Ces échantillons ont été utilisés pour mesurer F_2 dans le domaine 1.5 GeV^2 $< Q^2 <$ 6.5 GeV^2. Les événements DIS radiatifs ont été utilisés pour mesurer F_2 dans la zone $1.5 < Q^2 < 3.5$ GeV^2 (grand x), les données avec le vertex déplacé entre $1.5 < Q^2 < 2.5$ GeV^2 (petit x), et une combinaison des ces données avec les données satellites entre 3.5 GeV^2 et 6.5 GeV^2 (tout x).

Les résultats de notre analyse faite à partir des données prises avec le vertex dans la position déplacée sont montrés dans la figure 5.30. Les erreurs associées sont plus importantes dans cette région, qui présente une statistique environ 30 fois plus faible que à moyen y (cf section 5.6.1) et des erreurs systématiques moins bien contrôlées.

Les valeurs de la fonction de structure mesurée dans le domaine des grands Q^2 sont montrées sur la fig. 5.31. Dans cette analyse nous avons utilisé la même méthode de reconstruction hadronique (cellules et traces) que dans les données à bas Q^2. Une nouveauté par rapport aux analyses des années précédentes [11] est la mesure de l'angle polaire par le système de traces et non par la position du centre de gravité de l'amas. Les résultats obtenus avec la méthode Σ ($y < 0.15$) ont été publiés aussi dans [10], combinés avec des résultats obtenus avec la méthode E au dessus de $y = 0.15$ [15].

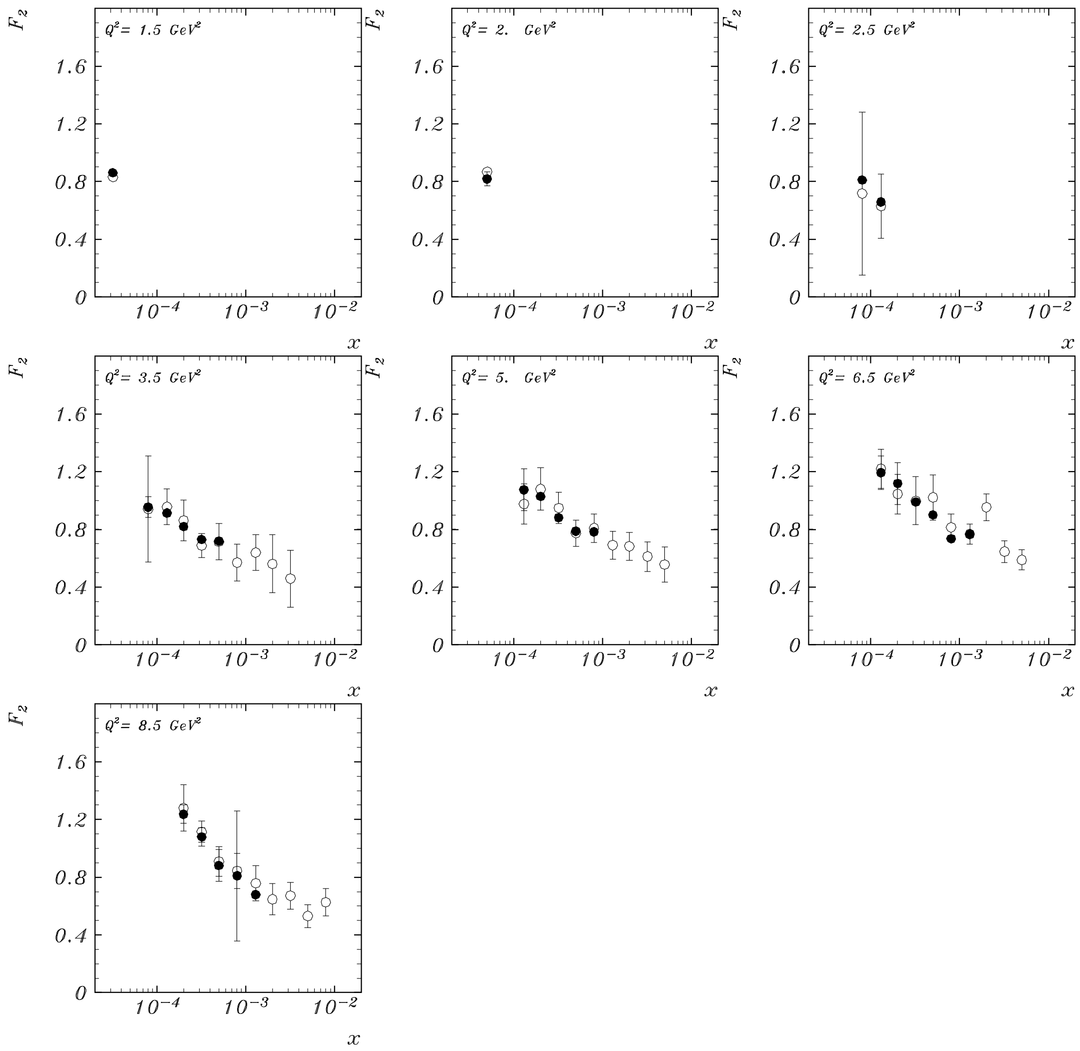

Figure 5.30: *Résultats de la mesure de la fonction de structure à partir des données prises avec le vertex déplacé. Les deux mesures présentées correspondent aux deux méthodes de reconstruction cinématique, Σ (points blancs) et E (points noirs). Les plus petites barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. Les barres d'erreur totales sont déterminées par addition quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques en négligeant la contribution des erreurs provenantes de mesure de la luminosité.*

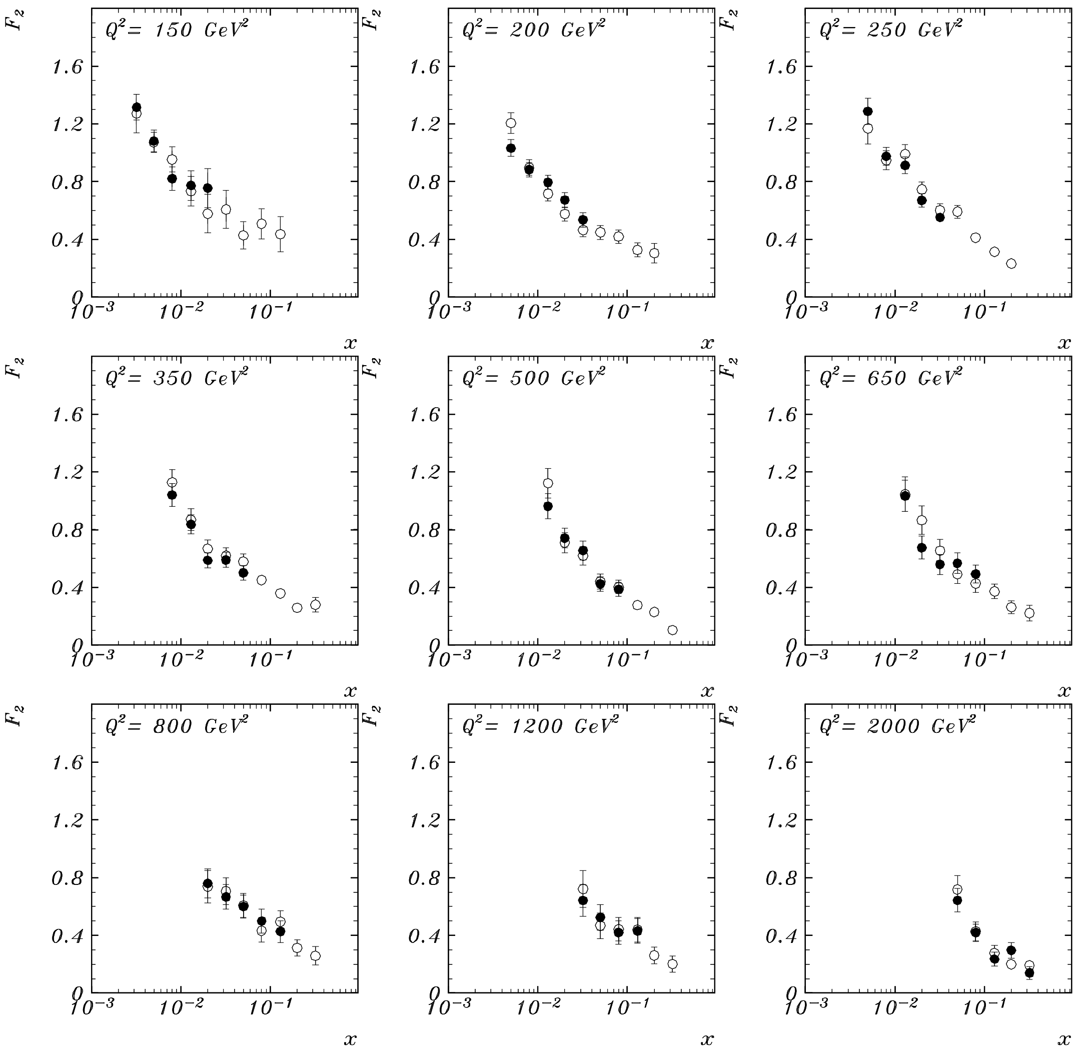

Figure 5.31: *Résultats de la mesure de la fonction de structure dans le domaine des grands Q^2. Les deux mesures présentées correspondent aux deux méthodes de reconstruction cinématique, Σ (points blancs) et E (points noirs). Les plus petites barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. Les barres d'erreur totales sont déterminées par addition quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques en négligeant la contribution des erreurs provenantes de mesure de la luminosité.*

5.7 Discussion des résultats.

5.7.1 Comparaisons

Après avoir montré la cohérence de nos mesures nous allons les comparer à celles d'autres expériences de diffusion profondément inélastique, et présenter les premières interprétations qu'elle autorise. Dans les expériences sur cible fixe, l'énergie disponible dans le centre de masse ne permet d'accéder qu'à x relativement grand et Q^2 petit. Avant l'arrivée de HERA les "prédictions" sur le comportement des distributions des partons à petit x ($x < 0.01$), donc de la fonction de structure, étaient très diversifiées. Nous pouvons voir par exemple,

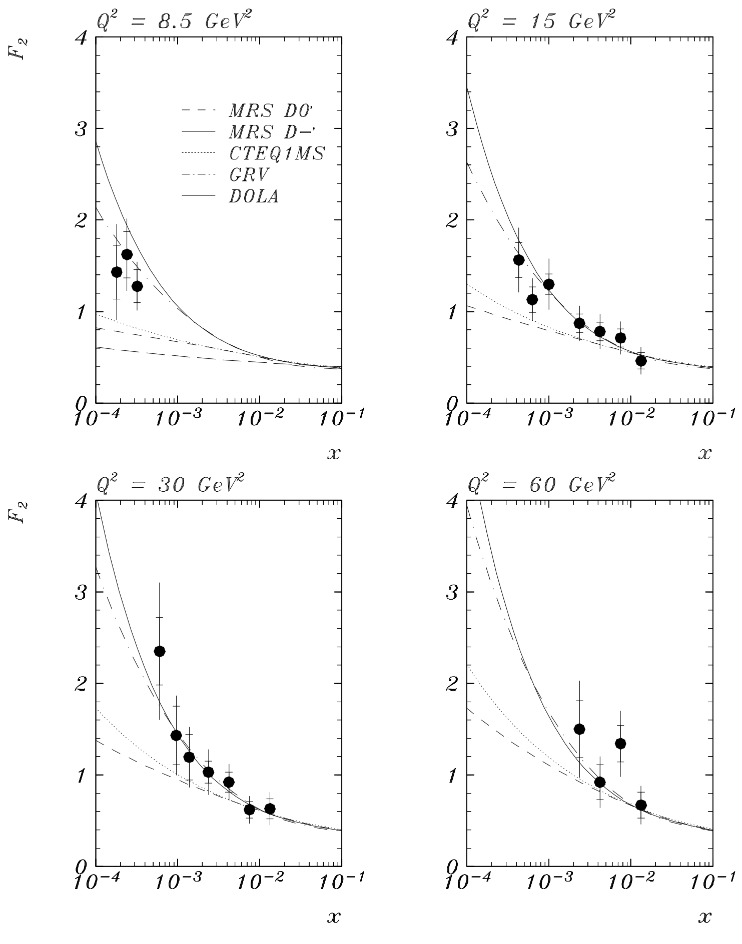

Figure 5.32: *Première mesure de la fonction de structure à HERA (1992) confrontée aux prédictions théoriques pre-HERA. Les résultats présentés par ZEUS confirment la croissance de F_2 à petit x.*

sur la figure 5.32, les différences du comportement de la fonction de structure selon qu'on suppose un comportement de type "Regge" pour la densité de gluon ($xg \sim x^0$, $MRSD^0$ sur la figure), ou bien une évolution divergente à petit x ($xg \sim x^{-0.5}$, $MRSD^-$ sur la figure), de type BFKL [16]. Des mesures dans ce nouveau domaine étaient nécessaires pour confirmer ou rejeter les modèles proposés.

