

**Université Pierre et Marie Curie**

**Paris VI**

**THESE**

*présentée par*

**Ursula BASSLER**

*pour obtenir*

**le diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches**

*Sujet:*

**Aspects de la physique hadronique:  
de la structure du proton au quark top**

*soutenue le 28 Novembre 2003 devant le jury composé de MM.*

**J.E. Augustin (rapporteur)**

**M. Baubillier (président)**

**G. Bernardi**

**A. De Roeck**

**D. Fournier**

**M. Klein (rapporteur)**

**P.M. Tuts (rapporteur)**



*Once it's done, it's done,  
and if it's wrong, it's wrong.*

Gregorio Bernardi,  
comment to Max Klein  
1993  $F_2$ -measurement.



# Sommaire

<b>1</b>	<b>Fonctions de structure, densités de partons et sections efficaces</b>	<b>10</b>
1.1	Sections efficaces et fonctions de structure . . . . .	11
1.2	La structure du proton . . . . .	14
1.3	Ajustements QCD . . . . .	16
1.4	Contraintes expérimentales . . . . .	18
1.5	Les paramétrisations courantes . . . . .	19
1.6	La section efficace $t\bar{t}$ . . . . .	21
<b>2</b>	<b>Les accélérateurs et leurs détecteurs</b>	<b>24</b>
2.1	HERA et le Tevatron . . . . .	24
2.2	Le détecteur H1 . . . . .	27
2.3	Le détecteur DØ . . . . .	29
<b>3</b>	<b>La calorimétrie à H1 et DØ</b>	<b>32</b>
3.1	Le SpaCal . . . . .	32
3.2	Le calorimètre à Argon liquide de H1 . . . . .	34
3.3	Le calorimètre à Argon liquide de DØ . . . . .	37
3.4	Le calibration électronique de DØ . . . . .	38
3.5	Aspects de la reconstruction calorimétrique . . . . .	39
3.6	La reconstruction des particules électromagnétiques . . . . .	42
3.7	La reconstruction de l'état final hadronique inclusif à H1 . . . . .	44
3.8	La reconstruction des jets à DØ . . . . .	45
<b>4</b>	<b>La calibration "hors-ligne"</b>	<b>47</b>
4.1	La calibration électromagnétique dans H1 . . . . .	47
4.2	La calibration électromagnétique dans DØ . . . . .	51
4.3	La calibration de l'état final hadronique inclusif à H1 . . . . .	51
4.4	La calibration des jets à DØ . . . . .	52

<b>5</b>	<b>Méthodes expérimentales</b>	<b>55</b>
5.1	La sélection des événements DIS . . . . .	55
5.2	La reconstruction cinématique . . . . .	56
5.3	La déconvolution itérative . . . . .	60
5.4	La sélection des événements $t\bar{t}$ . . . . .	63
5.5	La détermination de la section efficace $t\bar{t}$ . . . . .	64
<b>6</b>	<b>1992 : premières observations à HERA</b>	<b>67</b>
6.1	La première mesure de $F_2$ à HERA . . . . .	67
6.2	L'état final hadronique . . . . .	69
6.3	Modèles de l'état final hadronique . . . . .	69
<b>7</b>	<b>1993 : la croissance de <math>F_2</math> à petit <math>x</math></b>	<b>72</b>
7.1	La section efficace $\gamma^*p$ . . . . .	72
7.2	L'invariance d'échelle doublement logarithmique . . . . .	74
7.3	Ajustements QCD . . . . .	75
7.4	La comparaison DGLAP-BFKL . . . . .	76
7.5	La densité de gluons . . . . .	77
<b>8</b>	<b>1994 : la première mesure de précision</b>	<b>79</b>
8.1	La région à très bas $Q^2$ . . . . .	79
8.2	La quantification de la croissance de $\sigma(\gamma^*p)$ . . . . .	81
8.3	L'invariance d'échelle doublement asymptotique . . . . .	81
8.4	Ajustement QCD et l'extraction de la densité de gluons . . . . .	83
<b>9</b>	<b>1995 : la région de transition DIS - photo-production</b>	<b>85</b>
<b>10</b>	<b>1996 : l'excès d'événements à grand <math>Q^2</math></b>	<b>88</b>
10.1	La recherche d'une résonance en masse . . . . .	89
<b>11</b>	<b>1997 : les sections efficaces à grand <math>Q^2</math></b>	<b>91</b>
11.1	Les sections efficaces $d\sigma_{NC/CC}/dx dQ^2$ . . . . .	91
11.2	Ajustements QCD . . . . .	93
11.3	L'extraction des densités de quarks $u$ et $d$ à grand $x$ . . . . .	95
11.4	L'observation de l'interférence $\gamma Z$ . . . . .	96
11.5	La structure en hélicité des interactions CC et NC . . . . .	97
11.6	La mesure de la masse du $W$ . . . . .	98
11.7	Au-delà du Modèle Standard . . . . .	100

<b>12</b>	<b><math>\alpha_S, F_L</math> et <math>xF_3</math> à HERA</b>	<b>101</b>
12.1	1996-1997 : détermination de $F_L$ et de $\alpha_S$ . . . . .	101
12.2	1998-2000 : Les mesures en $e^-p$ et $e^+p$ à grand $Q^2$ . . . . .	104
<b>13</b>	<b>La section efficace <math>t\bar{t}</math></b>	<b>109</b>
<b>14</b>	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>112</b>

.



# Introduction

La physique des particules élémentaires a pour but de comprendre l'univers par l'étude de ses composants ultimes et des forces qui les régissent. Dans cette optique, nous construisons des accélérateurs qui nous permettent de découvrir et d'étudier précisément ces particules. Pour atteindre les échelles les plus petites, deux grands types d'accélérateurs sont à l'oeuvre: les machines leptoniques et les machines hadroniques. Les premières ont l'avantage de la précision, notamment par la connaissance exacte de l'état initial de l'interaction et l'absence d'interactions fortes dans la phase de production. Elles souffrent cependant d'une difficulté technique à atteindre les énergies des machines hadroniques. Celles-ci sont donc concurrentielles pour la recherche de nouvelles particules, à condition de maîtriser les paramètres des interactions hadroniques, qui font intervenir les quarks et les gluons du proton. HERA, unique collisionneur électron-proton, se situe entre les deux : avec un état initial entièrement défini, la structure hadronique peut être sondée avec précision.

La connaissance détaillée des densités des partons influence non seulement la section efficace du signal, mais aussi celle du bruit de fond physique qui est en général bien plus importante dans les machines hadroniques. Pour ne faire qu'un exemple, la connaissance à petit  $x$  acquise à HERA est fondamentale pour une prédiction précise au LHC de la section efficace de production des paires top-antitop ou du boson de Higgs, et de celles des bruits de fond associés, produits par interaction forte. Mon travail s'inscrit donc dans la logique des machines hadroniques: compréhension détaillée des densités de partons, étude de production des paires top-antitop dans le but de comprendre ce quark remarquable, avant d'aborder dans le futur le programme encore plus ambitieux du LHC.

La première de ces étapes concerne ainsi les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS - Deep Inelastic Scattering) qui ont joué un rôle fondamental dans la compréhension de la structure de la matière et la mise en place du Modèle Standard. L'existence des partons dans le proton [1] a pu être établie grâce à des mesures de sections efficaces DIS à SLAC [2]. Des expériences ultérieures de diffusion de  $\mu$  [3] ont montré la violation logarithmique de l'échelle de  $F_2$ , ce qui a été associé aux interactions quark-gluon [4] et a mené à l'établissement de la Chromodynamique Quantique (QCD) comme théorie des interactions fortes. L'existence des courants neutres a été mise en évidence dans les expériences de diffusion de neutrinos [5] et la mesure de la violation de la parité [6] dans la diffusion d'électrons polarisés a validé le modèle électrofaible. La compréhension de la structure du proton et des interactions entre les saveurs de quarks a permis d'utiliser des interactions  $p\bar{p}$  afin de repousser la frontière des énergies accessibles pour découvrir les différents constituants du Modèle Standard, tel le boson  $W$  [7] et le quark top [8].

HERA a été mis en service à DESY au début des années 1990. Cette nouvelle approche de production des interactions DIS a permis d'augmenter l'énergie au centre de masse de plus d'un

ordre de grandeur comparée aux expériences sur cible fixe antérieures. Les deux détecteurs H1 et ZEUS, ont été conçus pour mesurer à la fois un lepton diffusé avec une grande précision et l'état final hadronique. En conséquence, les interactions "courants neutres" (NC) et "courants chargés" (CC) peuvent être étudiées simultanément pour déterminer différentes contributions aux densités des partons, tel le contenu en quarks  $u$  et  $d$ , vérifier les prédictions du Modèle Standard et étudier en détail la QCD perturbative et non-perturbative.

Entre 1992 et 1997 les expériences H1 et ZEUS ont accumulé environ  $36 \text{ pb}^{-1}$  de données  $ep$  à une énergie de faisceau d'électrons de 28 GeV et une énergie de faisceau de protons de 820 GeV. Avec ces données, la croissance de la fonction de structure  $F_2$  à petit  $x$  ( $x$  étant la fraction du moment du proton emportée par le quark diffusé) a été établie [9, 10, 11, 12], ainsi que son origine qui est due à l'augmentation de la densité de gluons dans le proton [13, 14]. Des événements de type diffractif ont été observés à HERA [16, 17] et attribués à un échange de pomeron, y compris à des énergie du domaine de la QCD perturbative. La région cinématique à grand moment de transfert,  $Q^2$ , a été explorée pour la recherche des particules nouvelles telles que les leptoquarks ou plus généralement des interactions de contact [18, 19, 20, 21]. Les mesures à grand  $Q^2$  ont également permises de contraindre les densités de partons à grand  $x$  et de observer des effets électrofaibles simultanément dans des interactions à courant neutre et courant chargé [22, 23]. Dans le domaine à petit  $Q^2$  [24], la transition entre une description du proton dans le cadre de la QCD perturbative et non-perturbative a été étudiée. Une extension du domaine cinématique mesurable à grand  $y$  ( $y$  étant le paramètre d'inélasticité) a permis d'extraire la fonction de structure longitudinale  $F_L$  [26] et la grande précision des mesures à moyen  $Q^2$  a mené à une détermination de  $\alpha_S$  par ajustement QCD avec une erreur expérimentale de 0.0017 [27].

En 1998 l'énergie du faisceau de proton a pu être augmentée à 920 GeV et environ  $16 \text{ pb}^{-1}$  de données  $e^-p$  et  $65 \text{ pb}^{-1}$  de données  $e^+p$  ont été prises avant l'amélioration de la machine et des détecteurs en 2000. Avec ces données la fonction de structure longitudinale  $F_L$  a été déterminée à grand  $Q^2$  et la combinaison des données en  $e^+p$  et  $e^-p$  a permis d'extraire  $xF_3$  [28, 29]. Depuis, les régions d'interactions de HERA ont été améliorées afin de pouvoir augmenter la luminosité instantanée d'un facteur 3 à 4, pour atteindre  $7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , ce qui devrait permettre d'obtenir une luminosité intégrée de l'ordre de  $1 \text{ fb}^{-1}$  avant 2007 [30]. Ceci permettra en particulier d'étudier la région cinématique à grand  $Q^2$  et grand  $x$ , d'augmenter significativement le nombre d'événements à courants chargés, d'obtenir une précision meilleure que 1% sur la densité de gluons sur un large domaine cinématique, d'extraire  $\alpha_S$  avec une erreur de 0.001 [31], et de rechercher de nouvelles particules, comme des leptoquarks, qui ne peuvent pas être observés au Tevatron dans certaines conditions.

Le Tevatron à FNAL est un collisionneur  $p\bar{p}$  qui a produit ses premières interactions en 1989 à une énergie de faisceau comparable à celle du faisceau de protons de HERA. Depuis sa mise en fonction, c'est la machine qui permet d'accéder aux plus hautes énergies dans le centre de masse, et elle le restera tant que le LHC au CERN n'aura pas démarré. Entre 1992 et 1996 les deux expériences CDF et DØ ont collecté environ  $120 \text{ pb}^{-1}$  de données avec une énergie au centre de masse de 1.8 TeV, ce qui leur a permis de découvrir en 1995 le quark top, mais aussi de fournir une moisson importante de résultats en QCD, dans le secteur électrofaible et pour des recherches de physique au-delà du Modèle Standard.

Le Tevatron, ainsi que les deux détecteurs, ont également été améliorés pour débiter une nouvelle phase de prise de données en 2001. Les énergies des faisceaux ont été augmentées à 980 GeV et grâce à un plus grand nombre de paquet de  $p$  et  $\bar{p}$  dans le collisionneur la luminosité

instantanée peut être multipliée par un facteur 10 pour atteindre  $3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [32]. Le but est d'intégrer une luminosité entre 4 et  $9 \text{ fb}^{-1}$  par expérience avant 2009, non seulement pour rechercher la dernière pièce manquante du Modèle Standard, le boson de Higgs, ou de nouvelles particules [33], mais aussi pour contraindre les paramètres électrofaibles, notamment par des mesures très précises de la masse du boson  $W$  et du quark top, et par la mesure des paramètres de violation de CP dans les désintégrations des mésons  $B$ , ou encore pour explorer la QCD aux plus hautes énergies.

Dans ce manuscrit, je résumerai principalement les mesures des fonctions de structure de H1 auxquelles j'ai participé entre 1993 et 1999. Je donnerai également une brève description de la mesure de la section efficace  $t\bar{t}$ , mesure à laquelle je m'intéresse en utilisant les données du Run II de DØ. Ces résultats de physique seront introduits par une comparaison des détecteurs, des méthodes expérimentales et d'analyse et en particulier des mesures calorimétrique dans H1 et DØ, la qualification du calorimètre de DØ ayant été mon occupation principale depuis que j'ai rejoint cette collaboration en 1998. Quelques perspectives personnelles concluront ce mémoire.

# Chapitre 1

## Fonctions de structure, densités de partons et sections efficaces

Pour connaître les sections efficaces des processus impliquant des hadrons dans l'état initial, une bonne connaissance des densités de parton est nécessaire. Celle-ci s'obtient principalement par l'étude de la diffusion profondément inélastique (DIS).

Les interactions DIS se produisent soit par courants neutres (NC) soit par courants chargés (CC). Une illustration du processus est donnée sur la figure 1.1. A HERA, le lepton diffusé est soit un électron<sup>1</sup> lors d'une interaction NC, soit un neutrino dans le cas d'une interaction CC. L'état final hadronique se décompose en un jet d'interaction ("current jet") issu du quark diffusé et en un jet spectateur, issu du résidu du proton. Le nombre de jets dans l'état final hadronique peut être plus élevé lorsqu'un rayonnement QCD, initial (ISR) ou final (FSR) ou une fusion boson-gluon (BGF) ont eu lieu. Une différenciation rigoureuse entre ISR et FSR n'est pas possible, car il faut également tenir compte du terme d'interférence. Cependant en première approximation ce rayonnement est colinéaire au quark émetteur ou de faible énergie.

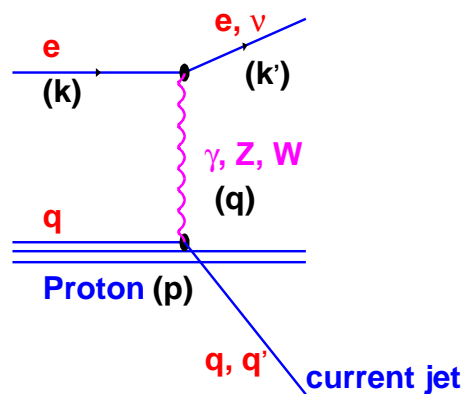


Figure 1.1: Le diagramme de la diffusion profondément inélastique pour les interactions à courant neutre (échange de  $\gamma, Z$ ) et à courant chargé (échange de  $W$ )

<sup>1</sup>Dans la suite électron désigne soit un électron soit un positron, si la distinction est nécessaire la charge sera mentionnée explicitement.

La cinématique des événements DIS est décrite par le moment de transfert  $Q^2$ , la fraction du moment du proton portée par le quark diffusé  $x$ , et le paramètre d'inélasticité  $y$ , définis par :

$$Q^2 = -q^2 \equiv -(k - k')^2 \quad x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \quad (1.1)$$

L'état final hadronique est également caractérisé par  $W^2 = (q + p)^2$ , la masse invariante hadronique du système  $\gamma p$ . En négligeant les masses des particules, ces trois variables sont reliées à l'énergie au centre de masse  $s \equiv (p + k)^2 = Q^2/xy$  et par  $W = \sqrt{Q^2/x} = \sqrt{sy}$  à la masse invariante hadronique.

La figure 1.2 montre le domaine cinématique des mesures de  $F_2$  à HERA comparé à celui des expériences sur cible fixe. Comparé aux estimations du domaine mesurable [34], des extensions impressionnantes à bas  $x$  et bas  $Q^2$ , à grand  $y$  et à grand  $x$  ont été réalisées.

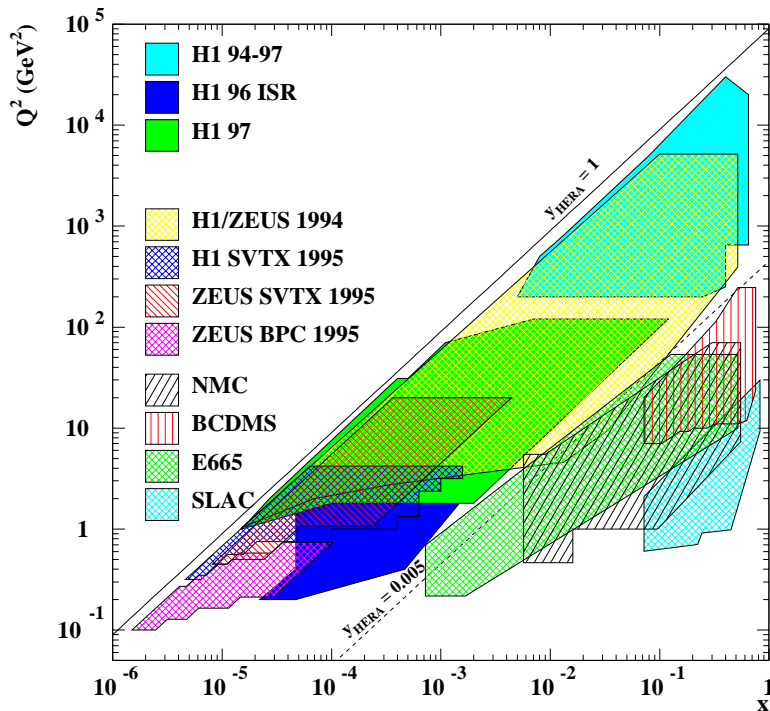


Figure 1.2: Les domaines cinématiques des mesures de la fonction de structure  $F_2$  à HERA comparés avec les domaines cinématiques couverts par les expériences sur cible fixe.

## 1.1 Sections efficaces et fonctions de structure

A partir du comptage d'événements, les sections efficaces mesurées sont définies après avoir appliquées les corrections radiatives photoniques (QED)

$$\frac{d^2 \sigma_{NC(CC)}}{dx dQ^2} = \left( \frac{d^2 \sigma_{NC(CC)}}{dx dQ^2} \right)_{mes.} \left[ 1 + \delta_{NC(CC)}^{qed}(x, Q^2) \right]^{-1} \quad (1.2)$$

Les termes de corrections radiatives  $\delta^{qed}$  contiennent généralement pour  $\delta_{NC}^{qed}$ , les corrections radiatives pour l'émission d'un photon à partir du lepton incident, des corrections photoniques

au vertex du lepton combinées avec les boucles sur les lignes externes du lepton et les effets des boucles fermioniques sur le photon échangé. Pour  $\delta_{CC}^{qed}$  y sont comprises la partie leptonique des corrections photoniques à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha)$  des processus CC [35, 36]. Les corrections d'ordres supérieurs sont petites et incluses dans les erreurs sur les corrections radiatives.

A grand  $Q^2$  il faut également tenir compte des corrections radiatives électrofaibles pour obtenir les sections efficaces de Born. Ces corrections dépendent de la charge du lepton diffusé :

$$\left( \frac{d^2 \sigma_{NC(CC)}^\pm}{dx dQ^2} \right)_{Born} = \frac{d^2 \sigma_{NC(CC)}}{dx dQ^2} \left[ 1 + \delta_{NC(CC)}^{\pm, weak}(x, Q^2) \right]^{-1} \quad (1.3)$$

En factorisant la dépendance au propagateur de la section efficace de Born, on peut isoler le terme de fonction structure  $\phi$ .

Pour les courants neutres cette factorisation a la forme :

$$\left( \frac{d^2 \sigma_{NC}^\pm}{dx dQ^2} \right)_{Born} = \frac{2\pi\alpha^2}{x} \left( \frac{1}{Q^2} \right)^2 \phi_{NC}^\pm(x, Q^2) \quad (1.4)$$

avec  $\alpha \equiv \alpha(Q^2 = 0 \text{ GeV}^2)$  fixé.  $\phi_{NC}^\pm$  est défini à partir des trois fonctions de structure généralisées,  $\tilde{F}_2$ ,  $x\tilde{F}_3$  et  $\tilde{F}_L$ , en fonction de la charge du lepton diffusé :

$$\phi_{NC}^\pm(x, Q^2) = Y_+ \tilde{F}_2(x, Q^2) \mp Y_- x\tilde{F}_3(x, Q^2) - y^2 \tilde{F}_L(x, Q^2) \quad (1.5)$$

Les fonctions  $Y_\pm = 1 \pm (1 - y)^2$  contiennent la dépendance à l'hélicité des fonctions de structures. Pour des faisceaux non-polarisés,  $\tilde{F}_2^+ = \tilde{F}_2^-$  et  $x\tilde{F}_3^+ = x\tilde{F}_3^-$ .

Les fonctions de structure  $\tilde{F}_2$  et  $\tilde{F}_3$  sont composées [37] des termes électromagnétiques  $F_2$  des termes faibles  $F_2^Z$ ,  $F_3^Z$  et des termes d'interférence  $F_2^{\gamma Z}$ ,  $F_3^{\gamma Z}$  :

$$\tilde{F}_2 \equiv F_2 - v \frac{\kappa_w Q^2}{(Q^2 + M_Z^2)} F_2^{\gamma Z} + (v^2 + a^2) \left( \frac{\kappa_w Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 F_2^Z \quad (1.6)$$

$$x\tilde{F}_3 \equiv -a \frac{\kappa_w Q^2}{(Q^2 + M_Z^2)} xF_3^{\gamma Z} + (2va) \left( \frac{\kappa_w Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 xF_3^Z \quad (1.7)$$

où  $M_Z$  est la masse du  $Z$  et où  $\kappa_w = 1/(4 \sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w)$  dépend de l'angle de Weinberg  $\theta_w$ . Les couplages axiaux  $a$  et vectoriels  $v$  de l'électron à  $Z$  sont reliés à l'angle de Weinberg par la relation d'isospin  $v = I_3 + 2 \sin^2 \theta_w$  et  $a = I_3$  avec  $I_3 = -\frac{1}{2}$  [38].

Dans le modèle des partons (QPM), la fonction de structure longitudinale  $\tilde{F}_L$  est nulle et les fonctions de structure  $F_2$ ,  $F_2^{\gamma Z}$  et  $F_2^Z$  sont reliées à la somme des densités de quark-antiquark :

$$\frac{[F_2, F_2^{\gamma Z}, F_2^Z]}{x} = \left[ \frac{4}{9}, \frac{4v_u}{3}, v_u^2 + a_u^2 \right] (u + c + \bar{u} + \bar{c}) + \left[ \frac{1}{9}, -\frac{2v_d}{3}, v_d^2 + a_d^2 \right] (d + s + \bar{d} + \bar{s}) \quad (1.8)$$

Les fonctions de structure  $xF_3^{\gamma Z}$  et  $xF_3^Z$  sont reliées à la différence des densités de quark-antiquark, ce qui correspond à la densité des quarks de valence :

$$\frac{[xF_3^{\gamma Z}, xF_3^Z]}{x} = \left[ \frac{2a_u}{3}, v_u a_u \right] (u - \bar{u}) + \left[ -\frac{v_d}{3}, v_d a_d \right] (d - \bar{d}) \quad (1.9)$$

Ceci en négligeant la contribution des quarks lourds  $b$  et  $t$ . Dans le Modèle Standard, les couplages vectoriels et axiaux sont donnés par  $v_u = 1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W \simeq 0.20$ ,  $v_d = -1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W \simeq -0.35$ , et  $a_u = -a_d = 1/2$  selon que le quark est du type  $u$  ou  $d$ . Lorsqu'on ne considère que des interactions électromagnétiques,  $\phi_{NC}^\gamma$  est relié aux densités de quarks par :

$$(\phi_{NC}^\gamma)_{LO} = Y_+ F_2 = Y_+ x \left[ \frac{4}{9} (u + c + \bar{u} + \bar{c}) + \frac{1}{9} (d + s + \bar{d} + \bar{s}) \right] \quad (1.10)$$

La section efficace réduite  $\tilde{\sigma}$  s'affranchit de la dépendance cinématique en  $Q^2$  ainsi que de la dépendance au terme d'hélicité :

$$\tilde{\sigma}_{NC}(x, Q^2) \equiv \frac{1}{Y_+} \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2} \frac{d^2\sigma_{NC}}{dx dQ^2} \quad (1.11)$$

En effet,  $\tilde{\sigma}$  équivaut à  $F_2$  dans la plus grande partie du domaine cinématique et peut être exprimée comme :

$$\tilde{\sigma}_{NC} = F_2 (1 + \Delta_{F_2} + \Delta_{F_3} + \Delta_{F_L}) (1 + \delta_{NC}^{\pm, weak}) \quad (1.12)$$

Le terme  $\Delta_{F_L}$  est dominant à grand  $y$  et le terme  $\Delta_{F_3}$  ne contribue qu'à grand  $Q^2$ .

Le même formalisme peut être développé pour les interactions CC, avec la section efficace de Born qui est reliée au terme de fonction structure  $\phi_{CC}^\pm(x, Q^2)$  par :

$$\left( \frac{d^2\sigma_{CC}^\pm}{dx dQ^2} \right)_{Born} = \frac{G_F^2}{2\pi x} \left( \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \phi_{CC}^\pm(x, Q^2) \quad (1.13)$$

où  $G_F$  est la constante de couplage de Fermi. En analogie avec les fonctions de structures en NC,  $\phi_{CC}$  peut être exprimé comme [39] :

$$\phi_{CC}^\pm = \frac{1}{2} (Y_+ W_2^\pm \mp Y_- x W_3^\pm) \quad (1.14)$$

Dans le modèle des partons, les relations entre les fonctions de structure et les densités de partons dépendent du lepton incident. Ainsi :

$$W_2^+ = x(\bar{u} + \bar{c} + d + s) \quad (1.15)$$

$$W_2^- = x(u + c + \bar{d} + \bar{s}) \quad (1.16)$$

$$xW_3^+ = x(d + s - \bar{u} - \bar{c}) \quad (1.17)$$

$$xW_3^- = x(u + c - \bar{d} - \bar{s}) \quad (1.18)$$

ce qui mène aux expressions suivantes pour  $\phi_{CC}$  en fonction des densités de partons :

$$\phi_{CC}^+ = x [(\bar{u} + \bar{c}) + (1 - y)^2(d + s)] \quad (1.19)$$

$$\phi_{CC}^- = x [(u + c) + (1 - y)^2(\bar{d} + \bar{s})] \quad (1.20)$$

La section efficace réduite se définit de manière similaire :

$$\tilde{\sigma}_{CC}^\pm(x, Q^2) \equiv \frac{2\pi x}{G_F^2} \left( \frac{M_W^2 + Q^2}{M_W^2} \right)^2 \frac{d^2\sigma_{CC}}{dx dQ^2} \quad (1.21)$$

et est reliée à  $\phi_{CC}^\pm$  par :

$$\tilde{\sigma}_{CC}(x, Q^2) = \phi_{CC}^\pm(x, Q^2) \left[ 1 + \delta_{CC}^{\pm, weak}(x, Q^2) \right] \quad (1.22)$$

## 1.2 La structure du proton

Selon la région cinématique de l'interaction  $ep$ , la structure du proton sondé relève de différents aspects (figure 1.3) de l'interaction forte. Comme  $\alpha_s$  augmente lorsque  $Q^2$  diminue, le calcul perturbatif de la section efficace n'est possible qu'à des échelles de  $Q^2 \gtrsim m_p^2$ . On distingue donc le domaine non-perturbatif à  $Q^2 \lesssim m_p^2$  et l'évolution en  $x$  et en  $Q^2$  dans le domaine perturbatif.

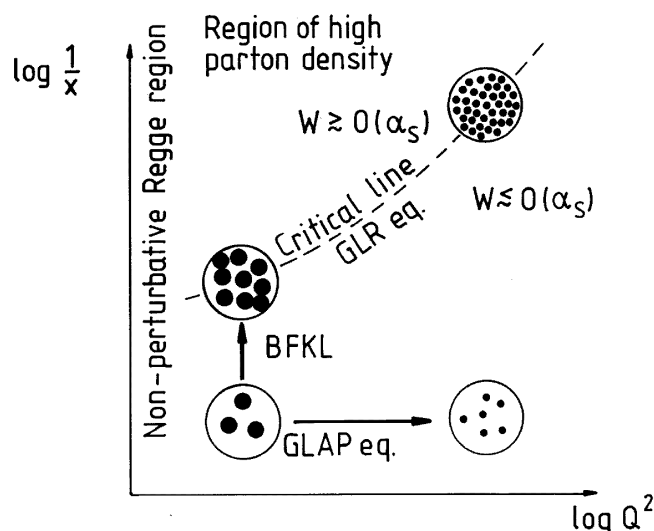


Figure 1.3: L'évolution de la densité du gluon dans différentes régions cinématiques et les équations d'évolution associées.

Dans la limite de la photo-production, lorsque  $Q^2 \simeq 0$ , les interactions  $ep$  peuvent être décrites par le formalisme de la théorie de Regge [40], comme utilisé par exemple dans le modèle de Donnachie-Landshoff [41]. Les sections efficaces des interactions sont paramétrées à partir des échanges de particules sur deux trajectoires de Regge, l'échange de Reggeons, qui sont des particules avec des nombres quantiques non-nuls, et de pomérons, dont les nombres quantiques sont nuls et qui sont généralement associés à l'échange d'une paire de gluons. La théorie de Regge donne une bonne description de l'évolution de la section efficace totale  $p\bar{p}$  ou  $\gamma p$  en fonction de  $\sqrt{s}$  avec :

$$\sigma^{tot}(W) = X^R s^{-\alpha_R-1} + X^P s^{\alpha_P-1} \quad (1.23)$$

où  $X^R$  est le couplage qui correspond aux échanges de mésons  $\rho, \omega, f, a$  et  $X^P$  à l'échange de pomérons. La variation de la section efficace en fonction de  $\sqrt{s}$  est lente, avec des valeurs des interceptes  $\alpha_R \simeq 0.5$  et  $\alpha_P \simeq 1.0 + \lambda$  avec  $\lambda \simeq 0.08$ . La valeur des interceptes est déterminée phénoménologiquement et supposée universelle. Les sections efficaces  $\gamma p$  mesurées à HERA [42] sont bien décrites par une telle approche. Le comportement des sections efficaces  $\gamma^* p$  ne peut pas être décrit jusqu'aux plus petites valeurs de  $Q^2$  mesurées (cf chapitre 9) et nécessite la contribution d'un pomeron "dur" avec une valeur de l'intercepte plus élevée.

Le modèle des Mésons Vecteurs Dominants (VMD), qui décrit également les sections efficaces de photo-production, suppose que le photon ait fluctué en méson vecteur avant d'avoir



interagi avec le proton [43]. La section efficace devient donc la somme des sections efficaces mésons-proton. La fonction de structure  $F_2$  s'écrit dans ce modèle comme :

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi} \sum_v \frac{M_v^4 \sigma_v(s)}{\gamma_v^2 (Q^2 + M_v^2)^2} \quad (1.24)$$

où  $M_v$  est la masse du vecteur méson,  $\sigma_v$ , la section efficace totale méson-proton et  $\gamma_v^2$  est lié à la largeur leptonique du méson. Lorsqu'un nombre fini de mésons vecteur est considéré,  $F_2$  est proportionnel à  $1/Q^2$  à grand  $Q^2$ . Lorsqu'une infinité de mésons vecteur est considérée, le modèle est appelé "Generalized Vector Meson Dominance".

A plus grand moment de transfert, l'interaction  $ep$  est résolue en interaction  $eq$ . Pour calculer la section efficace, il ne suffit pas de sommer simplement la contribution de trois quarks de valence, mais il faut également tenir compte des quarks de la mer, engendrés à partir des processus  $q \rightarrow qg$  ou  $g \rightarrow qq$ , en particulier à petit  $x$ , ou le "splitting" d'un parton en deux partons devient plus probable. Le calcul des sections efficaces fait appel à des techniques perturbatives. Pour cela les processus sont factorisés en contributions à courte distance, lorsque  $Q^2$  est supérieur à l'échelle de factorisation  $\mu_f^2$  et à longue distance pour  $Q^2 < \mu_f^2$ , qui contiennent des divergences dues à l'émission de gluons infrarouges et colinéaires.

Le théorème de factorisation [44] montre que ces divergences sont les mêmes pour tous les processus de QCD et toute interaction au-delà de l'échelle de factorisation peut donc être divisée en interaction partonique "dure" et en densités de partons. Les densités de partons sont universelles, liées seulement aux hadrons qui participent à l'interaction. Une deuxième échelle, l'échelle de renormalisation  $\mu_r^2$ , intervient dans les calculs, afin de soustraire dans les procédures de renormalisations les divergences ultraviolettes des diagrammes en boucles qui contribuent au propagateur. Généralement ces deux échelles sont prises identiques, telles que  $\alpha_S(\mu^2) \ll 1$  pour permettre le développement perturbatif. Pour des événements DIS  $\mu^2$  est généralement choisit comme  $Q^2$ . Une estimation de l'erreur sur le calcul perturbatif par le choix du paramètre  $\mu$  est obtenue en faisant varier  $\mu$  entre  $Q/2$  et  $2Q^2$ .

La fonction de structure  $F_2$  s'exprime alors comme :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{i=q,g} e_i^2 C_i \left( \frac{Q^2}{\mu_r^2}, \mu_f^2, \alpha_S \right) \otimes q_i(\mu_r^2, \mu_f^2, \alpha_S) \quad (1.25)$$

où  $C_i$  sont les coefficients de Wilson et  $q_i$  les densités de partons, qui dépendent donc du schéma de renormalisation et des échelles choisies, ainsi que de l'ordre du développement perturbatif. Des approximations sont faites pour ne tenir compte que des contributions dominantes.

La figure 1.4 montre le diagramme d'émission de gluons successifs, qui est le processus dominant dans l'approximation des logarithmes dominants ("leading", LLA). A grand  $Q^2$ , lorsque les termes en  $\log Q^2$  sont dominants, les calculs sont faits en supposant des émissions de gluons fortement ordonnées en  $k_T^2$ , tel que  $Q^2 \gg k_{T,i}^2 \gg k_{T,1}^2$  et également ordonnées en  $x$ , tel que  $x < \xi_i < \xi_1$ . Avec ces hypothèses, les équations de DGLAP [45] d'évolution de  $F_2$  en fonction de  $\log Q^2$  ont été développées. Ces équations ne contraignent pas le comportement de  $F_2$  en fonction de  $x$ , sauf par la condition :  $\alpha_S(k_{T,1}^2) \log(1/x) \ll 1$ .

Lorsque  $x$  devient petit, cette condition n'est pas remplie, et les termes en  $\alpha_S(Q^2) \log 1/x$  doivent être également resommés. Pour cela, les équations de BFKL [46] ont été développées,

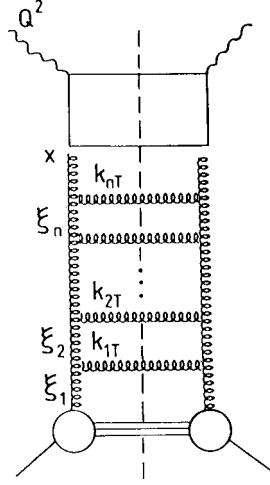


Figure 1.4: Le diagramme en échelle des émissions de gluons successives.

sous l'hypothèse que l'émission de gluons est fortement ordonnées en  $x$ ,  $x \ll \xi_i \ll \xi_1$  avec un faible ordonnancement en  $k_T^2$ ,  $Q^2 \geq k_{T,i}^2 \geq k_{T,1}^2$ , résultant dans l'expression de  $F_2$  :

$$F_2(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \int \frac{dk_T^2}{k_T^2} g(x', k_T^2) G_2 \left( \frac{x}{x'}, \frac{k_T^2}{Q^2}, \alpha_S \right) \quad (1.26)$$

où  $g$  est la densité de gluons non-intégrée sur  $k_T^2$  et  $G_2$  la fonction de structure du gluon.

Une solution approchée de cette équation [48] mène à une densité de gluon divergente,  $xg(x, Q^2) \propto x^{-\lambda}$  avec  $\lambda \sim 0.5$ . Pour ne pas violer le principe d'unitarité, une telle divergence ne peut pas se produire indéfiniment et des effets de recombinaisons doivent être pris en compte, où des échelles de gluons se couplent entre eux. Ainsi l'équation GLR [47] fait apparaître des termes de suppression quadratique  $\propto -1/4\pi R^2 g(x, Q^2)$  où  $R$  est le rayon de confinement des gluons. Lorsque la recombinaison est localisée ce rayon est inférieur au rayon du proton.

Une approche unifiée des équations de DGLAP et BFKL, l'équation CCFM [49] suppose l'émission cohérente de gluons, lorsque les angles d'émission de gluons sont ordonnés et des interférences destructives préviennent des émissions non-ordonnées. A grand  $Q^2$  ces équations convergent vers une densité de gluons divergente, et à bas  $Q^2$  à une suppression de la densité de gluons.

### 1.3 Ajustements QCD

Les ajustements QCD ont pour but de déconvoluer les densités de partons (PDF) à partir des fonctions de structure et de déterminer la valeur de la constante de couplage de l'interaction forte  $\alpha_S$ . Dans le schéma de renormalisation  $\overline{\text{MS}}$ , la fonction de structure  $F_2$  s'exprime au second ordre ("Next-to-Leading Order", NLO) en fonction des densités de partons par le produit de convolution :

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 C_q \otimes (q_i + \bar{q}_i) + C_g \otimes g \quad (1.27)$$

où  $C_i$  sont les coefficients de Wilson calculés au NLO. Les densités de partons  $q$  sont distinguées par la densité non-singlet, qui regroupe la contribution des quarks de valence, la densité singlet, qui est la somme des densités des quarks de la mer, et la densité de gluons :

$$xq_{NS} = \sum_{i=1}^{n_f} (xq_i - x\bar{q}_i) = xu_{val} + xd_{val} \quad xq_S = \sum_{i=1}^{n_f} (xq_i + x\bar{q}_i) \quad xg(x) \quad (1.28)$$

Les densités de partons évoluent en  $\log Q^2$  selon les équations DGLAP [45] :

$$\frac{\partial}{\partial \log Q^2} q_{NS}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{qq}^{NS} \otimes q_{NS} \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial}{\partial \log Q^2} \begin{pmatrix} q_S(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q_S \\ g \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Ces équations lient également les densités singlet et de gluons par les fonctions de “splitting”,  $P_{ij}$ , qui sont calculées dans les ajustements présentés, au NLO dans le schéma de renormalisation  $\overline{\text{MS}}$ .