Ces résultats sont arrivés avec les premières données de HERA en 1992 [17, 18]. Ils ont montré une croissance de F_2 à petit x qui n'était pas attendue dans les modèles de Regge ; cependant la QCD perturbative avait prédit déjà une forte croissance de la fonction de structure F_2 dans la limite asymptotique $x \to 0$ [19]. Sur la figure 5.32 nous pouvons comparer les paramétrisations présentées dans le chapitre 1 avec les premiers résultats fournis par H1. La paramétrisation

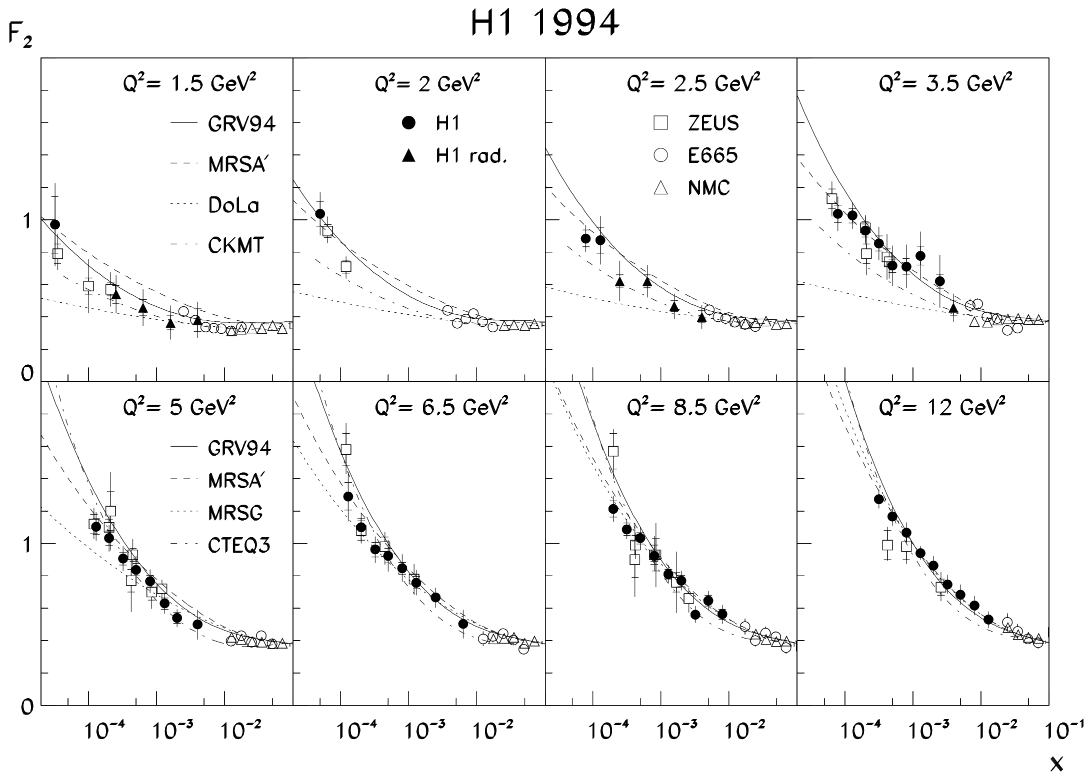

Figure 5.33: *Comparaison des mesures de $F_2(x,Q^2)$ dans la région des bas Q^2 entre H1 et ZEUS et les expériences sur cible fixe E665 et NMC. Les valeurs de Q^2 des données de ZEUS montrées dans les domaines Q^2 =3.5, 5 et 6 GeV^2 ont été mesurées à 3.0, 4.5 et 6 GeV^2 respectivement. Différentes paramétrisations de* $\mathrm{F_2(x,Q^2)}$*sont comparées aux données. Les courbes DOLA et CTKM sont montrées uniquement pour la ligne supérieure des domaines à Q^2 fixe; GRV et MRSA′ sont montrées à toutes les valeurs de Q^2.*

de Donnachie et Landshoff (DOLA), inspirée de la théorie de Regge, qui était supposée être valable en dessous de 10 GeV^2 n'est pas capable de reproduire le comportement des données à petit x. Les mesures effectuées dans le nouveau domaine étaient consistantes avec les paramétrisations GRV et MRSD$^{-\prime}$. La paramétrisation MRSH a été proposée après cette première prise de données et a été mise à jour au fûr et à mesure que les analyses des nouvelles données voyaient le jour. De la même manière le groupe CTEQ propose ce même type d'approche avec à peu près les mêmes résultats.

L'analyse décrite dans cette thèse, effectuée avec les données prises à HERA en 1994 [10, 23], confirme que la croissance de F_2 à petit x persiste. La forte augmentation de la luminosité a permis d'atteindre un nouveau niveau de précision ($\sim 5\%$ de 10 à 100 GeV^2). Le domaine de mesure a été étendu à bas Q^2 grâce à l'utilisation des événements avec le vertex déplacé et des événements radiatifs.

La figure 5.33 montre la mesure de F_2 réalisée par H1 dans la région des petits Q^2 ($\geq$ 12 GeV^2). Les mesures de H1 et ZEUS sont compatibles dans la limite des erreurs sur F_2. Nous pouvons apprécier aussi la bonne continuité avec les résultats des expériences sur cible fixe dans le domaine des petits Q^2, qui correspond à celui des plus petits x. Dans ce domaine il est intéressant de comparer les résultats avec les paramétrisations basées sur la théorie de Regge (cf. chapitre 1). La paramétrisation de Donnachie et Landshoff sous-estime largement F_2, même au plus bas Q^2, dans la région des petits x. Le modèle de CKMT prédit un comportement de F_2 plus plat que celui observé, excepté peut être à 1.5 GeV^2. Le régime de photoproduction, caractérisé par un comportement constant de la fonction de structure, n'est toujours pas atteint. Ces résultats sont comparés aussi avec les paramétrisations basées sur les équations d'évolution DGLAP (GRV et MRSA$'$ dans la figure). Dans l'approche GRV les distributions de partons à un Q^2 donné, sont tirées de l'évolution QCD des distributions de partons initiales de type valence qui s'annulent dans la limite $x \to 0$. Ce cas est particulièrement intéressant car il met en évidence que la croissance de F_2 à petit x est engendrée par l'évolution en Q^2 décrite par les équations DGLAP. Dans le cas des paramétrisations type MRS ce fait est masqué car les distributions utilisées comme point de départ des équations DGLAP sont singulières quand $x \to 0$. La figure 5.34 montre que la prédiction du modèle GRV est valable jusqu'à des très grandes valeurs de Q^2 ($\approx$ 5000 GeV^2) Cette figure nous permet de comparer les résultats de H1 et ZEUS dans tout le domaine cinématique.

La collaboration H1 a fait un ajustement QCD NLO sur les données avec un Q^2 supérieur à 5 GeV^2 basé sur les équations d'évolution DGLAP. Nous pouvons voir dans les figures 5.35 et 5.36 que l'ajustement reproduit bien la dépendance en Q^2 de la croissance de F_2 à petit x visible dans les données. La courbe montrée en dessous de 5 GeV^2 a été obtenue en faisant évoluer les densités de partons vers les petites valeurs de Q^2. Les données de NMC et BCDMS incluses dans ces figures ont été utilisées dans le but de contraindre les distributions dans la région à grand x, non accessibles à HERA. La procédure suivie est détaillée dans la référence [10]. Ces figures montrent que la bonne continuité entre H1 et les expériences sur cible fixe se mantient pour les grandes valeurs de x. La représentation de F_2 en fonction de x (fig. 5.36) met en évidence l'invariance d'échelle de Bjorken pour des valeurs de x proches de 0.3, tel qu'elle avait été observée dans les expériences sur cible fixe. A HERA nous pouvons observer aussi la violation de cette invariance, qui est d'autant plus forte qu'on va à très petit x.

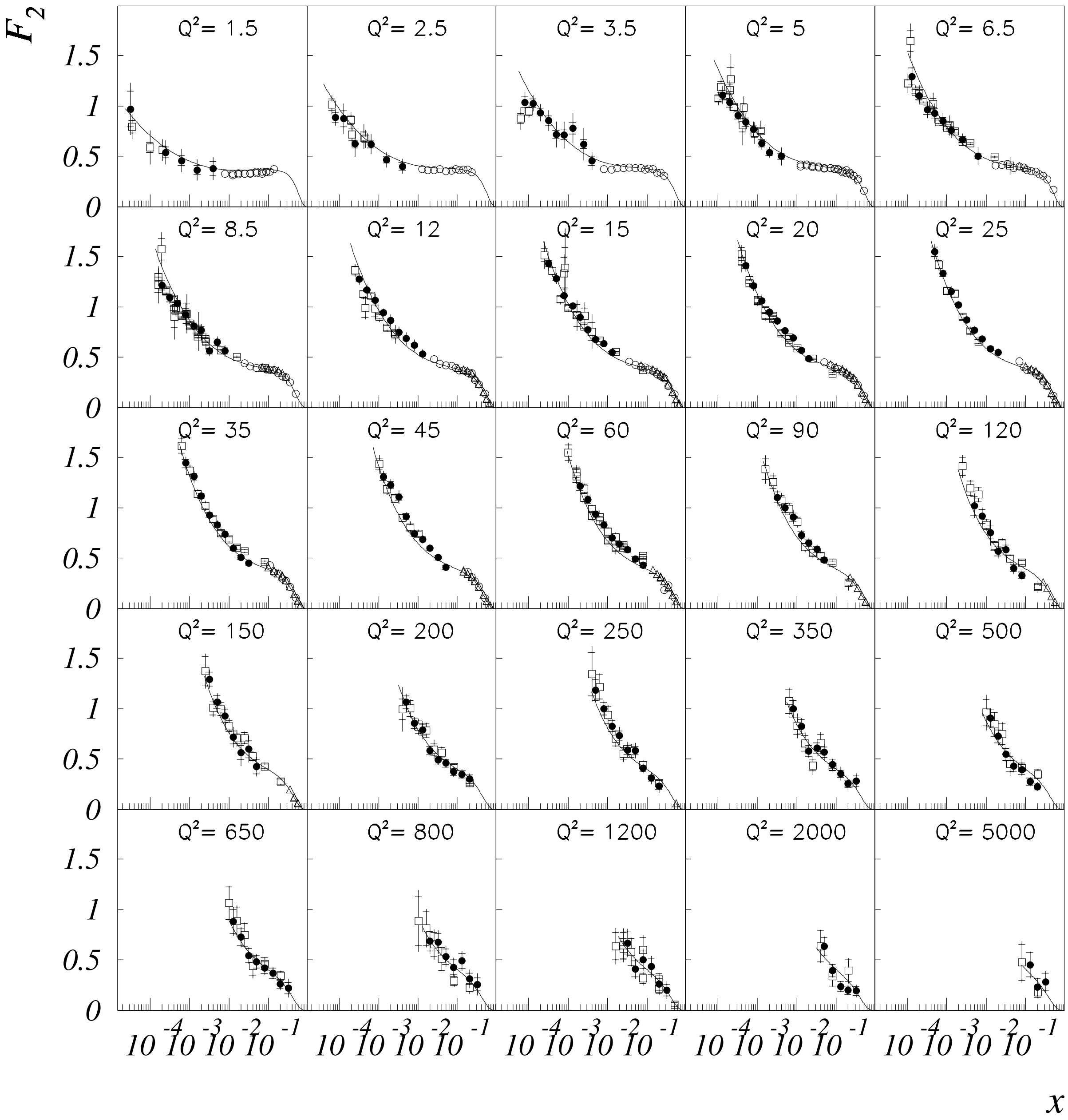

Figure 5.34: *Mesures de $F_2(x, Q^2)$ en fonction de x obtenues par H1 (cercles noirs), ZEUS (carrés blancs) et les expériences sur cible fixe NMC (cercles blancs) et BCDMS (triangles blancs). La courbe représente le modèle GRV.*

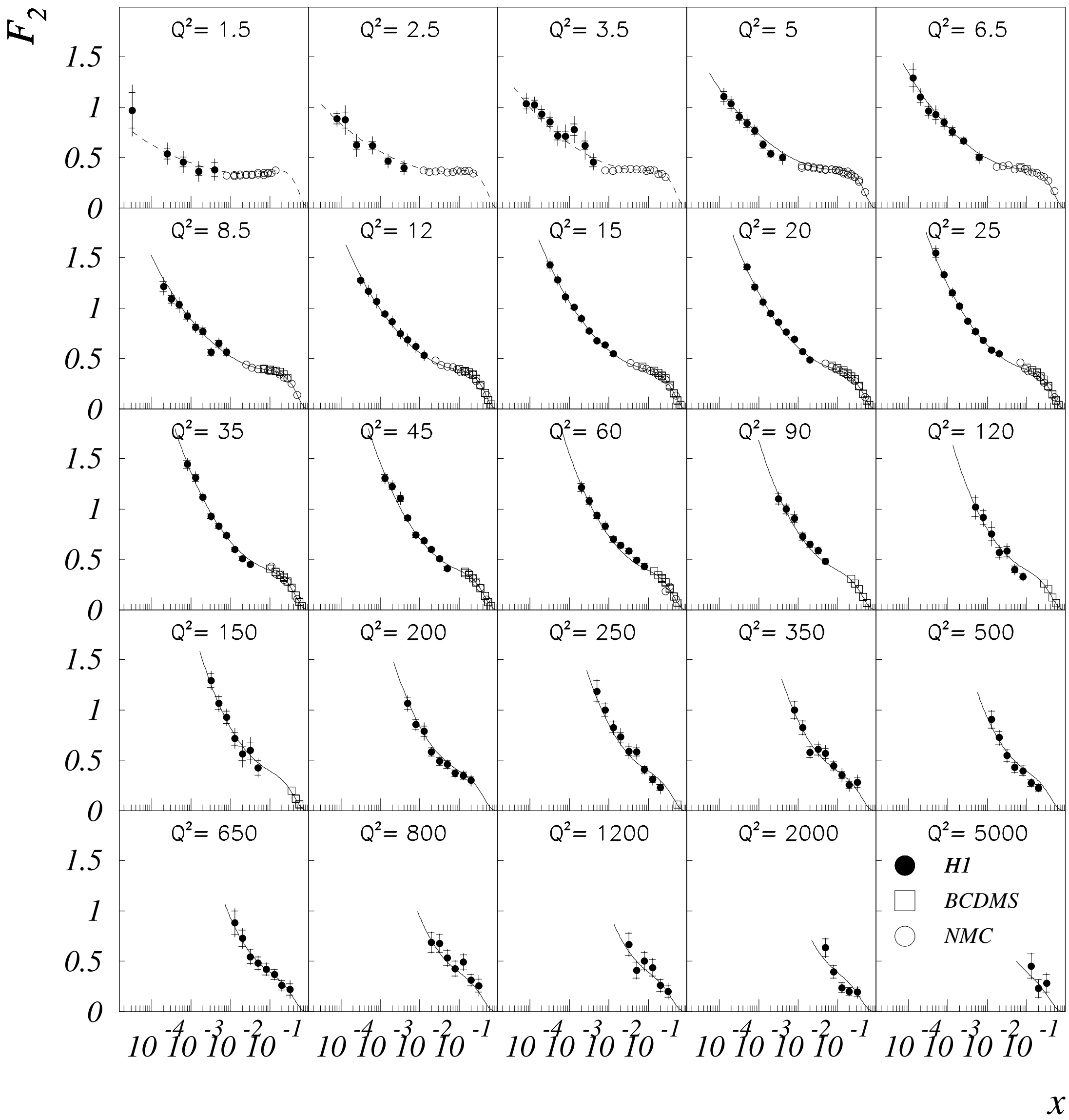

Figure 5.35: *Mesure de la fonction de structure* $\mathrm{F}_2(\mathrm{x}, \mathrm{Q}^2)$ *en fonction de* x. *Les plus petites barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. Les barres d'erreur totales sont déterminées par addition quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques en négligeant la contribution des erreurs provenant de la mesure de la luminosité. Les courbes représentent l'ajustement QCD NLO, et incluent les données pour* $Q^2 \simeq 5$ *GeV*^{2}. *L'extension des courbes en dessous de 5 GeV*^{2} *est donnée par l'évolution de l'ajustement QCD vers les petites valeurs de* Q^2.

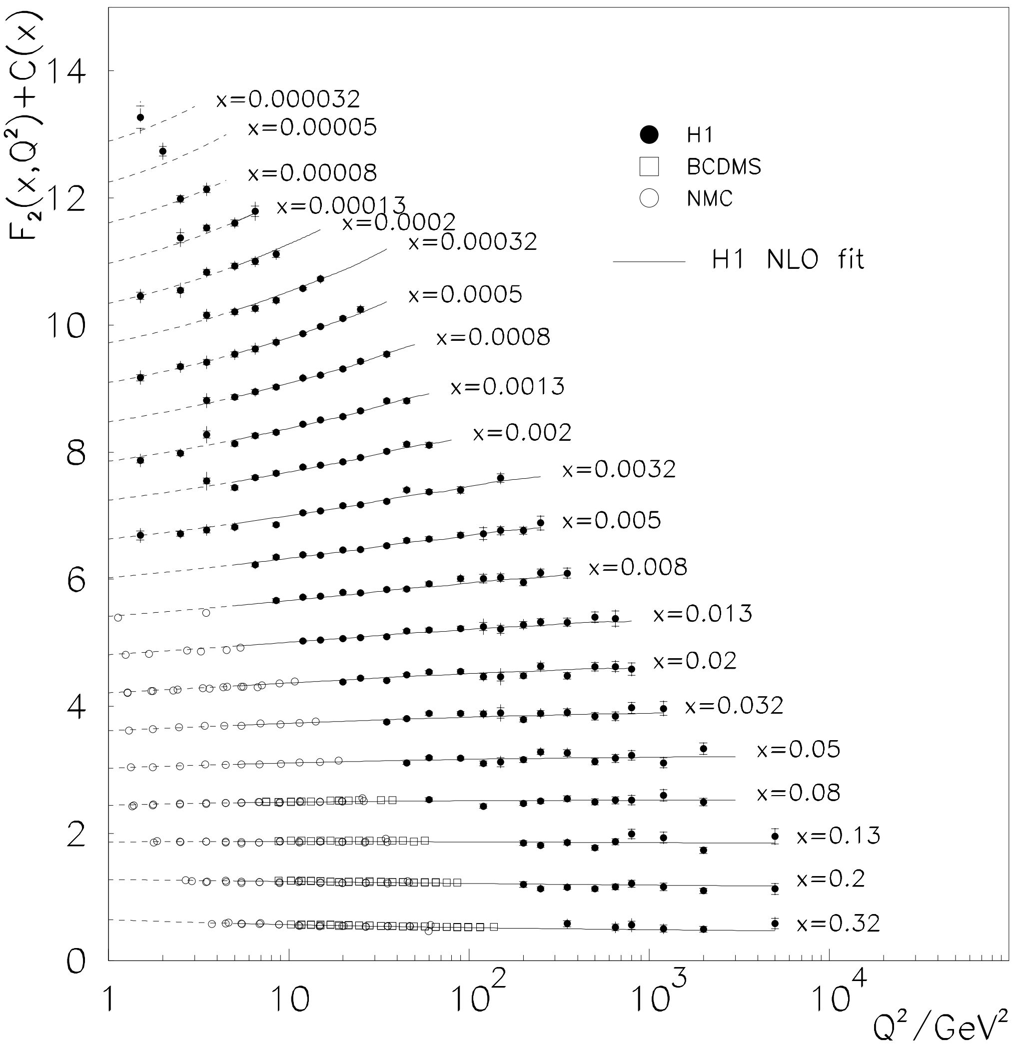

Figure 5.36: *$F_2(x, Q^2)$ mesuré par H1 et par les expériences à cible fixe BCDMS et NMC. La ligne correspond à l'ajustement QCD NLO qui comprend les données à Q^2 >5 GeV^2. L'extension des courbes en dessous de 5 GeV^2 représente l'évolution de l'ajustement vers les bas Q^2. Les valeurs de F_2 ont été représentées en échelle linéaire en ajoutant une constante $c(x) = 0.6(i - 0.4)$, i étant le numéro du domaine x qui débute à $i = 1$ pour $x = 0.32$. Les plus petites barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique. Les barres d'erreur totales sont déterminées par addition quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques en négligeant la contribution des erreurs provenant de la mesure de la luminosité.*

5.7.2 QCD et la croissance de F_2 à petit x

Le domaine en x et Q^2 accessible à HERA est deux ordres de grandeur plus étendu que celui exploré par les expériences précédentes sur cible fixe. Les résultats antérieurs, dans la région $x \sim 10^{-2}$, étaient compatibles avec un comportement de la fonction de structure F_2 presque constant pour $x \to 0$. C'est pourquoi l'observation de la très forte croissance de F_2 à petit x à HERA a pu paraître inattendue. Ce résultat avait pourtant été prédit dans le cadre de la QCD perturbative. Malgré les efforts importants investis dans ce domaine aussi bien de la part des expérimentateurs que des théoriciens, l'interprétation de ces données est encore controversée.