Une forme fonctionnelle est imposée à chaque type de densité de partons, dont les coefficients sont déterminés lors de l’ajustement. Les fonctions utilisées peuvent varier suivant les ajustements, une forme générale étant par exemple :

$$xq(x, Q_0^2) = Ax^B(1-x)^C(1 + D\sqrt{x} + Ex) \quad (1.31)$$

où  $Q_0^2$  est l’échelle de départ de l’ajustement qui est de l’ordre de quelques  $GeV^2$ . Les termes  $x^B(1-x)^C$  décrivent le comportement des densités de partons aux limites lorsque  $x$  tend vers 0 ou 1. Les autres termes ont été obtenus par une étude d’optimisation du nombre de paramètres [50, 27]. Pour cette forme fonctionnelle, un comportement stable de l’ajustement QCD sur les données de H1 et BCDMS en fonction de l’échelle de départ  $Q_0^2$  est obtenue. Le nombre de paramètres a été minimisé en exigeant une amélioration de l’ajustement pour chaque paramètre supplémentaire. Le nombre de paramètres est lors d’un ajustement est typiquement entre 15 et 20.

Des contraintes supplémentaires sont imposées, comme les règles de sommes de valence,  $\int_0^1 u_v dx = 2$  et  $\int_0^1 d_v dx = 1$ , qui déterminent les paramètres  $A_{u_v}$  et  $A_{d_v}$ , la règle de somme des moments  $\int_0^1 [xg(x) + xq_S(x)] dx = 1$ , qui fixe soit  $A_g$  soit  $A_S$ . Différentes approches pour tenir compte des contributions des quarks lourds  $c$  et  $b$  ont été développées [51, 52, 53, 54]. Selon le domaine cinématique étudié, les masses des quarks  $c$  et  $b$  peuvent être négligées et leur contribution considérée uniquement au-delà d’une limite de masse ou ils sont engendrés dynamiquement à partir de la fusion boson-gluon avec un paramètre d’échelle  $\sqrt{Q^2 + 4m_{c,b}^2}$ . D’autres suppositions, sur la contribution des quarks de la mer  $s$ ,  $c$  ou  $b$ , sur la différence entre les paramètres  $B_S$  et  $B_g$  et sur l’asymétrie entre  $\bar{u}$  et  $\bar{d}$  sont souvent faites. La constante de couplage forte  $\alpha_s(Q^2)$  peut être fixée à une valeur pour  $Q^2 = M_Z^2$  ou bien  $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$  peut être un paramètre supplémentaire du fit.

Dans les analyses QCD de H1, deux programmes sont utilisés : QCDFIT [55] et QCDNUM [56]. Une comparaison détaillée des deux programmes a montré un accord entre eux meilleur que 0.1% [57].

Lors de l'ajustement, les coefficients des densités de partons et, le cas échéant,  $\alpha_S$  sont les paramètres que l'on fait varier jusqu'à ce que la valeur minimale de  $\chi^2$  soit atteinte. Le  $\chi^2$  est évalué à partir de la valeur mesurée ( $f_{i,j}^{data}$ ) et de la valeur théorique calculée ( $f_{i,j}^{theo}$ ) pour chaque point de mesure  $i$  d'un lot de données  $j$ , normalisée par la somme quadratique de son erreur statistique ( $\delta f_{i,j}^{sta}$ ) et de l'erreur systématique non-corrélée ( $\delta f_{i,j}^{unc}$ )

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{dataset}} \left[ \sum_{i=1}^{N_j^{data}} \left( \frac{f_{i,j}^{data} \times (1 + \delta \mathcal{L}_j / \mathcal{L}_j) - f_{i,j}^{theo}}{\delta f_{i,j}^{sta} \oplus \delta f_{i,j}^{unc}} \right)^2 + \left( \frac{\delta \mathcal{L}_j}{\delta \mathcal{L}_j^0} \right)^2 \right]. \quad (1.32)$$

Les termes  $\delta \mathcal{L}_j / \mathcal{L}_j^0$  correspondent à l'incertitude sur chaque lot de données indépendant, utilisé lors de l'ajustement. Les termes  $(1 + \delta \mathcal{L}_j / \mathcal{L}_j)$  correspondent à la normalisation de chaque lot de données, qui peut varier en fonction de l'incertitude sur la luminosité de chaque expérience.

A partir des ajustements QCD, la densité de gluons est extraite, ainsi que sa marge d'erreur. N'étant pas une observable, la densité de gluon dépend du cadre théorique, de l'ordre de l'expansion perturbative et de  $\alpha_S$ . L'erreur est donnée par l'erreur sur les paramètres de l'ajustement, obtenue à partir des erreurs non-corrélées sur les points de mesure. Différentes approches ont été utilisées pour les erreurs systématiques corrélées. Dans un premier temps, un paramètre supplémentaire a été introduit dans l'ajustement pour chaque source d'erreur corrélée [55]. Une autre approche consiste à répéter les ajustements en faisant varier de manière cohérente les points de mesure par l'erreur systématique corrélée pour chaque source d'erreur et d'additionner les différences sur les paramètres obtenus en quadrature. À ces erreurs expérimentales s'ajoute l'erreur théorique, dont l'estimation se fait en variant les différentes hypothèses sur l'ajustement.

## 1.4 Contraintes expérimentales

Afin d'extraire les densités de partons, d'autres contraintes expérimentales que les données de  $F_2$  de HERA doivent être imposées. Avant que les mesures de HERA ne soient disponibles, les densités de partons étaient contraintes par les mesures de  $F_2$  sur cible fixe, dont certaines sont encore utilisées dans les ajustements QCD.

L'expérience BCDMS [58] qui a pris des données entre 1979 et 1985 au CERN à l'aide d'un spectromètre à muons, a mesuré  $F_2$  en  $\mu p$  et  $\mu d$  sur un domaine en  $x$  entre 0.07 et 0.75 et  $Q^2$  entre 7.5 et 230 GeV<sup>2</sup>. Les contraintes sur les densités de quarks de valence aux plus grandes valeurs de  $x$  proviennent en particulier de ces données de haute précision, qui couvrent la région à grand  $x$  pour des  $Q^2$  dans le domaine de la QCD perturbative. La plus grande incertitude expérimentale de ces données est la détermination du champ magnétique, qui est ainsi un paramètre supplémentaire dans l'ajustement de la valeur de  $\alpha_S$  faite par BCDMS. La valeur de  $\alpha_S$  obtenue [59]  $\alpha_S(M_Z^2) = 0.113 \pm 0.005$ , est relativement basse comparée à la valeur obtenue dans les ajustements globaux d'aujourd'hui ou par les mesures de LEP.

NMC [60] qui a succédé à BCDMS au CERN entre 1986 et 1989, a mesuré  $F_2$  en  $\mu p$  et  $\mu d$  et a fourni les données au plus bas  $x$  avant HERA. Avec les données isoscalaires, NMC a montré la violation de la Gottfried-Sum-Rule, qui stipule  $\int dx (F_2^{ep} - F_2^{en}) = 1/3$ , et ainsi l'asymétrie de la mer  $\bar{u}/\bar{d}$ . L'analyse finale de toutes les données prises par NMC en 1997 comprend  $F_2^{\mu p}$ ,  $F_2^{\mu d}$  et  $F_2^{\mu d} / F_2^{\mu p}$ .

Les interactions DIS  $\nu N$  ont la particularité de ne mesurer que les contributions faibles aux sections efficaces. L'expérience CCFR à Fermilab (1987-1998) a mesuré  $F_2$  dans ce canal [61] ainsi que  $x F_3^{\nu, \bar{\nu} N}$ . La réanalyse récente de ces données, s'affranchissant des modèles utilisés pour différencier entre  $F_2$  et  $x F_3$  a levé une inconsistance avec les mesures de  $F_2$  de NMC observée auparavant. Grâce à l'analyse de ces données, la contribution des quarks  $s$  à la densité de la mer a été contrainte. L'expérience NuTeV a poursuivi ces mesures à Fermilab entre 1996 et 1997 et présenté les premières mesures préliminaires [62].

La contribution du charme à  $F_2$ ,  $F_2^c$ , peut être déterminée en identifiant la production des mésons  $D$ , ce qui a été un des résultats de EMC [63] pour des valeurs de  $x$  d'environ  $10^{-1}$ . Des mesures de  $F_2^c$  ont depuis été faites par H1 [64] et ZEUS [65] pour des valeurs de  $x$  plus faibles.

Avant de pouvoir utiliser les mesures de  $F_2$  sur cible fixe, des corrections liées à la masse de la cible [66], aux liaisons nucléaires [67] ainsi qu'à des effets dits de "higher twist", dûs à des interactions d'ordres supérieurs, doivent être faites. Ces corrections ajoutent des incertitudes théoriques dans les ajustements, qui sont de l'ordre de quelques pour cent.

En dehors de mesures des fonctions de structure, d'autres processus QCD sont sensibles aux densités de partons et sont souvent utilisés dans des ajustements globaux. La production des photons directs  $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$  a été mesurée par les expériences WA70 [68], UA6 [69] et E706 [70]. La densité de gluons à grand  $x$  est essentiellement contrainte par ces mesures, mais la description théorique de ces sections efficaces a longtemps été un problème. Ceci a mené à l'inclusion des moments transverses intrinsèques des partons dans certains ajustements, mais des grandes incertitudes persistent et ces données ne figurent plus dans les ajustements les plus récents. La production de Drell-Yan  $q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$  qui a été mesurée par E605 [71] et E772 [72] donne des contraintes sur la densité des quarks de la mer et des quarks de valence à grand  $x$ . L'asymétrie des leptons produits est une mesure importante par NA51 [73] à  $x = 0.18$  et E866 [74] dans les interactions  $pp$  et  $pn$  pour des valeurs de  $x$  entre 0.03 et 0.35. De ces données l'asymétrie  $\bar{u} - \bar{d}$  des quarks la mer peut être directement extraite en fonction de  $x$ . Dans les collisionneurs hadroniques, la production  $W/Z$  est mesurée avec une bonne précision grâce aux signatures leptoniques de ces processus. Les sections efficaces totales  $W/Z$  ont été mesurées par UA1 et UA2 [75, 76], CDF et DØ [77, 78]. L'asymétrie dans la production  $W^\pm$  [79] permet de contraindre le rapport  $d/u$ . Finalement les sections efficaces des jets à grand  $E_t$  mesurés au Tevatron [80] étendent le domaine cinématique aux plus grands  $Q^2$ .

## 1.5 Les paramétrisations courantes

Afin de tenir compte de l'ensemble des données sensibles aux densités de partons, plusieurs collaborations se sont formées et ont développé des programmes d'ajustement QCD "global", sur l'ensemble des données. Les paramétrisations se distinguent tant par des différences dans les traitements des données, que par des corrections particulières ou encore par les hypothèses sur les densités de partons choisies au départ.

La figure 1.5 montre la différence entre les prédictions pré-HERA de  $F_2$  par CTEQ [81], MRS [82] et GRV [83] et des paramétrisations récentes des densités de partons publiées par MRST [84] et CTEQ [85]. Avec les données de HERA, les densités de partons à petit  $x$ , et notamment de gluons, ont pu être déterminées avec précision. Les prédictions pré-HERA variaient jusqu'à des facteurs 3 dans les prédictions de  $F_2$  à  $x = 10^{-4}$ . Pour les paramétrisations

MRST2001 et CTEQ6, les différences les plus importantes sont les densités de gluons à moyen et grand  $x$ . Les données de production de photon directes n'ont pas été inclus pour obtenir ces paramétrisations, et la densité de gluons dans cette région de  $x$  est principalement contrainte par les mesures des sections efficaces des jets au Tevatron [80].

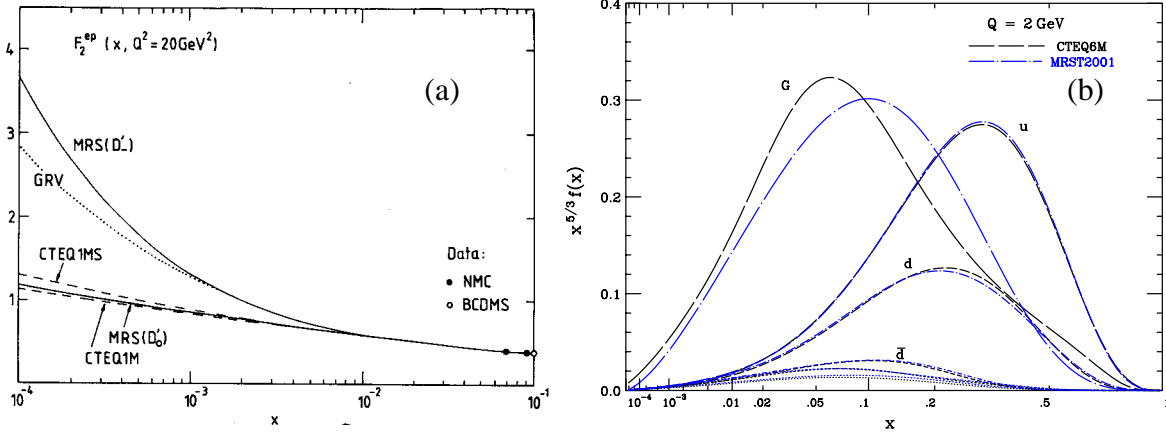


Figure 1.5: Comparaisons (a) des paramétrisations de  $F_2$  CTEQ, GRV et MRS avec les données pré-HERA et (b) des densités de partons entre la paramétrisation CTEQ6 et MRST2001.

Les collaborations CTEQ et MRST utilisent des programmes d'ajustement NLO dans les schémas de renormalisation  $\overline{\text{MS}}$ . Les paramétrisations des quarks légers sont fixées à une échelle  $Q_0^2$  qui est de  $1.69 \text{ GeV}^2$  pour CTEQ6 et de  $1 \text{ GeV}^2$  pour MRST2001. Entre ces deux, les paramétrisations de densités de partons à  $Q_0^2$  diffèrent légèrement :

$$xf(x, Q_0) = Ax^B(1-x)^C e^{Dx}(1+e^E x)^F \quad (\text{CTEQ6}) \quad (1.33)$$

$$xf(x, Q_0) = Ax^B(1-x)^C(1+x^D + Ex) \quad (\text{MRST2001}) \quad (1.34)$$

Pour l'évolution des quarks lourds  $c$  et  $b$ , MRST fait appel au VFNS décrit dans [54] en tenant compte des masses des quarks, tandis que CTEQ utilise un schéma VFNS négligeant les masses. D'autres différences se situent dans la sélection des données utilisées dans les ajustements. MRST utilise des données jusqu'à  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ , alors que CTEQ écarte toutes les données à  $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$  ainsi que les données de SLAC et les données de  $F_2^c$  de HERA. Le traitement des erreurs diffère sur les données de BCDMS, NMC et Drell-Yan et les erreurs corrélées sont prises en compte par une matrice de corrélation complète pour CTEQ, tandis que MRST a montré que ses résultats étaient inchangés lorsque un traitement plus simple était utilisé. Les valeurs de  $\alpha_S$  les plus récentes obtenues par ces deux collaborations sont très consistantes avec  $\alpha_S = 0.1165 \pm 0.002(\text{exp.}) \pm 0.003(\text{theo.})$  pour MRST [87] et  $\alpha_S = 0.1165 \pm 0.0065$  pour CTEQ [86]. Cet accord a été obtenu après une sélection plus conservatrice du domaine des données inclus dans l'ajustement par MRST.

L'approche prise par GRV consiste à faire appel au modèle de partons dynamiques, où la croissance de  $F_2$  à petit  $x$ , et par conséquent la croissance de la densité de gluons et de quarks de la mer est engendrée perturbativement par le rayonnement de gluons à partir d'une densité de gluons de valence à une échelle  $\mu^2 < 1 \text{ GeV}^2$  (figure 1.6) Cette approche a mené à une remarquablement bonne prédiction pour les données de HERA, et ceci jusqu'au plus petites valeurs de  $Q^2$ . Une erreur sur l'échelle  $\mu^2$  de l'ordre de 10% a été réduite en ajustant  $\mu^2$  avec des données de HERA [88], mais la valeur de  $\mu^2$  qui décrit le mieux les données dépend également de la valeur de  $\alpha_S$  utilisée.

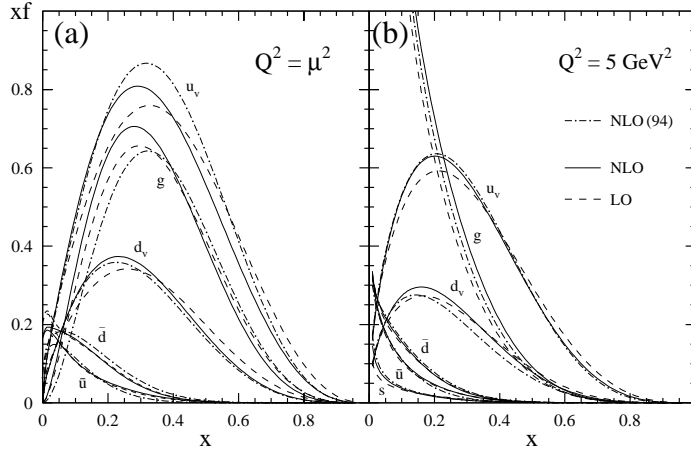


Figure 1.6: Les densités de partons pour la paramétrisation GRV98 (a) à l'échelle  $Q^2 = \mu^2$  et (b) après évolution à  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ .

Les derniers développements dans la détermination de PDF tiennent compte des effets NNLO [89] et déterminent l'erreur sur les densités de partons à partir des erreurs corrélées et non-corrélées sur les mesures qui ont été évaluées par les expériences [90, 86, 87].

## 1.6 La section efficace $t\bar{t}$

La limite en masse pour une découverte du top à HERA a été estimée à  $m_t$  inférieur à 70 GeV [91]. Avec une masse de  $m_t = 175 \text{ GeV}$  seulement la production des événements single-top par interaction CC,  $ep \rightarrow \nu tbX$  est possible à HERA. La section efficace d'un tel processus dans le modèle standard est de 1 fb et donc négligeable. Une possible observation d'un événement top serait donc attribuée à des processus au-delà du modèle standard, en particulier à l'existence de courants neutres avec changement de saveur (FCNC). Une recherche par H1 [92] a trouvé dans le canal leptonique 5 événements pour 1.3 attendus, ce qui donne une section efficace de  $\sigma = 0.29_{-0.14}^{+0.15} \text{ pb}$ . Une recherche similaire de ZEUS [93] n'a trouvé que 14 événements pour 17.6 événements attendus, tous en canal hadronique, dans lequel H1 n'observe également pas d'excès.

Pour des interactions  $ep$  à des énergies beaucoup plus élevée, lorsque la section efficace de production de  $t$  devient suffisamment importante, on peut imaginer la mesure de la contribution du quark top à la fonction de structure similaire à la contribution de  $F_2^c$  aujourd'hui faite à HERA [64, 65]. Les contributions de saveurs lourdes sont engendrées par des processus de boson-gluon fusion avec un paramètre d'échelle typiquement de  $\sqrt{4m_q^2 + Q^2}$ , qui garantit la validité du théorème de factorisation et le développement perturbatif. Mais avant de définir une densité du quark top lors d'un développement NLO, les contributions en  $\log Q^2/m_t^2$  doivent devenir suffisamment important, pour les inclure dans la partie non-perturbative. En comparaison, à HERA le quark  $c$  avec une masse plus que 100 fois plus petit que le quark top ne contribue pas au densités des quarks de la mer.

La production de paires  $t\bar{t}$  dans les collisions hadroniques est due au processus  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  et  $gg \rightarrow t\bar{t}$  (figure 1.7). Au Tevatron, contrairement au LHC, la production est dominée par les interactions à grand  $x$ , et par conséquent environ 90% de la section efficace proviennent

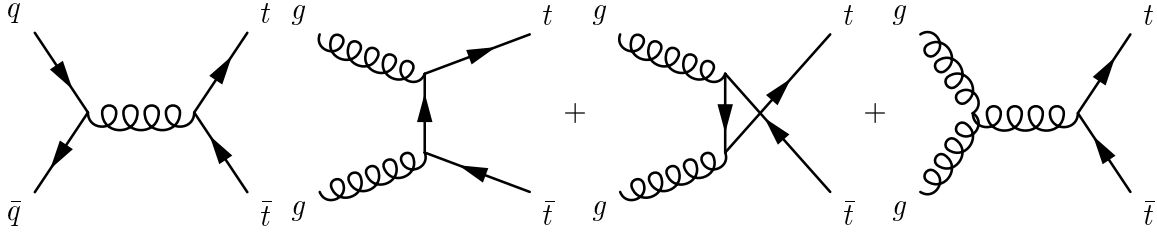


Figure 1.7: Les diagrammes de Feynman qui contribuent à la section efficace de production  $t\bar{t}$ .

des interactions  $q\bar{q}$ . La section efficace de production peut être factorisée en terme de sections efficaces parton-parton et en densités de partons :

$$\sigma(p\bar{p}) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j f_i^p(x_i, \mu^2) f_j^{\bar{p}}(x_j, \mu^2) \hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, \mu^2, m_t) \quad (1.35)$$

La somme s'étend pour tous les quarks légers et les gluons, indiqués par les indices  $i$  et  $j$ . Pour chaque saveur, la section efficace est obtenue en intégrant la densité  $f$ , sur la fraction de moment  $x$  et la section efficace de l'interaction parton-parton calculée pour  $\hat{s} = x_i x_j s$  en fonction de la masse du quark top  $m_t$ . Les échelles de renormalisation et de factorisation sont prises comme  $\mu = m_t$ .

Les calculs les plus récents [94, 95] de la section efficace de production sont basés sur les sections efficaces en NNLO QCD, auxquels se rajoutent des corrections d'émission de gluons mous, dont la contribution est résumée par les termes en logarithmes dominants (Leading Logarithms, LL) ce qui diminue à environ 7% l'erreur sur l'échelle choisie. La figure 1.8 montre les sections efficaces calculées [96] en fonctions de  $m_t$  pour  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV et  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. La ligne solide montre le résultat pour le calcul au NLO, la ligne tiret le calcul au NNLL dans le cas d'une cinématique d'une particule inclusive (1PI) et la ligne tiret-pointillée représente le cas d'une cinématique d'une paire de quark à masse invariante (PIM) La section efficace obtenue pour la moyenne entre les deux cinématiques (ligne pointillée) pour  $m_t = 175$  GeV est de  $6.77 \pm 0.42$  pb à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV en utilisant les paramétrisations MRST2002 et CTEQ6, qui donnent des résultats très similaires.



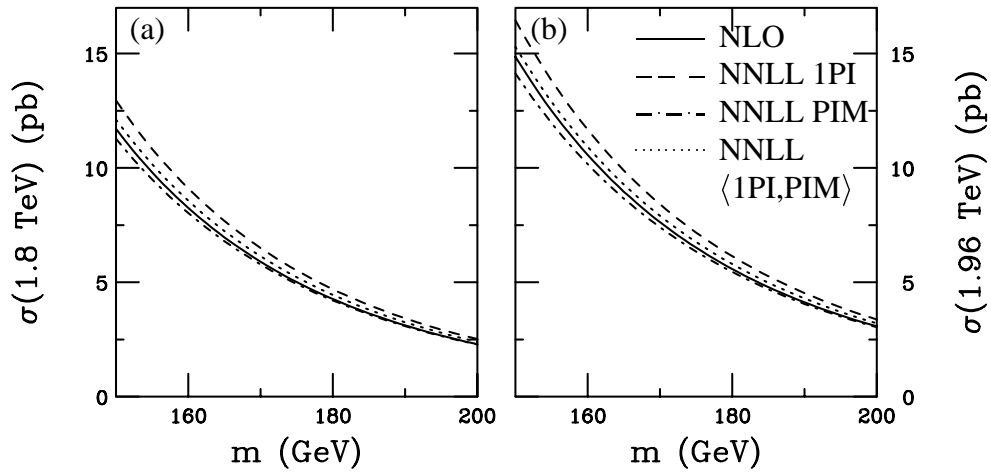


Figure 1.8: La section efficace de production  $t\bar{t}$  calculée en NLO et en NNLL pour les cinématiques 1PI et PIM à (a)  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV et (b)  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV.

# Chapitre 2

## Les accélérateurs et leurs détecteurs

Bien que les objectifs de physique soient différents à HERA et au Tevatron, il y a des similitudes tant entre les accélérateurs que sur les choix technologiques utilisées dans les deux détecteurs H1 et DØ : conçus et construits à seulement quelques années d'intervalle, la taille des accélérateurs et les énergies des faisceaux sont essentiellement les mêmes pour HERA et le Tevatron. De même, les sous-détecteur principaux des expériences H1 et DØ sont leur calorimètre à Argon liquide.

Néanmoins les différences dans la réalisation des détecteurs reflètent des réponses à des exigences et des environnements expérimentaux différents : les expériences à HERA sont destinées à sonder la structure du proton avec une grande précision dans un vaste domaine cinématique et ont besoin de détecter la quasi-totalité des particules produites lors d'une interaction sur une large gamme en énergie tout en veillant à ce que les contaminations dues aux bruits de l'accélérateur ou des détecteurs soient les plus faibles possibles. Les expériences du Tevatron, dont le but est d'observer des phénomènes aux plus hautes énergies, doivent se préoccuper d'isoler les jets, électrons et muons issus des interactions dures entre quarks dans un environnement fortement contaminé par des particules molles.

### 2.1 HERA et le Tevatron

Afin d'étendre les possibilités des expériences DIS, tel que BCDMS et NMC, la production des interactions  $ep$  dans un collisionneur s'imposait. Ainsi, à la fin des années soixante-dix, les premières idées pour construire un accélérateur  $ep$  en Europe furent avancées et en 1984 le projet HERA fut approuvé pour être construit à DESY. HERA a été mis en service en 1990 et les premiers événements DIS ont été observés par les expériences H1 et ZEUS en juin 1991.

La nature différente des particules accélérées à HERA impose d'avoir deux anneaux d'accélération, dont les champs magnétiques sont de 0.17 T pour les électrons et 4.7 T pour les protons, ce dernier champ étant produit avec près de 700 aimants supra-conducteurs. Pour produire des interactions, les faisceaux sont inclinés de 1 à 2 mrad dans les zones de collisions, ce qui est pris en compte lors des analyses. La largeur de la distribution du vertex en  $z$  est d'environ 10 cm, dominée par la taille d'un paquet de protons de  $\sigma_z = 11$  cm, à comparer à la taille d'un paquet d'électrons ( $\sigma_z = 8$  mm) L'étendue des paquets en  $x$  est de  $\sigma_x =$

0.29(0.27) mm et en  $y$  de  $\sigma_y = 0.7(0.02)$  mm respectivement pour le faisceau de protons (électrons) HERA peut contenir jusqu'à 210 paquets de particules, mais un fonctionnement optimal est obtenu avec 175 paquets. En général, 16 paquets d'électrons et 4 paquets de protons sont accélérés sans produire de collisions ("pilot-bunches") afin de surveiller les bruits de fond introduits par la machine. Le temps entre les croisements est de 96 ns soit à peine 4 fois plus long qu'au LHC. D'autres paramètres de HERA sont donnés dans le tableau 2.1. HERA abrite outre H1 et ZEUS, l'expérience HERMES qui utilise le faisceau d'électrons sur des cibles gazeuses polarisées pour la mesure des fonctions de structure polarisées, et l'expérience HERA-B qui se sert du halo du faisceau de proton sur des fils d'Aluminium, de Cuivre et de Carbone, conçue pour des mesures de la violation de CP dans les désintégrations des mésons  $B$ .

	HERA I	<b>HERA II</b>	TEV I	TEV II	<b>TEV II</b>
	92-00	<b>02-07</b>	92-96	01-03	<b>01-09</b>
circonférence [km]	6.34		6.28		
temps d'interaction	96 ns		3.5 $\mu$ s	396 ns	
énergies [GeV]	27.5 $\times$ 820/920	27.5 $\times$ 920	900 $\times$ 900	980 $\times$ 980	
nombre de paquets	175 $\times$ 175	<b>180 <math>\times</math> 180</b>	6 $\times$ 6	36 $\times$ 36	
lum. max. [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	2.7 $\cdot$ 10 <sup>31</sup>	<b>7 <math>\cdot</math> 10<sup>31</sup></b>	1.6 $\cdot$ 10 <sup>31</sup>	4.3 $\cdot$ 10 <sup>31</sup>	<b>10 – 20 <math>\cdot</math> 10<sup>31</sup></b>
luminosité intégrée	140 pb <sup>-1</sup>	<b>1 fb<sup>-1</sup></b>	110 pb <sup>-1</sup>	200 pb <sup>-1</sup>	<b>4 – 9 fb<sup>-1</sup></b>

Tableau 2.1: La comparaison de quelques paramètres des phases I et II de HERA et du Tevatron. En gras, les performances attendues pour les phases II des deux machines.

La luminosité instantanée à HERA a continuellement augmenté depuis 1992 pour atteindre une luminosité instantanée maximale de  $1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Dans l'anneau à électrons, HERA peut accélérer aussi bien des électrons que des positrons, avec des bruits de fond machine plus faible pour les interactions  $e^+p$ , ce qui a entraîné le choix d'accumuler plus de luminosité dans ce mode (figure 2.1a) Des données dédiées à l'exploration de régions particulières du domaine cinématique ont été prises, avec le point d'interaction déplacé de  $\pm 70$  cm ce qui permet de mesurer les fonctions de structure dans la région à bas  $Q^2$  et bas  $x$  ainsi que de comparer des

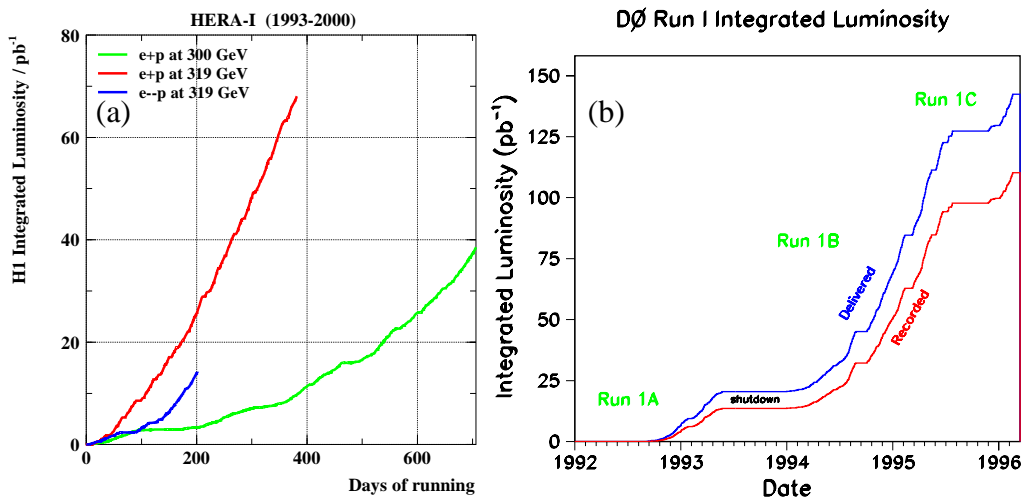


Figure 2.1: La luminosité intégrée de la première phase de prise de données (a) par l'expérience H1 à HERA entre 1993 et 2000 et (b) par l'expérience DØ au Tevatron entre 1992 et 1996.

modèles de DGLAP[45] et BFKL[46] pour la production des jets dans la partie très en avant du détecteur. L'énergie du faisceau d'électrons a légèrement augmenté entre 1993 et 1994 (cf tableau 2.2) suite à l'utilisation d'un dipôle supplémentaire. En 1998, l'énergie du faisceau de protons est passée de 820 GeV à 920 GeV ce qui nécessite de produire des champs magnétiques plus forts et donc d'augmenter les risques de "quench" pour les aimants supra-conducteurs [97].

	interaction	énergies	$\mathcal{L}_{\text{int}}$
1992	$e^-p$	$26.7 \times 820$ GeV	$22.5 \text{ nb}^{-1}$
1993	$e^-p$	$26.7 \times 820$ GeV	nvx $271 \text{ nb}^{-1}$ svx $2.5 \text{ nb}^{-1}$
1994	$e^+p$	$27.5 \times 820$ GeV	nvx $2.74 \text{ pb}^{-1}$ svx $58 \text{ nb}^{-1}$
1995	$e^+p$	$27.5 \times 820$ GeV	nvx $3.76 \text{ pb}^{-1}$ svx $114 \text{ nb}^{-1}$
1996	$e^+p$	$27.5 \times 820$ GeV	$7.90 \text{ pb}^{-1}$
1997	$e^+p$	$27.5 \times 820$ GeV	$21.4 \text{ pb}^{-1}$
1998	$e^-p$	$27.5 \times 920$ GeV	$4.70 \text{ pb}^{-1}$
1999	$e^-p$	$27.5 \times 920$ GeV	$14.21 \text{ pb}^{-1}$
	$e^+p$	$27.5 \times 920$ GeV	$20.95 \text{ pb}^{-1}$
2000	$e^+p$	$27.5 \times 920$ GeV	$56.25 \text{ pb}^{-1}$

Tableau 2.2: Les échantillons de données utilisés pour les mesures de  $F_2$  par H1.

Dans le but de produire des luminosités d'un facteur 3 à 4 plus importantes par une meilleur focalisation des faisceaux, les zones d'interactions de H1 et ZEUS ont été équipées avec des aimants supplémentaires en 2001 [30]. L'installation des rotateurs de spin permet de polariser le faisceau d'électron, dont une polarisation de 50% est visée. Depuis le redémarrage, des difficultés techniques, notamment avec le vide dans la machine, ont rendu les bruits de fond beaucoup plus importants et les performances attendues n'ont pas encore pu être atteintes. Un arrêt de la machine qui se termine à la fin de l'été 2003 devrait permettre d'atteindre une luminosité maximale de  $3.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [98].

Le Tevatron a été le premier collisionneur à utiliser des aimants supra-conducteurs : environ 1000 aimants sont installés pour les faisceaux  $p$  et  $\bar{p}$  qui produisent un champ maximal de 4.4 T. Le Tevatron a été construit pour doubler l'énergie du "Main Ring" existant et le premier faisceau circulait en 1983 avec une énergie de faisceaux de 512 GeV. En 1985 les premières collisions  $p\bar{p}$  à une énergie de 800 GeV ont été observées par l'expérience CDF, mais pendant les années 80, le Tevatron a été principalement utilisé pour des expériences sur cible fixe. Le Run I du Tevatron, utilisé par les deux expériences CDF et DØ a débuté en 1992 avec une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ . Le Run I est divisé en trois périodes illustrées sur la figure 2.1(b). Le Run Ia a duré jusqu'en 1993 et a permis d'accumuler environ  $15 \text{ pb}^{-1}$ . Pour le Run Ib [99], après la mise en service d'un nouveau LINAC, les performances du Tevatron ont excédé les valeurs nominales attendues et l'essentiel de la luminosité pour la découverte du top a pu ainsi être produite. Ensuite, environ  $30 \text{ pb}^{-1}$  de données ont été obtenues à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ , l'énergie du SPS (CERN) afin de comparer les résultats du Tevatron avec ceux des expériences UA1 et UA2.

Après la construction du nouveau "Main Injector" qui remplace le "Main Ring" en tant qu'injecteur, le Run II du Tevatron a débuté en avril 2001. Cette amélioration de la machine

change quelques paramètres fondamentaux (table 2.1) tels que le nombre de paquets, et par conséquent le temps entre les interactions, ce qui se répercute sur les systèmes d'acquisition et sur l'électronique de lecture des expériences. La luminosité du Tevatron est essentiellement limitée par le nombre de  $\bar{p}$  dont le taux de production est  $16 \cdot 10^{10} \text{h}^{-1}$ , ce qui représente une amélioration de plus d'un facteur deux par rapport au Run I. Ceci est pour essentiellement du une nouvelle lentille magnétique qui permet une meilleure focalisation des  $\bar{p}$  produites par un faisceau  $p$  de 120 GeV sur un cible de Nickel. Les 36 paquets qui circulent dans le Tevatron sont réparties en 3 super-paquets espace de  $2.6 \mu\text{s}$ , à l'intérieur desquels douze paquets sont séparés de 396 ns. Cette configuration engendre de différence en bruit de fond machine et d'empilement pour les interactions issu du premier paquet d'un super-paquet et les suivants. La largeur de la distribution du vertex en  $z$  est d'environ 30 cm et de 0.35 mm en  $x$  et en  $y$ .

Actuellement le Tevatron délivre une luminosité instantanée d'un facteur environ 5 inférieur à la valeur nominale attendue au Run II. Plusieurs difficultés observées lors du redémarrage ont été surmontées grâce à une optimisation continue des paramètres de fonctionnement de l'accélérateur. Une nouvelle amélioration des performances est attendue après un réaligement des aimants du Tevatron pendant l'arrêt machine de l'automne 2003. En 2005, le "Recycler", un anneau de stockage et de refroidissement pour les anti-protons équipé avec des aimants permanents, sera mis en service. Plusieurs scénarios ont été établis : ils prévoient une luminosité intégrée accumulée d'ici à 2009 entre 5 et  $8 \text{fb}^{-1}$  [100]. Au-delà de 2009 le Tevatron pourrait être utilisé pour l'expérience BTeV, qui, similaire à HERA-B ou à la future expérience LHC-B, étudiera les désintégrations des mésons B pour des mesures de précision des paramètres de la violation de CP.

## 2.2 Le détecteur H1

La structure des détecteurs de HERA reflète tout d'abord l'asymétrie des énergies de faisceaux. Ainsi la partie à l'avant, définie par la direction des protons, est conçue pour détecter les fragments du proton et la partie à l'arrière, plus faiblement instrumentée, pour détecter l'électron diffusé dans des événements DIS à  $Q^2 < 100 \text{GeV}^2$ . Au cours des années, H1 (figure 2.2) a été continuellement amélioré par le remplacement et l'ajout de nouveau sous-détecteurs : en 1995 le calorimètre électromagnétique arrière (BEMC) a été remplacé par un calorimètre de type SpaCal et la chambre proportionnelle arrière (BPC) par une chambre à dérive (BDC) A partir de 1997 des détecteurs de traces au micro-piste de Silicium arrières et centraux ont pu être utilisés pour les analyses. Une description détaillée de H1 est donnée dans [101].

Le système de mesure de traces de H1 est composé d'un détecteur de traces central et de chambres à l'avant et à l'arrière. Un solénoïde de grand rayon supra-conducteur, délivrant un champ magnétique de 1.15 T, entoure les détecteurs de traces et le calorimètre à Argon liquide. La mesure des traces centrales [102] se fait à l'aide de chambres à dérive, séparées en chambres cylindriques : deux chambres pour la mesure des traces dans le plan  $r, \varphi$  (CJC) et deux chambres pour la mesure dans le plan en  $z$  (CIZ, COZ) à  $r = 18$  et  $47$  cm respectivement. La mesure des traces centrales s'étend sur une région angulaire comprise entre  $\theta = 15^\circ$  et  $255^\circ$  avec une résolution sur le moment transverse  $\delta p_T/p_T < 0.001 \cdot p_T/\text{GeV}$ . Un détecteur à micro-vertex à micro-pistes de Silicium (CST) à été installé en 1996.

Lorsque l'électron est diffusé à l'arrière du détecteur, son angle de diffusion est déterminé à l'aide de la chambre arrière perpendiculaire à la direction du faisceau. La première chambre

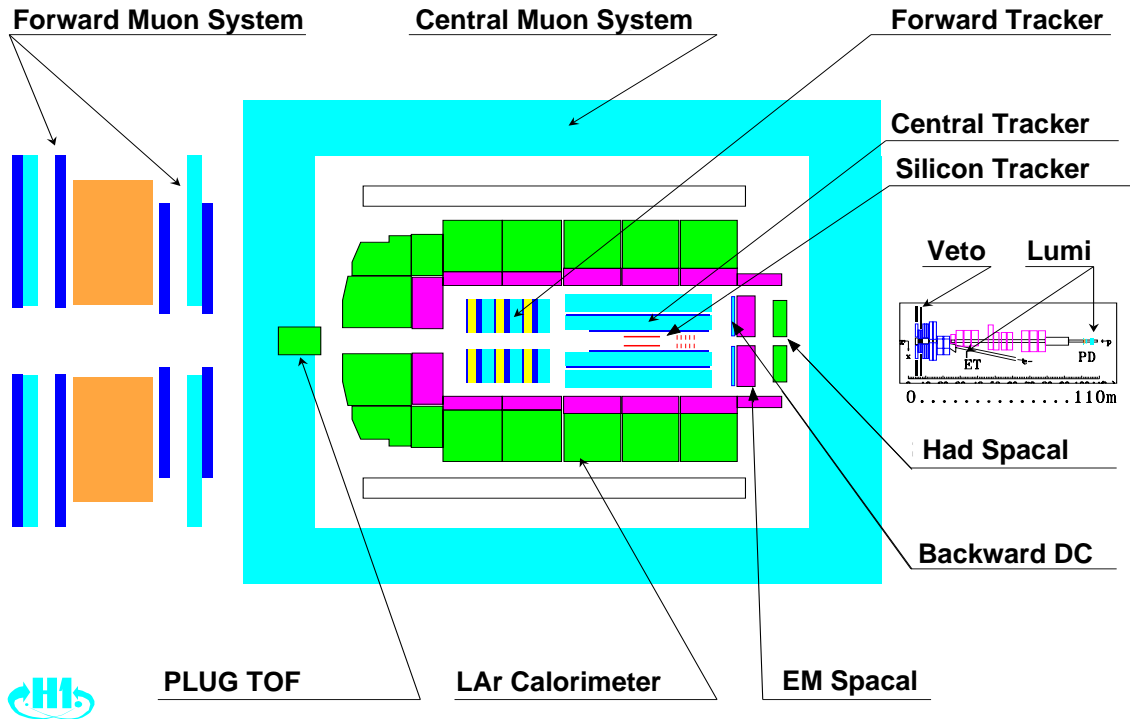


Figure 2.2: Vue longitudinale du détecteur H1 en 1997, avant les modifications pour HERA II.

était une chambre proportionnelle (BPC) avec une couverture angulaire comprise entre  $151^\circ$  et  $174.5^\circ$  et une résolution spatiale d'environ 1.5 mm. Après son remplacement par une chambre à dérive (BDC) la couverture angulaire a été augmentée jusqu'à  $177^\circ$  avec une résolution en  $r$  de 0.5 mm et en  $\varphi$  de 2.5 mm. A l'aide d'un détecteur de Silicium (BST) [103], la position de l'électron est mesurée avec une résolution de 0.2 mrad pour des angles compris entre  $162^\circ$  et  $176^\circ$ .

Les chambres à l'avant couvrent une région angulaire comprise entre  $7^\circ$  et  $25^\circ$ , mais ne sont généralement utilisées que pour la détermination du vertex lorsqu'aucune trace centrale n'a pu être détectée, ceci en particulier dans des événements à petit  $y$ .

Le calorimètre à Argon liquide de H1 est utilisé aussi bien pour la mesure de l'état final hadronique que pour les électrons diffusés lors des interactions à  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$ . Pour les événements à plus faible moment de transfert, l'électron est détecté dans le calorimètre arrière, particulièrement adapté à la détection des particules électromagnétiques.

Le BEMC [104], calorimètre électromagnétique arrière utilisé jusqu'en 1994, était un calorimètre "sandwich" Plomb/Scintillateur divisé en 88 modules d'une section de  $16 \times 16 \text{ cm}^2$ . Un module était fait de 49 couches Plomb/Scintillateur ce qui correspond à 22 longueur de radiation et environ 1 longueur d'interaction. La couverture angulaire du BEMC s'étendait entre  $155^\circ$  et  $176^\circ$  avec une résolution spatiale de 1.5 cm obtenue grâce à des photo-diodes qui pondèrent la lumière sur chacune des faces des modules. La résolution en énergie<sup>1</sup>, mesurée à partir des faisceaux test, était de  $\sigma/E = 10.0\%/\sqrt{E} \oplus 0.097 \text{ GeV}/E \oplus 1.0\%$ . Un hodoscope à l'arrière du BEMC permettait de rejeter les événements hors temps.

<sup>1</sup>La résolution étant donnée par  $\frac{\sigma}{E} = S/\sqrt{E} \oplus N/E \oplus C$  où  $S$  est le terme d'échantillonnage,  $N$  le terme de bruit et  $C$  le terme constant.

Le SpaCal [105], qui a remplacé le BEMC à partir de la prise de données de 1995, est un calorimètre Plomb/Fibres scintillantes. Contrairement au BEMC, le SpaCal a une section électromagnétique avec une haute granularité (1192 cellules) et une résolution spatiale de 4 mm, et une section hadronique moins finement segmentée (128 cellules) pour une couverture angulaire comprise entre  $153^\circ$  et  $177^\circ$ . La section électromagnétique représente environ 28 longueurs de radiation, et l'ensemble des deux sections 2 longueurs d'interaction, ce qui permet d'améliorer la mesure hadronique à grand  $y$ . La résolution en énergie pour des particules électromagnétiques est de  $\sigma/E = 7.1\%/\sqrt{E} \oplus 1.0\%$  avec un terme de bruit négligeable. La réponse rapide du détecteur permet d'avoir une résolution de 0.4 ns sur la mesure du temps de vol, qui est utilisée pour rejeter le bruit de fond engendré par le faisceau.

Le calorimètre à Argon liquide [106] couvre la région angulaire entre  $4^\circ$  et  $154^\circ$  avec une section électromagnétique Plomb/Argon liquide et une section hadronique Inox/Argon liquide. Les deux sections ont une très fine granularité transversale et longitudinale avec un total de 44000 cellules. La section électromagnétique représente entre 20 et 30 longueurs de radiation, et les deux sections représentent entre 4.5 et 8 longueurs d'interactions. La résolution électromagnétique du calorimètre mesurée dans les faisceaux tests est de  $\sigma/E = 11.0\%/\sqrt{E} \oplus 0.154 \text{ GeV}/E \oplus 0.6\%$ . La réponse hadronique du calorimètre est caractérisée par  $e/\pi$  entre 2.0 et 2.1 selon le module du calorimètre. En utilisant des techniques de repondération lors de la reconstruction des hadrons [107], la résolution en énergie pour des pions chargés est de  $\sigma/E = 50.0\%/\sqrt{E} \oplus 2.0\%$ .

La luminosité est mesurée à H1 par la section efficace des événements Bethe-Heitler  $ep \rightarrow ep\gamma$ , dont la section efficace est calculée avec une précision de 0.5%. Dans cette réaction, l'électron et le photon sont diffusés à de très faibles angles et détectés par des calorimètre dédiés ("electron and photon tagger") situés respectivement à 33 et 103 m du point d'interaction. L'"electron tagger" est également utilisé pour étiqueter des événements de photo-production avec une acceptance d'environ 10%. La luminosité est mesurée avec une précision de 1.5% et les résultats sont consistants avec la mesure de la section efficace des événements du type QED-Compton mesurés par le détecteur principal.

## 2.3 Le détecteur DØ

Pour le Run II du Tevatron des améliorations substantielles ont été apportées au détecteur DØ [108, 109], dont en particulier le remplacement complet du système de mesure des traces avec l'introduction d'un solénoïde avant le calorimètre qui délivre un champ magnétique de 2 T. La réduction du temps entre les interactions au Tevatron a nécessité un remplacement complet de l'électronique de lecture du calorimètre et du système d'acquisition du détecteur. Contrairement à H1, DØ est un détecteur symétrique (figure 2.3) en  $\eta$  et se divise en trois parties : la région centrale avec un agencement en baril des détecteurs et les deux régions "bouchon" avec les plans des détecteurs en  $r, \varphi$ .

Au plus proche du tube à vide se trouve un détecteur de micro-vertex à micro-pistes de Silicium (SMT) avec, dans la partie centrale, 4 couches concentriques dont le rayon varie entre 2.5 et 10 cm et, dans la partie bouchon, 14 disques, permettant une couverture angulaire jusqu'à  $\eta = 3$ . La résolution en  $r, z$  au vertex est comprise entre 0.5 et 1.0 mm ce qui permet une bonne séparation des vertex primaires et secondaires. Une efficacité d'étiquetage des jets de  $b$  d'environ 60% est ainsi attendue.

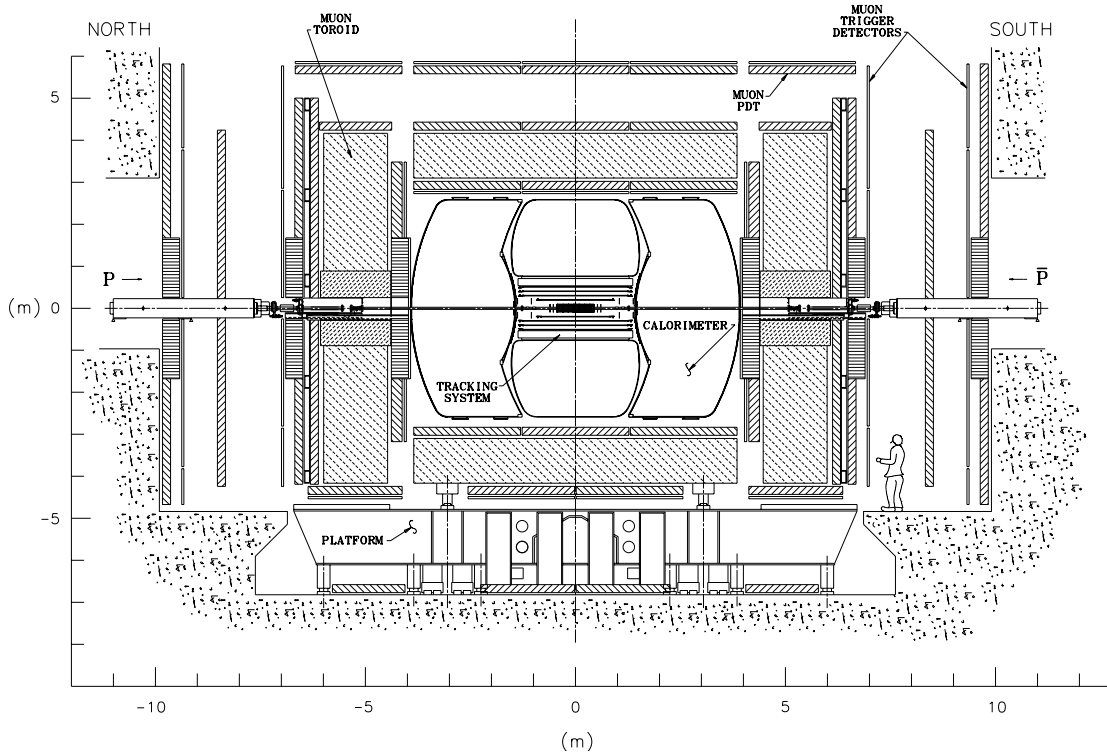


Figure 2.3: Vue longitudinale du détecteur DØ en 2001 après les améliorations pour le Run II.

Un détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT) se trouve entre le SMT et le solénoïde. Il est constitué de 8 cylindres de rayons variant entre 20 et 50 cm, et il permet de reconstruire les traces chargées jusqu'à  $\eta = 2$ . Une efficacité de reconstruction des traces combinées SMT et CFT de 95% a été obtenue dans la partie centrale avec une résolution sur l'impulsion  $\delta p_T/p_T < 0.0016 \cdot p_T/\text{GeV}$ .

Un détecteur de pied de gerbes est collé sur le solénoïde pour sa partie centrale avec une couverture angulaire de  $\eta < 1.2$  et sur le cryostat du calorimètre pour ses parties bouchon entre  $1.4 < \eta < 2.5$ . Il est composé d'un pré-radiateur en Plomb et 3 couches de pistes scintillantes, finement segmentées, orienté en  $z - u - v$ , avec des angles stéréo de  $23^\circ$  pour les orientations en  $u$  et  $v$ . Dans la partie centrale, le solénoïde et le pré-radiateur représentent 2 longueurs de radiation sous incidence normale; pour la partie bouchon, il y a uniquement le pré-radiateur d'une épaisseur équivalente à 2 longueurs de radiation. L'utilisation de l'information des détecteurs de pied de gerbes dans la mesure calorimétrique, permettra d'améliorer la mesure pour des électrons de faible énergie. L'amélioration de la résolution attendue pour des électrons de 2 GeV devrait permettre de passer de 18% à 13%.

Le calorimètre à Argon liquide de DØ est divisé en trois cryostats, le cryostat central (CC) pour une couverture jusqu'à  $\eta = 1$ , et les bouchons sud (ECS) et nord (ECN) qui s'étendent jusqu'à  $\eta = 4$ . Avec un total de 48000 cellules, sa granularité est comparable à celle du calorimètre de H1. Le calorimètre a des sections électromagnétiques (EM) avec de l'absorbeur en Uranium appauvri, des sections hadroniques fines (FH) dont l'absorbeur est un alliage Uranium-Niobium, et des sections hadroniques grossières (CH) avec de l'absorbeur en Cuivre ou Inox. La section électromagnétique représente 21 longueurs de radiation, et l'ensemble des sections représente entre 7 et 9 longueurs d'interaction. L'utilisation de l'Uranium comme absorbeur, fait que le calorimètre de DØ était quasi-compensé pour les temps d'intégration du



signal longs ( $3.5 \mu s$ ) du Run I. Au Run II avec des temps d'intégration plus courts (400 ns) les études de la compensation sont encore en cours. Lors des faisceaux tests avec l'électronique de lecture du Run I, les résolutions obtenues [110] étaient de  $\sigma/E = 0.157/\sqrt{E} \oplus 0.29/E \oplus 0.003$  pour des électrons et de  $\sigma/E = 0.50/\sqrt{E} \oplus 0.975/E \oplus 0.035$  pour des pions chargés.

La luminosité est déterminée par la mesure de la section efficace inélastique  $p\bar{p}$  à l'aide des hodoscope situés à 140 cm du point d'interaction sur les surfaces intérieures des calorimètres bouchons avec une acceptation angulaire en  $\eta$  comprise entre 1.9 et 4.3. La section efficace inélastique est déterminée à partir de la section efficace totale qui peut être mesurée de manière indépendante de la luminosité [111] à partir du nombre d'événements inélastiques ( $N_{inel}$ ) et élastiques ( $N_{el}$ ) et de la pente  $dN_{el}/dQ^2$ . Pour la valeur de la section efficace inélastique, DØ a utilisé au Run I la moyenne mondiale de  $\sigma_{el}$  à  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, qui comprend les mesures de CDF avec  $\sigma_{el} = 61.7 \pm 1.4$  mb [112], E710 avec  $\sigma_{el} = 56.6 \pm 2.2$  mb [113] et E811 avec  $\sigma_{el} = 56.6 \pm 1.2$  mb [114]. CDF n'a utilisé que sa propre mesure. et par conséquent, les sections efficaces du Run I diffèrent intrinsèquement de 6.2% entre les deux expériences. L'erreur sur la mesure de luminosité du Run I est de 4.3%. Pour le Run II, les corrélations entre ces trois mesures ont été revues et seule la valeur de CDF sera utilisée. De plus une vérification à partir de la section efficace du  $W$  est prévue.

# Chapitre 3

## La calorimétrie à H1 et DØ

Pour H1 comme pour DØ le calorimètre à Argon liquide peut être considéré comme la pièce maîtresse du détecteur. L'utilisation de l'Argon liquide comme milieu actif permet de réaliser des détecteurs à fine granularité, homogènes et de coût raisonnable, avec un milieu actif renouvelable et une grande fiabilité. Ainsi le futur détecteur ATLAS utilise également cette technologie pour son calorimètre électromagnétique central [115]. Les points faibles des calorimètres à Argon liquide sont la lenteur de la formation du signal, qui peut mener à un empilement d'événements, l'infrastructure nécessaire en cryogénie et enfin la variation de la réponse de l'Argon liquide en fonction de la pollution, notamment en oxygène, ce qui demande une mesure continue de la pureté de l'Argon.

L'homogénéité obtenue par l'utilisation d'une seule technologie calorimétrique pour le détecteur DØ, s'est avérée être un grand avantage, bien que les régions inter-cryostat (ICR) entre le cryostat central (CC) et les cryostats bouchons (EC) impliquent des mesures de moins bonne précision. Pour H1, la région arrière, qui mesure principalement l'électron diffusé a rendu d'autres choix technologiques plus adaptés. Ainsi deux types de calorimètre Plomb-Scintillateur (BEMC et SpaCal) ont été utilisés, avec lesquels un faible encombrement et l'accessibilité du système de tracking est obtenue. Le SpaCal allie une excellente résolution électromagnétique, et une mesure du temps de vol précise.

### 3.1 Le SpaCal

Le terme d'échantillonnage de la résolution en énergie d'un calorimètre SpaCal est essentiellement déterminé par le rapport Plomb/Fibre. Ce rapport a été optimisé pour le SpaCal de H1 afin d'avoir un calorimètre compact avec la meilleure résolution possible [116, 117]. Le terme constant de la résolution reflète la qualité des fibres, l'uniformité de la distribution de la lumière, le machinage du Plomb et l'uniformité de la réponse électronique. Les rapports Plomb/Fibre choisis sont de 2.3/1 pour la section électromagnétique et 3.4/1 pour la section hadronique, utilisant respectivement des fibres de 0.5 mm et 1.0 mm. Le signal lumineux produit a un temps de décroissance d'environ 5 ns. Après avoir traversé un guide de lumière, il est détecté par des photo-multiplicateurs, et la charge mesurée est pré-amplifiée. La figure 3.1 montre schématiquement la chaîne électronique du SpaCal [118]. Le signal est ensuite mis en forme avec trois différentes constantes de temps. La carte "front-end" (FEC) qui délivre les signaux

de mesures du temps de vol aux cartes TDC et les signaux de déclenchement, forme deux signaux unipolaires avec des temps au pic de respectivement 6 ns et 30 ns. La carte de lecture analogique (ANCA) produit un signal bipolaire pour la mesure en énergie, avec un temps au pic de 350 ns.

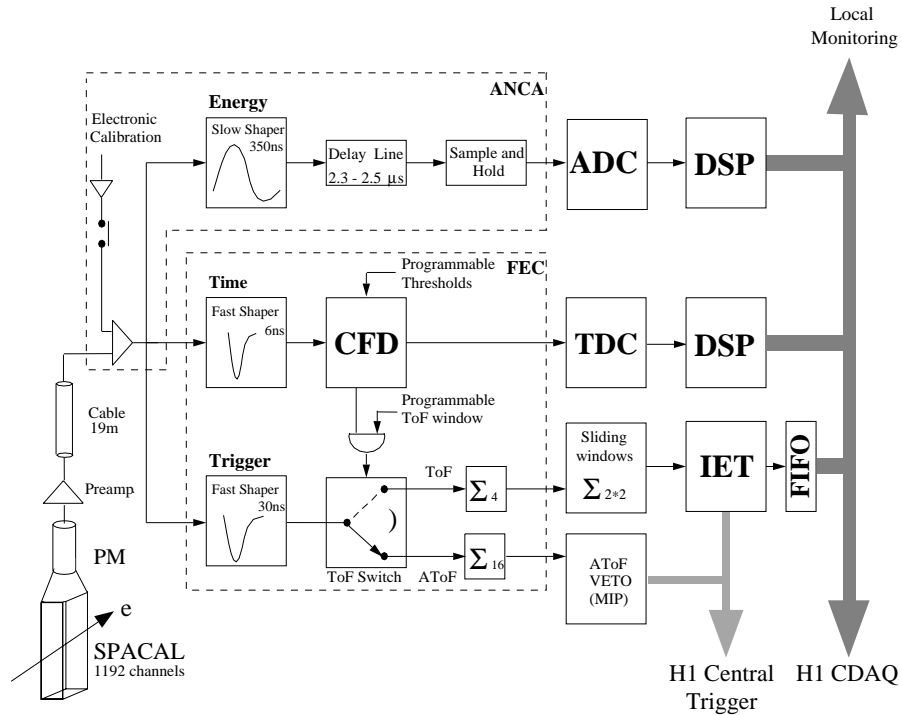


Figure 3.1: Le schéma simplifié de la chaîne électronique du SpaCal de H1.

Pour permettre le déclenchement d'une mesure en énergie, le temps de vol, signalé par un CFD (Constant Fraction Discriminator) doit coïncider avec une fenêtre d'interaction permise (TOF). La fenêtre TOF est ajustée par rapport à l'horloge de l'accélérateur pour chaque canal de lecture. Lors d'une coïncidence, le signal de déclenchement est dirigé vers des circuits de sommations de quatre canaux, correspondant à la taille maximale d'un amas électromagnétique. Une logique de fenêtres glissantes permet d'éviter des biais dus aux effets de bord des modules.

Le signal de la mesure de l'énergie est retardé pour s'ajuster au temps de déclenchement du niveau 1 de H1, avant d'être stocké dans des mémoires analogiques et de suivre la même chaîne d'acquisition que les signaux provenant du calorimètre à Argon liquide.

Un système de calibration électronique, qui envoie un front de montée, permet de déterminer le temps au maximum du signal, de mesurer le gain pour chaque voie de lecture et la linéarité de la chaîne électronique. Ces informations sont ensuite utilisées pour uniformiser la réponse électronique. Un système de LED, injectant un signal lumineux au niveau des guides de lumière permet une calibration continue des gains des photo-multiplicateurs, qui sont placés dans un champ magnétique intense. Les coefficients ainsi obtenus sont appliqués dans le programme de reconstruction.

Sur la carte FEC, les seuils des CFD doivent être ajustés au-delà du bruit, qui est mesuré en enregistrant des taux de comptage en fonction du seuil (en DAC). La figure 3.2(a) montre le bruit mesuré en unité DAC pour les canaux hadroniques. Le bruit électronique des CFD est

faible ( $\sim 0.3$  MeV - “HV off”), mais en tenant compte du bruit des photo-multiplicateurs (“HV on”) et du bruit induit par le faisceau (“BEAM on”), le seuil des CFD a été fixé à 10 MeV ce qui correspond à 1/20 d’un signal mip. Pour déterminer les fenêtres TOF, la réponse du déclenchement à un signal de calibration est mesurée lorsque la fenêtre TOF est déplacée par pas de 270 ps et corrélée à la mesure du temps de vol. Un générateur de signaux du commerce a été utilisé pour cet ajustement, dont les signaux sont engendrés avec une dispersion en temps moins importante que ceux du système de calibration. Les temps mesurés du signal de calibration sont ensuite reliés au temps de vol mesuré pour des interaction  $ep$ . La figure 3.2(b) montre la dispersion en temps de vol des interactions  $ep$  ( $t_{tdc}^{ep}$ ), la dispersion relative par rapport aux temps mesurés lors de la calibration ( $t_{tdc}^{ep} - t_{tdc}^{ec}$ ). Le temps de transition des fenêtres TOF ( $t_{jitter}$ ) est très faible avec une largeur de l’ordre de 0.08 ns avec un temps de transition ATOF-TOF d’environ 0.5 ns.

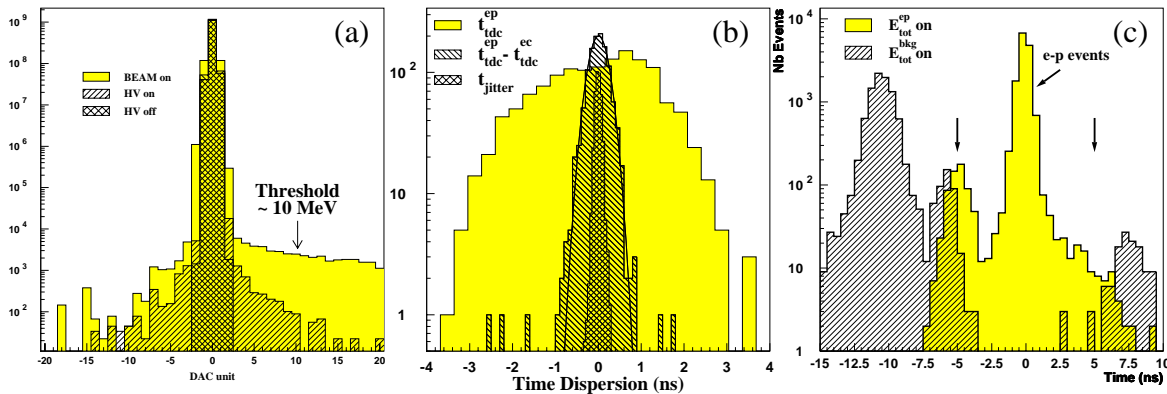


Figure 3.2: Les mesures (a) du bruit pour déterminer le seuil CFD et (b) des dispersions en temps de vol pour les interactions  $ep$ , leur corrélation avec les temps déterminés lors de la calibration des fenêtres TOF et la dispersion du temps de transition des fenêtres TOF de la carte FEC du SpaCal. La distribution de la mesure du temps avec des données (c) montre le pouvoir de réjection des événements de bruit de fond dans les fenêtres TOF/ATOF.

Le pouvoir de réjection et la précision de la mesure du temps de vol sont montrés sur la figure 3.2(c) avec des données physiques. Le pic, correspondant aux interactions  $ep$  à l’intérieur de la fenêtre TOF de 10 ns permet de déterminer la résolution en temps de  $\sigma \sim 0.35$  ns des TDC. Le premier pic hachuré est dû à des événements de bruit de fond et le deuxième à des événements  $ep$  issue des paquets satellites du faisceau de protons. Le bruit de fond résiduel est de l’ordre de  $10^{-5}$  et peut être réduit d’un ordre de grandeur supplémentaire par une analyse en temps hors-ligne.

### 3.2 Le calorimètre à Argon liquide de H1

L’asymétrie avant/arrière des interactions DIS à HERA a mené à une géométrie particulière du calorimètre à Argon liquide de H1 [106], illustrée sur la figure 3.3. Les huit roues du calorimètre, localisées dans le même cryostat, se distinguent par leur structure, bouchon ou baril, ainsi que par l’orientation des plans des milieux absorbants et actifs, parallèles au faisceau dans la partie centrale (CB) perpendiculaires dans la partie baril-avant (FB) baril-arrière (BBE) et bouchon (IF/OF) Chaque roue est assemblée à partir de huit modules en  $\varphi$ , chacun

des modules étant composé d'une section électromagnétique et hadronique, qui se différencie principalement par le milieu absorbant (Plomb/Inox) la structure et la taille des cellules. Il y a environ 31000 cellules pour les sections électromagnétiques et 14000 pour les sections hadroniques. Les cellules sont arrangées en tours pseudo-projectives pour la sommation des signaux de déclenchement.

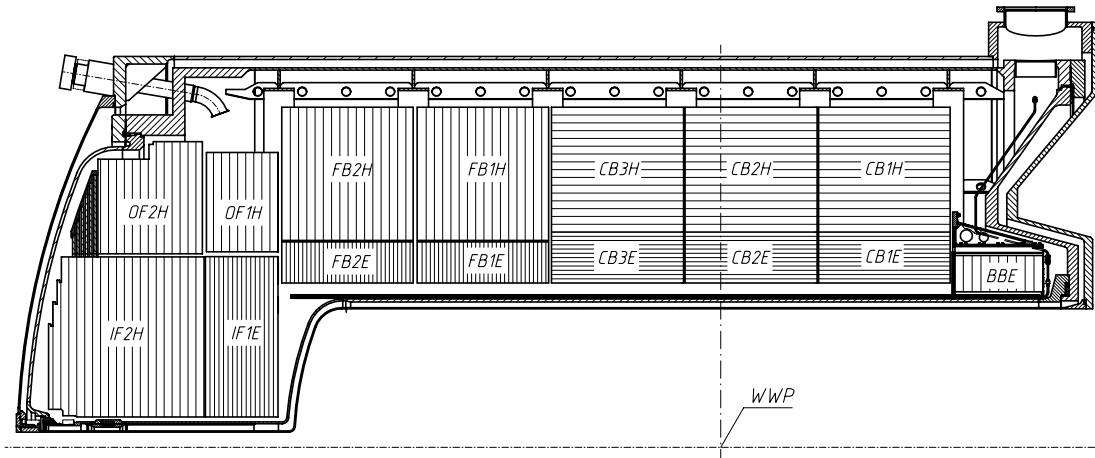


Figure 3.3: Vue longitudinale du calorimètre à Argon liquide de H1.

Le temps de collection des charges est déterminé par la largeur des “gaps” d’Argon liquide. Pour une largeur de 2.35 mm, le temps de dérive est d’environ 470 ns. Les charges recueillies sur les électrodes de lecture appartenant à une cellule sont regroupées sur le côté des modules et assemblées par des cartes de “merging” situées à l’arrière de chaque module. Sur ces cartes les signaux des cellules du calorimètre sont assemblés en câble de signaux, transmettant le signal à l’extérieur du cryostat. Les signaux résultants sont propagés à travers le cryostat vers les boîtes analogiques (ANBX) contenant huit cartes analogiques (ANCA) pour le traitement du signal. Un schéma simplifié de la chaîne électronique est montré dans la figure 3.4.

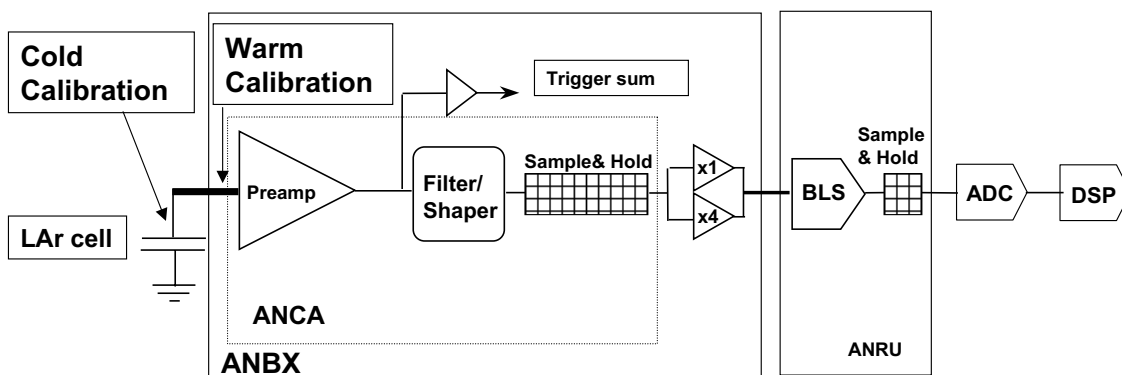


Figure 3.4: Le schéma simplifié de la chaîne électronique du calorimètre de H1.

Après pré-amplification, le signal est mis en forme bipolaire sur les ANCA avec un temps au pic de 2.4  $\mu$ s et la hauteur de signal entre 0 et 5 V est mémorisée analogiquement. Afin de s’affranchir des variations de piédestal des mémoires analogiques et du bruit à basse fréquence,

une soustraction de la ligne de base est faite après le multiplexage des signaux sur la carte ANRU (Analog Receiving Unit) Pour cela la ligne de base des mémoires analogiques est évaluée après la décharge de la capacité de stockage, soit  $3.5 \mu s$  après le signal, et le signal et sa ligne de base sont stockés dans une deuxième mémoire analogique. La non-linéarité des circuits “sample & hold” utilisés est de l’ordre de 0.2% sur une gamme de 5 V. Afin d’étendre la gamme dynamique des ADC de 12 à 14 bits, les signaux sont multipliés par un facteur 1 ou 4 avant la soustraction de la ligne de base. Après digitisation, les “Digital Signal Processors” (DSP) font la soustraction du piédestal, la calibration des gains et la suppression de zéro.

Le calorimètre à Argon liquide de H1 possède une calibration “à froid” et une calibration “à chaud”. Les signaux pour les deux calibrations sont engendrés sur 1760 générateurs. Chaque générateur produit un signal de calibration pour au plus 64 canaux avec une hauteur ajustable par un DAC 16 bits entre  $-1$  et  $0$  V, qui est injecté dans des capacités de calibration. Ces capacités sont situées pour la calibration froide sur les cartes de “merging”. Pour la calibration chaude, l’injection du signal se fait au niveau des pré-amplificateurs. La forme du signal de calibration est exponentielle avec une constante en temps qui correspond à  $1/3$  du temps de collection de charges dans l’Argon liquide. Un ajustement manuel en temps du signal de calibration peut être fait pour chaque générateur. Le signal de calibration est connu avec une précision comprise entre 0.1 et 0.2%.

La pureté de l’Argon liquide est évaluée en continu à l’aide des sources  $\alpha$  ( $^{241}\text{Am}$ ) et des sources  $\beta$  ( $^{207}\text{Bi}$ ) [119]. La figure 3.5 montre l’augmentation de l’impureté mesurée avec deux sources de Bismuth, entre 1991 et 1998. La méthode est très précise avec les deux sources qui montrent un comportement quasi identique. Une fuite d’air qui a eu lieu en 1994 peut être clairement identifiée. Pendant les dernières cinq années une augmentation de l’impureté de seulement 2% a été observée, compatible avec des calibrations de la réponse électromagnétique du calorimètre faites par une analyse hors-ligne.

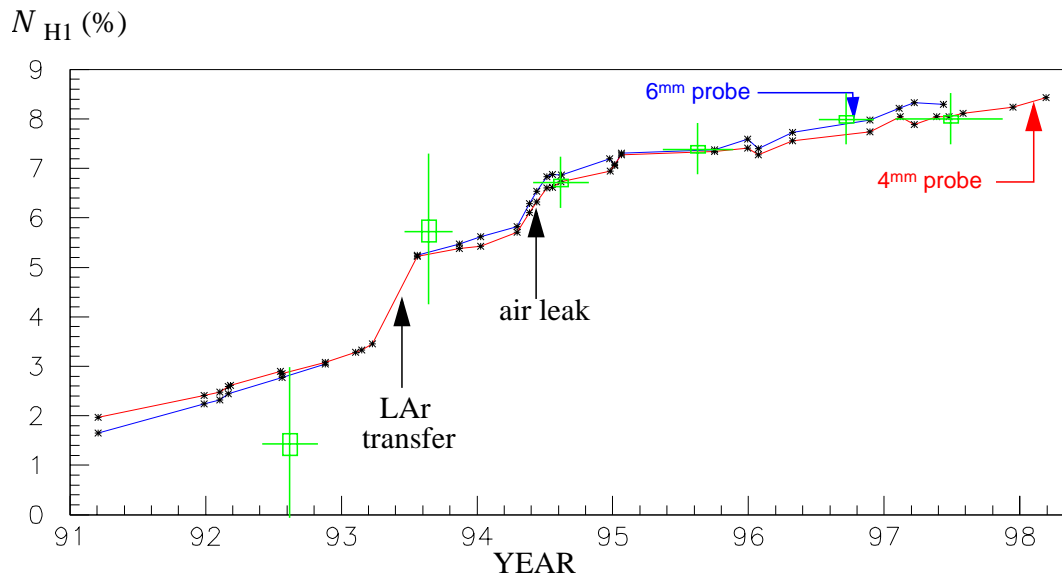


Figure 3.5: L’augmentation de l’impureté de l’Argon liquide entre 1991 et 1998, comparé à des facteurs de calibration déterminés hors-ligne à partir des événements *ep*.

### 3.3 Le calorimètre à Argon liquide de DØ

Le calorimètre de DØ est divisé en trois cryostats symétriques; le baril central (CC) jusqu'à  $|\eta| < 1$  et les deux calorimètres bouchon (ECS, ECN) à  $1 < |\eta| < 4$  [110] (figure 3.6) Le calorimètre central est divisé en deux sections à  $\eta$  positive et négative, chacune composée d'une

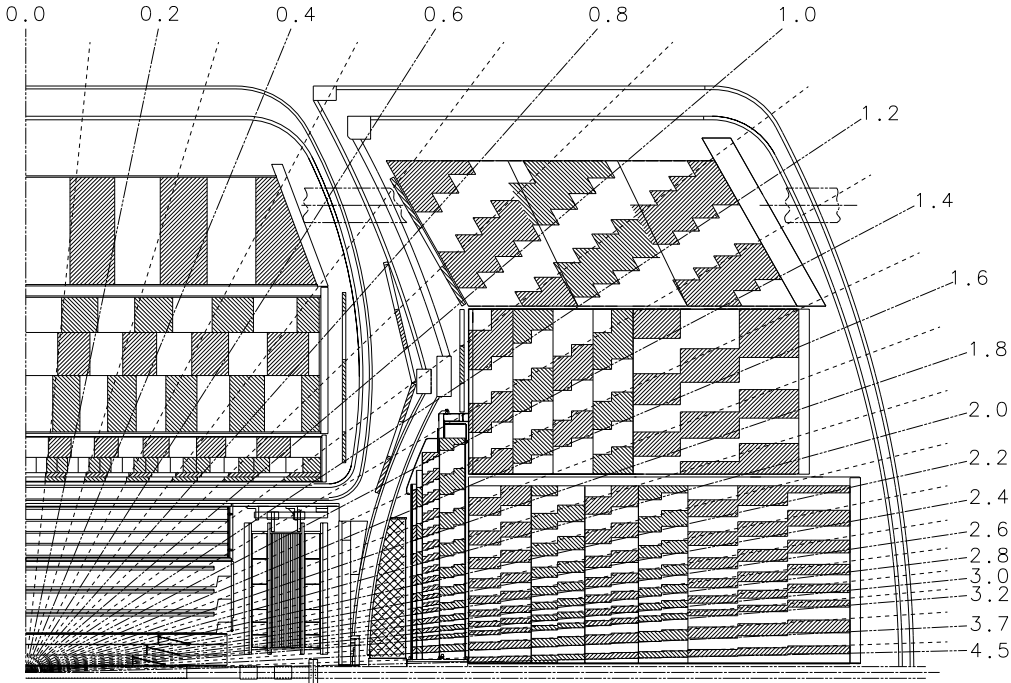


Figure 3.6: Vue longitudinale du calorimètre à Argon liquide de DØ .

section électromagnétique (EM) divisée de 36 modules en  $\varphi$ , d'une section hadronique fine (FH) et d'une section hadronique grossière (CH) assemblées de 16 modules en  $\varphi$ . Les cellules sont associées en tours projectives de  $\eta \times \varphi = 0.1 \times 0.1$  pour la lecture de l'énergie. L'information de quatre tours adjacentes en  $\eta \times \varphi = 0.2 \times 0.2$  est sommée dans une tour de déclenchement. Les 48000 cellules du calorimètre de DØ sont réparties en 30000 cellules dans la partie EM, avec une granularité deux fois plus grande dans la troisième couche qui correspond au maximum de la gerbe électromagnétique, 15000 cellules dans la partie FH et 3000 cellules dans la partie CH.