Nous étudierons les prédictions faites dans le cadre de la QCD perturbative en fonction du type des distributions de partons de départ, singulières ou non singulières, dans le but de faire une comparaison avec nos mesures. Le premier cas, étudié par A. De Rújula et al. [19] en 1974 prédit une dépendance en Q^2 du taux de croissance de la fonction de structure à petit x. L'autre, traité par C.López, F.Barreiro et F.J.Ynduráin dès 1980 prédit par ailleurs un comportement de la fonction de structure à petit x de la forme $x^{-\lambda}$, où λ est indépendant de Q^2. En étudiant le comportement du taux de croissance de F_2 à petit x il doit être possible de déterminer laquelle des deux hypothèses est en accord avec les mesures réalisées. En fait, la précision atteinte lors de la prise des données de 1994 ne permet pas de trancher définitivement entre les deux modèles. Une étude de ce genre dans la région des petits Q^2 devrait identifier un comportement de type Regge, caractérisé par une fonction de la forme $x^{-\lambda}$ avec un exposant fixe ($\lambda \sim 0.08$) indépendant de Q^2. Cependant les mesures effectuées en dessous de 5 GeV^2 ne sont pas encore assez précises pour conclure dans ce domaine de Q^2.

Evolution QCD en fonction des conditions initiales

Les fonctions de structure à petit x peuvent être caractérisées par les moments des fonctions de structure $\mu_\omega(Q^2)$ obtenus à partir d'une transformation de Mellin de $xF_2(x, Q^2)$:

$$\mu_\omega(Q^2) = \int_0^1 dx[xF_2(x, Q^2)]x^{\omega-1} = \int_0^1 dxF_2(x, Q^2)x^{\omega-2} \tag{5.29}$$

ω étant une variable complexe. Le formalisme de Wilson [9] permet d'écrire (5.29) comme:

$$\mu_\omega(Q^2)\Big|_{Q^2\to\infty} = a_\omega \cdot \left[\frac{\alpha_s(Q_0^2)}{\alpha_s(Q^2)}\right]^{D(\omega)} \simeq a_\omega \cdot \left[\frac{\log Q^2}{\log Q_0^2}\right]^{D(\omega)} \tag{5.30}$$

Les exposants $D(\omega)$ sont calculables dans la théorie et les coefficients a_ω doivent être extraits de l'expérience. Une fois les moments μ_ω déterminés, nous pouvons inverser la transformée de Mellin (5.29) pour obtenir la fonction de structure:

$$xF_2(x,Q^2) = \frac{1}{2i\pi}\int_{\omega_0-i\infty}^{\omega_0+i\infty} d\omega x^{-\omega}\mu_\omega(Q^2) \tag{5.31}$$

La ligne d'intégration $Re\omega = \omega_0$ est située à droite de toutes les singularités de $\mu_\omega(Q^2)$. Les propriétés de l'intégrale, donc de la fonction de structure à petit x, sont données par la singularité la plus proche de la ligne d'intégration (singularité dominante), qui peut être associée à $D(\omega)$ ou à a_ω. Nous avons deux possibilités, selon que la singularité dominante en $D(\omega)$ est située à droite ou à gauche de celle qui domine le comportement de a_ω. Nous verrons ensuite qu'en fonction du type des conditions initiales supposées pour l'évolution QCD (singulières ou non singulières) nous serons dans le premier ou le second cas, et que chaque cas conduit à des prédictions différentes pour la fonction de structure.

Si l'on suppose qu'à un Q_0^2 donné, la fonction de structure a un comportement constant, nous pouvons écrire:

$$F_2(x,Q_0^2)\Big|_{x\to 0} \simeq C_0 \tag{5.32}$$

où C_0 est une constante. Dans ce cas particulier le moment $\mu_\omega(Q_0^2) = \int_0^1 dxC_0x^{\omega-2}$ présente une singularité dominante pour $\omega = 1$. D'une façon plus générale De Rújula et al. [19] ont montré que, avec des conditions initiales non singulières, la singularité dominante est associée à $D(\omega)$. Il est possible alors de déterminer le comportement asymptotique de $F_2(x,Q^2)$ dans la limite $x \to 0$. Celui-ci est de la forme:

$$F_2(x,Q^2) \approx C_0\left[\frac{(33-2n_f)/576\pi^2}{|\log x|\log[\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(Q^2)]}\right]^{\frac{1}{4}} \exp\sqrt{\frac{144|\log x|}{33-2n_f}\left[\log\frac{\alpha_s(Q_0^2)}{\alpha_s(Q^2)}\right]} \tag{5.33}$$

La dépendance en x de cette équation est dominée par le facteur exponentiel. A partir de ces hypothèses, De Rújula et al. ont prédit en 1974 que F_2 doit croître quand x tend vers zéro, ce qui était contraire aux prédictions basées sur des analogies avec le comportement Regge observé jusqu'alors. Pour Q^2 fixe, F_2 *doit croître plus faiblement qu'une loi de puissance en* $1/x$ *mais plus rapidement qu'une puissance quelconque de* $\log 1/x$. Quant à la dépendance en Q^2, *le taux de croissance de* F_2 *augmente avec* Q^2.

Une autre possibilité est de supposer qu'à un certain Q_0^2 fixe, suffisament grand pour que la théorie des perturbations soit valable, la fonction de structure est singulière:

$$F_2(x,Q_0^2) \simeq f(Q_0^2)x^{-\lambda(Q_0^2)} \tag{5.34}$$

Le moment correspondant à ce problème, $\mu_\omega(Q_0^2) = \int_0^1 dx f(Q_0^2) x^{\omega-2-\lambda}$, présente alors une singularité dominante pour $\omega = 1 + \lambda$. C.López et F.J.Ynduráin ont montré [27] que $D(\omega)$ est analytique à droite de $\omega = 1$, la singularité dominante de $\mu_\omega(Q^2)$ pouvant alors être identifiée avec celle de a_ω, donc de $\mu_\omega(Q_0^2)$. Ceci nous permet d'écrire la fonction de structure comme:

$$F_2(x, Q^2)\Big|_{x\to 0} \simeq f(Q^2) x^{-\lambda} \tag{5.35}$$

avec $\lambda \equiv \lambda(Q_0^2)$ *indépendante de* Q^2. En fait ils ont démontré que λ dépend du nombre de saveurs en jeu et vaut $\lambda \approx 0.3 - 0.4$.

En comparant les deux cas précédents nous pouvons voir que le choix des conditions initiales non singulières implique que les singularités de $D(\omega)$ sont à droite de celles de a_ω alors que des conditions initiales singulières conduisent à la situation inverse. Ces deux possibilités sont exclusives et chacune a des conséquences différentes en ce qui concerne le comportement du taux de croissance de F_2. Nous avons donc la possibilité de différencier ces deux cas à partir d'une étude expérimentale du taux de croissance de F_2.

La meilleure façon de différencier les deux possibilités serait de déterminer à partir des ajustements des données quelle est la fonction, entre les deux types prévus (équations (5.33) et (5.35)) qui décrit le mieux le comportement observé. Cependant, bien que les données que nous avons analysées commencent à avoir une bonne précision, celle-ci n'est pas suffisante pour déterminer la forme de cette fonction sans ambiguïté.

La collaboration H1 a étudié la dépendance en Q^2 du taux de croissance. Ceci a été fait à partir d'un ajustement sur F_2 de la forme $x^{-\lambda}$ à Q^2 fixe pour $x < 0.1$. Le résultat est montré dans la fig. 5.37. Il y a une dépendance cachée en x du fait que l'intervalle de mesure exploré en x change en fonction de Q^2, mais l'effet est faible par comparaison avec celui associé à la dépendance réelle en Q^2 (quelques %). L'exposant λ croît d'environ 0.2 aux plus petits Q^2 mesurés jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0.4 au delà de 100 GeV^2.

Dans un premier temps nous pourrions être tentés de conclure que le rythme de la variation de F_2 à petit x dépend de Q^2. Cependant il ne faut pas oublier que, dans le cas des conditions initiales non singulières, bien que λ soit indépendant de Q^2, il y a un effet de seuil associé au changement du nombre de saveurs qui contribuent à F_2, en fonction de Q^2. Pour nous affranchir de cet effet il faudrait tenir compte uniquement de ce qui se passe au delà d'un certain Q^2. Une étude détaillée a été faite sur l'évolution du coefficient λ, prédite dans les différentes approches de la QCD perturbative [28]. Elle montre que dans la région $10 \leq Q^2 \leq 100$ GeV^2, où nous avons atteint la meilleure précision, les prédictions des différents modèles sont similaires. Cependant pour des valeurs modérées de Q^2 (de l'ordre de quelques GeV^2) les prédictions sont suffisamment disjointes

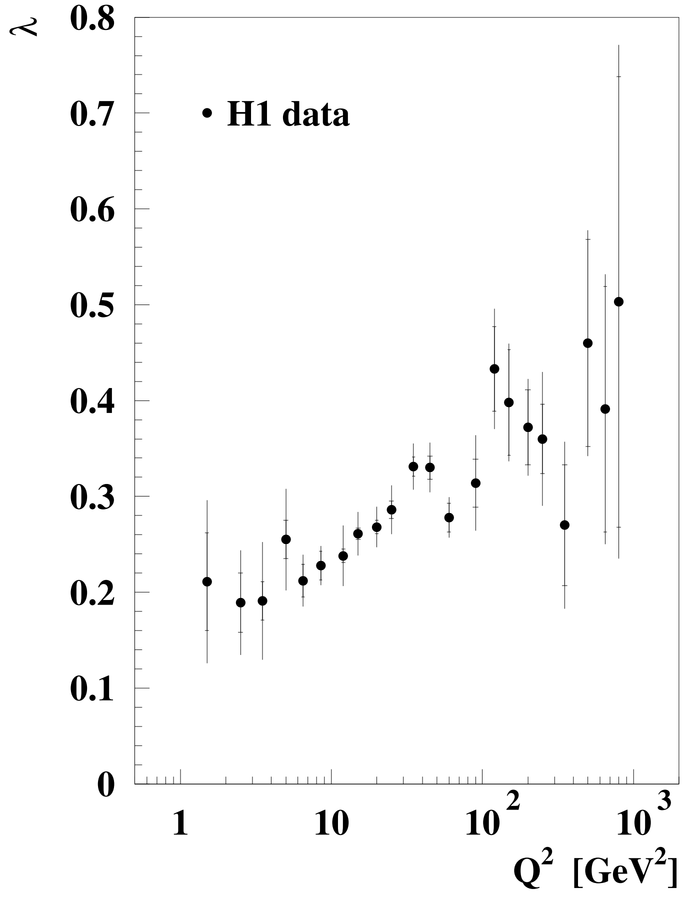

Figure 5.37: *Variation de l'exposant λ obtenu à partir d'un ajustement de la forme $F_2 \sim x^{-\lambda}$ sur les données H1, pour Q^2 fixe et $x > 0.1$.*

pour nous donner un certain pouvoir discriminant. La précision atteinte dans cette région ne nous permet pas encore de conclure. Il faudra attendre l'analyse des données prises en 1995 avec le SPACAL, pour déterminer quelle est l'approche QCD correspondant aux observations.