Pour les temps d'interaction plus courts du Run II du Tevatron, l'électronique du calorimètre [120] a été dotée de mémoires analogiques. Elles permettent de stocker les signaux du calorimètre le temps nécessaire pour prendre les décision de déclenchement au niveau 1 et 2 (figure 3.7)

Le temps de dérive est de 430 ns pour une taille des "gaps" d'Argon liquide de 2.3 mm. L'intégrale du signal produit lors de la pré-amplification présente donc une montée pendant 430 ns avant d'atteindre la valeur plateau et de décroître avec une constante de temps de 15  $\mu$ s. Afin de réduire les contributions des signaux précédents, le signal pré-amplifié est différencié. Après pré-amplification, le traitement des signaux analogiques de quatre tours adjacentes du calorimètre est faite sur une carte BLS. Le signal est mis en forme unipolaire avec un temps au pic de 390 ns et échantillonné tout les 132 ns. La hauteur du signal, entre 0 et 5 V est stockée dans une mémoire analogique (SCA) qui peut mémoriser 46 échantillonnages. Puisque le temps de lecture du déclenchement de niveau 1 est de 6  $\mu$ s, un deuxième SCA est utilisé

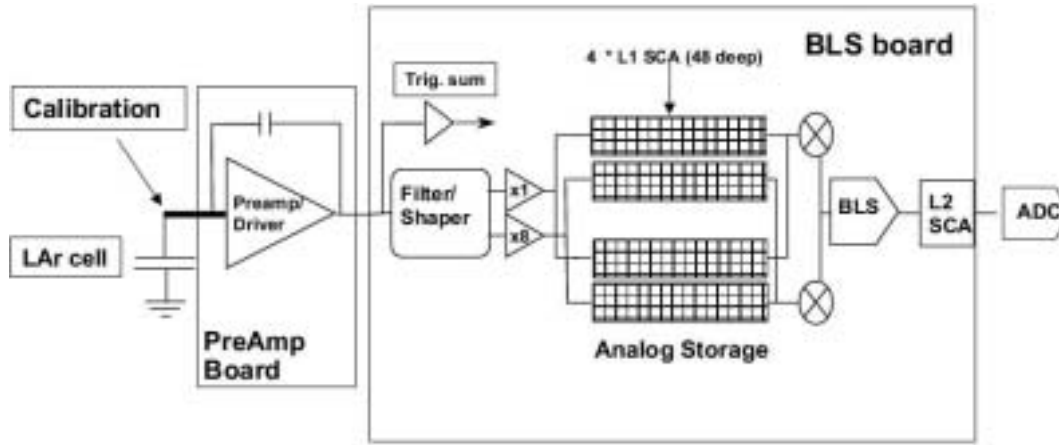


Figure 3.7: Le schéma simplifié de la chaîne électronique du calorimètre de DØ.

en écriture lorsque le premier est lu. Une deuxième paire de SCA est utilisée pour stocker le signal multiplié par un facteur 8, ce qui permet d'étendre la gamme dynamique des ADC de 12 à 15 bits. Lorsqu'une décision positive est prise au niveau 1, un comparateur décide laquelle des deux mesures (gain 1 ou gain 8) est utilisée. Pour limiter les effets d'empilement, la soustraction de la ligne de base (BLS) est faite entre le signal considéré et la valeur mémorisée de l'interaction précédente, 396 ns avant. Une dernière mémoire SCA est utilisée pour stocker le signal avant que la décision au niveau 2 ne soit prise. Après une décision positive du niveau 2, les ADC digitisent le signal, soustraient les piédestaux et suppriment les zéros. Les coefficients de calibration de gains sont appliqués dans le programme de reconstruction.

La pureté de l'Argon liquide a été mesurée avec une source  $\alpha$  ( $^{241}\text{Am}$ ) et une source  $\beta$  ( $^{106}\text{Ru}$ ) avant le remplissage du calorimètre pour le Run II et à partir d'Argon gazeux prélevé sur les trois cryostats. Les résultats donnent une pollution équivalente  $\text{O}_2$  de l'ordre de 0.4 ppm [121]. Le contrôle continu de la pureté de l'Argon liquide pendant le Run II n'est possible que par des sources  $\alpha$  à l'intérieur du cryostat. Celle-ci sont encore actives, comparées aux sources  $\beta$  utilisées lors du Run I.

### 3.4 Le calibration électronique de DØ

Le système de calibration électronique [122] du Run II est composé schématiquement de deux composants, les pulseurs et les répartiteurs actifs (figure 3.8) Chacun des 12 pulseurs du calorimètre fournit 16 courants continus indépendants et 1 signal de commande à chacun des 6 répartiteurs actifs, où le signal de calibration est produit et réparti sur 8 cartes de pré-amplification. Ainsi une voie de calibration fournit un signal pour 48 canaux de lecture. L'intensité des courants continus est ajustable entre 0 et 100 mA par un DAC 18 bits. Le signal de commande est ajustable en temps par pas de 2 ns à travers une ligne de retard programmable. Les courants fournis sont uniformes à 0.2% et linéaires à mieux que 0.001% [123]. Sur les répartiteurs actifs, l'arrivée d'un signal de commande ouvre une bascule et un signal de calibration exponentiel est produit, avec un temps de montée de 40 ns et un temps de décroissance de 400 ns. Comparé au Run I, où la calibration électronique utilisait un signal rectangulaire, les temps d'intégration plus courts ont nécessité un signal de calibration le plus proche possible du signal de physique.



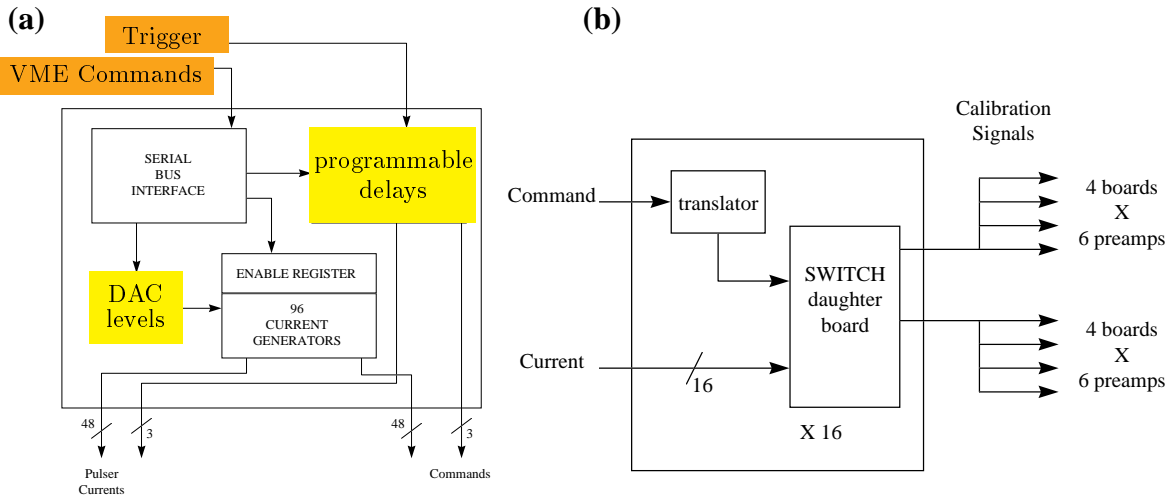


Figure 3.8: Les schémas simplifiés des deux composants du système de calibration électronique de DØ : (a) le pulseur et (b) le répartiteur actif.

Lors de la qualification du calorimètre, le système de calibration électronique était intensivement utilisé afin de détecter des canaux défaillants. La comparaison entre la hauteur du signal de calibration mesuré analogiquement après la mise en forme et après digitisation, a permis d'identifier une inversion de résistance d'adaptation de gain entre les cartes BLS et ADC, qui réduit la gamme dynamique d'un facteur 1.4.

Le but principal de la calibration électronique est l'uniformisation des gains entre tous les canaux électroniques. La comparaison de la réponse entre gain 1 et gain 8 donne directement accès à des non-linéarités de la chaîne de lecture (figure 3.9a), notamment dans le comportement des SCA [124]. La figure 3.9(b) montre la corrélation entre les corrections de gain déterminées à une année d'intervalle. Les corrections de non-linéarités ainsi que des corrections de gains canal par canal sont faites dans le programme de reconstruction. Une amélioration de la résolution de la masse reconstruite du  $Z$  est observée lorsqu'on applique les coefficients de calibration. Les corrections supplémentaires à ces coefficients, qui tiennent compte des différences en temps entre chaque canal [125] ainsi que de la différence en réponse de l'électronique à un signal de calibration comparé à un signal de physique [126], principalement due à l'injection du signal de calibration au niveau des pré-amplificateurs (calibration à chaud) conduisent à une amélioration de la résolution du  $Z$  de 10%.

### 3.5 Aspects de la reconstruction calorimétrique

La reconstruction calorimétrique hors-ligne comprend toutes les opérations nécessaires pour transformer des données calorimétriques brutes, en pratique le numéro de la cellule et les coups ADC enregistrés, en particules, tels les électrons, les taus, les jets et l'énergie transverse manquante, signature des neutrinos.

Les poids d'échantillonnage, appliqués aux coups d'ADC, restaurent l'énergie déposée dans une cellule par rapport à l'énergie visible mesurée. Généralement les poids d'échantillonnage sont déterminés lors de faisceaux tests. A défaut de faisceaux tests avec l'électronique utilisée pour

le Run II, DØ a eu recours à des programmes de simulation. Dans le programme de reconstruction de H1, les poids d'échantillonnage ne reconstruisent que l'énergie déposée dans une cellule et un facteur de correction indépendant corrige les pertes d'énergie dans les matériaux "morts". Dans DØ, les poids d'échantillonnage sont "optimisés" et tiennent compte des deux aspects. Comme le calorimètre de H1 n'est pas compensé, une identification grossière des dépôts d'énergie issus des particules électromagnétiques et hadroniques est faite, qui permet d'appliquer des facteur de repondération aux dépôts hadroniques et ainsi d'améliorer la résolution de l'énergie des jets. Au Run I du Tevatron de telles corrections n'étaient pas nécessaires pour le calorimètre de DØ, mais actuellement des études sont en cours pour appliquer le cas échéant des corrections similaires sur les données du Run II.

Pour la suppression de zéro, le bruit électronique est mesuré en terme de piédestal et de la fluctuation gaussienne autour de cette valeur pour chaque voie de lecture. La procédure de suppression de zéro consiste à soustraire la valeur du piédestal du signal mesuré et de supprimer la lecture de la cellule lorsque la valeur résultante est inférieure à un multiple de la largeur  $\sigma$  du bruit mesurée. Au premier ordre,  $\sigma$  est proportionnelle à la capacité de la cellule du calorimètre, à laquelle peut se rajouter un terme dû à la dispersion de la ligne de base des capacités de stockage des mémoires analogiques. La largeur du bruit varie entre 2 et 25 coups ADC pour le calorimètre de DØ, ce qui correspond à des bruits en énergie entre 15 et 80 MeV pour la partie EM et FH, allant jusqu'à des valeur de 300 MeV pour la partie CH. Pour le calorimètre de H1 le bruit varie entre 15 et 30 MeV selon les modules.

Avec environ 50000 cellules, une suppression de zéro à  $1.5\sigma$  permet de garder environ 6800 cellules, 2500 cellules à  $2\sigma$  et 600 cellules à  $2.5\sigma$ . Selon le poids d'échantillonnage de la cellule dont le piédestal a fluctué, la contribution du bruit électronique à l'énergie vue dans le calorimètre varie. Les seuils de suppression de zéro "en-ligne" de H1 varient en fonction de la région du calorimètre entre  $2\sigma$  (CB)  $2.5\sigma$  (FB) et  $3\sigma$  (IF) ce qui laisse un dépôt d'énergie moyen de 50 GeV avec une largeur de 3 GeV (figure 3.10a) lorsque toutes les cellules avec une énergie positive sont additionées. Un premier algorithme de suppression de bruit dépendant de la topologie des dépôts d'énergie (Topology dependent Noise Suppression TNS) supprime toutes les cellules dont l'énergie est inférieure à  $4\sigma$ , lorsqu'elles n'ont pas de cellule voisine d'énergie supérieure à  $4\sigma$ . Un deuxième algorithme analysant la topologie des événements

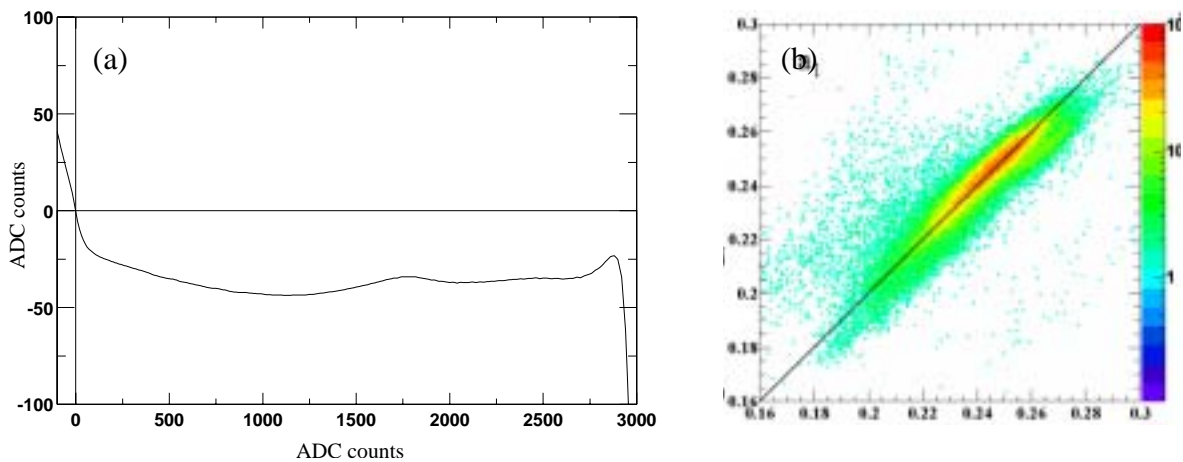


Figure 3.9: Les corrections déterminés à partir de la calibration électronique : (a) la fonction de correction de non-linéarité des SCA et (b) la corrélation entre les facteurs de gain déterminé en 2001 et 2002.

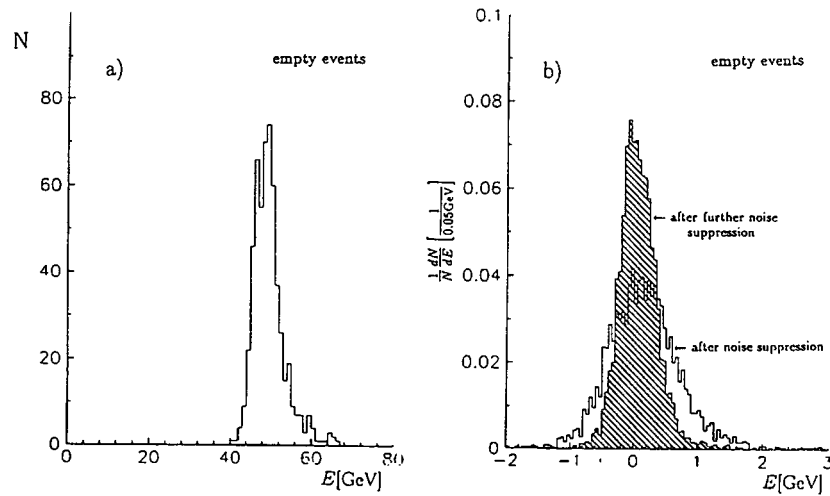


Figure 3.10: L'énergie mesurée dans le calorimètre H1 pour des événements “vides”, (a) après suppression de zéro en-ligne, et (b) après les traitements de bruit TNS et ETNS.

(Event Topology dependent Noise Suppression ETNS) recherche des amas proéminents avec une énergie supérieur à  $8\sigma$  et supprime les énergies à l'extérieur des tubes d'un rayon de  $r = 50$  cm entre le point d'interaction et le barycentre de l'amas [101]. L'effet de ces deux algorithmes est montré dans la figure figure 3.10(b). La somme des énergies déposée, tenant compte des énergies négatives, montre un dépôt résiduel de 0.1 GeV avec une largeur de 0.5 GeV. DØ utilise actuellement un seuil de suppression de zéro en-ligne de  $1.5\sigma$  et “hors-ligne” de  $2.5\sigma$ . Un algorithme similaire à TNS, T42 (Topological  $4/2\sigma$  noise suppression) [127], a été implémenté, dont la figure 3.11 montre l'effet sur l'énergie transverse manquante. La différence entre les algorithmes de H1 et de DØ réside dans le traitement des énergies négatives. Pour la reconstruction de la cinématique des événements DIS à bas  $y$  à partir de l'état final hadronique inclusif, l'énergie totale doit être centrée sur 0 et la contribution du bruit peut être équilibrée en tenant compte des dépôts positifs et négatifs. Par contre, la physique au Tevatron fait plus appel à la reconstruction exclusive des événements et des contributions négatives peuvent dégrader la résolution des électrons et des jets.

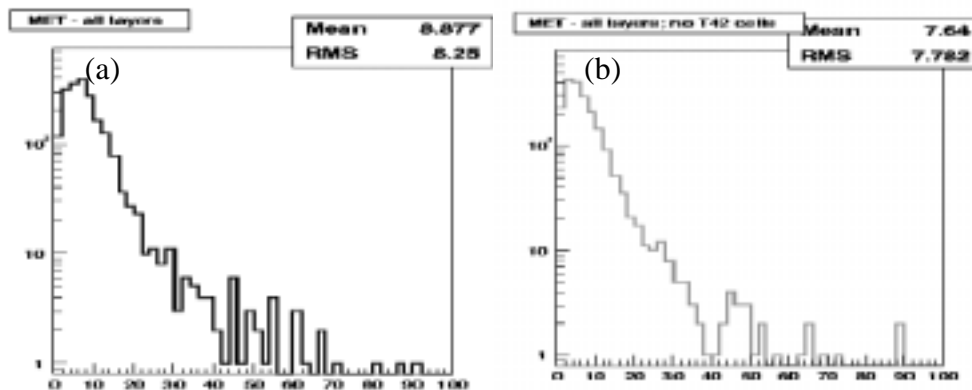


Figure 3.11: L'énergie transverse manquante mesurée par le calorimètre dans les données de DØ (a) après suppression de zéro en-ligne, et (b) après le traitement de bruit T42.

Une deuxième catégorie de cellules de bruit sont les cellules de bruit isolées mais d'énergie importante. Dans H1, ces cellules sont souvent des résidus des événements de bruit de fond ou issus de la rétro-diffusion de particules sur des collimateurs dans la partie avant du détecteur. Pour DØ de tels dépôts d'énergie ont des origines similaires, mais proviennent également de décharges spontanées. Des algorithmes similaires ont été développés pour les deux expériences, au niveau de l'analyse dans le cas de H1 [22], au sein d'un logiciel de la reconstruction, NADA [128], dans le cas de DØ. Ces deux algorithmes recherchent des cellules isolées, en les identifiant par l'énergie déposées dans les cellules voisines. Si l'énergie de toutes les cellules voisines est en dessous d'une valeur seuil, qui dans le cas de NADA est une fraction de l'énergie de la cellule considérée, la cellule est rejetée.

Des défaillances de l'électronique de lecture peuvent également produire des contributions non-physiques à l'énergie d'un événement. De telles cellules sont recherchées à DØ par les procédures de calibration en-ligne ainsi que par un logiciel analysant des événements biais-minimal ("minimum-bias") sans suppression de zéro. Généralement moins de dix cellules sont ainsi supprimées. Des algorithmes similaires (ARMON) sont également utilisés dans H1, et les cellules identifiées sont enlevées de la reconstruction.

### 3.6 La reconstruction des particules électromagnétiques

L'identification des particules électromagnétiques, électrons et photons, est basée sur la forme de l'amas d'énergie déposée dans le calorimètre. Celui-ci sera différent pour des hadrons, essentiellement des pions. Pour définir une gerbe, H1 utilise un algorithme de voisinage pour trouver les amas. Des amas à deux dimensions dans une couche du calorimètre donnée sont ensuite regroupés sur plusieurs couches avoisinantes [129]. Lorsque l'amas est contenu dans la partie électromagnétique du calorimètre, et qu'il est associé à une trace, il est considéré comme candidat électron.

Dans le calorimètre BEMC [130], le profil latéral de la gerbe électromagnétique était estimé par la variable ECRA défini par  $ECRA = \sum_i E_i |\vec{r}_i| / E$  où  $E$  est l'énergie de l'amas,  $i$  l'indice d'une de ses cellules,  $E_i$  son énergie et  $\vec{r}_i$  la distance entre la cellule et le barycentre de l'amas. La description entre les données et la simulation montre un profil latéral plus étroit dans la simulation (figure 3.12) Une meilleure description est obtenue, lorsque la valeur pour la simulation est déplacée de 3 mm [131]. La différence entre les deux distributions provient essentiellement des électrons à haute énergie qui se répartissent sur plusieurs modules du BEMC.

Dans le calorimètre SpaCal, un meilleur estimateur du profil latéral de la gerbe a été obtenu en utilisant une pondération logarithmique de l'énergie [116]. L'estimateur est défini comme  $RCL = \sqrt{\sum_i r_i^2 (w_{cut} + \ln E_i/E)^2 / \sum_i w_{cut} + \ln E_i/E}$  avec  $w_{cut} = 4.85$  ou  $w_{cut} = 5.05$  pour des cellules d'une fraction d'énergie  $E_i/E > 0.008$ .

Dans le calorimètre à Argon liquide de H1, l'estimateur principal de la gerbe électromagnétique est la variable EAH4, qui définit la fraction d'énergie dans les quatre cellules les plus énergétiques d'un amas,  $EAH4 = \sum_i E_i / E$ . La figure 3.13 montre un meilleur accord entre les données et la simulation lorsque un lissage de 2% est appliqué.

Bien qu'un algorithme de voisinage pour la reconstruction des amas, CellNN [132], ait été également développé dans DØ, les particules électromagnétiques sont généralement reconstruites à partir d'un algorithme de cône, SCONE, avec un rayon de  $R = 0.4$  ou à basse énergie,

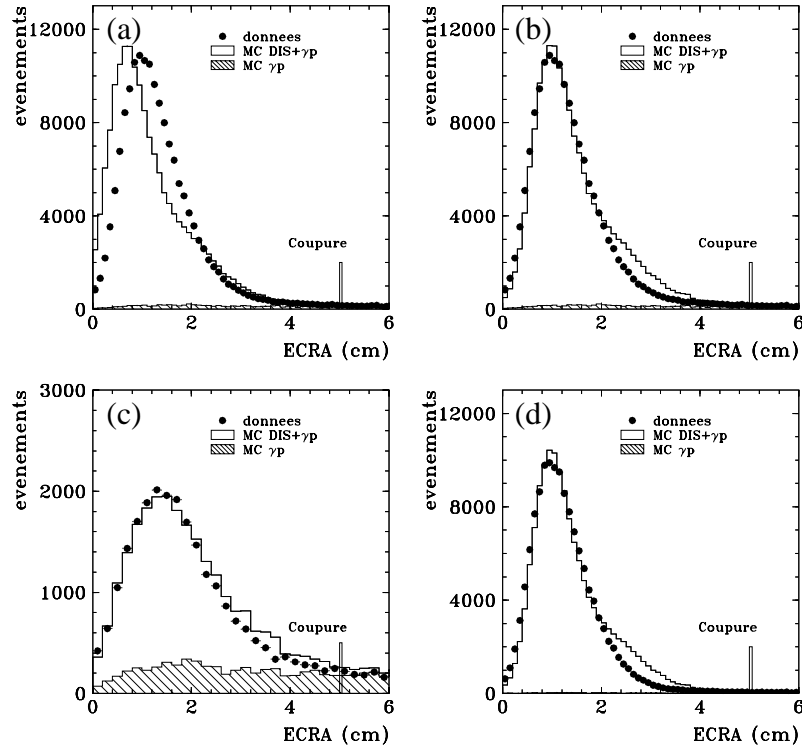


Figure 3.12: L'estimateur ECRA du profil latéral d'une gerbe électromagnétique dans le BEMC : (a) pour toutes les données 1994, (b) après un décalage de la simulation de de 3 mm, (c) pour les données avec  $E_e < 15$  GeV, et (d) pour les données avec  $E_e > 15$  GeV.

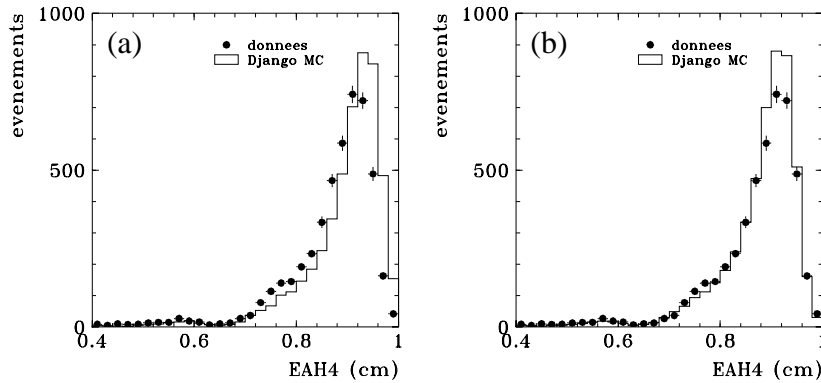


Figure 3.13: L'estimateur d'électron EAH4 dans le calorimètre à Argon liquide de H1 : (a) pour toutes les données 1994, et (b) après lissage de la simulation.

par une méthode dite “de la route” [133, 134], qui associe les cellules le long de l'extrapolation d'une trace dans le calorimètre. Les candidats électrons doivent avoir une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 90% et être isolés, en vérifiant que la différence d'énergie dans les cônes de  $R = 0.4$  et de  $R = 0.2$  soit inférieure à 15% de l'énergie dans le cône  $R = 0.2$ . La forme de l'amas est analysée à l'aide d'un algorithme dit “de matrice-H” [135] : à partir de la simulation on construit des matrices de covariance, contenant les corrélations entre l'énergie totale, les fractions d'énergie déposée dans chacune des quatre couches électromagnétiques du calorimètre, les tailles latérales de la gerbe en  $\varphi$  et  $\eta$  et la position du vertex. Pour chaque can-

didat électron, le  $\chi^2$  entre la matrice et les valeurs mesurées est utilisé comme estimateur. La figure 3.14 [136] montre un désaccord des  $\chi^2$  obtenus entre les données et la simulation pour

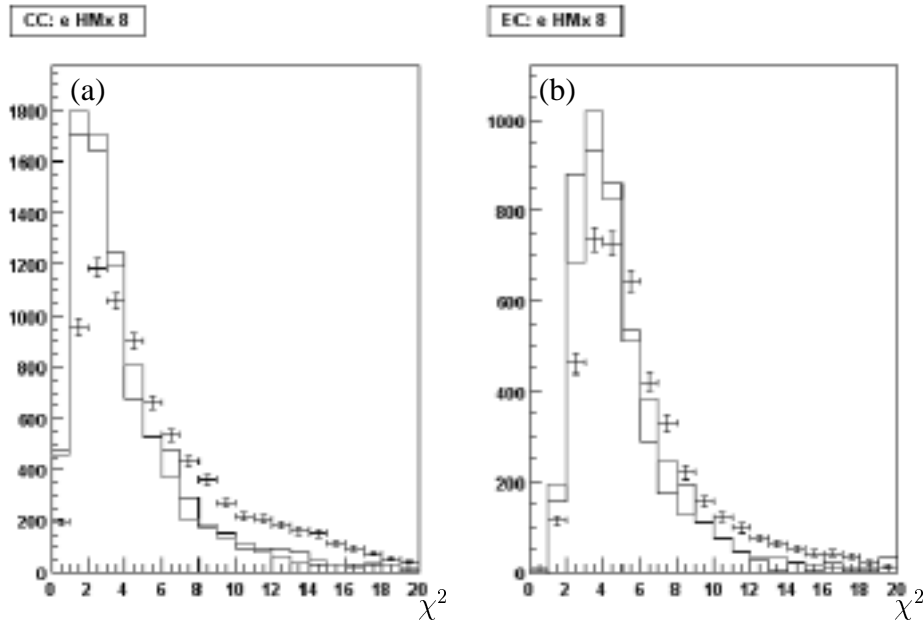


Figure 3.14: La comparaison entre données et simulation des  $\chi^2$  obtenue par rapport aux matrices- $H$  pour des électrons des événements  $Z \rightarrow ee$  (a) dans le CC, et (b) dans les EC du calorimètre  $D\emptyset$ .

des événements  $Z \rightarrow ee$ , qui est essentiellement dû à la description de la largeur latérale de l'amas. Cette différence n'est pour l'instant pas encore comprise, mais une étude des effets de diaphonie entre les cellules du calorimètre voisins en  $\eta$  est en cours.

### 3.7 La reconstruction de l'état final hadronique inclusif à H1

Pour la reconstruction de la cinématique des événements DIS, il suffit de mesurer l'état final hadronique inclusivement. Les deux quantités caractéristiques sont la somme vectorielle des énergies transverses  $P_{(T,h)}$  et l'énergie antilongitudinale  $\Sigma_h = \sum E_i - p_{(z,i)}$ , reliée à l'inélasticité  $y$  par  $\Sigma_h = y \cdot 2E_0$  où  $E_0$  est l'énergie incidente d'électron. Une partie de l'état final hadronique, essentiellement le résidu du proton, est perdue dans le tube à vide à l'avant. Ceci rend la mesure de  $P_{(T,h)}$  peu précise, contrairement à  $\Sigma_h$  qui est dominé par les particules centrales.

La méthode de reconstruction de l'état final hadronique inclusif la plus simple consiste à sommer l'énergie dans toutes les cellules du calorimètre, qui ne correspondent pas à l'électron diffusé. Les incertitudes sur cette mesure sont non seulement dues à la résolution du calorimètre, mais aussi à des pertes de particules molles en amont du calorimètre. Le seuil de détection des pions chargés est d'environ 2 GeV. Une fraction importante de ces particules est, par contre, mesurée par le système des traces central, qui permet de détecter des particules chargées au-delà de 100 MeV.

Afin de combiner la mesure de l'impulsion avec la mesure calorimétrique [137, 138], le double comptage de l'énergie doit être évité. Pour cela un algorithme de masquage, dit de

“cellules & traces”, a été développé. A partir de l’extrapolation de la trace à la surface intérieure du calorimètre (en tenant compte du champ magnétique) l’énergie est sommée dans des tubes de rayon  $r = 15$  cm pour la partie électromagnétique et de  $r = 25$  cm pour la partie hadronique [137]. Cette énergie est comparée à l’impulsion de la trace correspondante et la plus grande valeur est utilisée pour le calcul des variables cinématiques.

Le rapport entre la reconstruction purement calorimétrique du paramètre d’inélasticité  $y$  ( $y_{CC}$ ) et la combinaison cellules & traces ( $y_{CT}$ ) montre un gain allant jusqu’à 20% pour des valeurs de  $y$  moyen, où l’état final hadronique a une grande contribution centrale (figure 3.15a) La contribution à  $y_h$  des différents sous-détecteurs est montrée dans la figure figure 3.15(b) La

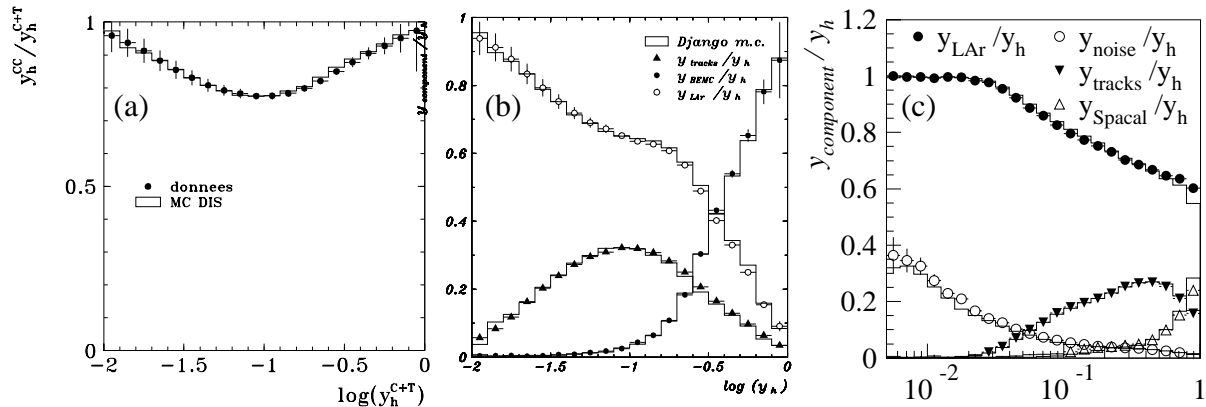


Figure 3.15: La reconstruction de  $y_h$  avec (a) la comparaison entre  $y_h^{CC}$  et  $y_h^{CT}$ , (b) les différentes contributions des sous-détecteurs dans les données à bas  $Q^2$  de 1994, et (c) dans les données à grand  $Q^2$  de 1994 – 1997, indiquant également la contribution du bruit  $y_{\text{noise}}$  soustrait de  $y_h$ .

contribution du calorimètre à Argon liquide domine la mesure pour les petites valeurs de  $y_h$  et celle des calorimètres arrières à grand  $y_h$  [11]. La couverture calorimétrique moins importante à l’arrière du détecteur rend la mesure à grand  $y_h$  moins précise, d’autant plus que les énergies sont pondérées par un facteur  $(1 - \cos\theta_i)$  proche de 2. Pour étendre le domaine cinématique à des petites valeurs de  $y$ , le traitement de bruit pour la réjection des cellules isolées est appliqué. La fraction du bruit rejetée dans des événements à grand  $Q^2$  (figure 3.15c) atteint jusqu’à 30% à bas  $y$  [22].

### 3.8 La reconstruction des jets à DØ

L’étude des processus exclusifs tels que la production des événements  $t\bar{t}$  au Tevatron, nécessite la reconstruction de la cinématique des événements lors de l’interaction dure et fait ainsi appel au principe de dualité locale entre les quarks issus de l’interaction et les jets hadronique observés dans le détecteur. Plusieurs algorithmes pour reconstruire des jets ont été développés. Traditionnellement, les expériences  $p\bar{p}$  utilisent l’algorithme de cône [139], mais une implémentation de l’algorithme  $k_t$  [140] a également été fait à DØ [141]. Un algorithme de jet idéal devrait être indépendant des effets de rayonnement de gluon à faible énergie ou colinéaire (“infrared and collinear safety”), invariant sous une transformation de Lorentz, et conserver la dualité parton-jet. D’un point de vue expérimental, il devrait être indépendant du détecteur utilisé, de la luminosité, peu sensible au bruit et utiliser un temps de calcul minimal. L’algorithme de cône

présente des difficultés notamment, par l'utilisation des “graines” autour desquelles les jets sont reconstruits, et des dépôts d'énergie qui peuvent appartenir à plusieurs jets. L'algorithme  $k_T$ , bien que favorisé d'un point de vue théorique, s'est montré très sensible à des effets de bruit. La figure 3.16 montre la différence de la section efficace inclusive en fonction de  $E_T$  pour les deux algorithmes. Les différences sont particulièrement importantes à bas  $E_T$  où l'algorithme  $k_T$  produit des jets plus énergétiques dans les données que ce qui est prédit. La différence est attribuée à des effets d'hadronisation, à des dépôts d'énergies non associés à des jets et à l'influence des partons de faible énergie lors de la formation des jets au niveau partonique.

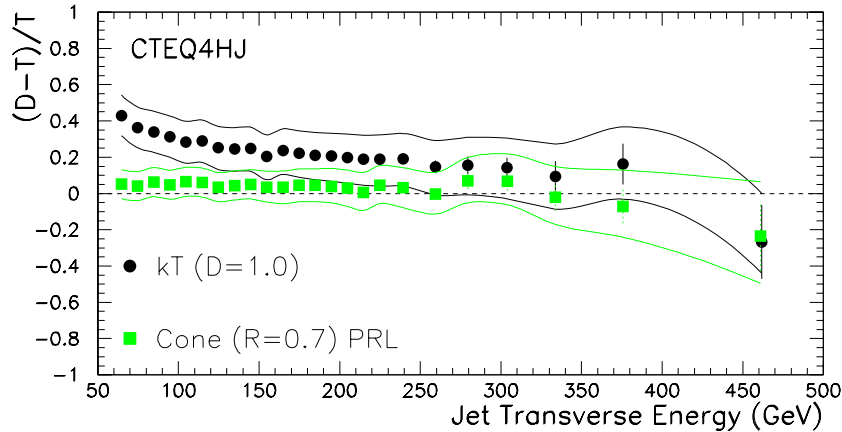


Figure 3.16: La comparaison de la section efficace inclusive des jets en fonction de  $E_T$  pour l'algorithme de cône et l'algorithme  $k_T$ . Le rapport de la section efficace mesurée par rapport à la prédiction théorique NLO calculée séparément pour chaque algorithme est montré.

Pour la physique du top, l'algorithme de cône avec une taille du cône de  $R = 0.5$  est utilisé. Toutes les cellules positives dans une même tour du calorimètre sont sommées, et les tours sont ordonnées en  $E_t$  pour former les graines des jets. L'axe du jet est calculé et les tours dans le cône autour de la graine sont rajoutées. Itérativement, l'axe du jet est recalculé et les tours dans le nouveau cône sont sommées, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de tour disponible et que la direction du jet soit stable. Dans le cas des jets superposés, les jets sont combinés lorsque la fraction de l'énergie transverse partagée entre les deux jets est supérieure à 50% de l'énergie transverse du jet le moins énergétique [142].

Les jets sont ensuite distingués des particules électromagnétiques en demandant une fraction électromagnétiques entre 0.05 et 0.95. Les estimateurs utilisés pour réduire le nombre de jets non-physiques reconstruits, en particulier autour de cellules de bruit dans le calorimètre, sont la fraction de l'énergie du jet portée par la section hadronique grossière (“coarse hadronique fraction”)  $CHF < 0.4$ , le rapport en énergie portée par les deux cellules les plus énergétiques  $HotF < 10$  et le nombre de tours contenant 90% de l'énergie du jet ( $n_{90}$ ) qui doit être supérieur à 1 [143].