5.8 Conclusion

La mesure effectuée nous a permis de confirmer la croissance de la fonction de structure dans la limite $x \to 0$ pour des valeurs du moment transféré au carré, Q^2, entre 1.5 GeV^2 et 5000 GeV^2 et de la variable x de Bjorken entre $3 \cdot 10^{-5}$ et 0.32. Nous avons amélioré d'un facteur deux la précision des mesures précédentes effectuées à HERA. Grâce à ces améliorations nous avons pu effectuer les premiers tests QCD concernant le comportement asymptotique de F_2 dans la région des petits x. Bien que les résultats ne soient pas encore concluants, ils montrent qu'il sera possible d'obtenir des résultats discriminants quant aux modèles théoriques pour cette région dans un futur très proche.

Bibliographie

[1] G.Altarelli et G.Martinelli, Phys Lett. B76 (1995) 107.

[2] W.J.Marciano, Phys. Rev. D29 (1984) 580.

[3] M.Glück, E.Reya and A.Vogt, Z.Phys. C67 (1995) 433. A.Vogt, Proceedings of the Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD, Paris (1995) 261.

[4] M.Virchaux, Thèse de Doctorat, Université Paris VII, 01/1988. V.Blobel, DESY report 1984.

[5] BEMC group, J.Bán et al., DESY 95-177, NIM

[6] T.Carli et al., H1-note H1-07/95-445.

[7] R.Buchholz, thèse de Doctorat, Université de Hambourg, 1996, en preparation.

[8] A.Glazov, H1 note, en préparation.

[9] C.Royon, Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud, Centre Orsay, 03/1994.

[10] H1 Collab., T.Ahmed et al., DESY 96-39, envoyé à Nucl. Phys.

[11] H1 Collab., T.Ahmed et al., Nucl. Phys. B439 (1995) 471.

[12] A.Panitch, These de Doctorat, Université Libre de Bruxelles, en préparation.

[13] A.Arbuzov et al., DESY 95-185.

[14] G.A.Schuler et H.Spiesbeger, Proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol.3, eds. W.Buchmüller et G.Ingelman, DESY (1992) 1419-1432.

[15] J.Lipinski, Thèse de Doctorat, Université de Hanmbourg, en préparation.

[16] E.A.Kuraev et al.JETP 45 (1977) 199; Y.Y.Balitsky et L.N.Lipatov, Sov.J.Nucl.Phys. 28 (1978) 822.

[17] H1 Collab., I.Abt et al., Nucl. Phys. B407 (1993) 515.

[18] ZEUS Collab., M.Derrick et al., Phys. Lett. B316 (1993) 412.

[19] A.De Rújula et al., Phys. Rev. D10 (1974) 1649.

[20] ZEUS Collab., M.Derrick et al., Z. Phys. C65 (1995), 379.

[21] H1 Collab., S.Aid et al., Phys. Lett. B354 (1995) 494.

[22] ZEUS Collab., M.Derrick et al., Phys. Lett. B345 (1995), 576.

[23] ZEUS Collab., M.Derrick et al., DESY 95-193, (1995), Envoyé à Phys. Lett.

[24] NMC Collab., M. Arneodo et al., Phys. Lett. B364 (1995) 107.

[25] BCDMS Collab., A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B223 (1989) 485; CERN preprint CERN-EP/89-06.

[26] E665 Collab., M.R.Adams et al., Phys. Rev. Lett 75 (1995) 1466; FNAL-Pub-95/396-E (1995).

[27] C.López et F.J. Ynduráin, Nucl. Phys. B171 (1980) 231.

[28] H.Navelet et al., HEP-PH/9609293, (1996).

Conclusion

Nous avons présenté la mesure de la fonction de structure du proton, F_2 à partir des données de H1 enregistrées en 1994. L'augmentation de la luminosité nous a permis d'améliorer de manière importante la précision de la mesure dans un domaine cinématique étendu (1.5 GeV^2 < Q^2 <5000 GeV^2).

Nous avons utilisé une méthode de reconstruction cinématique dite *méthode* Σ. Celle-ci combine les informations sur les variables électroniques et hadroniques de manière à minimiser l'importance des corrections radiatives, tout en gardant une bonne résolution en x et en Q^2 dans tout le domaine cinématique. Les résultats obtenus avec cette méthode ont été combinés par H1 avec d'autres résultats obtenus avec la méthode de l'électron pour avoir une mesure précise des plus grands aux plus petits x atteints à HERA. Si la reconstruction avec la méthode de l'électron est plus précise à très petit x ($y > 0.15$), la méthode Σ est la seule à s'étendre vers les grandes valeurs de x. Elle a permis en particulier de faire la liaison entre HERA et les expériences sur cible fixe et de montrer l'évolution de F_2 des petits aux grands x de manière cohérente.

Une importante activité théorique a été stimulée par ces mesures et continue de proposer des nouveaux tests à effectuer expérimentalement. Un point particulièrement important est la compréhension de la croissance de F_2 à petit x dans le cadre de la QCD perturbative. En fonction des hypothèses sur les distributions de partons utilisées comme conditions initiales des équations d'évolution QCD, il y a des prédictions différentes sur le comportement de la fonction de structure à petit x. La précision obtenue nous a permis d'effectuer les premiers tests QCD concernant le comportement asymptotique de F_2 dans la limite des petits x, sans que l'origine puisse être donné de manière définitive.

Les données de 1995, enregistrées après l'installation du nouveau calorimètre SPACAL à la place du BEMC, vont permettre d'augmenter la précision dans la région à petit Q^2 (0.3 GeV^2 < Q^2 <10 GeV^2), dans laquelle on espère pouvoir étudier la transition entre les régimes de photoproduction et de diffusion profondément inélastique et mettre des nouvelles contraintes sur les limites de la QCD perturbative.

En 1995 et en 1996 il n'y a pas eu et il n'y aura pas d'augmentation significative de la luminosité par rapport à celle que nous avons utilisée dans notre analyse. Un effort important devra être porté sur la compréhension du SPACAL avant de pouvoir profiter de ses performances. A l'exception du domaine des bas Q^2, la précision de la mesure de la fonction de structure présentée dans cette thèse, ne sera pas améliorée dans les deux années à venir. Cependant l'exploitation conjointe de nos mesures et des mesures de 1995 et 1996 à bas Q^2 va permettre le démarrage d'une nouvelle série de tests de précision de la chromodynamique quantique.

Annexe A

Procédure de sélection

Nous allons présenter ici la procédure suivie pour sélectionner les événements de contrôle à partir des événements rejetés lors de la sélection des événements DIS (classe physique).

Nous pouvons distinguer deux niveaux dans la procédure utilisée. Le premier niveau est celui des coupures fondamentales qui sont nécessaires pour tous les candidats mais pas suffisantes pour obtenir une classe de contrôle (classe 10) assez propre. Les coupures du TOF (pour les candidats du BEMC) et de l'énergie appartiennent à ce niveau. Les candidats qui ne sont pas rejetés par elles, sont reinjectés dans la chaîne d'échantillonnage. Les coupures qui complètent ces premières appartiennent au deuxième niveau. A ce niveau les candidats de contrôle sont directement sauvegardés dans la classe 10, et seul ceux qui remplissent la condition testée sont reinjectés dans la chaine. Le diagramme A.1 résume la procédure utilisée ainsi que le poids du candidat après chaque test.

Les étapes suivies par ordre d'application sont les suivantes:

1. La coupure sur le TOF est testée. Les bons candidats du point de vue de cette coupure survivent avec un poids $W_{TOF} = 1$ ainsi que un dixième des mauvais candidats pour lesquels le poids est $W_{TOF} = 10$. Les autres candidats sont définitivement rejetés.

2. Les candidats avec une énergie supérieure à 7 GeV survivent avec un poids $W_{ENE} = 1$. Seule une fraction des candidats avec une énergie comprise entre 5 et 7 GeV survit. Dans ce cas le poids d'échantillonnage est une fonction de l'énergie: $W_{ENE} = (7\ GeV/E_e)^4$. La fonction est choisie de façon qu'à 7 GeV le poids soit égal à l'unité. La proportion des candidats

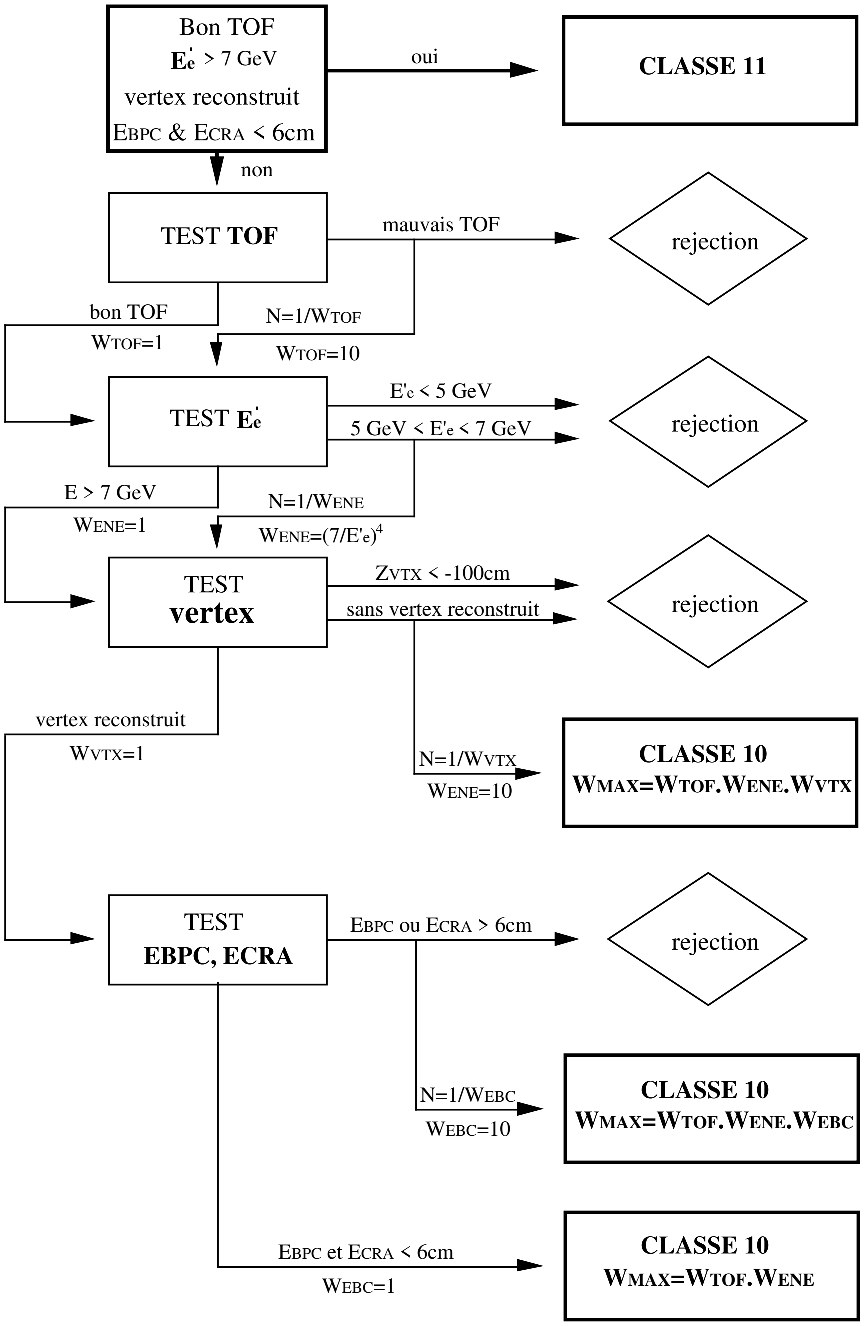

Figure A.1: *Diagramme de la procédure d'échantillonnage utilisée pour sélectionner les événements de contrôle à partir des événements qui ne satisfont pas les conditions demandées dans la classe 11.*

retenus décroî t avec l'énergie pour compenser la forte croissance de la section efficace de photoproduction. Les candidats ayant une énergie inférieure à 5 GeV sont définitivement rejetés.