L'étiquetage des jets issus des quarks  $b$  peut être basé sur la présence d'un lepton “mou” dans le jet, en particulier d'un muon, bien qu'un étiquetage par la présence d'un électron mou soit également possible, mais avec une moindre efficacité. Le détecteur de micro-vertex permet un étiquetage plus direct, soit en recherchant la présence d'un vertex secondaire, soit en demandant un nombre de traces minimal avec un grand paramètre d'impact, soit en estimant une probabilité la durée de vie (par son temps de vol) du quark  $b$ .



# Chapitre 4

## La calibration ‘hors-ligne’

Les systèmes de calibration électronique permettent d'égaliser la réponse électronique de toutes les voies du calorimètre et ainsi de réduire le terme constant de la résolution en énergie. Les faisceaux tests à différentes énergies et avec différents types de particules donnent les facteurs de conversion  $ADC$  en  $GeV$  et les mesures de  $e/\pi$ . La précision obtenue après ces deux étapes est typiquement de l'ordre de quelques pour cent. Avec des événements issus des interactions l'échelle absolue en énergie peut être ajustée en tenant compte des matériaux ‘morts’ en amont des calorimètres, ainsi que des inhomogénéités entre les cellules. Des statistiques importantes de données utilisables pour la calibration permettent de segmenter finement les calorimètres et de déterminer des coefficients de calibration en fonction de la position des particules détectées. Ainsi, une première inter-calibration des cellules en  $\varphi$  peut être faite en utilisant des muons pour des calorimètres à faible bruit (SpaCal) [144] ou des mesures de flux d'énergie dans les événements biais-minimal ( $D\emptyset$ ) [145]. Des précisions meilleures que le pour cent sont visées pour ces calibrations ‘hors-ligne’.

### 4.1 La calibration électromagnétique dans H1

Dans les événements DIS, l'électron diffusé dans des événements du pic cinématique peut être directement utilisé pour la calibration. Les diffusions quasi-élastiques produisent un pic cinématique à haute statistique, pour lequel les électrons diffusés ont des énergies très proches de l'énergie du faisceau incident. La figure 4.1 montre les lignes d'iso-énergie et d'iso-angles<sup>1</sup> des électrons diffusés dans le plan cinématique. Notamment à bas  $Q^2$  l'espace de phases pour ces événements est important. Les événements du pic cinématique peuvent être sélectionnés de manière monochromatique [11] par une coupure sur le paramètre d'inélasticité,  $y_h < 0.05$  ce qui permet d'ajuster la position et la largeur du pic entre les données et la simulation. La méthode du pic cinématique monochromatique est excellente pour des événements avec des moments de transfert  $Q^2$  bas ou modérés ( $< 100 GeV^2$ ) Le pic est moins prononcé à grand  $Q^2$  et donne des résultats moins précis.

L'énergie de l'électron diffusé peut également être reconstruite par la méthode du ‘Double Angle’(DA) [146], à partir de l'angle de l'électron diffusé  $\theta$  et de l'angle inclusif de l'état final hadronique  $\gamma$ , défini tel que  $\tan \gamma/2 \equiv \Sigma_h/P_{(T,h)}$ . Cette méthode est sensible à des effets de

---

<sup>1</sup>L'angle de diffusion de l'électron  $\theta$  est mesuré à HERA par rapport à l'axe des protons.

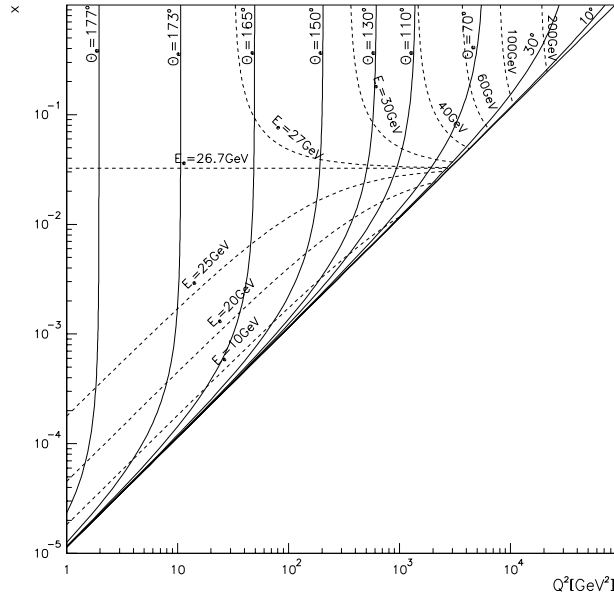


Figure 4.1: Les lignes d'iso-énergie et d'iso-angle pour des électrons diffusés dans le plan cinématique  $x, Q^2$ .

rayonnement QED dans l'état initial et sa meilleure précision est obtenue pour des événements à grand  $Q^2$ .

La figure 4.2(a) montre la distribution de l'énergie de l'électron diffusé pour la calibration du BEMC avec les données prise en 1994 après que la calibration avec la méthode du pic cinématique ait été appliquée. La précision des coefficients de calibration est meilleure que 1% comme le montre la figure 4.2(b) qui compare la différence de l'énergie mesurée avec l'énergie reconstruite par la méthode du double angle.

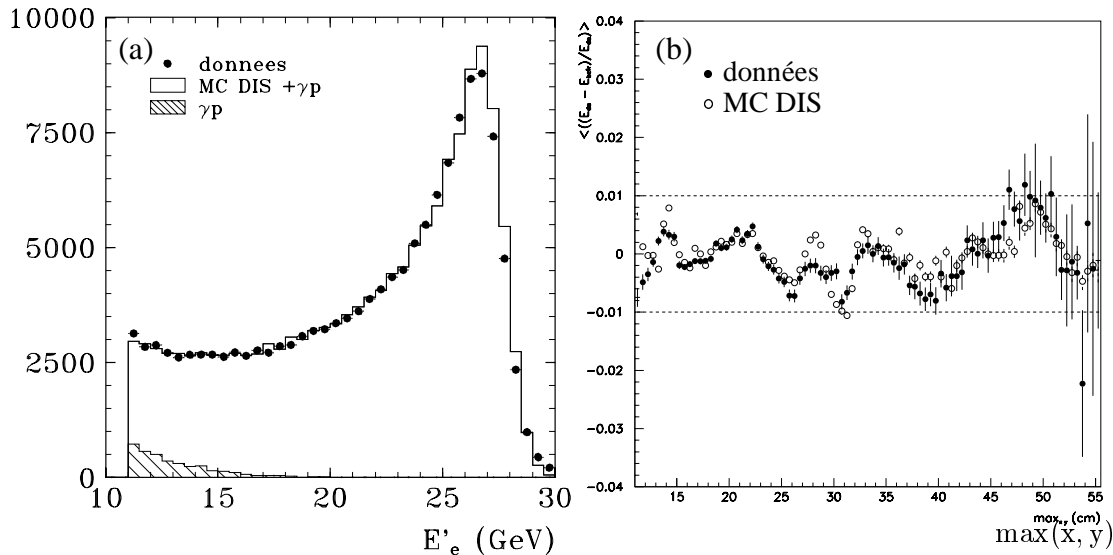


Figure 4.2: La précision de la mesure de l'énergie de l'électron diffusé dans le BEMC : (a) le spectre de l'énergie de l'électron diffusé (b) et la comparaison entre les données et la simulation après calibration de l'énergie mesurée avec l'énergie reconstruite par la méthode du Double Angle avec les données prises en 1994 et la simulation.

Les distributions des pics cinématiques monochromatiques avant et après calibration pour le SpaCal sont représentées dans la figure 4.3. La précision obtenue sur la reconstruction de l'énergie avec les données de 1995 est 1% [147, 148]. Avec les données ultérieures des précision de 0.3% ont été atteintes.

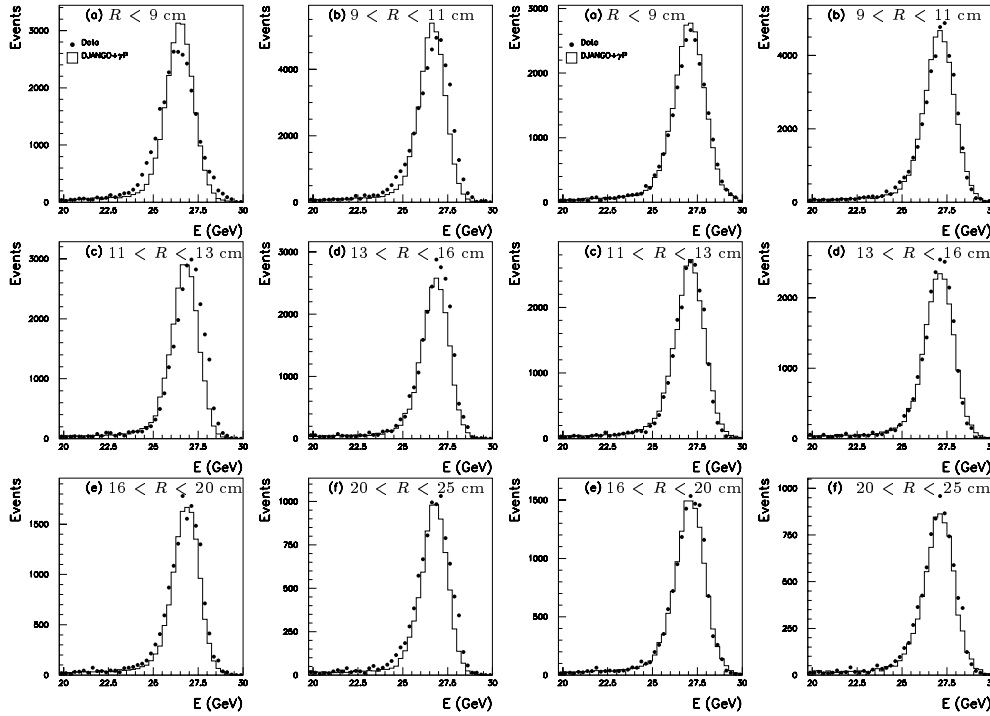


Figure 4.3: La calibration de l'énergie de l'électron diffusé dans différentes régions radiales du SpaCal avec les données de 1995 : comparaison du pic cinématique monochromatique des données et de la simulation (a-f à gauche) avant et (a-f à droite) après correction.

La linéarité de la reconstruction de l'énergie peut être déterminée par des événements QED-Compton [149]. Le diagramme de ces événements est le même que pour des événements radiatifs QED, à l'exception du fait que l'échelle de l'interaction est celle du système électron-photon. Lorsque l'électron et le photon sont détectés, la somme de leurs énergies doit correspondre à l'énergie incidente des électrons. Si elles sont détectées dans le même calorimètre, une énergie de référence est calculée par la méthode du Double Angle. La linéarité obtenue pour les données de 1995 montre une incertitude de 3% sur la calibration des électrons à 10 GeV (figure 4.4) qui est attribuée à des contaminations de bruit de fond non-ep à basse énergie.

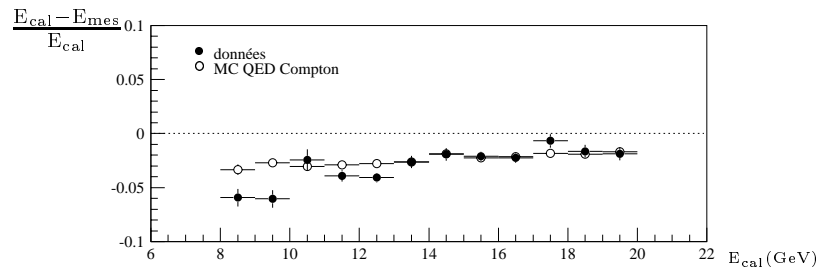


Figure 4.4: La linéarité du calorimètre SpaCal déterminée avec des événements QED Compton dans les données et la simulation.

Avec un nombre d'événements qui diminue avec  $Q^2$ , la calibration électromagnétique du calorimètre à Argon liquide n'a atteint une précision de 0.7%, qu'en cumulant les données acquises entre 1994 et 1997 dans les roues centrales du calorimètre [22]. Pour atteindre ces précisions, la méthode du Double Angle est utilisée, d'abord en égalisant la réponse dans chaque module en  $\varphi$ , et ensuite en ajustant les énergies en fonction de  $z$  par pas de 2 cm. Pour les plus grandes valeurs du moment de transfert,  $Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$ , le nombre d'événements devient si faible, que des effet de radiation QED peuvent nuire considérablement à la détermination des constantes de calibration. Ainsi la méthode de reconstruction cinématique  $\omega$  a été développée, permettant de déterminer les variations permises de l'énergie mesurée, en effectuant une reconstruction consistante entre l'énergie de l'électron et l'état final hadronique, à condition que les angles  $\theta$  et  $\gamma$  soient connus précisément. La comparaison des résultat obtenus par les différentes méthodes (figure 4.5) est cohérente, compte tenu de l'incertitude sur l'échelle en énergie indiquée pour chaque roue du calorimètre. La figure 4.6(a) montre le bon accord entre les données et la simulation pour tous les événements DIS avec un électron diffusé dans le calorimètre à Argon liquide et la figure 4.6(b) pour l'échantillon à  $Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$ , qui couvre la région à l'avant.

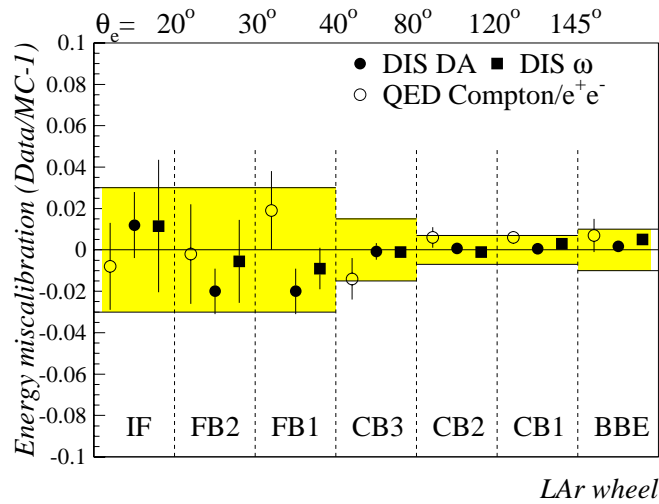


Figure 4.5: La comparaison de l'énergie de l'électron diffusé reconstruite par différentes méthodes en fonction des roues du calorimètre à Argon liquide de H1.

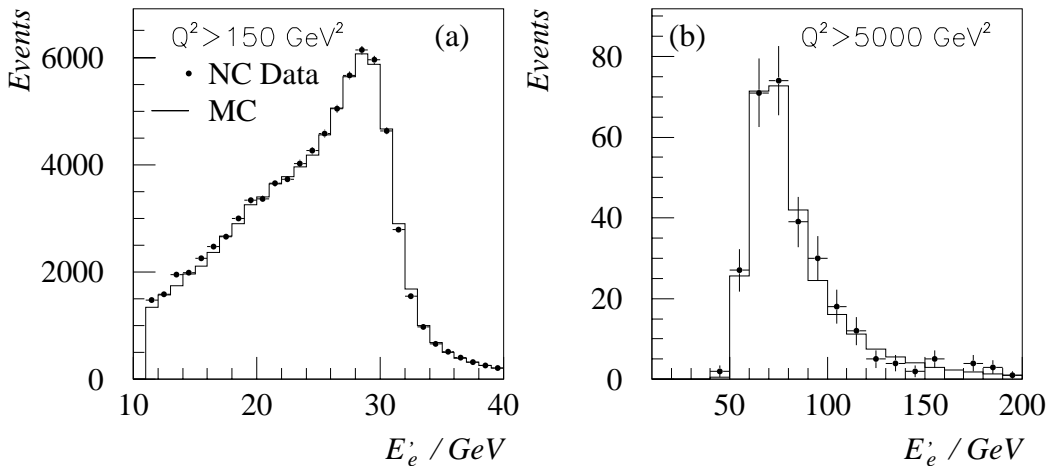


Figure 4.6: Les spectres de l'énergie de l'électron dans le calorimètre à Argon liquide de H1 pour  $Q^2 > 150 \text{ GeV}^2$  et (b) pour  $Q^2 > 5000 \text{ GeV}^2$ .

## 4.2 La calibration électromagnétique dans DØ

L'introduction pour le Run II d'un solénoïde en amont du calorimètre signifie un rajout de  $2X_0$  (sous incidence normale) de matériau "mort". Pour les particules électromagnétiques dont la gerbe a débuté dans le solénoïde, le détecteur de pied de gerbes permet de mesurer l'énergie perdue dans le solénoïde. Après l'arrêt machine de l'automne 2003, les données du détecteur de pied de gerbes central (CPS) vont être utilisées pour la reconstruction de l'énergie des électrons avec des poids d'échantillonnage réajustés. Actuellement les corrections dites "géométriques", déterminées à partir de la simulation tiennent comptes de ces pertes [150].

L'échelle absolue en énergie est évaluée à partir des données  $Z \rightarrow ee$ . Les coefficients de calibration sont déterminés dans douze régions du calorimètre. La méthode utilisée fait appel à une inversion de matrice  $12 \times 12$  qui est réalisée selon la position des deux électrons [151]. La distribution de la masse du  $Z$  résultante (figure 4.7a) a une largeur de  $\sigma = 4.0\%$  dans la partie centrale du calorimètre et de  $\sigma = 2.9\%$  dans les parties bouchon, plus importante que celle prédite par la simulation : une dégradation par une gaussienne de  $\sigma = 4.7\%$  dans la partie centrale et de  $4\%$  dans les parties bouchon est appliquée pour obtenir un bon accord entre les données et la simulation. Des études sur l'influence des matériaux "morts" en  $\varphi$ , des effets possibles de diaphonie et une amélioration de la simulation des matériaux en amont du calorimètre sont en cours.

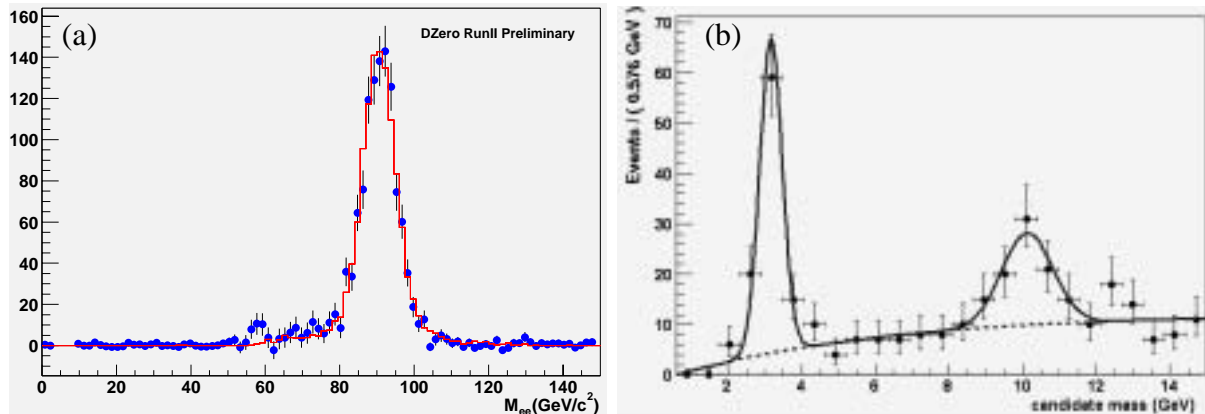


Figure 4.7: La reconstruction des pics de masse (a) du  $Z$ , (b) du  $J/\psi$  et de l' $\Upsilon$  dans le canal di-électron sur une partie des données de 2003 de DØ.

La figure 4.7(b) montre les premières distributions des masses pour les résonances à basse énergie, l' $\Upsilon$  et le  $J/\psi$  [152]. Ultérieurement les trois distributions de masse, ainsi que la comparaison  $E/p$  pour des électrons isolés vont permettre de vérifier la linéarité de la réponse électromagnétique et de déterminer la résolution du calorimètre à partir des données du Run II.

## 4.3 La calibration de l'état final hadronique inclusif à H1

Dans H1, le but de la calibration hadronique de l'état final inclusif est d'égaliser la réponse aux hadrons pour chaque roue du calorimètre. L'idée de base est, que le  $P_{(T,h)}$  est majoritairement déposé dans la direction du jet d'interaction dont la direction correspond au premier ordre à

l'angle hadronique inclusif  $\gamma$ , qui peut être calculé de manière non-biaisé à partir de l'électron diffusé.

Le coefficient de calibration est déterminé à partir de la balance  $P_{(T,h)}/P_{(T,e)}$ . Pour chaque événement, ce rapport est associé à la section électromagnétique et la section hadronique d'une roue ou des roues dans la direction du jet d'interaction, pondéré par la fraction de  $P_{(T,i)}/P_{(T,e)}$  portée par cette section. Comme la fraction  $P_{(T,i)}$  portée par chaque roue contribue au  $P_{(T,h)}$  global, plusieurs itérations sont faites, avant d'atteindre une situation stable. Les coefficients obtenus (figure 4.8) sont comparables pour les sections électromagnétiques aux coefficients de calibration obtenus lors de la calibration des électrons. Une méthode alternative [153] a été

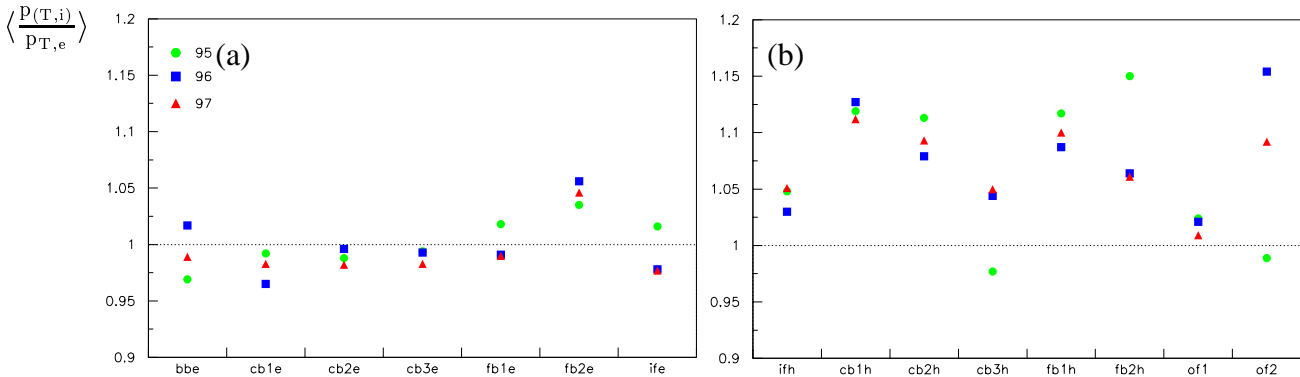


Figure 4.8: La calibration hadronique du calorimètre à Argon liquide : comparaison des coefficients de calibration obtenus par la méthode itérative de la balance en  $p_T$  dans les différents roues du calorimètre H1 pour différentes années de prise de données (1995, 1996 et 1997) dans la partie (a) électromagnétique et (b) hadronique.

développée, qui calibre  $p_{T,h}$  par rapport à  $p_{T,DA}$ . Cette méthode s'affranchit d'une calibration précise de l'électron diffusé, mais des coupures supplémentaires pour réduire l'influence des événements radiatifs sont nécessaires.

Après cette procédure de calibration, l'incertitude sur l'énergie hadronique est de 2%. La figure 4.9 montre un bon accord entre les données et la simulation pour  $y_h/y_e$  et  $p_{T,h}/p_{T,e}$  dans tous les domaines cinématiques [11, 24, 22]. La résolution pour les données à bas  $Q^2$  est moins bonne qu'à grand  $Q^2$ , due aux plus faibles énergies des particules de l'état final hadronique, et d'une plus grande contribution mesurée dans les calorimètres arrières, le SpaCal pour les données 1995 et le BEMC pour les données 1994, avec seule une à deux longueurs d'interaction.

## 4.4 La calibration des jets à $D\emptyset$

Les mesures faisant appel à la reconstruction des états finals exclusifs nécessitent la correspondance entre les jets reconstruits au niveau du calorimètre et les partons issus de l'interaction. Les programmes de simulation permettent d'établir le lien entre les particules issues des processus partoniques et les partons eux-mêmes. La calibration des jets dans  $D\emptyset$  [154] vise à corriger les jets mesurés au niveau des jets de particules, de les affranchir de la contribution du bruit et des interactions multiples, des énergies des jets non contenues dans le cône reconstruit, de la différence en réponse entre des particules électromagnétiques et hadroniques, ainsi que des

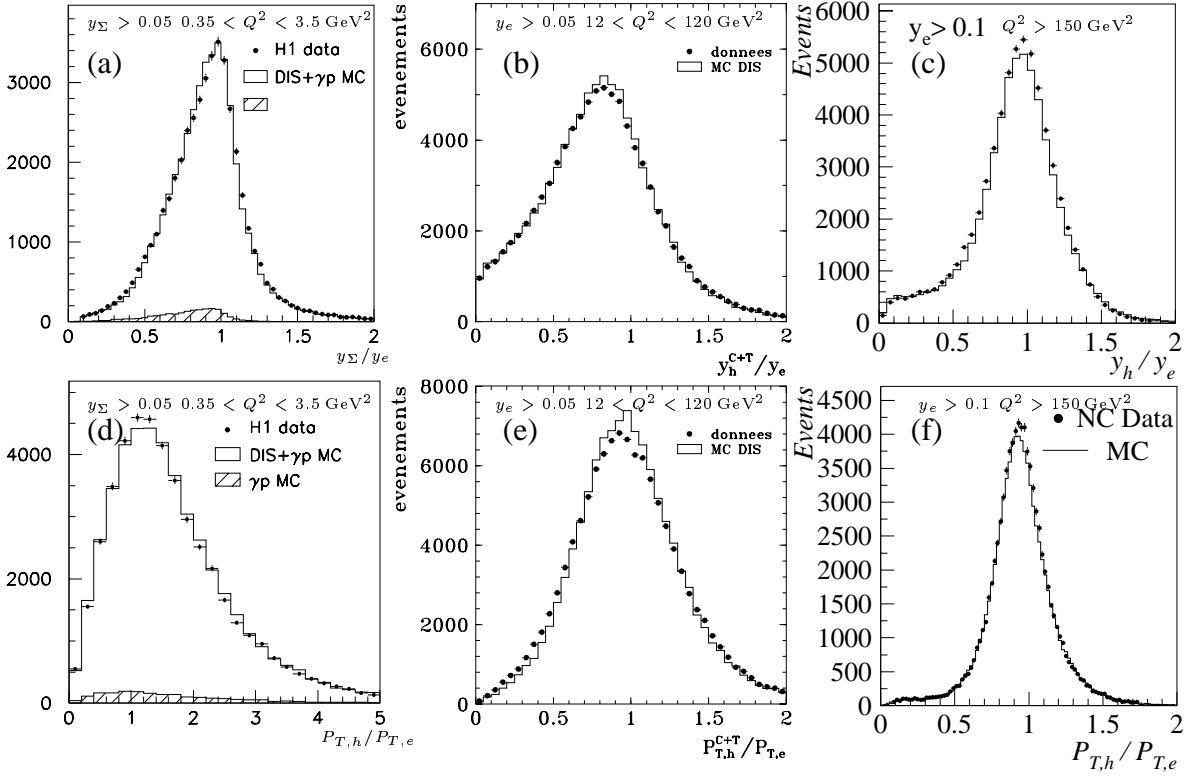


Figure 4.9: La reconstruction de  $y_h$  et  $p_{T,h}$  : comparaison entre les données et la simulation de  $y_h/y_e$  et (a,d) à très bas  $Q^2$  avec les données de 1995, (b,e) à bas  $Q^2$  avec les données de 1994, et (c,f) et à grand  $Q^2$  avec les données de 1994 – 1997. A noter, pour les données à très bas  $Q^2$ ,  $y_\Sigma/y_e$  est montré.

effets de non-uniformité de la réponse du calorimètre. La procédure de calibration se base sur la relation  $E_{ptcl}^{jet} = (E_{meas}^{jet} - O)/R(1 - S)$  où  $O$  est la correction de l’“offset”,  $R$  la correction de la réponse et  $S$  la correction de l’énergie déposée en dehors du cône. Une calibration est faite pour les données et une autre pour les événements simulés.

Le but de la correction de l’offset est de soustraire toutes les contributions qui ne sont pas liées à l’interaction dure, c’est à dire les contributions du bruit de l’Uranium, de l’empilement, des interactions multiples et des événements sous-jacents. Pour cela, la densité  $D$  de l’énergie transverse  $E_t$  est mesurée dans des événements de biais-minimal et multipliée par la surface du jet en  $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ . La correction de l’énergie en dehors du cône est faite à partir de la simulation et dépend de l’algorithme de reconstruction des jets utilisé.

Pour déterminer la réponse des jets dans le calorimètre, on utilise des événements  $\gamma$ -jet, après avoir corrigé l’échelle électromagnétique des photons. Dans la partie centrale du calorimètre, la réponse du jet attendue est ensuite calculée étant  $R = 1 - (\vec{E}_t \cdot \hat{n}_T^\gamma)/(E_T^\gamma)$  ou  $\hat{n}_T^\gamma$  est la direction du photon. Intrinsèquement la réponse calorimétrique dépend de l’énergie, et comme les directions du jet et du photon sont bien mesurées, on peut définir l’estimateur  $E' = E_T^\gamma \cosh(\eta_{jet})$  et déterminer les corrélations entre  $R$ ,  $E'$  et  $E^{jet}$ . La réponse des jets est uniformisée pour les différentes régions du détecteur, CC, EC et ICR, ce qui permet d’utiliser des corrections à haute énergie des jets à l’avant du détecteur pour les jets détectés dans la partie centrale également. La fonction de réponse mesurée pour des jets reconstruits avec une taille de cône  $R = 0.5$  sur les données du Run II est montrée dans la figure 4.10(a) [155].

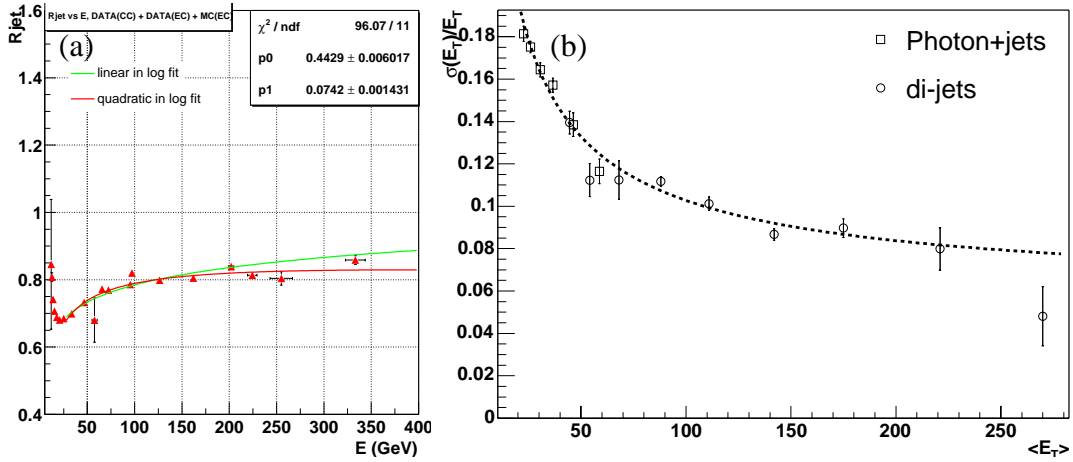


Figure 4.10: La calibration des jets avec les données 2003 de  $D\bar{O}$  : (a) la fonction de réponse des jets reconstruit avec un cône de  $R = 0.5$ , et (b) la résolution en énergie transverse après toutes les corrections.

La figure 4.10(b) montre également la résolution de l'énergie transverse pour des jets de cône  $R = 0.7$  corrigée au niveau des jets de particules. Le terme d'échantillonnage est de  $S = 84\%/\sqrt{E}$  et le terme constant  $C = 6\%$ . Le terme de bruit est négligeable.

Des jets issus des quarks  $b$  forment des gerbes plus larges et nécessitent des corrections particulières. Lorsque un jet de  $b$  est étiqueté par un  $\mu$  mou, une correction en fonction de l'impulsion du  $\mu$  est appliquée, qui vise à restituer l'énergie du  $\nu$  non-détecté.



# Chapitre 5

## Méthodes expérimentales

La mesure des sections efficaces consiste à isoler un processus particulier parmi toutes les interactions produites, de normaliser le nombre d'événements observés à la luminosité et de corriger ce nombre pour tous les effets expérimentaux, afin d'extraire une valeur universelle, caractérisant le processus en question.

La sélection des événements passe par différentes étapes, de la sélection des signatures élémentaires par les différents niveaux du déclenchement, à la sélection des objets reconstruits. Les efficacités et acceptances doivent être déterminées pour chaque étape et le nombre d'événements de bruit de fond évalué dans le lot d'événements final. Pour mesurer des sections efficaces différentielles, la cinématique des événements doit être déterminée à partir des énergies et impulsions mesurées. Finalement, les méthodes de déconvolution permettent de calculer la section efficace à partir du nombre d'événements dans un intervalle cinématique donné en tenant compte des incertitudes expérimentales et théoriques. L'ensemble de ces procédures nécessite l'utilisation de l'information contenue dans les programmes de simulation. Une bonne description des événements observés par la simulation est donc primordiale.

### 5.1 La sélection des événements DIS

La sélection des événements DIS est basée sur l'identification du lepton diffusé : en NC la signature d'un électron isolé est recherchée, en CC l'énergie transverse manquante  $\cancel{E}_t = -p_{T,h}$  est assimilée au  $\nu$  diffusé. Les bruits de fond principaux pour des événements DIS se divisent en bruit de fond  $ep$  et non- $ep$ . Les bruits de fond  $ep$  sont les événements de  $\gamma p$  auxquels se rajoutent à grand  $Q^2$  les événements QED-Compton. Le bruit de fond de photo-production s'accumule surtout aux faibles énergies de l'électron diffusé. Sa contribution est estimée à partir des événements étiquetés dans le compteur de photons colinéaires, et soustraite statistiquement. Les événements de bruit de fond ne provenant pas d'interaction  $ep$  sont des événements d'interaction faisceau-gaz résiduel, ou faisceau-tube à vide, donc liés à l'accélérateur. A grand  $Q^2$  en CC ce sont les rayons cosmiques. La plupart des ces événements de bruit de fond sont éliminés par une coupure sur le vertex.

Les électrons diffusés sont identifiés à partir d'un amas dans la partie électromagnétique d'un des calorimètres d'une énergie minimale  $E$  comprise entre 7 et 11 GeV selon l'analyse. L'amas est validé par la présence d'une trace associée et par des estimateurs liés à la forme

d'une gerbe électromagnétique. Afin de réduire le bruit de fond des événements  $\gamma p$  et des événements radiatifs, tous les deux caractérisés par une perte d'énergie dans le tube à vide à l'arrière du détecteur, une coupure est faite sur  $\Sigma_{(e,h)} = \Sigma_h + \Sigma_e$ , qui doit avoir une valeur minimale comprise entre 30 et 40 GeV selon l'analyse. Une efficacité de sélection de l'ordre de 97% est typiquement atteinte avec une contamination de l'ordre de quelques pour cent.

L'identification des  $\nu$  est essentiellement basée sur une énergie transverse manquante  $\cancel{E}_t > 12$  GeV. Afin de réduire le bruit de fond, une coupure topologique a été développée [156],  $V_{ap}/V_p < 0.15$ , où les variables sont définies comme suit :

$$V_{ap} = - \sum_i \frac{\vec{P}_{T,h} \cdot \vec{P}_{T,i}}{P_{T,h}}, \quad \vec{P}_{T,h} \cdot \vec{P}_{T,i} < 0 \quad (5.1)$$

$$V_p = \sum_i \frac{\vec{P}_{T,h} \cdot \vec{P}_{T,i}}{P_{T,h}}, \quad \vec{P}_{T,h} \cdot \vec{P}_{T,i} > 0 \quad (5.2)$$

Ces deux quantités caractérisent l'énergie transverse dans la direction  $V_{ap}$ , et à l'opposé  $V_p$ , du  $\nu$  diffusé. Dans les événements CC, l'énergie transverse dans la direction du  $\nu$  est supposée faible, contrairement aux événements de bruit de fond (figure 5.1b) La figure 5.1(a) montre la distribution de la variable  $V_{ap}/V_p$  pour des événements de photo-production étiquetés, dont la probabilité d'étiquetage est d'environ 10%. L'efficacité de la sélection est de 95% pour des événements avec  $\cancel{E}_t > 25$  GeV avec un bruit de fond résiduel  $\gamma p$  inférieur à 1%.

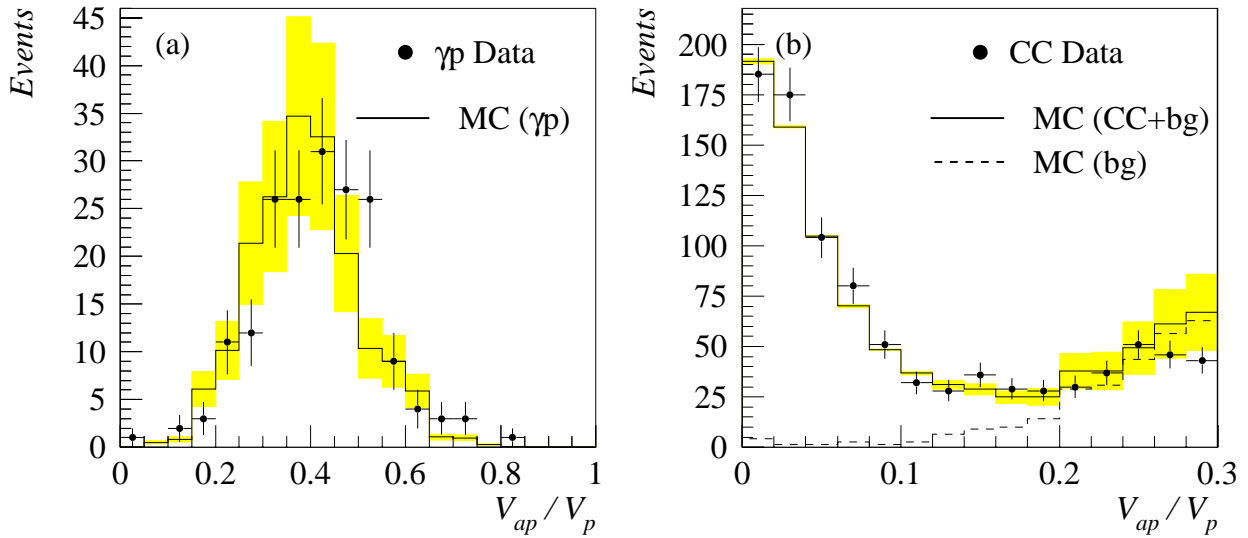


Figure 5.1: La distribution  $V_{ap}/V_p$  (a) pour des événements de photo-production étiquetés et (b) pour les événements de la sélection CC.

## 5.2 La reconstruction cinématique

Pour les événements NC à HERA, la cinématique est sur-contrainte et peut être déterminée à partir de l'électron diffusé et de l'état final hadronique. Pour les événements CC, seul l'état final hadronique peut être utilisé pour reconstruire la cinématique.

Dans les événements NC, on définit  $E$  et  $\theta$  comme l'énergie et l'angle de l'électron diffusé et  $E_h, p(x,h), p(y,h), p(z,h)$ , comme l'énergie et sa projection sur les axes  $x, y$  et  $z$  de chaque

particule détectée de l'état final hadronique. La cinématique des événements est calculée à partir des variables inclusives de l'état final hadronique et de leur correspondance pour l'électron diffusé. Les six variables utilisées pour les calculs cinématiques, dont seulement quatre sont indépendantes, sont :

$$\Sigma_h = \sum_h (E_h - p_{z,h}) \quad \Sigma_e = E (1 - \cos \theta) \quad (5.3)$$

$$p_{T,h} = \sqrt{\left(\sum_h p_{x,h}\right)^2 + \left(\sum_h p_{y,h}\right)^2} \quad p_{T,e} = E \sin \theta \quad (5.4)$$

$$\tan \frac{\gamma}{2} = \frac{\Sigma_h}{p_{T,h}} \quad \tan \frac{\theta}{2} = \frac{\Sigma_e}{p_{T,e}} \quad (5.5)$$

A cause de la perte de particules de l'état final hadronique dans le tube à vide, l'énergie hadronique totale n'est pas conservée dans le détecteur. On peut cependant remarquer que  $\Sigma_h$  de part sa définition, est peu influencée par des pertes dans le tube à vide, comme  $E_h \simeq p_{z,h}$  pour les particules très en avant du détecteur. En revanche la mesure de  $p_{T,h}$  est dégradée car les particules perdues dans le tube à vide, bien qu'à faible angle, ont souvent une énergie importante.  $\Sigma_e$  découle de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, et ainsi  $\Sigma_{(h,e)} = \Sigma_h + \Sigma_e = 2E_0$ . Il s'ensuit que  $\Sigma_e$  est très sensible à des effets de rayonnement de photons initial. Dans la définition de l'angle inclusif hadronique  $\gamma$ , on peut voir qu'une partie des fluctuations en énergie des particules de l'état final hadronique se simplifie.

Les méthodes de reconstruction cinématique à partir de ces variables sont résumées dans le tableau 5.1

Les méthodes de base sont définies par l'usage de deux variables parmi les six variables définies précédemment. La cinématique est généralement reconstruite à partir de  $Q^2$  et  $y$ , la variable  $x$  étant obtenue par la relation  $x = Q^2/ys$  en supposant  $s$  constant, et en incluant l'effet de la variation de  $s$  due au rayonnement de photons initial dans les corrections radiatives.

La méthode électron (e) utilisée traditionnellement dans les expériences de spectroscopie où seul le lepton diffusé est mesuré, reflète l'excellente reconstruction de  $p_{T,e}$  dans la résolution de  $Q^2$  sur tout le domaine cinématique.  $y$  par contre est sensible aux effets radiatifs. L'erreur sur  $y_e$  varie en  $1/y$  [157] :

$$\frac{\partial y}{y} = \frac{1-y}{y} \left( \frac{\partial E}{E} \oplus \frac{\partial \theta}{\tan \theta/2} \right) \quad (5.6)$$

et la résolution se dégrade fortement à petit  $y$  (figure 5.2d,g) et par conséquent la reconstruction de  $x$ . Cette méthode est la seule utilisable dans des expériences sur cible fixe, lorsque uniquement le lepton diffusé est mesuré à l'aide d'un spectromètre, et rend les mesures à grand  $x$  difficiles.

La méthode (h) [158] souffre de la mauvaise résolution de la mesure de  $p_{(T,h)}$ , qui est utilisée dans la reconstruction de  $Q^2$ . La résolution sur  $y_h$  est quasiment constante sur tout le domaine cinématique, comme l'erreur n'a pas de terme divergent :

$$\frac{\partial y}{y} = (1-y) \frac{\partial \Sigma_h}{\Sigma_h} \quad (5.7)$$

Cette méthode est également moins sensible aux effets radiatifs et la seule méthode utilisable en CC à HERA.

method	$y$	$Q^2$
$e$	$1 - \frac{\Sigma_e}{2E_0}$	$\frac{p_{T,e}^2}{1-y_e}$
$h$	$\frac{\Sigma_h}{2E_0}$	$\frac{p_{T,h}^2}{1-y_h}$
DA	$\frac{\tan \gamma/2}{\tan \gamma/2 + \tan \theta/2}$	$4 E_0^2 \frac{\cot \theta/2}{\tan \gamma/2 + \tan \theta/2}$
$m$	$y_h$	$Q_e^2$
$\Sigma$	$\frac{\Sigma_h}{\Sigma_h + \Sigma_e}$	$\frac{p_{T,e}^2}{1-y_{\Sigma_h}}$
D $\Sigma$	$y_{D\Sigma} = y_\Sigma$	$4 E_0^2 \frac{\cot \theta/2}{\tan \gamma_{\Sigma}/2 + \tan \theta/2}$
$e\Sigma$	$y_{e\Sigma} = r y_\Sigma$	$Q_e^2$
$r\Sigma$	$\frac{r \Sigma_h}{r \Sigma_h + \Sigma_e}$	$\frac{p_{T,e}^2}{1-y_{r\Sigma_h}}$
PT ( $\equiv rD\Sigma$ )	$y_{PT} = y_{r\Sigma}$	$4 E_0^2 \frac{\cot \theta/2}{\tan \gamma_{r\Sigma}/2 + \tan \theta/2}$
$re\Sigma$	$y_{re\Sigma} = r_2 y_{r\Sigma}$	$Q_e^2$

Tableau 5.1: Formules pour la reconstruction de  $y$  et  $Q^2$  pour les différentes méthodes discutées dans le texte, en utilisant :  $\Sigma_h \equiv \sum_h (E_h - p_{z,h})$ ,  $\Sigma_e \equiv E (1 - \cos \theta)$ ,  $r \equiv \frac{2E_0}{\Sigma_h + \Sigma_e}$  et  $r_2 \equiv \frac{2E_0}{r \Sigma_h + \Sigma_e}$

Afin de profiter des avantages de la méthode (e) et (h) la méthode ‘‘mixte’’ (m) a été introduite [159] : elle utilise  $Q_e^2$  et  $y_h$  et a un comportement régulier sur tout le domaine cinématique (figure 5.2b).

La méthode double-angle (DA) [146] s’affranchit au premier ordre des mesures de l’énergie, et elle est surtout utilisée pour la calibration de l’énergie de l’électron diffusé.  $y_{DA}$  est indépendant de l’énergie initiale de l’électron, et donc des effets radiatifs, ce qui n’est pas le cas de  $Q_{DA}^2$  (figure 5.2c,f).

Afin d’améliorer la reconstruction cinématique, il est bon d’utiliser trois des quatre variables inclusives,  $p_{(T,e)}$ ,  $\Sigma_e$  et  $\Sigma_h$ . La résolution sur  $p_{(T,h)}$  est trop mauvaise pour améliorer les résultats. Dans cet esprit la méthode  $\Sigma$  a été introduite [137, 160]. Avec l’utilisation de trois variables inclusives,  $Q^2$ ,  $y$  et  $x$  peuvent être reconstruits indépendamment de l’énergie incidente de l’électron et donc indépendamment des effets radiatifs qui font varier  $s$ . Il s’est avéré que la résolution sur  $x$  restait meilleure lorsqu’on utilisait la relation habituelle ( $Q^2 = xys$ ) et qu’il valait mieux corriger les effets radiatifs à posteriori (figure 5.2a,e).

Une optimisation supplémentaire de la reconstruction cinématique peut être obtenue [160] par l’utilisation de la méthode  $e\Sigma$ , lorsque la reconstruction de  $Q_e^2$  est combinée avec  $x$  de la méthode  $\Sigma$ , ce qui donne donc une expression de  $y_{e\Sigma}$ , repondérée par le facteur  $r = 2E_0 / (\Sigma_h + \Sigma_e)$ . Une telle repondération augmente l’influence du rayonnement initial mais les corrections radiatives (figure 5.3) calculées avec le programme HELIOS [161] (maintenant HECTOR [39]) restent faibles et presque constantes en fonction de  $x$ , ce qui diminue les migrations lointaines. Généralement lors des mesures de  $F_2$ , une coupure sur  $\Sigma_{(e,h)} > 30 - 40$  GeV est appliquée (cf.

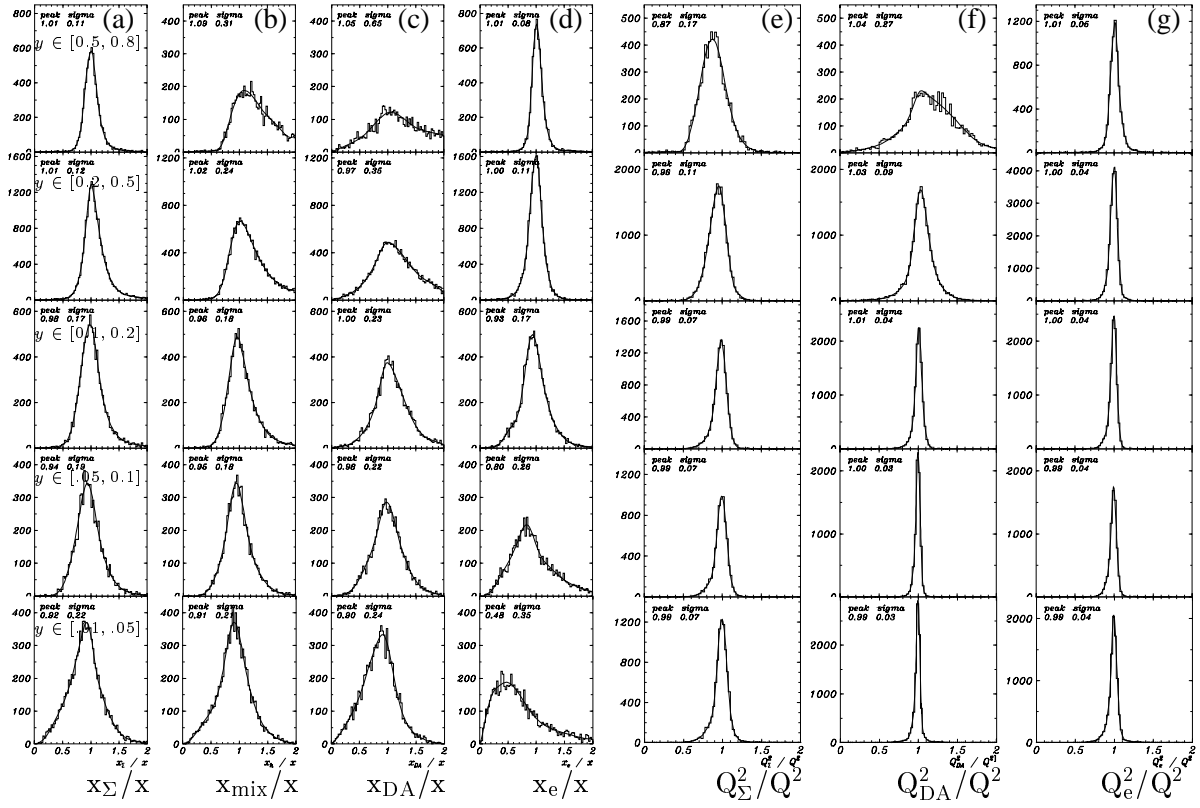


Figure 5.2: La comparaison de la reconstruction de  $x_m/x$  par les méthodes  $m$  : (a)  $\Sigma$ , (b) mixed, (c) DA et (d) e, et de  $Q_m^2/Q^2$  pour les méthodes : (e)  $\Sigma$ , (f) DA et (g) e pour des événements simulés à bas  $Q^2$  ( $Q^2 > 7 \text{ GeV}^2$ ). Chaque rangé correspond à un intervalle en  $y$  indiqué.

section 5.1), qui réduit aussi les corrections radiatives, notamment pour la méthode (e) à grand  $y$ .

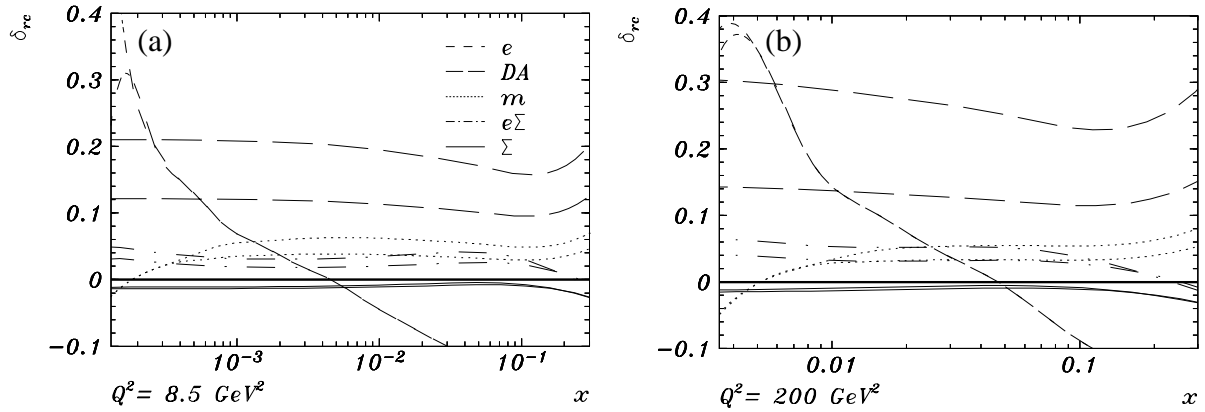


Figure 5.3: Les corrections radiatives à  $F_2$  (à l'exception de la contribution de la polarisation du vide) pour différentes méthodes de reconstruction cinématique avec une énergie minimale de l'électron diffusé de 4 GeV (courbe du haut) et de 8 GeV (courbe du bas) pour (a)  $Q^2 = 8.5 \text{ GeV}^2$  et (b)  $Q^2 = 200 \text{ GeV}^2$ .

La repondération peut être généralisée, en appliquant successivement des puissances du facteur  $r$  au calcul de  $y$  [162]. La méthode PT (cf tableau 5.1) a par exemple été utilisée par l'expérience ZEUS dans une de leurs mesures de fonctions de structure [12]. Le résultat de la repondération est montré sur la figure 5.4. Cette repondération a pour effet de faire tendre ces méthodes mixtes vers la méthode électron, ce qui conduit aux inconvénients de cette méthode (grandes corrections radiatives, et dégradation de la résolution à petit  $y$ )

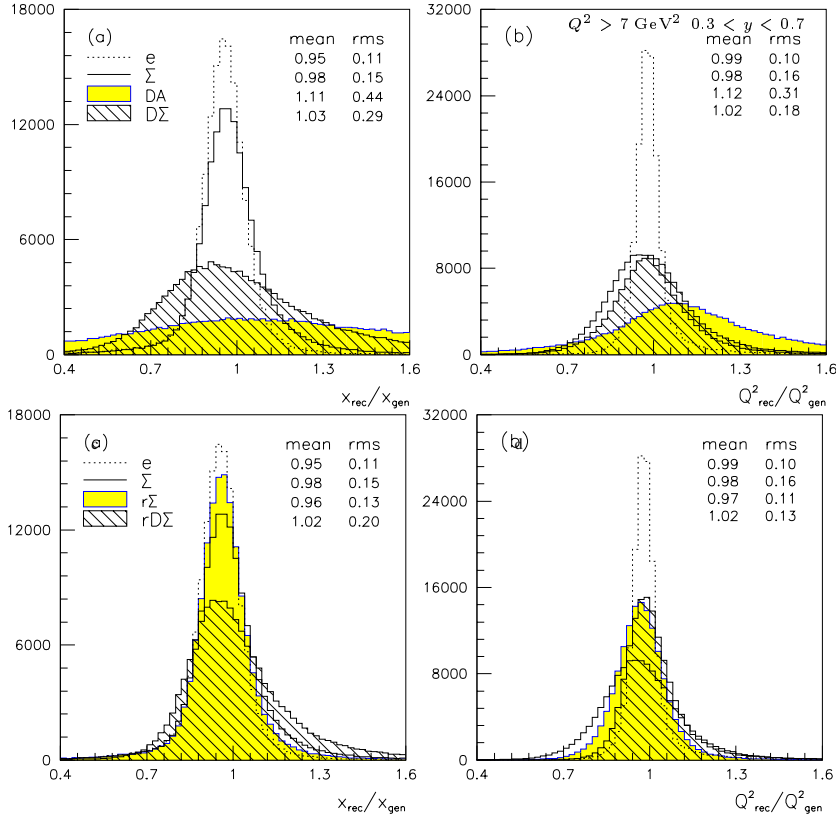


Figure 5.4: Les résolutions de  $x$  et  $Q^2$  pour des événements DIS simulés pour (a,b) les méthodes  $e$ ,  $\Sigma$ , DA et  $D\Sigma$ , et (c,d) pour les méthodes  $e$ ,  $\Sigma$  et les méthodes repondérées  $r\Sigma$  et  $rD\Sigma$ .

### 5.3 La déconvolution itérative

Plusieurs méthodes ont été développées pour déconvoluer des sections efficaces à partir du nombre d'événements mesurés ou plus généralement les quantités physiques à partir des observables expérimentales [163, 164]. La première mesure de  $F_2$  à HERA a été faite par la "méthode factorisée" car les erreurs étaient grandes étant donné la faible statistique initiale. Par la suite, une méthode plus précise, dite de "déconvolution itérative", a été utilisée qui est détaillée dans la suite.

La section efficace doublement différentielle  $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}$  est déterminée en un point donné  $(x_o, Q_o^2)$  par le nombre d'événements  $N_{\Delta}^D$  ("D" pour donnée) observés dans un intervalle  $\Delta$  en  $x$  et  $Q^2$

centré autour de  $(x_o, Q_o^2)$  normalisé à la luminosité intégrée  $\mathcal{L}^D$  et corrigé par l'acceptance  $T_\Delta^D$  qui dépend des coupures de sélection et de la réponse du détecteur :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{C_\Delta}{\mathcal{L}^D} \frac{N_\Delta^D}{T_\Delta^D} \quad (5.8)$$

$C_\Delta$  est le facteur de correction du nombre d'événements pour la taille de l'intervalle.

Les migrations d'un intervalle à l'autre induites par des effets de résolution devraient être traitées par une relation matricielle, où la section efficace est reliée à tous les intervalles par l'inverse de la la matrice  $T(ij)$ . Chaque élément  $(ij)$  de la matrice donne la probabilité qu'un événement originaire de l'intervalle  $i$  soit reconstruit dans l'intervalle  $j$ .

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{C_\Delta}{\mathcal{L}^D} \sum_j N_j^D T^{-1}(ij) \quad (5.9)$$

La matrice  $T$  peut être obtenue par la simulation d'un lot important de données, à condition que la simulation reproduise les effets de détecteur. L'inversion analytique de la matrice est non triviale à cause des instabilités numériques [164, 165, 166]. Une autre approche consiste à procéder par méthode itérative. Si la fonction de structure utilisée dans la simulation est proche de la fonction de structure mesurée et si  $T_\Delta^D = T_\Delta^S$  ("S" pour simulation) alors la section efficace "mesurée" et la section efficace simulée sont reliées par :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{N_\Delta^D}{\mathcal{L}^D} \frac{\mathcal{L}^S}{N_\Delta^S} \frac{d^2\sigma^S}{dx dQ^2} \quad (5.10)$$

A chaque itération la fonction de structure mesurée est paramétrisée et la nouvelle paramétrisation utilisée dans la prochaine simulation par pondération des événements simulés. Cette procédure itérative est valable dans les régions "mesurables", caractérisées par  $T_\Delta$  proche de 1.

Le nombre d'événements dans un intervalle  $\Delta$ , soustrait des événements de bruit de fond, est défini soit par la cinématique "vraie" des événements  $(\Delta, t)$  calculée au vertex hadronique, soit par la cinématique reconstruite  $(\Delta, r)$  et dépend des coupures de sélection. La matrice d'acceptance  $T_\Delta$  peut être exprimée comme :

$$T_\Delta = \frac{N_{\Delta,r}^c}{N_{\Delta,t}^c} = \epsilon_{\Delta,t} \cdot A_\Delta \quad \text{avec} \quad \epsilon_{\Delta,t} \equiv \frac{N_{\Delta,t}^c}{N_{\Delta,t}^c} \quad \text{et} \quad A_\Delta \equiv \frac{N_{\Delta,r}^c}{N_{\Delta,t}^c} \quad (5.11)$$

où  $(N_\Delta^c)$  est le nombre d'événements "après coupures" et  $N_\Delta$  celui des événements "avant coupures".  $\epsilon_{(\Delta,t)}$  caractérise l'"efficacité" des coupures dans l'intervalle  $\Delta$  et  $A_\Delta$  est l'"acceptance géométrique". L'acceptance géométrique pour un intervalle  $\Delta$  est définie comme le rapport entre le nombre d'événements reconstruits  $N_{(\Delta,r)}^c$  et le nombre d'événements "vrais"  $N_{(\Delta,t)}^c$  dans cet intervalle. Les coupures sont généralement optimisées afin d'avoir une bonne efficacité  $\epsilon_\Delta$ , mais la différence d'efficacité entre les données et la simulation doit être déterminée pour chaque coupure et prise en compte. Dans les mesures présentées, ces différences étaient généralement faibles et incluses dans l'erreur systématique.

Pour déterminer la région mesurable, il est nécessaire de décomposer l'acceptance géométrique  $A$  en pureté  $P$  et stabilité  $S$ , qui quantifient la migration des événements [131, 162]. Leur définition fait appel à un sous-ensemble d'événements désigné par  $N_{(\Delta,i)}^c \equiv N_{\Delta,t \cap \Delta,r}$ , qui appartiennent à  $et$  sont reconstruit dans l'intervalle  $(\Delta, i)$

$$A_\Delta = \frac{S_\Delta}{P_\Delta} \quad \text{avec} \quad S_\Delta \equiv \frac{N_{\Delta,i}^c}{N_{\Delta,t}^c} \quad \text{et} \quad P_\Delta \equiv \frac{N_{\Delta,i}^c}{N_{\Delta,r}^c} \quad (5.12)$$

La stabilité  $S_\Delta$  est définie comme la proportion d'événements originaux d'un intervalle qui sont également reconstruits dans cet intervalle : elle caractérise le nombre d'événements qui ont "émigré" à l'extérieur d'un intervalle  $\Delta$ . La pureté  $P_\Delta$  est définie comme le rapport des événements originaux d'un intervalle et reconstruits dans cet intervalle, divisé par le nombre total d'événements dans cet intervalle. La pureté est caractérisée par le nombre d'événements qui a "immigré" de l'extérieur dans l'intervalle  $\Delta$ .

Le domaine mesurable est défini empiriquement par une stabilité et une pureté de plus de 30% ce qui entraîne une acceptation  $A_\Delta$  de l'ordre de 1. Cette condition sur l'acceptation n'est pas suffisante pour définir le domaine mesurable, car elle peut être satisfaite même avec une stabilité et une pureté très faibles. L'acceptation, la stabilité et la pureté sont montrées pour  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$  dans la figure 5.5 pour les méthodes de reconstruction cinématique "électron", "Double-Angle" [146] et " $\Sigma$ " [160].

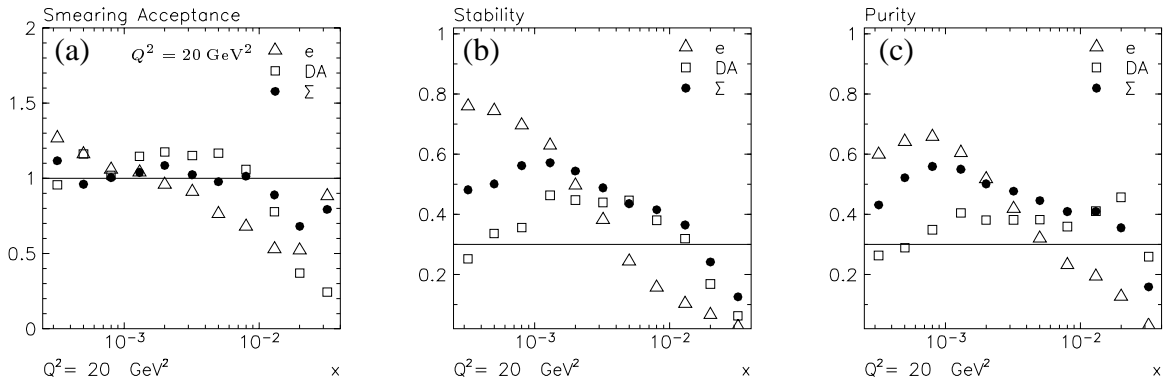


Figure 5.5: La comparaison pour trois méthode de reconstruction cinématique DIS de (a) l'acceptance, (b) la stabilité et (c) la pureté.

La stabilité a un comportement plus régulier que la pureté car elle reflète uniquement la résolution de  $x$  et  $Q^2$  et peut être améliorée en augmentant la taille des intervalles. La pureté subit par contre l'influence des événements dans d'autres intervalles. Bien que la taille des intervalles influence sa valeur, la pureté dépend aussi de la résolution des variables cinématique dans d'autres régions cinématiques, de la fonction de structure dans des régions non mesurables et des effets radiatifs. La pureté résultante pour différentes méthodes de reconstruction cinématique en intervalles de  $x$  et  $Q^2$  est montrée sur la figure 5.6.

Pour la détermination de l'acceptance, de la pureté et de la stabilité les programmes de simulation sont utilisés. Pour la déconvolution des fonctions de structures, le programme DJANGO [167] est généralement utilisée. DJANGO est basé sur les programmes HERACLES [168], qui calcule les processus  $ep$  au première ordre  $\mathcal{O}(\alpha)$  et tient ainsi compte des corrections radiatives photoniques, et LEPTO [169] pour la simulation de l'état final hadronique. Ces processus de rayonnement partoniques sont le mieux décrit à HERA par le modèle des "dipôles colorés" (Colour Dipole Model), et LEPTO fait appelle au programme ARIADNE [170] pour leur simulation, ainsi que au programme JETSET [171] pour la fragmentation hadronique selon le modèle "des cordes" de Lund.



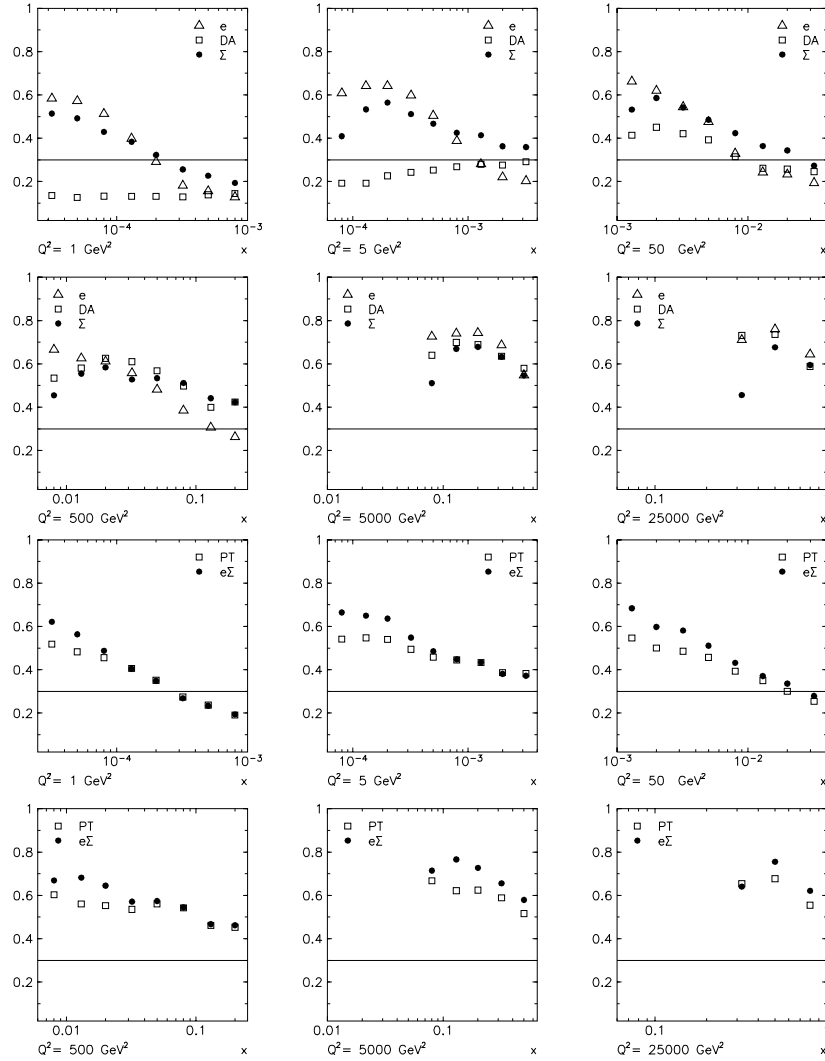


Figure 5.6: Des comparaisons de la pureté dans des intervalles de  $Q^2$  en fonction de  $x$  pour différentes méthodes de reconstruction cinématique.

## 5.4 La sélection des événements $t\bar{t}$

La signature des événements top dépend du mode de désintégration. Dans le Modèle Standard le top se désintègre en  $Wb$  dans la très grande majorité des cas. Les désintégrations leptoniques ou hadroniques des deux  $W$  produits par la paire  $t\bar{t}$  définissent les canaux d’analyse expérimentale : di-lepton ( $ee, e\mu, \mu\mu$ ) lepton+jets ou “jets”. La figure 5.7(a) montre les rapports des différentes mode de désintégration. Les bruits de fond sont plus élevés dans le canal jets, et plus faibles en mode di-lepton. Les rapports d’embranchement sont plus faibles en  $ee$  et  $\mu\mu$  ( $1/81$ ) et plus importants en jets. La présence d’un neutrino dans la désintégration leptonique du  $W$  rend la cinématique des événements  $t\bar{t}$  sous-contrainte dans le mode di-lepton et sur-contrainte dans le mode jets. Cependant dans ce dernier canal, l’erreur provenant de l’incertitude sur l’association exacte des différents jets aux particules initialement produites est élevée. Les premières analyses du Run II [172] se sont par conséquent focalisées sur les canaux di-lepton et lepton+jets et ici nous nous intéressons en particulier au canal  $e$ +jets. Une représentation d’un tel événement est montré dans la figure 5.7(b).

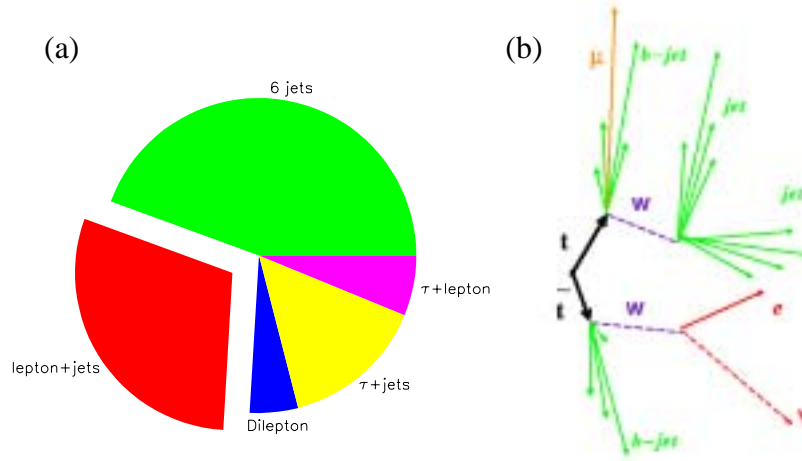


Figure 5.7: La désintégration du quark top : (a) les rapports des différentes modes de désintégrations des événements  $t\bar{t}$ , (b) une représentation de la désintégration d'une paire  $t\bar{t}$  en mode électron+jets avec une désintégration muonique d'un des quarks  $b$ .

La sélection des événements  $e$ +jets est basée sur l'identification d'un électron dans la partie centrale du détecteur avec une énergie transverse  $E_t > 20$  GeV, la présence d'un neutrino, signée par l'énergie transverse manquante  $\cancel{E}_t > 20$  GeV et au moins quatre (trois) jets avec un énergie transverse  $E_t > 15(20)$  GeV pour l'analyse topologique (étiquetage par des muons mous) Pour le neutrino et l'électron, issus de la désintégration du  $W$ , un écart entre leurs angles azimutaux  $\Delta\varphi$  supérieur à 0.5 est requise. Le bruit de fond principal des événements  $t\bar{t}$  provient des événements QCD multijet, et de la production  $W$  + jets. Afin d'améliorer le rapport signal/bruit, d'autres caractéristiques des événements top sont prises en compte. Deux voies d'analyse sont généralement poursuivies : le raffinement de la sélection des événements top par des contraintes topologiques supplémentaires ou par l'étiquetage des quarks  $b$ .

Les variables topologiques utilisées pour sélectionner les événements top au Run I [173] ont été l'acoplanarité  $\mathcal{A}(W + jets)$  et  $H_T \equiv \sum_{jets} E_T$  la somme de l'énergie transverse scalaire des jets. Une grande valeur l'acoplanarité caractérise les événements sphériques, tels que les événements  $t\bar{t}$ , contrairement à des événements où les jets sont issus de rayonnement de gluons.  $H_T$  est également plus importante pour des événements  $t\bar{t}$  où les jets sont issus de la désintégration d'un objet lourd et non pas des processus radiatifs. Les coupures utilisées lors de la première analyse  $t\bar{t}$  du Run II sont  $\mathcal{A}(W + jets) > 0.065$  et  $H_T > 180$  GeV. Les bosons  $W$  issus de la désintégration des événements top sont produits majoritairement au centre du détecteur, et une coupure  $|\eta(W)| < 2$  permet d'augmenter le rapport signal/bruit en réduisant minimalement l'acceptance.

Pour la sélection des événements étiquetés par un muon mou, les critères topologiques appliqués sont  $\mathcal{A}(W + jets) > 0.04$  et  $H_T > 110$  GeV. Un jet est étiqueté par un muon mou, lorsqu'un muon avec  $p_T$  supérieur à 4 GeV est identifié à faible distance de l'axe du jet vérifiant  $\Delta R < 0.5$  (figure 5.8a)

## 5.5 La détermination de la section efficace $t\bar{t}$

Afin d'extraire la contribution des événements  $t\bar{t}$ , une évaluation précise du bruit de fond, des événements QCD et des événements  $W$ +jets doit être faite [174]. Dans un premier temps, la

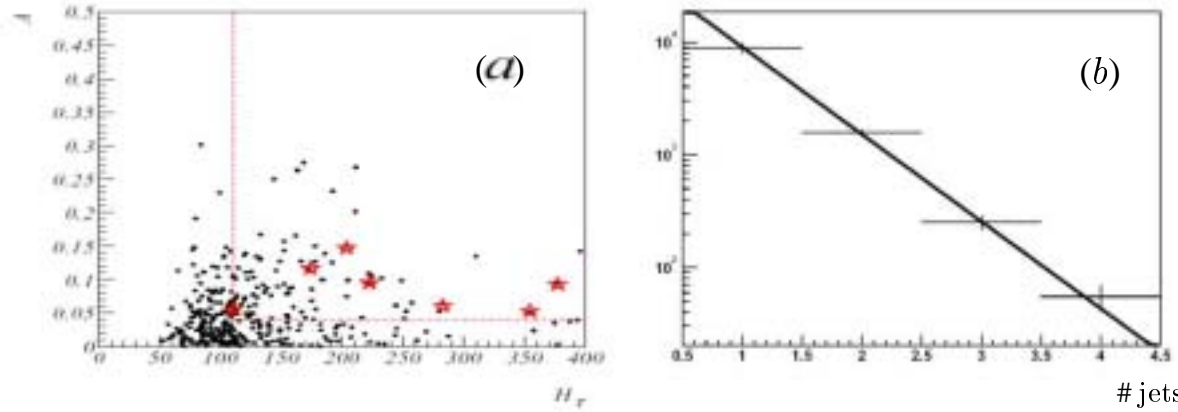


Figure 5.8: La sélection des événements  $t\bar{t}$  dans le canal  $e+\text{jets}$  pour les données 2003 de  $D\bar{O}$  : (a) l’acoplanarité vs.  $H_T$  pour les événements avec un étiquetage de muon mou, et (b) le “Berends scaling” pour l’analyse topologique.

contamination du lot d’événements du type “signal” ( $N^S$ ),  $W+\text{jets}$  et  $t\bar{t}$ , par des événements QCD ( $N^{QCD}$ ) est évaluée en utilisant la “méthode de la matrice”. Pour cela, deux lots d’événements sont sélectionnés, un lot d’événements ( $N^L$ ) avec une présélection “large” selon les critères définis ci-dessous (distincts dans le cas de l’analyse topologique et celle basé sur l’étiquetage) et un lot d’événements ( $N^T$ ) avec une sélection étroite, pour laquelle une trace associée à l’électron est requise. Les efficacités de sélection des événements QCD et des événements du type signal ( $N^S$ ) ont été déterminées sur un lot d’événements  $Z \rightarrow ee$  et corrigées par la simulation pour la différence en topologie. Le nombre d’événements du type signal ( $N^S$ ) est alors obtenu par les relations :

$$N^L = N^S + N^{QCD} \quad (5.13)$$

$$N^T = \epsilon_S N^S + \epsilon_{QCD} N^{QCD} \quad (5.14)$$

Le nombre d’événements  $t\bar{t}$  ( $N^{t\bar{t}}$ ) parmi les événements du type signal ( $N^S$ ) est déterminé en soustrayant le nombre d’événements  $W+\text{jets}$  ( $N^W$ ). Le bruit de fond des événements  $W+\text{jets}$  parmi les événements du type signal est évalué à partir de  $N^L$  en utilisant la loi d’échelle de Berends [175], qui prédit que pour les événements  $W+\text{jets}$ , le nombre d’événements varie exponentiellement avec le nombre minimal de jets requis. L’hypothèse de cette loi d’échelle est basée sur le spectre de rayonnement initial de gluons pour des événements  $W$  (figure 5.8b) Le facteur de proportionnalité  $\alpha$  dépend de l’énergie transverse minimale des jets et de l’acceptance en  $|\eta|$ . Ainsi le nombre d’événements  $W+\text{jets}$  et  $t\bar{t}$  pour une multiplicité de jets  $i$  est donnée par

$$N_i^S = N_1^W \times \alpha^{i-1} + f_i^{t\bar{t}} N^{t\bar{t}} \quad (5.15)$$

où  $N_1^W$  est le nombre d’événements  $W$  avec au moins un jet, et  $f_i^{t\bar{t}}$  la fraction d’événements  $t\bar{t}$  attendue avec au moins  $i$  jets, estimée à partir de la simulation.