3. Les candidats avec un vertex reconstruit dans la région -100cm< z <100cm continuent dans la chaîne de test avec un poids $W_{VTX} = 1$. Un dixième des candidats sans vertex reconstruit est sauvegardé dans la classe 10 avec un poids $W_{VTX} = 10$. Le poids final pour ces candidats est $W = W_{TOF} \cdot W_{ENE} \cdot W_{VTX}$. Le reste des candidats est définitivement rejeté.

4. Les candidats avec EBPC<6cm et ECRA<6cm sont retenus dans la classe 10 avec un poids $W_{EBC} = 1$. Un dixième des candidats qui ne remplissent pas la double condition est sauvegardé dans la classe 10 avec un poids $W_{EBC} = 10$. Le poids final de ces deux types de candidats est $W = W_{TOF} \cdot W_{ENE} \cdot W_{EBC}$. Les deux coupures sont traitées de façon couplée pour éviter une réduction trop importante (1/100) des candidats rejetés par les deux coupures.

L'échantillonnage subi par les candidats électron diffusés dans le CALO ou dans la région BEMC-BBE est légèrement différent. Dans le CALO seuls les candidats avec une énergie supérieure à 7 GeV ont été retenus et la fraction de candidats sans vertex reconstruit qui a été conservée est de un cinquième ($W_{VTX} = 5$). Dans la région BEMC-BBE tous les candidats avec une énergie supérieure à 5 GeV sont retenus et la réduction est seulement d'un tiers ($W_{VTX} = 3$) pour les candidats sans vertex reconstruit.

Le traitement spécial que nous avons réservé à certains types d'événements est présenté ci-dessous:

a) Les événements associés aux interactions produites avec un seul faisceau ou sans faisceau sont très utiles pour estimer le bruit de fond induit par le faisceau ou par la machine. Pour ces événements avec un candidat électron diffusé dans le BEMC il n'y aura pas d'échantillonnage si le vertex n'est pas reconstruit ou si les conditions sur les estimateurs ne sont pas satisfaites. Ces événements seront retenus dans la classe 10 avec des poids partiels $W_{VTX} = 1$ et $W_{EBC} = 1$. Les conditions demandées aux candidats diffusés dans le CALO et la région BEMC-BBE étant déjà très souples, l'échantillonnage dû à l'absence de vertex reconstruit ne peut pas être complètement supprimé. Par rapport aux candidats des collisions avec les deux faisceaux la fraction retenue sera réduite à un tiers, $W_{VTX} = 3$. Ces mesures vont permettre une détermination plus précise de l'efficacité de la coupure sur le vertex.

b) La distribution d'énergie des électrons diffusés quasi-élastiquement avec une énergie proche de l'énergie du faisceau, est dominé par un pic très prononcé connu sous le nom de *pic cinématique*. Ce pic, très utile dans les études de calibration du détecteur, est sauvegardé dans la classe 10. Les candidats qui ont une énergie au delà de 22 GeV ne subiront pas d'échantillonnage associé à la coupure sur le vertex reconstruit. L'effet de cette mesure se traduit dans la fig. 3.4 dans une augmentation du nombre d'événements de la classe 10 à partir de 22 GeV.

c) Les événements dans lesquels l'électron diffusé est observé dans le détecteur d'électrons à petit angle, sont utilisés dans notre analyse pour vérifier que la description de la photoproduction à partir de la simulation correspond à ce que nous avons mesuré. Nous n'avons pas effectué de réduction supplémentaire lorsque ces événements étaient rejetés par les coupures sur les estimateurs. Cette mesure nous permet de préserver une statistique raisonnable malgré la faible acceptance du détecteur pour ces événements.

Dans le tableau A nous avons résumé les informations contenues dans la banque WARN pour chacun des événements. Dans chaque ligne de la banque nous allons écrire un message pour éclairer le sens de l'identificateur nécessaire pour décoder la banque à posteriori. Chaque message est associé à un type d'information. Le message "F2-PACK" nous donne l'information globale de l'événement: l'ancienne et la nouvelle classification, le nombre des candidats traités N_{can}, si l'événement est associé à une collision entre les deux faisceaux ($N_{pil} = 0$), ou avec un faisceau célibataire ($N_{pil} = 1$) et si l'événement appartient aux données de l'ancienne classe 10 qui ont été réduites d'un facteur trois ($N_{10} = 1$) . Le message "F2-CLAS" nous donne l'information finale sur chaque candidat: le poids d'échantillonnage, la nouvelle classification et la position de l'électron. Chacune des quatre lignes suivantes apparaît seulement si l'événement a été sélectionné pour contrôler la coupure indiquée (TOF, énergie, vertex et ECRA-EBPC respectivement). Dans ce cas les informations sur lesquelles est basé l'échantillonnage sont données ainsi que le poids associé à cette étape. F2-EBTAG sert à identifier les événements taggés qui ont eu un traitement spécial. Certaines de ces information peuvent être retrouvées autrement, mais elles sont ajoutées pour nous permettre de retourner en arrière malgré d'éventuelles modifications. Les détails pratiques sur l'accès aux informations contenues dans cette banque peuvent être trouvés dans la référence [16].

Des modifications ont été introduites par rapport au schéma initial pour plusieurs raisons. Le premier changement concerne la rejection de bruit de fond. Dans certains cas l'amas le plus énergique d'un électron diffusé dans le BEMC était produit par le passage d'un photon directement à travers une photodiode de lecture des modules du BEMC (cf chapitre 2) et non pas par un électron. Nous pouvons identifier ces événements parce que le signal est associé à une seule photodiode. Tous ces événements ont été rejetés. La deuxième modification concerne l'échantillonnage des événements produits avec un seul faisceau. Nous avons appliqué le même facteur de réduction sur les événements sans vertex reconstruit que pour les événements associés à une collision électron-proton et actualisé la banque WARN de l'événement.

message	Id.	WARN1	WARN2	WARN3
F2-PACK	1000	DESY(10+11)	Paris(10+11)	$100 \cdot N_{10} + 10 \cdot N_{pil} + N_{can}$
F2-CLAS	100i	Poids total	classe Paris	N_{calo}
F2-TOF	101i	poids TOF	0	0
F2-ENE	102i	poids ENE	E_e	0
F2-VTX	103i	poids VTX	Type de vertex	z_{vertex}
F2-EBC	104i	poids EBC	EBPC	ECRA
F2-EBTAG	105i	poids E_{tag}	EBPC	ECRA

Tableau A.1: *Information contenue dans la banque WARN. F2-PACK concerne l'événement globalement. Les autres informations sont données pour chaque candidat électron ($1 \leq i \leq 5$) sélectionné dans l'événement. Les classification DESY et Paris sont stockées pour permettre d'effectuer des comparaisons. Le facteur N_{10} permet de reconstituer la sélection DESY. $N_{10} = 1$ pour les événements de la classe 10 de cette sélection qui ont survécu à la réduction par un facteur trois. $N_{pil} = 1$ si l'interaction est associée à un faisceau célibataire et $N_{pil} = 0$ si l'interaction est dû à une collision entre les deux faisceaux. Le nombre total de candidats de l'événement est $1 < N_{can} < 5$. N_{calo}=1,2 ou 3 pour un électron dans le BEMC, dans la région de transition ou dans le CALO respectivement. F2-CLAS donne le résultat de la classification pour un candidat donné et le poids global associé à celui-ci. F2-TOF, F2-ENE, F2-VTX et F2-EBC donnent les poids partiels obtenus dans chacune des étapes et les renseignements utilisés dans le traitement. F2-EBTAG concerne les événements ou l'électron est diffusé dans le détecteur à petit angle. Seul les renseignements nécéssaires pour reconstituer l'historique de la sélection sont donnés pour un événement.*

Annexe B

Tables de résultats

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
1.5	.00003	1.011	0.154	0.100	0.71
1.5	.00025				
1.5	.00063				
1.5	.00158				
1.5	.00398				
2.0	.00005	0.933	0.079	0.110	0.65
2.5	.00008	0.723	0.055	0.269	0.80
2.5	.00013	0.671	0.057	0.236	0.80
2.5	.00025				
2.5	.00063				
2.5	.00158				
2.5	.00398				
3.5	.00008	0.968	0.080	0.378	0.64
3.5	.00013	0.973	0.062	0.126	0.64
3.5	.00020	0.902	0.052	0.147	0.64
3.5	.00032	0.641	0.044	0.078	0.64
3.5	.00050	0.696	0.050	0.124	0.64
3.5	.00080	0.553	0.048	0.125	0.63
3.5	.00130	0.606	0.057	0.118	0.61
3.5	.00250	0.566	0.056	0.203	0.59
3.5	.00398	0.475	0.052	0.204	0.54
5.0	.00013	0.884	0.070	0.127	0.54
5.0	.00020	1.050	0.065	0.143	0.54
5.0	.00032	0.930	0.053	0.106	0.54
5.0	.00050	0.801	0.049	0.095	0.53
5.0	.00080	0.840	0.052	0.103	0.53
5.0	.00130	0.722	0.051	0.101	0.51
5.0	.00200	0.668	0.051	0.096	0.50
5.0	.00320	0.580	0.046	0.097	0.46
6.5	.00013	1.368	0.146	0.153	0.49
6.5	.00020	1.030	0.076	0.136	0.48
6.5	.00032	0.998	0.065	0.167	0.48
6.5	.00050	1.017	0.060	0.155	0.48
6.5	.00080	0.812	0.053	0.093	0.47
6.5	.00130	0.823	0.059	0.074	0.46
6.5	.00200	0.925	0.067	0.088	0.43
6.5	.00320	0.637	0.056	0.074	0.37
6.5	.00500	0.609	0.052	0.072	0.36
8.5	.00020	1.279	0.119	0.161	0.44
8.5	.00032	1.076	0.086	0.072	0.44
8.5	.00050	0.941	0.065	0.106	0.43
8.5	.00080	0.860	0.058	0.126	0.43
8.5	.00130	0.710	0.055	0.114	0.42
8.5	.00200	0.635	0.054	0.107	0.40
8.5	.00320	0.625	0.056	0.087	0.38
8.5	.00500	0.520	0.050	0.078	0.36
8.5	.00800	0.655	0.057	0.097	0.33