Dans l’analyse topologique, les valeurs de  $\alpha$ ,  $N_1^W$  et  $N_i^{t\bar{t}}$  peuvent être obtenues à partir d’un ajustement de la distribution  $N^S$  pour  $i = 1, 2, 3, 4$ , mais seul le paramètre  $\alpha$  est utilisé pour obtenir le nombre d’événements  $W$  dans la topologie avec au moins quatre jets :  $N_4^W = N_1^W \times \alpha^3$ . La multiplicité des jets pour les événements  $W + t\bar{t}$  est biaisée par les critères de sélection des jets au niveau du déclenchement. Un facteur de correction ( $\eta_i$ ) pour chaque multiplicité peut être déterminé à partir d’un lot d’événements non-biaisés, sélectionnés sur

le seul critère de la présence d'un électron dans l'événement. L'efficacité de déclenchement est déterminée à partir de la simulation. Le nombre d'événements  $W+$  au moins quatre jets, sélectionné par le déclenchement est donné par  $\tilde{N}_4^W = \epsilon_{4j}^W N_4^W$ . Le nombre d'événement  $t\bar{t}$  est ensuite obtenu par :  $\tilde{N}^{t\bar{t}} = N_4^T - N_4^{QCD} - \tilde{N}_4^W$ .

L'analyse utilisant les critères d'étiquetage par les muons mous a une efficacité de sélection plus faible que celle de l'analyse topologique, mais avec une meilleur pureté. Ainsi le nombre d'événements top est déterminé à partir des événements avec au moins trois jets. Pour déterminer le bruit de fond des événements  $W+$ jets, deux lots de données sont utilisés, se composant des événements avec et sans étiquetage. La probabilité d'étiqueter un événement  $W+$ jets est déterminée à partir de la simulation en fonction de  $p_t$ ,  $\eta$  et  $\varphi$ . Le taux d'étiquetage moyen est obtenu en utilisant les fonctions de probabilité d'étiquetage sur les événements  $W+$ jets non-étiquetés. Cette valeur appliquée aux événements étiquetés donne le bruit de fond résiduel  $W+$ jets dans le lot d'événement étiqueté. Une dernière correction tenant compte du pourcentage des événements top parmi les événements  $W+$ jets non-étiquetés s'obtient par la formule suivante :

$$N^{t\bar{t}} = (N^{tag} - N^{QCD} - N^W)/(1 + k_{t\bar{t}}) \quad (5.16)$$

où  $k_{t\bar{t}}$  est le rapport de l'étiquetage moyen entre les événements  $W+$ jets et  $t\bar{t}$ .

La section efficace est ensuite calculée par  $\sigma = (N - B)/T \times \mathcal{L}$  où  $N$  est le nombre d'événements observés,  $B$  le nombre d'événements bruit de fond,  $\mathcal{L}$  la luminosité et  $T$ , l'acceptance.  $T = \epsilon_{trig} \cdot \epsilon_{pid} \cdot \epsilon_{sel} \cdot A \cdot Br$  où  $\epsilon_{trig/pid/sel}$  sont respectivement les efficacités de déclenchement, d'identification du lepton et de sélection,  $Br$  le rapport d'embranchement, et  $A$  l'acceptance géométrique.

Pour combiner les différents canaux mesurés, le maximum de vraisemblance est calculé en utilisant une statistique de Poisson. Avec l'hypothèse sur le nombre d'événements observés  $\tilde{N} = \sigma T + B$ , on définit la vraisemblance comme :

$$\mathcal{L}(\sigma, N, B, A) = \frac{\tilde{N}^N}{N!} e^{-\tilde{N}} \quad (5.17)$$

Pour la combinaison des différents canaux, le produit des vraisemblances de chaque canal est minimisé. Avec une statistique d'événements plus élevée, la section efficace peut être déterminée dans les différents canaux (lorsque leur sélection est orthogonale) par la somme de chacune des contributions :

$$\sigma(m_{t\bar{t}})_{t\bar{t}} = \frac{\sum_i N_i - \sum_j B_j}{\sum_i A(m_t)_i \cdot \mathcal{L}_i} \quad (5.18)$$

# Chapitre 6

## 1992 : premières observations à HERA

Les premières données produites par HERA ont permis de rechercher la signature des événements DIS et ainsi de vérifier le fonctionnement de base des détecteurs, des systèmes et des algorithmes de déclenchement et d'acquisition de données et des programmes de reconstruction.

Avec une luminosité intégrée de  $1.3 \text{ nb}^{-1}$ , une sélection de 148 événements DIS ayant un électron d'énergie  $E_e > 10 \text{ GeV}$  dans le calorimètre électromagnétique arrière a permis les premières mesures de sections efficaces simplement différentielles,  $d\sigma/dx$  et  $d\sigma/dQ^2$  [176].

### 6.1 La première mesure de $F_2$ à HERA

Le lot complet des données prises en 1992 correspond à une luminosité intégrée de  $\mathcal{L} = 22.5 \text{ nb}^{-1}$  et les premières mesures exploratoires de  $F_2$  à petit  $x$  ont été présentées [9]. La figure 6.1 montre les quatre intervalles de  $Q^2$  allant de  $8.5$  à  $60 \text{ GeV}^2$ , qui couvrent une région en  $x$  comprise entre  $1.8 \cdot 10^{-4}$  et  $1.3 \cdot 10^{-2}$ . La croissance de  $F_2$  à petit  $x$  a été observée et a été as-

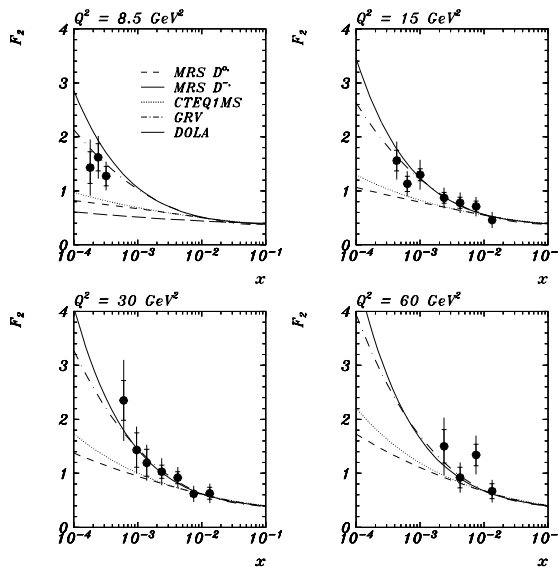


Figure 6.1: La première mesure de la fonction de structure  $F_2$  de H1 sur les données 1992.

sociée à l'augmentation de la densité de des quarks de la mer à bas  $x$  engendré par les processus de boson-gluon fusion et donc de l'augmentation de la densité de gluons. Une telle augmentation est compatible avec les prédictions de la QCD perturbative, bien que la pente différentielle ne soit pas fixée par la théorie et doive être obtenue par des ajustements QCD. Les différentes paramétrisation pré-HERA de  $F_2$ , montrées sur la figure 6.1, varient par leurs hypothèses sur une densité de gluon "molle", avec un comportement à petit  $x$  constant,  $xg(x) \propto x^0$  proche des prédictions basées sur la théorie de Regge, ou une densité de gluon "dure",  $xg(x) \propto x^{-\lambda}$  avec  $\lambda \sim 0.5$ , issues des prédictions des equations BFKL. Ce comportement à petit  $x$  a été contraint uniquement par des mesures de NMC [60] pour des valeurs de  $x$  supérieurs à  $3 \cdot 10^{-2}$  et les valeurs de  $F_2$  mesurés à HERA ont établie une compatibilité de  $F_2$  avec une densité de gluons élevée à petit  $x$ . Une mesure préliminaire est également présentée dans deux intervalles à grand  $Q^2$  [177, 178], à 240 GeV et 720 GeV, où les électrons diffusés sont détectés dans le calorimètre à Argon liquide.

C'est à partir de la violation d'échelle que la densité des gluons peut être déterminée par des ajustement QCD [179]. La figure 6.2 montre  $F_2$  en fonction de  $Q^2$  pour différentes valeurs de  $x$ . La méthode de Prytz [180] a été utilisée pour extraire la densité de gluons : dans les limites de la précision de la mesure, la dépendance de  $F_2$  en fonction de  $\log Q^2$  est linéaire et la densité de gluons peut être déterminée au LO à partir des dérivées partielles  $\partial F_2 / \partial \log Q^2$  :

$$\frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{10}{27} \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi} \cdot xg(x) \quad (6.1)$$

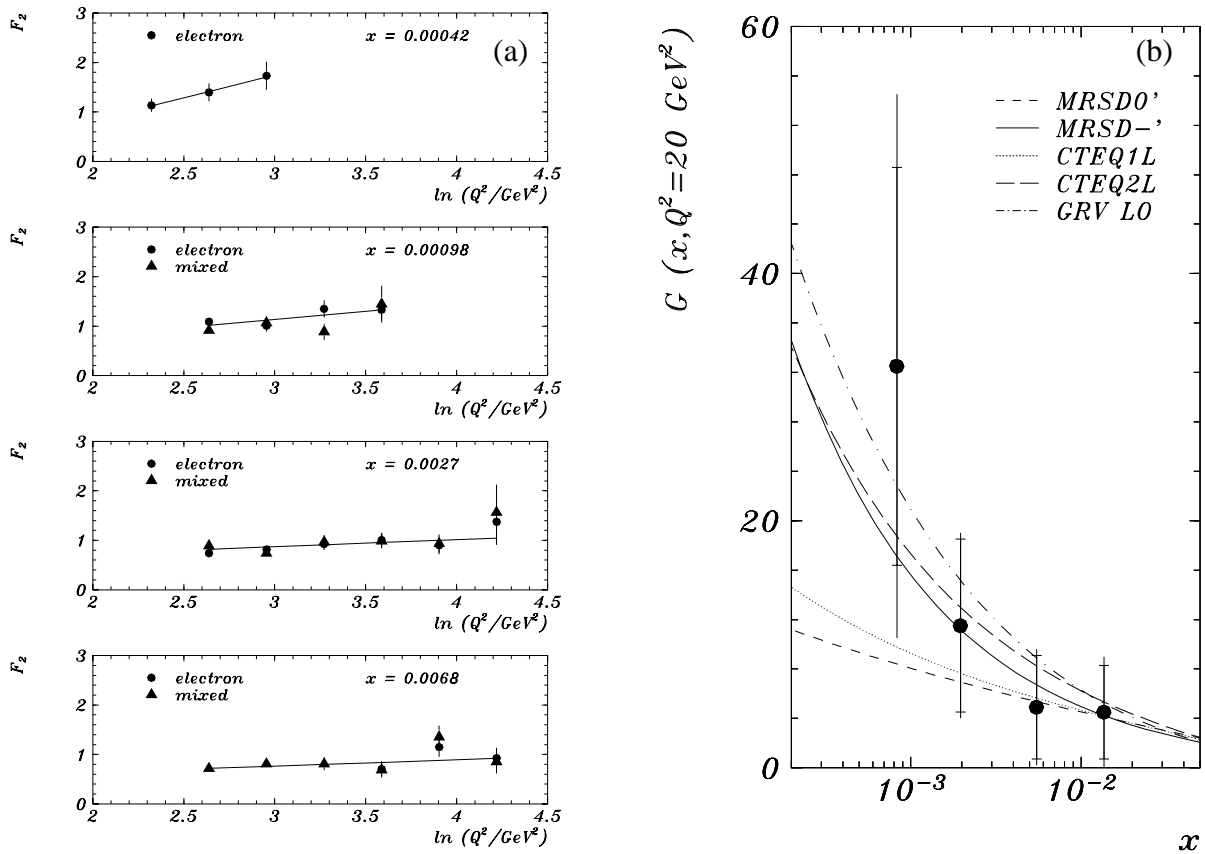


Figure 6.2: La première extraction de la densité de gluons de H1 selon la méthode de Prytz à partir de (a) l'observation de la violation d'échelle de  $F_2$ , et (b) la comparaison avec différentes paramétrisations.

Appliqué à différentes paramétrisations, cette relation est correcte à 20%. Lorsque les quarks de la mer sont négligés, la densité de gluons est réduite d'environ 10%. La densité de gluons obtenue est montrée dans la figure 6.2. Pour le calcul de la densité de gluons, on suppose une valeur de  $\alpha_S$  égale à 0.24, ce qui correspond au LO à  $\lambda_{QCD} = 200 MeV$  pour quatre saveurs de quarks actifs. Un ajustement de la densité de gluons de la forme  $\alpha x^\beta$  donne  $\beta = -0.81 \pm 0.42(\text{stat}) \pm 0.32(\text{syst.})_{-0}^{+0.12}(\text{theo.})$ , ce qui est compatible avec une densité de gluon prévue par les calculs de BFKL [46] avec  $\beta = -12\alpha_S \log(2/\pi) \simeq -0.64$ .

## 6.2 L'état final hadronique

Dans le modèle des partons, les événements DIS se résument à la diffusion d'un lepton sur un quark du proton, ce qui a pour résultat un état final hadronique avec un jet d'interaction et un jet spectateur (figure 6.3) Au 1<sup>er</sup> ordre en  $\alpha_S$ , s'y rajoutent les processus de fusion boson-gluon et de rayonnement initial et final de gluon. Aux ordres plus élevés le processus dominant est le rayonnement de gluons qui doit être modélisé afin de décrire correctement l'état final hadronique.

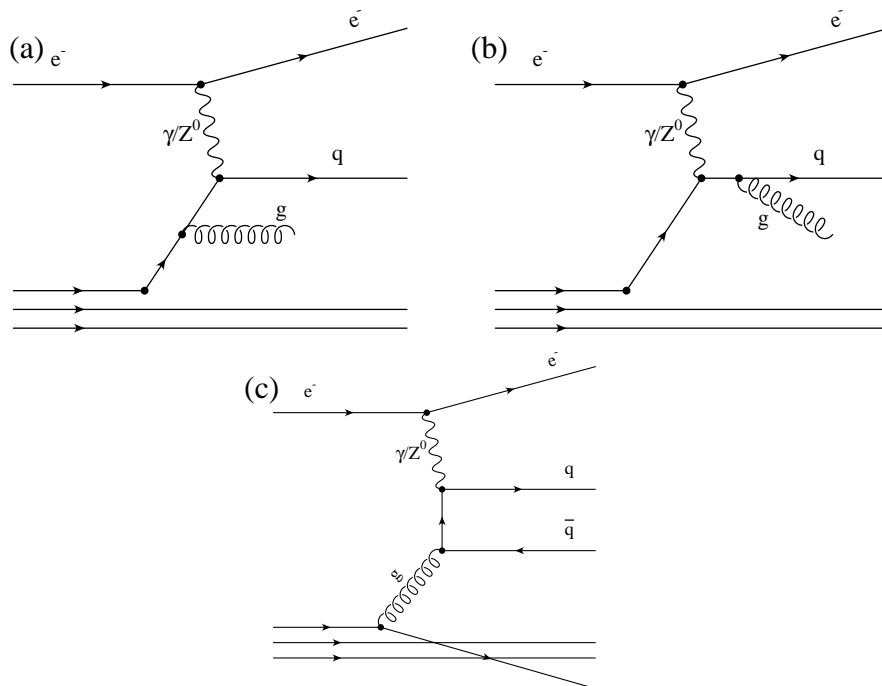


Figure 6.3: Les diagrammes des processus DIS au 1<sup>er</sup> ordre en  $\alpha_S$  : le rayonnement de gluon (a) initial et (b) final (QCD Compton) et (c) la fusion boson-gluon.

## 6.3 Modèles de l'état final hadronique

La comparaison de l'état final hadronique avec des modèles de rayonnement de partons a été une des premières études faites à HERA. Les différents modèles étudiés sont le modèle des

cascades partoniques [181] (“Parton Shower”, PS) qui est une implémentation au LO de rayonnements successifs de gluons divisés dans une cascade initiale et une cascade finale. La cascade initiale est du genre espace, la cascade finale du genre temps, avec respectivement une virtualité augmentant/diminuant ordonnée en moment transverse  $k_t$  du parton émetteur. La virtualité maximale du parton émetteur est un des paramètres libres de ce modèle, les choix étudiés s’étendant entre  $Q^2$  et  $W^2$  de l’interaction dure. Le modèle ME+PS [182] combine le calcul exact de l’élément de matrice au premier ordre de  $\alpha_S$  avec des cascades de partons. Une autre approche a été prise dans le modèle des dipôles de couleur [170] (“Colour Dipole Model”, CDM) qui ne distingue pas le rayonnement initial et final, et conduit à un rayonnement où les partons émis ne sont pas ordonnés selon leur virtualité.

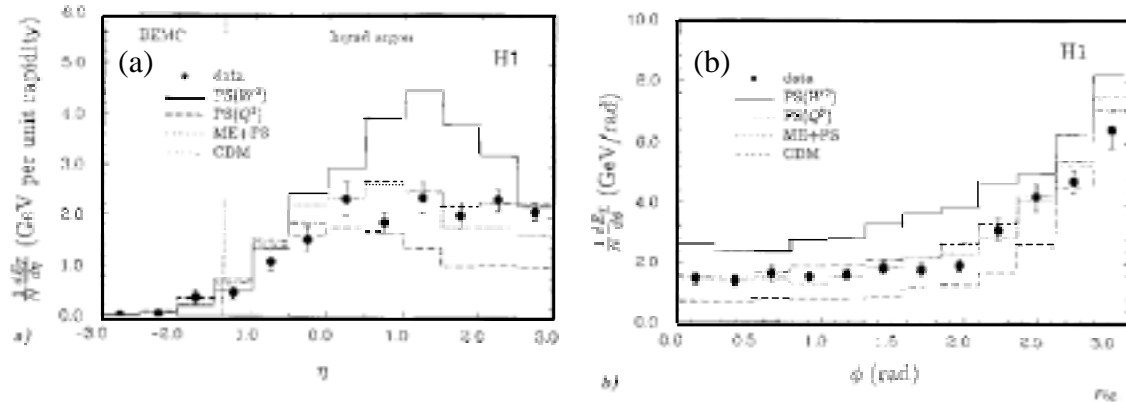


Figure 6.4: L’énergie transverse de l’état final hadronique (a) en fonction de  $\eta$ , et en fonction de  $\varphi$  (b) mesurée dans les données de 1992, comparée à différents modèles de rayonnement de partons.

La comparaison de ces modèles avec les données de 1992 [183] est montrée sur la figure 6.4. Les 88 événements DIS sélectionnés sont dans un domaine de  $Q^2$  compris entre 5 et 70  $\text{GeV}^2$  et  $x$  compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-2}$ . Dans la région de  $\eta$  entre 0.0 et 3.0 le spectre de  $E_T$  de l’énergie mesurée dans l’état final hadronique a un plateau de 2 GeV par unité de rapidité et décroît vers l’arrière du détecteur. Un tel comportement est bien décrit par le modèle CDM. De même pour la distribution de  $E_T$  en fonction de  $\varphi$ , qui est l’angle azimutal pris par rapport à l’électron diffusé. Dans cette distribution on observe clairement la présence du jet d’interaction avec le maximum de  $E_T$  à l’opposé de l’électron diffusé.

Des mesures ultérieures sur un nombre d’événements plus important [184] ont permis de caractériser en détail l’évolution de l’état final hadronique sur différentes régions du domaine cinématique. L’étude de l’état final hadronique dans le référentiel du centre de masse hadronique s’est avéré particulièrement utile, car il permet de diviser la région du résidu du proton et du jet d’interaction. La comparaison détaillée des mesures de flot d’énergie transverse a permis d’affiner la description de l’état final hadronique par les modèles utilisés dans la simulation des événements DIS. Un exemple de la précision atteinte est présenté dans la figure 6.5, qui montre la distribution de l’énergie transverse avec un comportement en “plateau” à bas  $Q^2$  et avec un jet d’interaction plus prononcé lorsque  $Q^2$  augmente.



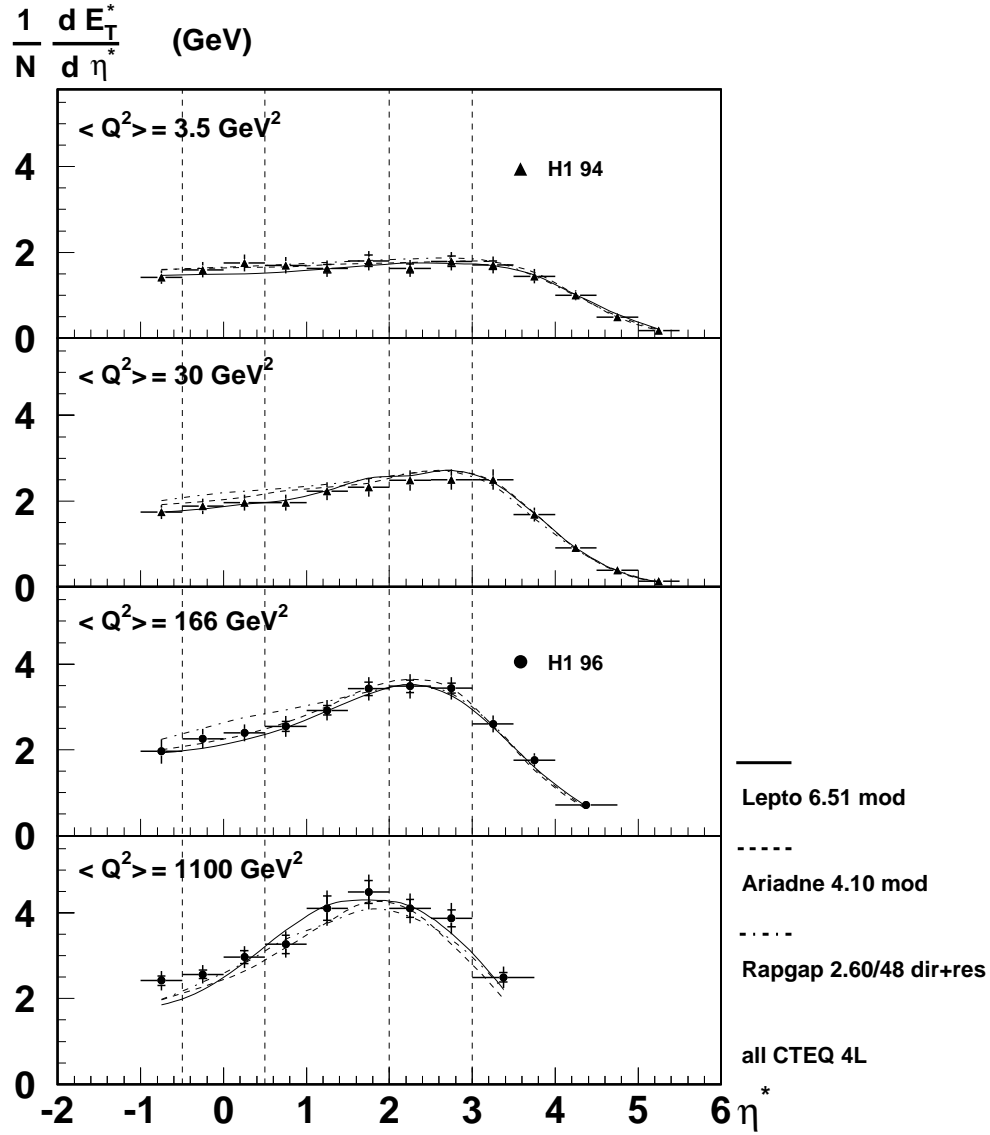


Figure 6.5: L'énergie transverse de l'état final hadronique dans différentes régions de  $Q^2$  pour  $\langle W \rangle \simeq 185 \text{ GeV}$  mesuré avec les données de 1994 et 1996 et comparé à différents modèles.

# Chapitre 7

## 1993 : la croissance de $F_2$ à petit $x$

Pendant la prise de données en 1993, une luminosité intégrée de  $\mathcal{L} = 271 \text{ nb}^{-1}$  a été accumulée. Avec un facteur 10 de données supplémentaires, la mesure de  $F_2$  a ainsi pu être publiée sur tout le domaine cinématique [16], pour  $Q^2$  compris entre 4.5 et 1600  $\text{GeV}^2$  et  $x$  compris entre  $1.8 \cdot 10^{-4}$  et  $1.3 \cdot 10^{-1}$ . Cette augmentation de statistique a permis en particulier une première mesure précise de  $F_2$  à  $Q^2$  supérieur à 100  $\text{GeV}^2$  et d'établir sans conteste la croissance de  $F_2$  à petit  $x$ .

En 1993 de nouvelles techniques expérimentales et d'analyse ont été explorées : les premières données avec le vertex d'interaction déplacé de 70 cm dans la direction du faisceau de proton ont donné accès à la région cinématique de  $Q^2$  entre 5 et 10  $\text{GeV}^2$  et à  $x$  inférieur à 0.001. Le domaine cinématique a été également étendu à bas  $y$  de l'ordre de 0.01 et fait la jonction avec les expériences sur cible fixe (figure 7.1) grâce à l'utilisation de la méthode  $\Sigma$  [160] pour la reconstruction des variables cinématiques. Pour les résultats finals, la méthode électron [185] est utilisée pour  $y$  supérieur à 0.15 et la méthode  $\Sigma$  par ailleurs. Une meilleure description des données par la simulation a permis la mesure de  $F_2$  par la méthode de la déconvolution itérative, alors que la méthode factorisée avait été utilisée sur les données de 1992.

Les erreurs statistiques et systématiques sont typiquement de l'ordre de 10%. L'erreur principale, l'incertitude sur l'échelle d'énergie électromagnétique, est déterminée avec une précision statistique de 1% et systématique de 1.7% grâce à calibration du BEMC avec la méthode du pic cinématique pour des électrons diffusés ayant une énergie entre 22 et 28  $\text{GeV}$ .

### 7.1 La section efficace $\gamma^*p$

La section efficace réduite  $\gamma^*p$  est reliée à bas  $Q^2$  à la fonction de structure  $F_2$  par un simple facteur cinématique :

$$\sigma_{tot} \simeq \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(W, Q^2) \quad (7.1)$$

lorsque l'influence de l'échange de  $Z$  peut être négligé. Ici,  $F_2$  est exprimé en fonction de la masse invariante hadronique, qui correspond à la masse du système  $\gamma^*p$   $W \simeq \sqrt{Q^2/x} \simeq \sqrt{sy}$  et la croissance de  $F_2$  en fonction de  $x$  se traduit donc directement par la croissance de  $F_2$  avec  $W$ . La figure 7.2 montre cette dépendance de  $\sigma$  pour des intervalles de  $F_2$  mesurés avec

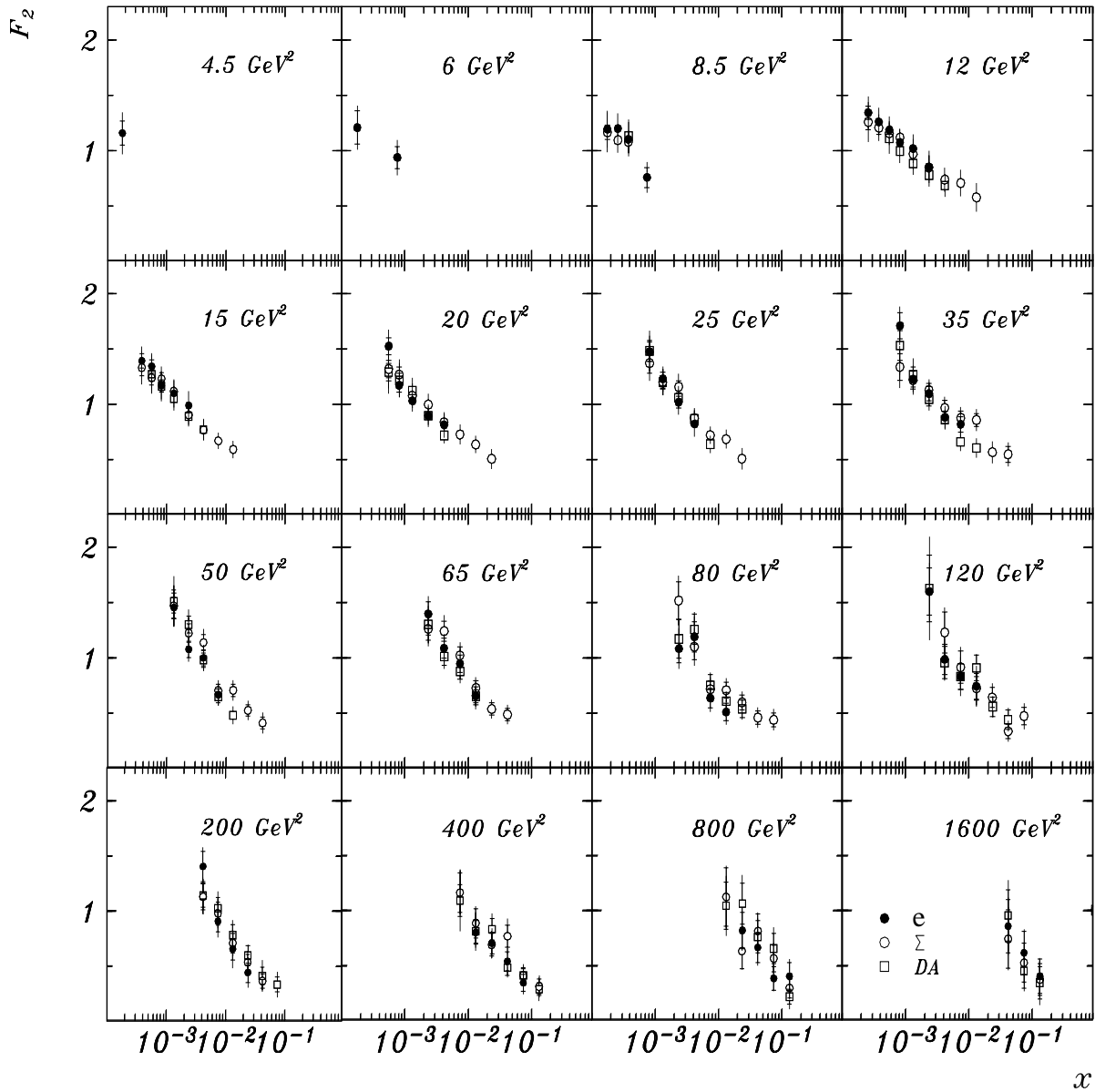


Figure 7.1: Mesure de la fonction de structure  $F_2$  avec les données de 1993, en comparaison les résultats obtenus par des méthodes de reconstruction cinématique  $e$ ,  $\Sigma$  et DA.

grande précision avec  $Q^2$  entre 8.5 et 35  $\text{GeV}^2$ . Pour les valeurs de  $W$  inférieure à 130 GeV tout les mesures sont contenues dans une bande étroite de  $F_2$  et peuvent être reproduit par un ajustement linéaire ( $F_2(W, Q^2) = 0.0058W/\text{GeV} + 0.42$ )

Pour des valeurs de  $W$  supérieur à 130 GeV,  $F_2$  semble dévier systématiquement de cet ajustement pour des valeurs de  $Q^2$  inférieur à 20  $\text{GeV}^2$ .

Comparée à des expériences de photo-production ou de DIS à plus basse énergie, l'augmentation de  $F_2$  en fonction de  $W$  est plus forte que celle observée entre 20 et 200  $\text{GeV}^2$ . Ceci confirme qu'une augmentation plus forte de  $\sigma$  est attendue pour la diffusion des particules virtuelles par rapport à l'échange de photons réels [186, 187].

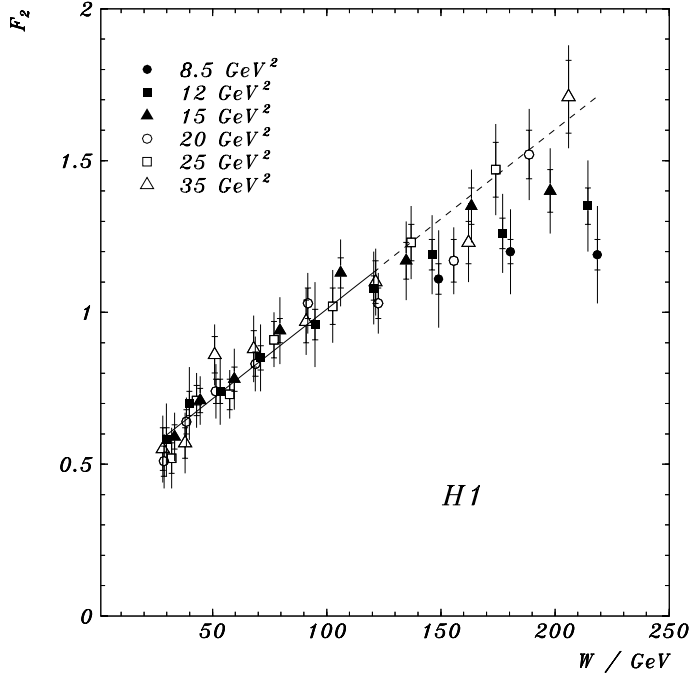


Figure 7.2: Fonction de structure  $F_2$  en fonction de la masse invariante hadronique  $W$ .

## 7.2 L'invariance d'échelle doublement logarithmique

La QCD perturbative prédit un comportement d'invariance d'échelle doublement logarithmique de  $F_2$  à grand  $Q^2$  et petit  $x$  dans les variables

$$\sigma \equiv \sqrt{\log(x_0/x) \cdot \log(t/t_0)}, \quad \rho \equiv \sqrt{\frac{\log(x_0/x)}{\log(t/t_0)}} \quad (7.2)$$

avec  $t \equiv \log(Q^2/\lambda)$ . Cette invariance est dérivée à partir du comportement asymptotique de  $F_2(x, Q^2)$  à petit  $x$ , qui résulte de la solution exacte des équations DLGAP, lorsque la contribution de quarks de la mer est négligée et qui est basée sur l'hypothèse que la croissance de  $F_2$  est engendrée par la boson-gluon fusion. Ce comportement asymptotique de  $F_2$  peut être décrit [188, 189] par :

$$F_2(\sigma, \rho) \sim f\left(\frac{\gamma}{\rho}\right) \frac{\gamma}{\rho} \frac{1}{\sqrt{\gamma\sigma}} \exp\left[2\gamma\sigma - \delta\frac{\sigma}{\rho}\right] \times \left[1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\sigma}\right)\right] \quad (7.3)$$

La fonction  $f$  dépend de la distribution initiale et tend vers 1 dans la limite asymptotique,  $\gamma \equiv 2\sqrt{N_C/\beta_0}$ , où  $\beta_0 = \frac{11}{3}N_C - \frac{2}{3}n_f$  est le coefficient au LO des équations de renormalisation et  $\delta \equiv (11 + 2n_f/27)/\beta_0 = 1.36$  pour quatre saveurs actives et trois couleurs.

Afin d'enlever le comportement asymptotique sous-jacent, les valeurs de  $F_2$  mesurées sont multipliées par le fonction  $R'_F$  avec

$$R'_F(\sigma, \rho) = 8.1 \exp\left(\delta\frac{\sigma}{\rho} + \frac{1}{2}\log(\gamma\sigma) + \log\left(\frac{\rho}{\gamma}\right)\right) \quad (7.4)$$

et les conditions aux limites suivantes ont été prises:  $x_0 = 0.1$ ,  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  et  $\Lambda_{LO}^{(4)} = 185 \text{ MeV}$ .

Dans le cadre de l'invariance d'échelle doublement logarithmique,  $\log(R'_F F_2)$  devrait croître linéairement en  $\sigma$  et en multipliant  $F_2$  par  $R_F \equiv R'_F e^{-2\gamma\sigma}$  la fonction de structure  $F_2$  devrait avoir un comportement scalaire aussi bien en  $\sigma$  qu'en  $\rho$  dans la région asymptotique de  $f$ . A partir d'un comportement doublement logarithmique, une détermination de  $\alpha_S$  peut être faite [190].

La figure 7.3 montre la distribution de  $\log R'_F F_2$  en fonction de  $\sigma$  et la distribution de  $R_F F_2$  en fonction de  $\rho$  [191]. En effet, un comportement scalaire de  $\rho$  peut être observé pour  $\rho$  supérieur à 1.2. Le comportement linéaire de  $\log R'_F F_2$  en fonction de  $\sigma$  est montré pour les données où  $\rho$  est supérieur à  $\sqrt{1.5}$ . A partir d'un ajustement linéaire, on détermine une pente de  $2.2 \pm 0.04 \pm 0.01$  pour une valeur attendue de  $2\gamma = 2.4$  avec  $n_f = 4$ .

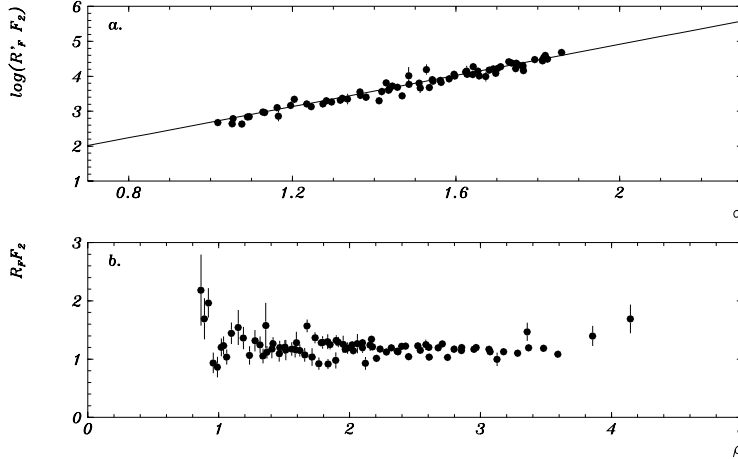


Figure 7.3: L'invariance d'échelle doublement logarithmique des données 1993. La fonction de structure (a) repondérée par  $R'$  en fonction de  $\sigma$  et (b) repondérée par  $R$  en fonction de  $\rho$ .

### 7.3 Ajustements QCD

Avec la mesure de  $F_2$  sur les données de 1993, des ajustements QCD en LO et NLO ont été faits, en utilisant deux programmes différents [55, 192]. Les densités de partons sont paramétrisées comme :

$$xq_{NS}(x, Q_0^2) = A_{NS}x^{B_{NS}}(1-x)^{C_{NS}}(1+D_{NS}x) \quad (7.5)$$

$$xq_S(x, Q_0^2) = A_Sx^{B_S}(1-x)^{C_S}(1+D_Sx) \quad (7.6)$$

$$xg(x, Q_0^2) = A_gx^{B_g}(1-x)^{C_g} \quad (7.7)$$

avec  $q_S = u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}$  et  $q_{NS} = u + \bar{u} - q_S/3$ . Comme seules des données  $ep$  sont utilisées dans cet ajustement, la fraction du moment portée par le gluon est fixé à 0.44 à  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$  [193]. La valeur de  $A_S$  est fixée par la règle de somme sur les moments  $\int_0^1 [xg(x) + xq_S(x)]dx = 1$ . Les contributions des saveurs lourdes ( $c, b$ ) sont engendrées dynamiquement par la fusion boson-gluon selon la prescription de [51] et étendue au NLO [52] avec  $m_c = 1.5 \text{ GeV}^2$ . On constate que la contribution des  $b$  est négligeable. Lors de l'ajustement, la valeur de  $\alpha_S(Q^2)$  évolue selon les prescriptions de la QCD.