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
12.	.00032	1.278	0.022	0.109	0.39
12.	.00050	1.159	0.018	0.033	0.39
12.	.00080	1.059	0.016	0.030	0.38
12.	.00130	0.947	0.015	0.039	0.37
12.	.00200	0.866	0.016	0.057	0.36
12.	.00320	0.749	0.016	0.055	0.34
12.	.00500	0.685	0.016	0.061	0.32
12.	.00800	0.618	0.016	0.057	0.30
12.	.01300	0.531	0.017	0.049	0.26
15.	.00032	1.375	0.033	0.172	0.37
15.	.00050	1.309	0.024	0.062	0.36
15.	.00080	1.142	0.019	0.039	0.35
15.	.00130	1.008	0.016	0.033	0.35
15.	.00200	0.895	0.015	0.046	0.34
15.	.00320	0.773	0.014	0.036	0.32
15.	.00500	0.677	0.014	0.035	0.30
15.	.00800	0.634	0.014	0.031	0.28
15.	.01300	0.547	0.013	0.027	0.24
20.	.0005	1.424	0.032	0.169	0.34
20.	.0008	1.251	0.024	0.044	0.33
20.	.0013	1.142	0.020	0.045	0.33
20.	.0020	0.945	0.018	0.042	0.32
20.	.0032	0.861	0.017	0.038	0.31
20.	.0050	0.761	0.017	0.028	0.30
20.	.0080	0.693	0.016	0.035	0.28
20.	.0130	0.567	0.015	0.024	0.26
20.	.0200	0.487	0.015	0.025	0.22
25.	.0005	1.515	0.056	0.263	0.40
25.	.0008	1.271	0.031	0.076	0.39
25.	.0013	1.138	0.024	0.037	0.38
25.	.0020	1.019	0.022	0.035	0.37
25.	.0032	0.872	0.020	0.034	0.35
25.	.0050	0.768	0.019	0.034	0.33
25.	.0080	0.683	0.018	0.031	0.30
25.	.0130	0.585	0.017	0.028	0.26
25.	.0200	0.548	0.017	0.037	0.22
35.	.0008	1.560	0.049	0.203	0.36
35.	.0013	1.316	0.034	0.056	0.35
35.	.0020	1.123	0.027	0.044	0.33
35.	.0032	0.928	0.024	0.038	0.32
35.	.0050	0.832	0.023	0.040	0.30
35.	.0080	0.739	0.022	0.035	0.27
35.	.0130	0.600	0.019	0.025	0.24
35.	.0200	0.508	0.019	0.019	0.20
35	.0320	0.452	0.019	0.026	0.16
45.	.0013	1.332	0.049	0.154	0.32
45.	.0020	1.246	0.036	0.054	0.31
45.	.0032	1.027	0.029	0.040	0.30
45.	.0050	0.912	0.028	0.033	0.28
45.	.0080	0.743	0.025	0.029	0.26
45.	.0130	0.686	0.024	0.031	0.22
45.	.0200	0.599	0.022	0.027	0.19
45.	.0320	0.505	0.021	0.023	0.15
45.	.0500	0.411	0.022	0.028	0.12

Tableau B.1: *Valeurs de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ et de ses erreurs statistiques et systématiques mesurées par la méthode Σ dans cette analyse (première partie).*

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
60.	.0020	1.297	0.055	0.153	0.29
60.	.0032	1.088	0.038	0.054	0.28
60.	.0050	0.927	0.033	0.042	0.26
60.	.0080	0.830	0.031	0.046	0.24
60.	.0130	0.701	0.028	0.029	0.21
60.	.0200	0.639	0.027	0.025	0.18
60.	.0320	0.586	0.026	0.028	0.14
60.	.0500	0.492	0.025	0.023	0.11
60.	.0800	0.432	0.027	0.023	0.08
90.	.0032	1.050	0.068	0.161	0.26
90.	.0050	0.925	0.046	0.070	0.24
90.	.0080	0.865	0.040	0.046	0.22
90.	.0130	0.726	0.035	0.040	0.19
90.	.0200	0.650	0.033	0.031	0.17
90.	.0320	0.587	0.030	0.034	0.13
90.	.0500	0.481	0.027	0.019	0.10
120.	.0050				0.23
120.	.0080	0.963	0.089	0.173	0.21
120.	.0130	0.755	0.063	0.111	0.18
120.	.0200	0.570	0.049	0.057	0.16
120.	.0320	0.582	0.048	0.060	0.13
120.	.0500	0.402	0.035	0.045	0.10
120.	.0800	0.330	0.032	0.034	0.07
150.	.0032	1.271	0.078	0.114	0.23
150.	.0050	1.071	0.058	0.041	0.22
150.	.0080	0.952	0.063	0.062	0.20
150.	.0130	0.716	0.064	0.079	0.17
150.	.0200	0.566	0.069	0.114	0.15
150.	.0320	0.598	0.085	0.103	0.12
150.	.0500	0.424	0.071	0.065	0.09
200.	.005	1.082	0.065	0.068	0.21
200.	.008	0.903	0.054	0.058	0.19
200.	.013	0.755	0.048	0.058	0.17
200.	.020	0.585	0.041	0.023	0.14
200.	.032	0.490	0.038	0.026	0.11
200.	.050	0.460	0.039	0.029	0.09
200.	.080	0.372	0.032	0.039	0.06
200.	.130	0.350	0.037	0.032	0.04
200.	.200	0.301	0.045	0.036	0.03
250.	.005	1.167	0.108	0.128	0.20
250.	.008	0.947	0.067	0.075	0.18
250.	.013	0.990	0.064	0.104	0.16
250.	.020	0.730	0.051	0.072	0.14
250.	.032	0.590	0.044	0.067	0.11
250.	.050	0.584	0.043	0.060	0.09
250.	.080	0.408	0.033	0.037	0.06
250.	.130	0.312	0.029	0.051	0.04
250.	.200	0.231	0.031	0.056	0.03

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
350.	.008	1.126	0.091	0.094	0.17
350.	.013	0.868	0.075	0.055	0.15
350.	.020	0.668	0.059	0.050	0.13
350.	.032	0.608	0.054	0.056	0.10
350.	.050	0.570	0.052	0.061	0.08
350.	.080	0.447	0.043	0.038	0.06
350.	.130	0.356	0.036	0.057	0.04
350.	.200	0.256	0.036	0.055	0.03
350.	.320	0.280	0.051	0.061	0.02
500.	.013	1.120	0.103	0.122	0.14
500.	.020	0.709	0.070	0.057	0.12
500.	.032	0.618	0.065	0.056	0.10
500.	.050	0.433	0.051	0.035	0.08
500.	.080	0.397	0.047	0.032	0.06
500.	.130	0.276	0.036	0.030	0.04
500.	.200	0.228	0.035	0.027	0.03
650.	.013	1.044	0.119	0.080	0.14
650.	.020	0.865	0.099	0.072	0.12
650.	.032	0.653	0.079	0.064	0.09
650.	.050	0.483	0.062	0.045	0.07
650.	.080	0.422	0.059	0.031	0.05
650.	.130	0.369	0.050	0.030	0.04
650.	.200	0.262	0.044	0.042	0.03
650.	.320	0.222	0.055	0.074	0.02
800.	.020	0.737	0.111	0.065	0.11
800.	.032	0.706	0.092	0.071	0.09
800.	.050	0.608	0.083	0.043	0.07
800.	.080	0.428	0.075	0.057	0.05
800.	.130	0.490	0.075	0.066	0.04
800.	.200	0.312	0.057	0.073	0.03
800.	.320	0.258	0.065	0.090	0.02
1200.	.032	0.720	0.127	0.061	0.09
1200.	.050	0.466	0.090	0.051	0.07
1200.	.080	0.443	0.079	0.070	0.05
1200.	.130	0.436	0.084	0.066	0.03
1200.	.200	0.260	0.057	0.048	0.02
1200.	.320	0.201	0.056	0.064	0.01
2000.	.05	0.717	0.096	0.068	0.06
2000.	.08	0.427	0.064	0.036	0.05
2000.	.13	0.276	0.053	0.035	0.03
2000.	.20	0.199	0.041	0.017	0.02
2000.	.32	0.193	0.043	0.045	0.01
5000.	.13	0.359	0.093	0.044	0.03
5000.	.20	0.319	0.092	0.047	0.02
5000.	.32	0.283	0.085	0.064	0.01

Tableau B.2: *Valeurs de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ et de ses erreurs statistiques et systématiques mesurées par la méthode Σ dans cette analyse (deuxieme partie).*

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
1.5	.00003	0.969	0.176	0.187	0.71
1.5	.00025	0.540	0.055	0.104	0.75
1.5	.00063	0.458	0.050	0.101	0.74
1.5	.00158	0.365	0.045	0.095	0.70
1.5	.00398	0.381	0.070	0.087	0.63
2.0	.00005	1.037	0.077	0.110	0.65
2.5	.00008	0.885	0.052	0.065	0.80
2.5	.00013	0.874	0.079	0.127	0.80
2.5	.00025	0.622	0.037	0.119	0.80
2.5	.00063	0.621	0.039	0.093	0.79
2.5	.00158	0.466	0.033	0.072	0.75
2.5	.00398	0.402	0.039	0.062	0.65
3.5	.00008	1.036	0.053	0.092	0.64
3.5	.00013	1.026	0.045	0.067	0.64
3.5	.00020	0.934	0.041	0.075	0.64
3.5	.00032	0.854	0.046	0.093	0.64
3.5	.00050	0.716	0.041	0.119	0.64
3.5	.00080	0.712	0.049	0.126	0.63
3.5	.00130	0.778	0.058	0.137	0.61
3.5	.00250	0.621	0.043	0.157	0.59
3.5	.00398	0.458	0.046	0.075	0.54
5.0	.00013	1.106	0.049	0.074	0.54
5.0	.00020	1.033	0.044	0.069	0.54
5.0	.00032	0.907	0.039	0.066	0.54
5.0	.00050	0.839	0.039	0.076	0.53
5.0	.00080	0.769	0.037	0.063	0.53
5.0	.00130	0.630	0.034	0.050	0.51
5.0	.00200	0.540	0.033	0.043	0.50
5.0	.00400	0.500	0.029	0.086	0.46
6.5	.00013	1.292	0.085	0.127	0.49
6.5	.00020	1.101	0.052	0.072	0.48
6.5	.00032	0.963	0.045	0.068	0.48
6.5	.00050	0.926	0.044	0.088	0.48
6.5	.00080	0.848	0.038	0.076	0.47
6.5	.00130	0.759	0.039	0.068	0.46
6.5	.00250	0.667	0.029	0.054	0.43
6.5	.00630	0.504	0.029	0.084	0.37
8.5	.00020	1.215	0.050	0.062	0.44
8.5	.00032	1.089	0.038	0.048	0.44
8.5	.00050	1.033	0.034	0.062	0.43
8.5	.00080	0.923	0.031	0.038	0.43
8.5	.00130	0.811	0.030	0.047	0.42
8.5	.00200	0.770	0.034	0.049	0.40
8.5	.00320	0.562	0.028	0.043	0.38
8.5	.00500	0.648	0.033	0.051	0.36
8.5	.00800	0.564	0.032	0.049	0.33
12.	.00032	1.276	0.020	0.055	0.39
12.	.00050	1.168	0.016	0.056	0.39
12.	.00080	1.067	0.015	0.061	0.38

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
12.	.00130	0.942	0.015	0.039	0.37
12.	.00200	0.866	0.016	0.057	0.36
12.	.00320	0.749	0.016	0.055	0.34
12.	.00500	0.685	0.016	0.061	0.32
12.	.00800	0.618	0.016	0.057	0.30
12.	.01300	0.531	0.017	0.049	0.26
15.	.00032	1.426	0.030	0.064	0.37
15.	.00050	1.280	0.020	0.050	0.36
15.	.00080	1.110	0.018	0.057	0.35
15.	.00130	1.008	0.016	0.033	0.35
15.	.00200	0.895	0.015	0.046	0.34
15.	.00320	0.773	0.014	0.036	0.32
15.	.00500	0.677	0.014	0.035	0.30
15.	.00800	0.634	0.014	0.031	0.28
15.	.01300	0.547	0.013	0.027	0.24
20.	.0005	1.407	0.026	0.054	0.34
20.	.0008	1.210	0.022	0.050	0.33
20.	.0013	1.061	0.020	0.055	0.33
20.	.0020	0.945	0.018	0.042	0.32
20.	.0032	0.861	0.017	0.038	0.31
20.	.0050	0.761	0.017	0.028	0.30
20.	.0080	0.693	0.016	0.035	0.28
20.	.0130	0.567	0.015	0.024	0.26
20.	.0200	0.487	0.015	0.025	0.22
25.	.0005	1.546	0.047	0.058	0.40
25.	.0008	1.330	0.028	0.051	0.39
25.	.0013	1.151	0.024	0.047	0.38
25.	.0020	1.019	0.022	0.035	0.37
25.	.0032	0.872	0.020	0.034	0.35
25.	.0050	0.768	0.019	0.034	0.33
25.	.0080	0.683	0.018	0.031	0.30
25.	.0130	0.585	0.017	0.028	0.26
25.	.0200	0.548	0.017	0.037	0.22
35.	.0008	1.442	0.038	0.051	0.36
35.	.0013	1.308	0.032	0.052	0.35
35.	.0020	1.116	0.027	0.052	0.33
35.	.0032	0.928	0.024	0.038	0.32
35.	.0050	0.832	0.023	0.040	0.30
35.	.0080	0.739	0.022	0.035	0.27
35.	.0130	0.600	0.019	0.025	0.24
35.	.0200	0.508	0.019	0.019	0.20
35	.0320	0.452	0.019	0.026	0.16
45.	.0013	1.305	0.038	0.048	0.32
45.	.0020	1.225	0.034	0.049	0.31
45.	.0032	1.105	0.032	0.058	0.30
45.	.0050	0.912	0.028	0.033	0.28
45.	.0080	0.743	0.025	0.029	0.26
45.	.0130	0.686	0.024	0.031	0.22
45.	.0200	0.599	0.022	0.027	0.19
45.	.0320	0.505	0.021	0.023	0.15
45.	.0500	0.411	0.022	0.028	0.12

Tableau B.3: *Valeurs de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ et de ses erreurs statistiques et systématiques mesurées par la collaboration H1 (première partie).*

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
60.	.0020	1.213	0.042	0.048	0.29
60.	.0032	1.079	0.037	0.045	0.28
60.	.0050	0.937	0.033	0.043	0.26
60.	.0080	0.830	0.031	0.046	0.24
60.	.0130	0.701	0.028	0.029	0.21
60.	.0200	0.639	0.027	0.025	0.18
60.	.0320	0.586	0.026	0.028	0.14
60.	.0500	0.492	0.025	0.023	0.11
60.	.0800	0.432	0.027	0.023	0.08
90.	.0032	1.103	0.052	0.048	0.26
90.	.0050	0.997	0.045	0.047	0.24
90.	.0080	0.908	0.041	0.056	0.22
90.	.0130	0.726	0.035	0.040	0.19
90.	.0200	0.650	0.033	0.031	0.17
90.	.0320	0.587	0.030	0.034	0.13
90.	.0500	0.481	0.027	0.019	0.10
120.	.0050	1.018	0.094	0.076	0.23
120.	.0080	0.914	0.068	0.056	0.21
120.	.0130	0.755	0.063	0.111	0.18
120.	.0200	0.570	0.049	0.057	0.16
120.	.0320	0.582	0.048	0.060	0.13
120.	.0500	0.402	0.035	0.045	0.10
120.	.0800	0.330	0.032	0.034	0.07
150.	.0032	1.292	0.069	0.067	0.23
150.	.0050	1.067	0.065	0.057	0.22
150.	.0080	0.928	0.061	0.060	0.20
150.	.0130	0.716	0.064	0.079	0.17
150.	.0200	0.566	0.069	0.114	0.15
150.	.0320	0.598	0.085	0.103	0.12
150.	.0500	0.424	0.071	0.065	0.09
200.	.005	1.065	0.059	0.053	0.21
200.	.008	0.853	0.051	0.038	0.19
200.	.013	0.787	0.052	0.071	0.17
200.	.020	0.585	0.041	0.023	0.14
200.	.032	0.490	0.038	0.026	0.11
200.	.050	0.460	0.039	0.029	0.09
200.	.080	0.372	0.032	0.039	0.06
200.	.130	0.350	0.037	0.032	0.04
200.	.200	0.301	0.045	0.036	0.03
250.	.005	1.185	0.106	0.060	0.20
250.	.008	1.000	0.062	0.054	0.18
250.	.013	0.826	0.055	0.047	0.16
250.	.020	0.730	0.051	0.072	0.14
250.	.032	0.590	0.044	0.067	0.11
250.	.050	0.584	0.043	0.060	0.09
250.	.080	0.408	0.033	0.037	0.06
250.	.130	0.312	0.029	0.051	0.04
250.	.200	0.231	0.031	0.056	0.03

Q^2	x	F_2	δ_{stat}	δ_{syst}	R
350.	.008	0.997	0.082	0.049	0.17
350.	.013	0.825	0.066	0.043	0.15
350.	.020	0.581	0.052	0.042	0.13
350.	.032	0.608	0.054	0.056	0.10
350.	.050	0.570	0.052	0.061	0.08
350.	.080	0.447	0.043	0.038	0.06
350.	.130	0.356	0.036	0.057	0.04
350.	.200	0.256	0.036	0.055	0.03
350.	.320	0.280	0.051	0.061	0.02
500.	.013	0.904	0.083	0.050	0.14
500.	.020	0.725	0.065	0.046	0.12
500.	.032	0.546	0.059	0.034	0.10
500.	.050	0.433	0.051	0.035	0.08
500.	.080	0.397	0.047	0.032	0.06
500.	.130	0.276	0.036	0.030	0.04
500.	.200	0.228	0.035	0.027	0.03
650.	.013	0.881	0.120	0.076	0.14
650.	.020	0.727	0.081	0.061	0.12
650.	.032	0.545	0.068	0.047	0.09
650.	.050	0.483	0.062	0.045	0.07
650.	.080	0.422	0.059	0.031	0.05
650.	.130	0.369	0.050	0.030	0.04
650.	.200	0.262	0.044	0.042	0.03
650.	.320	0.222	0.055	0.074	0.02
800.	.020	0.686	0.098	0.083	0.11
800.	.032	0.676	0.085	0.082	0.09
800.	.050	0.533	0.075	0.067	0.07
800.	.080	0.428	0.075	0.057	0.05
800.	.130	0.490	0.075	0.066	0.04
800.	.200	0.312	0.057	0.073	0.03
800.	.320	0.258	0.065	0.090	0.02
1200.	.032	0.668	0.109	0.091	0.09
1200.	.050	0.412	0.078	0.064	0.07
1200.	.080	0.502	0.089	0.069	0.05
1200.	.130	0.436	0.084	0.066	0.03
1200.	.200	0.260	0.057	0.048	0.02
1200.	.320	0.201	0.056	0.064	0.01
2000.	.05	0.634	0.087	0.046	0.06
2000.	.08	0.395	0.060	0.035	0.05
2000.	.13	0.237	0.048	0.026	0.03
2000.	.20	0.199	0.041	0.017	0.02
2000.	.32	0.193	0.043	0.045	0.01
5000.	.13	0.453	0.121	0.056	0.03
5000.	.20	0.229	0.087	0.030	0.02
5000.	.32	0.283	0.085	0.064	0.01

Tableau B.4: *Valeurs de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ et de ses erreurs statistiques et systématiques mesurées par la collaboration H1 (deuxième partie).*

Remerciements

Je remercie M. Banner de m'avoir accueillie au sein du laboratoire LPNHE où cette thèse a été effectuée.

Je remercie G. Bernardi, mon directeur de thèse, pour toute l'attention qu'il a porté à mon travail durant ces trois années. Je le remercie de m'avoir fait profiter de son enthousiasme pour la physique.

Je remercie E. Barrelet et tout le groupe H1 du laboratoire pour leur soutien et leur aide tout au long de ma thèse. Merci pour les commentaires à propos de ce manuscrit. Je remercie U. Bassler pour ses explications toujours claires et pour toute son aide.

Je tiens a remercier les membres du jury d'avoir accepté de juger ce travail. Je remercie L. Fayard et J. Gayler pour avoir eu l'amabilité de rapporter cette thèse. Je remercie en particulier J. Feltesse pour tous les commentaires et les explications dont il m'a fait bénéficier. Les échanges que nous avons eu ont été très enrichissants et ont eu une grande influence sur la rédaction finale de ce manuscrit. Je remercie enfin J. C. Bizot pour avoir accepté la présidence.

Je remercie chaleureusement tous ceux qui m'ont accompagné durant ces trois années. Ils ont contribué à faire de cette période de ma vie l'une des plus riches.

Je remercie ma famille qui, malgré la distance, s'est toujours intéressée à ce travail. Je veux enfin remercier R. Fondecave qui a toujours su m'encourager, spécialement dans les moments les plus difficiles.

Résumé

Ce travail de thèse a été effectué dans le cadre de l'expérience H1, auprès du collisionneur HERA. Nous avons effectué une mesure de la fonction de structure du proton, $F_2(x, Q^2)$ où x est la fraction du moment du proton emportée par le parton interagissant et Q^2 est le quadri-moment transféré. Pour faire cela nous avons utilisé une méthode de reconstruction cinématique (la méthode Sigma) qui fait intervenir de manière prépondérante les variables du système hadronique.

La première étape de ce travail concerne la sélection des événements de diffusion profondément inélastique. Nous avons développé un nouveau schéma de sélection que nous présentons en détail et que nous comparons au schéma de sélection pré-existant. Ce schéma permet de calculer avec précision les efficacités de sélection. Les études de calibration de l'énergie de l'électron et des hadrons, ainsi que les erreurs associées à ces mesures sont abordées dans une deuxième étape. En effet, la reconstruction cinématique utilisant la méthode Sigma nécessite une bonne connaissance de l'énergie hadronique. Nous abordons ensuite la mesure de la fonction de structure. Dans cette mesure nous avons porté une attention particulière à l'étude des variables qui caractérisent les domaines du plan cinématique (acceptance, pureté, stabilité) et l'étude des erreurs systématiques sur la fonction de structure mesurée. Les mesures de la fonction de structure présentées dans cette thèse ont été publiées par l'expérience H1 en février 1996, et s'étendent en carré du moment transféré (Q^2) de 1.5 à 5000 GeV^2. Par rapport à la mesure publiée par la collaboration H1 en 1995, en plus de l'extension du domaine cinématique où la mesure a été effectuée il faut signaler l'amélioration de la précision d'un facteur deux, due aux études présentées dans les chapitres 2, 3 et 4. Ceci a permis de contraindre plus fortement les prédictions théoriques. La dernière partie porte sur l'interprétation des résultats obtenus dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD) et confirme avec une bonne précision la validité de la QCD perturbative dans le domaine de HERA.