Afin de contraindre l’ajustement à grand  $x$ , des mesures de  $F_2$  sur protons de BCDMS [58] et NMC [60] sont également utilisées. Cependant, toutes les données avec  $Q^2$  inférieur à 4 GeV<sup>2</sup> et  $x$  inférieur à 0.5 ainsi que  $Q^2$  inférieur à 15 GeV<sup>2</sup> et  $x$  supérieur à 0.5 sont exclues de l’ajustement pour pouvoir négliger les corrections liées à la masse des atomes de la cible et les effets de “higher twist”.

Les paramètres obtenus pour les PDF sont donnés dans la table 7.1. Le nombres de points mesurés, les  $\chi^2$  et les normalisations obtenus pour chaque expérience sont donnés dans la table 7.2. La normalisation de chacune des expériences peut varier lors de l’ajustement, à l’intérieur des erreurs données par les expériences, et sont indiquées dans la dernière ligne de la table. Pour cet ajustement une valeur de  $\Lambda_{\overline{MS}}^{(4)} = 225$  MeV est obtenue, compatible avec d’autres analyses.

$PDF$	$A_{PDF}$	$B_{PDF}$	$C_{PDF}$	$D_{PDF}$
$NS$	1.14	0.65	4.66	8.68
$S$	1.15	-0.11	3.10	3.12
$g$	1.86	-0.22	7.12	

Tableau 7.1: Les paramètres des PDF obtenue de l’ajustement QCD NLO.

Expérience	H1	BCDMS	NMC-90	NMC-280	Total
data points	93	174	34	53	354
$\chi^2(stat)$	129	192	55	127	509
normalisation	0.93	0.97	1.00	1.01	
erreur sur norm.	4.5%	3%	1.6%	2.6%	

Tableau 7.2: Le résultat de l’ajustement QCD NLO.

Le résultat de l’ajustement est montré figure 7.4 et comparé aux résultats. Habituellement, la croissance en  $x$  de la densité singlet et gluons est supposée être identique. Un ajustement prenant cette hypothèse en compte donne  $B_g = B_S = B = 0.14$  avec un  $\chi^2$  qui augmente de 3 unités. Ceci provient principalement des mesures aux plus bas  $x$  qui ont une valeur plus basse que celle attendue par l’ajustement sur l’ensemble des données.

## 7.4 La comparaison DGLAP-BFKL

Au delà des équations DGLAP et dans le cadre de la QCD perturbative, les équations BFKL [46] décrivent l’évolution des gluons dans la limite des petits  $x$  en tenant compte des termes en  $\log(1/x)$ . Afin de tester si un possible comportement BFKL serait visible dans les données de  $F_2$ , un ajustement combiné DGLAP-BFKL a été implémenté. Pour cet ajustement une évolution DGLAP [45] en LO pour les densité de parton à  $x > x_0$  et une densité de gluon de BFKL pour  $x < x_0$  est utilisée, en calculant la contribution singlet à partir de l’évolution DGLAP, mais en utilisant la densité de gluon issue d’une évolution BFKL [55].  $x_0$  est un paramètre libre de l’ajustement. Le meilleur ajustement est trouvé pour  $x_0 = 10^{-2}$ .

La figure 7.5 montre la comparaison entre le fit DGLAP avec un  $\chi^2 = 557$  et l’ajustement DGLAP-BFKL avec un  $\chi^2 = 550$ . En conséquence, ces mesures de  $F_2$  ne permettent pas de faire un choix définitif entre les 2 scénarios.

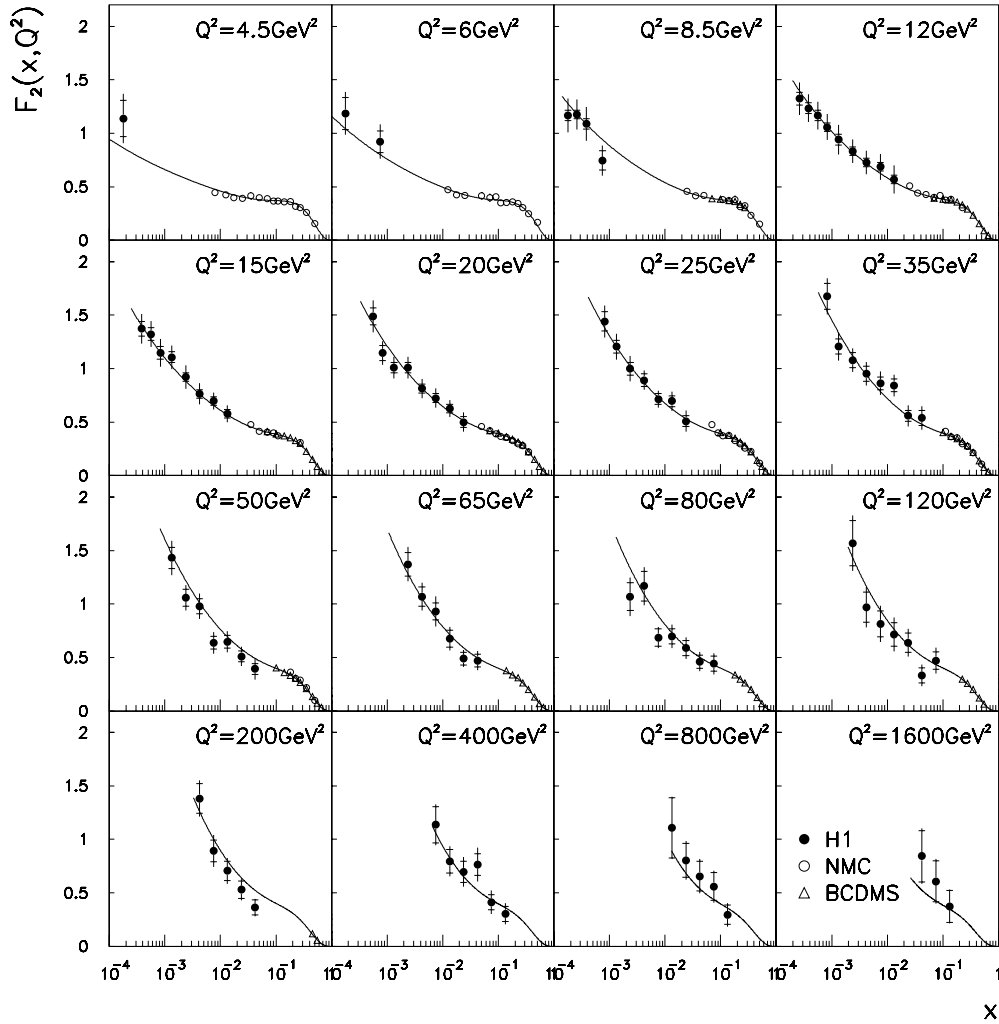


Figure 7.4: Mesure de la fonction de structure  $F_2$  avec les données de 1993 comparé à l'ajustement QCD NLO.

## 7.5 La densité de gluons

La densité de gluons, obtenue dans l'ajustement NLO est montrée figure 7.6 pour  $Q^2$  égal à  $20 \text{ GeV}^2$ . Pour déterminer la marge d'erreur, 26 différentes sources d'erreurs systématiques ainsi que leurs corrélations sont prises en compte. Comparée à la contribution des autres densités de partons, la croissance de  $F_2$  à petit  $x$  peut être attribuée sans ambiguïté à l'augmentation de la densité de gluons. Un calcul naïf de la limite où une densité uniforme de gluons sature le proton [194] donne  $xg(x) \simeq 6 \cdot Q^2$  où  $Q^2$  est en  $\text{GeV}^2$ . La densité à  $x$  égal à  $10^{-4}$  et  $Q^2$  égale à  $20 \text{ GeV}^2$  est encore bien au-dessus de cette limite. Ces effets de saturation ne devraient donc jouer un rôle que si la densité de gluons aura de fortes variations locales. La densité de gluons extraite avec un ajustement au LO est compatible avec le résultat obtenu par la méthode de Prytz utilisé sur les données 1992, mais plus importante que lors d'un ajustement au NLO. La densité de gluons de l'ajustement LO-DGLAP-BFKL excède encore le résultat LO, en particulier à bas  $x$ , bien que ces extractions ne soient pas directement compatibles par leurs cadres théoriques distincts.

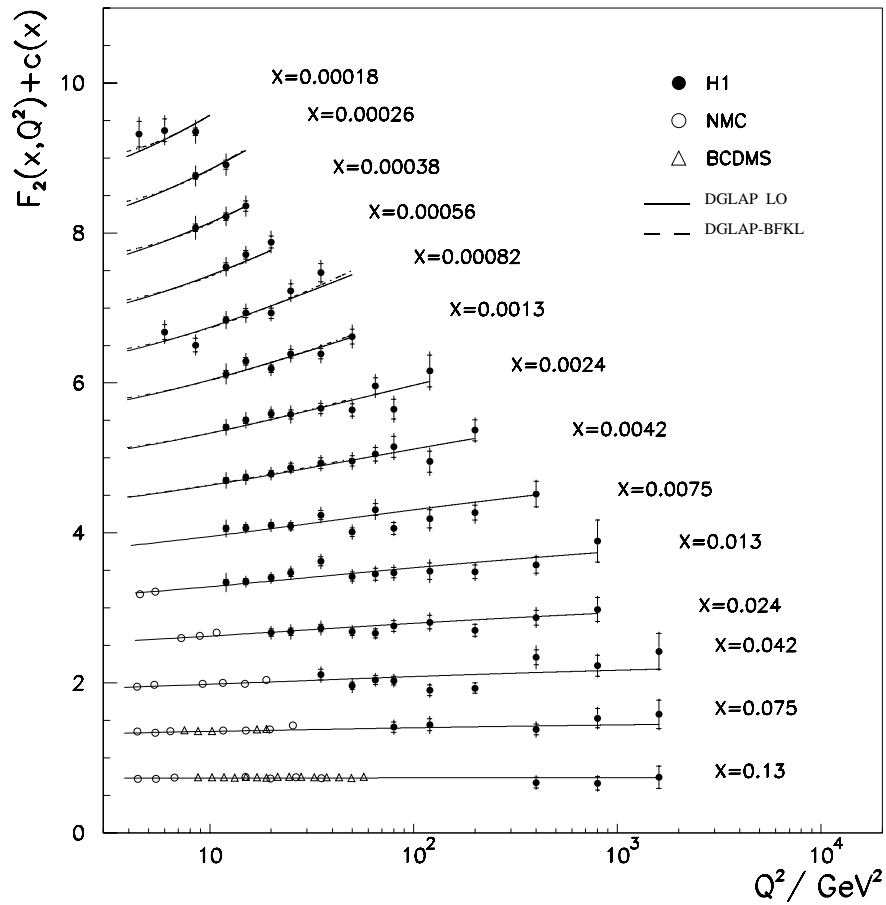


Figure 7.5: Fonction de structure  $F_2$  en fonction du moment de transfert  $Q^2$  comparé à l'ajustement QCD LO et DGLAP-BFKL.

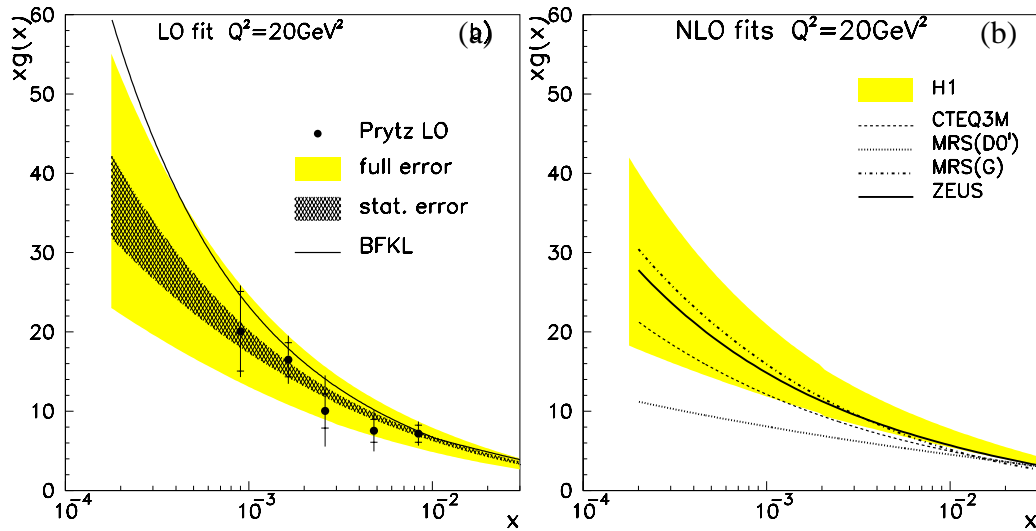


Figure 7.6: Densité de gluons extraite (a) par ajustement QCD LO et par la méthode de Prytz et (b) par ajustement QCD NLO comparée à différents paramétrisations.



# Chapitre 8

## 1994 : la première mesure de précision

Lors de la prise de données 1994 une luminosité intégrée de  $\mathcal{L} = 2.7 \text{ pb}^{-1}$  a été accumulée, ce qui a permis une première mesure de précision de  $F_2$  [11] à moyen  $Q^2$  et une extension significative du domaine cinématique en  $Q^2$  compris entre 1.5 et 5000  $\text{GeV}^2$  et en  $x$  compris entre  $3 \cdot 10^{-5}$  et  $3.2 \cdot 10^{-1}$ . Pour l'analyse, différents lots de données ont été utilisés : des données prises avec le vertex en position nominale à haute statistique où l'électron est diffusé dans le BEMC et qui couvre le domaine en  $Q^2$  entre 8.5 et 120  $\text{GeV}^2$ , et dans le calorimètre à Argon liquide pour  $Q^2$  compris entre 120 et 5000  $\text{GeV}^2$  et des données avec un vertex déplacé, soit par la machine, soit par l'utilisation des paquets satellites du faisceau d'électrons pour des valeurs de  $Q^2$  comprise entre 1.5  $\text{GeV}^2$  et 6.5  $\text{GeV}^2$ . Le résultat est montré figure 8.1, qui montre les valeurs de  $F_2$  en fonction de  $x$  pour les intervalles en  $Q^2$  avec une erreur totale comprise typiquement entre 5 et 10%. La meilleure précision de cette mesure reflète l'augmentation de la statistique du lot d'événement et une diminution des incertitudes systématiques.

### 8.1 La région à très bas $Q^2$

Les données à vertex déplacé permettent en particulier d'accéder à la région à très bas  $Q^2$  et petit  $x$ . Pour mesurer  $F_2$  dans ce domaine de  $Q^2$  mais à plus grand  $x$ , des événements radiatifs ont été utilisés.

Les événements DIS avec un rayonnement QED initial, peuvent être interprétés comme des événements DIS avec une énergie d'électron incident réduite, lorsque le photon rayonné est détecté. On se sert du détecteur d'étiquetage de photon qui est normalement utilisé pour la mesure de la luminosité avec les événements de type Bethe-Heitler, pour étiqueter des photons émis colinéairement à l'électron incident avec des énergies  $E_\gamma > 4 \text{ GeV}$ , dans des événements DIS.

Un lot d'environ 8200 événements radiatifs a été sélectionné dans les données de 1994 pour une mesure de  $F_2$  faite avec  $Q^2$  entre 1.5 et 3.5  $\text{GeV}^2$  et  $x$  entre 0.00025 et 0.00398. Avec cette mesure il était possible de faire la jonction entre  $F_2$  mesurée à HERA et  $F_2$  mesurée par des expériences sur cible fixe à bas  $Q^2$ .

Un agrandissement de la région  $1.5 \leq Q^2 \leq 12 \text{ GeV}^2$  est représenté sur la figure 8.2, comparant les mesures de  $F_2$  de H1, ZEUS [12], E665 [195] et NMC [60] avec différentes

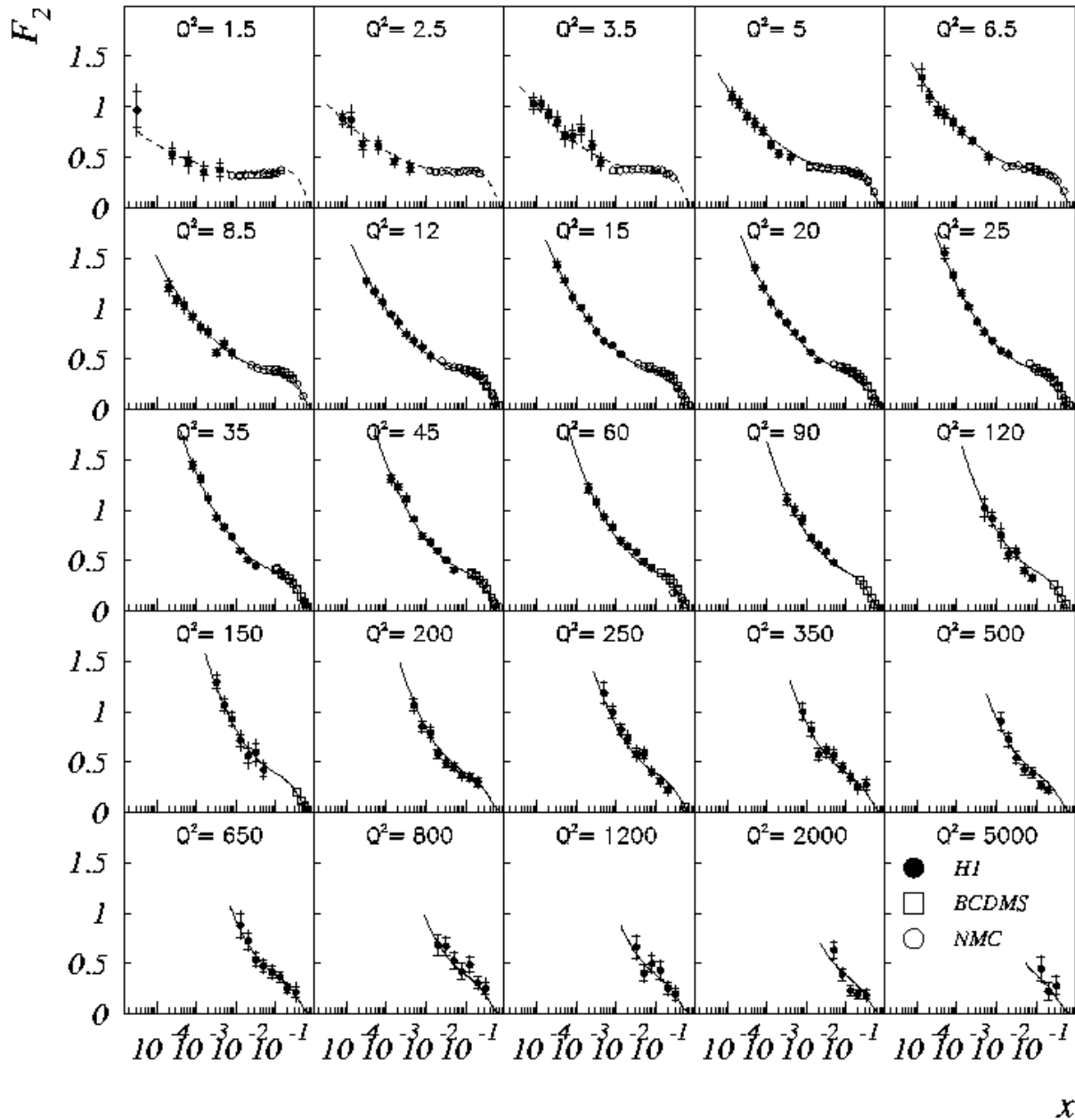


Figure 8.1: Fonction de structure  $F_2$  mesurée avec les données de 1994 et comparée à l'ajustement QCD NLO.

paramétrisations. Le modèle de Donnachie-Landshoff [41], basé sur le modèle de Regge, utilise les paramètres d'un pomeron "effectif" pour calculer la section efficace. Le modèle de Capella, Kaidalov, Merino, Tran Thanh Van [196] utilise dans le même cadre un pomeron "nu" et obtient ainsi une croissance plus rapide à petit  $x$ . Néanmoins, les deux paramétrisations prédisent une section efficace plus basse que les mesures. Les paramétrisations de GRV [197] et MRSA' [198], basées sur les équations d'évolution DGLAP de la QCD perturbative, donnent une bonne description des données, à l'exception du domaine à  $x$  moyen dans les intervalles du plus faible  $Q^2$  pour MRSA'.

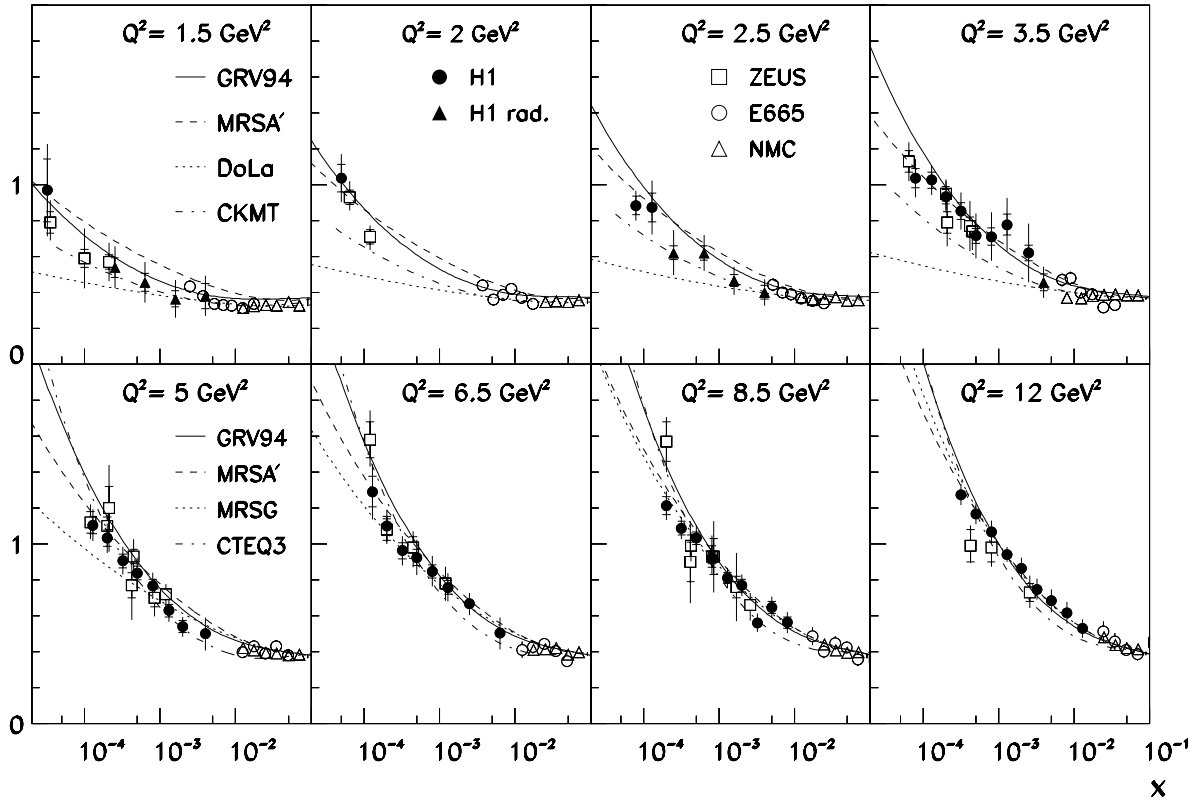


Figure 8.2: Mesure de la fonction de structure  $F_2$  à bas  $Q^2$  avec les données 1994 à vertex déplacé et des événements radiatifs en comparaison avec différents paramétrisations.

## 8.2 La quantification de la croissance de $\sigma(\gamma^*p)$

Poursuivant l'étude de la section efficace  $\gamma^*p$  un ajustement phénoménologique de  $F_2 \propto x^{-\lambda}$  a permis de quantifier le taux de croissance en fonction de  $Q^2$ . Pour  $x$  inférieur à 0.1 le comportement de  $F_2$  peut être assimilé à une hyperbole et  $F_2(W, Q^2)$ . Ainsi le coefficient  $\lambda$  peut être directement comparé à des déterminations faites pour les sections efficaces hadroniques ou de photo-production à  $Q^2$  proche de 0.

La figure 8.3 montre les coefficients  $\lambda$  pour les intervalles de  $Q^2$  compris entre 1.5 et 800  $\text{GeV}^2$ . Les coefficients  $\lambda$  ont un comportement logarithmique en fonction de  $Q^2$  et varient entre 0.2 et 0.4. La croissance de la section efficace pour la diffusion d'un photon virtuel est alors plus importante que pour la diffusion d'un photon réel, pour cette dernière une valeur de  $\lambda = 0.08$  a été déterminée.

## 8.3 L'invariance d'échelle doublement asymptotique

L'analyse des données de H1 de 1993 en termes d'invariance d'échelle doublement logarithmiques a donné suite à une nouvelle évaluation du facteur de pondération  $R_F$ , qui a été calculé en incluant les corrections à l'ordre de deux boucles [199].

$$R_F(\sigma, \rho) 8.1 \exp(-2\gamma\sigma + \delta \frac{\sigma}{\rho} + \frac{1}{2} \log(\gamma\sigma) + \log(\frac{\rho}{\gamma})) / \xi_F \quad (8.1)$$

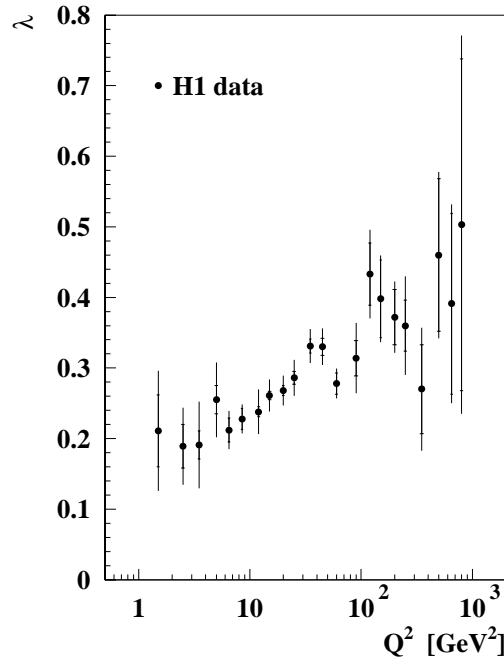


Figure 8.3: Les paramètres  $\lambda$  de l'ajustement de la pente de  $F_2$  en  $x^{-\lambda}$  en fonction de  $Q^2$ .

où la fonction  $\xi_F$  peut être évaluée avec  $n_f = 4, 5$  et  $\gamma = 6/5, 5/4$  respectivement

$$\xi_F(n_f = 4) = 1 + (21.1 \cdot \alpha_S(Q^2) - 8.1 \cdot \alpha_S(Q_0^2)) \frac{\rho}{2\pi\gamma} \quad (8.2)$$

$$\xi_F(n_f = 5) = 1 + (21.9 \cdot \alpha_S(Q^2) - 8.9 \cdot \alpha_S(Q_0^2)) \frac{\rho}{2\pi\gamma} \quad (8.3)$$

La figure 8.4 montre  $R_F F_2$  en fonction de  $\rho$  et  $\log R'_F F_2$  en fonction de  $\sigma$  avec les données de H1 pour  $Q^2$  égal à  $3.5 \text{ GeV}^2$  et  $Q^2$  supérieur à  $5 \text{ GeV}^2$ . La valeur de

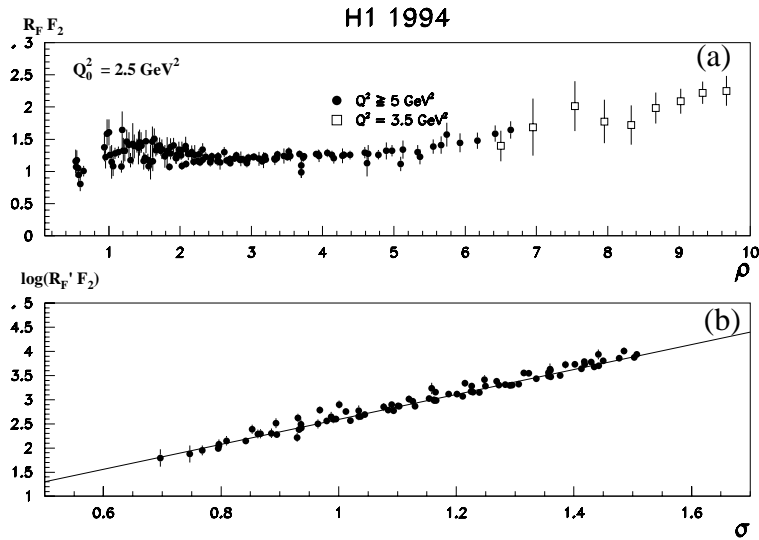


Figure 8.4: L'invariance d'échelle doublement logarithmique des données 1994. La fonction de structure (a) repondérée par  $R_F$  en fonction de  $\rho$  et (b) repondérée par  $R'_F$  en fonction de  $\sigma$ .

$x_0 = 0.1$  a été proposée [199] et utilisée,  $Q_0^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$  a été obtenu par un ajustement linéaire de  $\log R'_F F_2 \sigma$  pour les données  $Q^2$  supérieur à  $5 \text{ GeV}^2$ .

L'invariance d'échelle est observée pour les données où  $Q^2$  est supérieur à  $5 \text{ GeV}^2$  et  $\rho$  supérieur à 2, mais il y a violation de l'échelle à plus bas  $Q^2$ . L'ajustement linéaire des données de  $\log(R'_F F_2)$  donne une valeur de la pente de  $2.50 \pm 0.02 \pm 0.06$  pour  $Q^2$  inférieur à  $15 \text{ GeV}^2$  et  $n_f = 4$  et de  $2.57 \pm 0.05 \pm 0.06$  pour  $Q^2$  supérieur à  $35 \text{ GeV}^2$  et  $n_f = 5$ . La valeur prédite par QCD perturbative est de 2.4 et 2.5 respectivement.

## 8.4 Ajustement QCD et l'extraction de la densité de gluons

Dans l'ajustement QCD fait sur la mesure de  $F_2$  issue des données de 1994 le programme QCDFIT [55] a été utilisé. Afin de contraindre les densités de valence à grand  $x$ , les données de BCDMS et NMC en proton et deutéron sont utilisées. A l'échelle de départ  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  les paramétrisations sont définies par :

$$xu_v(x, Q_0^2) = A_{u_v} x^{B_{u_v}} (1-x)^{C_{u_v}} (1 + D_{u_v} x + E_{u_v} \sqrt{x}) \quad (8.4)$$

$$xd_v(x, Q_0^2) = A_{d_v} x^{B_{d_v}} (1-x)^{C_{d_v}} (1 + D_{d_v} x + E_{d_v} \sqrt{x}) \quad (8.5)$$

$$xq_S(x, Q_0^2) = A_S x^{B_S} (1-x)^{C_S} (1 + D_S x + E_S \sqrt{x}) \quad (8.6)$$

$$xg(x, Q_0^2) = A_g x^{B_g} (1-x)^{C_g}. \quad (8.7)$$

Comparé avec les paramétrisations utilisées précédemment, le terme singlet est divisé dans sa contribution  $u$  et  $d$  et la paramétrisation des quarks est affinée par un terme en  $\sqrt{x}$ . La contribution non-singlet, est définie par  $xq_{NS} \equiv 2x[\bar{u} + \bar{d}]$  avec  $\bar{u} = \bar{d}^1$  et la densité du quark  $s$  est  $s = q_S/4$  [61]. Les saveurs lourdes sont engendrées par fusion boson-gluon [51, 52], avec comme échelle  $\sqrt{Q^2 + 4m_c^2}$  et une masse  $m_c$  de  $1.5 \text{ GeV}$ . Les paramètres  $A_{u_v}$  et  $A_{d_v}$  sont déterminés par les règles de sommes de valence  $\int_0^1 u_v dx = 2$  et  $\int_0^1 d_v dx = 1$ . Le paramètre  $A_g$  est obtenu par la règle de sommes des moments. En l'absence de données isoscalaires à bas  $x$ , la supposition  $B_{u_v} = B_{d_v}$  est faite, mais nous n'imposons pas de contraintes supplémentaires sur les paramètres  $B_S$  et  $B_g$ , qui dominent le comportement à bas  $x$ . Une valeur de  $\Lambda$  de  $263 \text{ MeV}$  [59], plus grande que celle utilisée pour les données de 1993 est utilisée. Afin d'éviter des contribution de "higher twists", les données pour  $Q^2$  inférieur à  $5 \text{ GeV}^2$  et  $Q^2$  inférieur à  $15 \text{ GeV}^2$  et  $x$  supérieur à 0.5, ne sont pas incluses dans l'ajustement. Les densités de parton obtenues sont données dans la table 8.1 alors que les  $\chi^2$  et les normalisations des différents lots de données sont dans la table 8.2.

$PDF$	$A_{PDF}$	$B_{PDF}$	$C_{PDF}$	$D_{PDF}$	$E_{PDF}$
$u_v$	2.84	0.55	4.19	4.42	-1.40
$d_v$	1.05	0.55	6.44	-1.16	3.87
$S$	0.27	-0.19	1.66	0.16	-1.00
$g$	2.24	-0.20	8.52		

Tableau 8.1: Les paramètres des PDF obtenus lors de l'ajustement QCD NLO.

<sup>1</sup>La violation de la Gottfried-Sum-Rule, qui implique  $\bar{u} \neq \bar{d}$  a été prise en compte dans les ajustement ultérieurs, lorsque une plus grande précision expérimentale a été atteinte.

Experiment	H1 nvtx	H1 svtx	BCDMS-p	BCDMS-D	NMC-p	NMC-D	Total
nombre de mesures	157	16	174	159	96	96	698
$\chi^2$ (unc. err.)	174	13	222	208	157	153	931
$\chi^2$ (total err.)	85	6	122	140	120	114	591
normalisation	1.00	1.04	1.00	1.00	0.97	0.97	

Tableau 8.2: Les résultats de l'ajustement QCD NLO.

La figure 8.5 montre la densité de gluons à  $20 \text{ GeV}^2$  et à  $5 \text{ GeV}^2$ . Comparé au résultat de 1993, la marge d'erreur est réduite à environ 15%, ce qui représente une amélioration de l'erreur un facteur proche de 2. Avec les marges d'erreur, la densité de gluons est compatible avec l'extraction faite en 1993, mais elle a une valeur centrale plus faible.

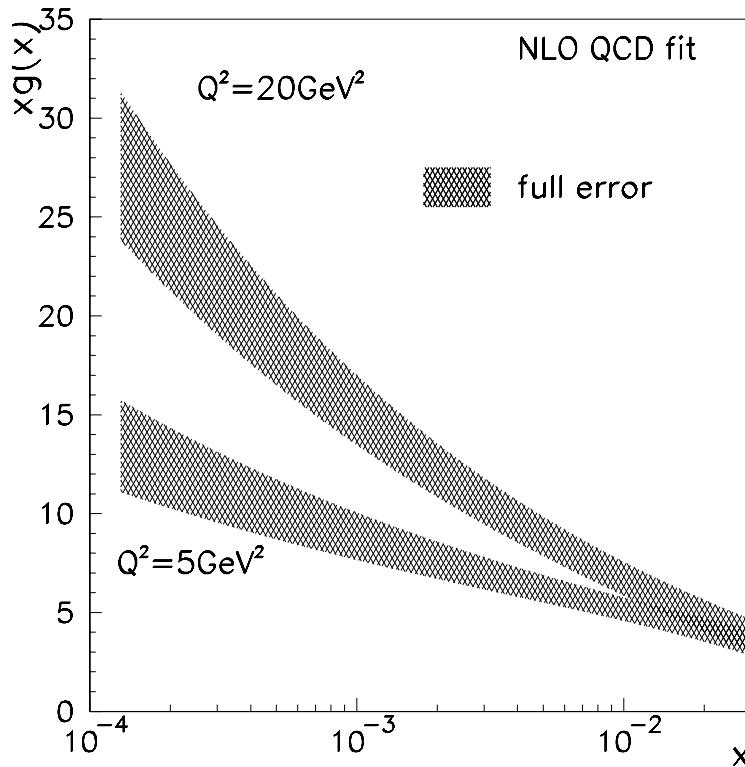


Figure 8.5: Densités de gluon extraites à partir de données de 1994.

# Chapitre 9

## 1995 : la région de transition DIS - photo-production

Entre les prises de données 1994 et 1995 le calorimètre arrière BEMC [104] a été échangé avec un calorimètre du type SpaCal [105], et la chambre proportionnelle arrière, BPC l'a été avec une chambre à dérive, appelée BDC. Une des améliorations apportées par l'échange de ces sous-détecteurs a été l'augmentation de l'acceptance angulaire et donc une mesure de  $F_2$  étendue à plus bas  $Q^2$ . Après une phase de qualification du SpaCal, les données prises à vertex déplacé en 1995 ont permis une mesure de  $F_2$  à  $Q^2$  comprise entre 0.35 et 3.5 GeV<sup>2</sup> et  $x \geq 6 \cdot 10^{-6}$  [24]. La figure 9.1 montre les neuf intervalles en  $Q^2$  mesurés avec les données de 1995.

L'intérêt de mesurer  $F_2$  dans cette région cinématique est d'étudier la transition entre les domaines de validité de QCD perturbative et non-perturbative, entre les interactions DIS et celles de photo-production. Avant les données de HERA, l'échelle de validité de la QCD perturbative avait été placée à  $Q^2$  de l'ordre de 4 à 5 GeV<sup>2</sup> et utilisée comme  $Q_0^2$  dans les ajustements QCD. Néanmoins la mesure de  $F_2$  faite en 1994 avait déjà montré que les paramétrisations basées sur une évolution des densités des partons selon les équations DGLAP donnaient une bonne description des données jusqu'à  $Q^2 = 1.5$  GeV<sup>2</sup>.

Différents modèles ont été proposés pour décrire cette transition. Le modèle de Abel, Barreiro et Yndurain (ABY) [200] suppose que la QCD perturbative est applicable aux plus basses valeurs de  $Q^2$  et y correspond à une partie "plate" ou "molle" de  $F_2$  comme illustrée par le comportement du modèle GRV à partir de  $Q^2$  de l'ordre de 1 GeV<sup>2</sup>. A cette contribution s'ajoute une partie "dure", paramétrée par  $x^{-\lambda_S}$  avec  $\lambda_S = 0.48$ . Dans le modèle de Badelek-Kwiecinski (BK) [201] l'approche de GRV est combinée avec les concepts des mésons vecteurs dominants (VMD) Ce modèle renforce une transition continue entre la QCD perturbative et la limite de la photo-production. L'analyse de Schildknecht-Spiesberger (ScSp) [202] est également basée sur le modèle de VMD généralisé et obtient un comportement doublement logarithmique par l'inclusion des mésons plus massifs en utilisant des couplages mesurés dans les annihilations  $e^+e^-$ . La paramétrisation d'Abramowicz, Levin, Levy, Maor (ALLM) [203] se place dans la théorie de Regge, mais suppose que la valeur de l'ordonnée à l'origine  $\lambda$  varie avec  $Q^2$ .

La figure 9.2 montre la section efficace réduite en fonction de  $Q^2$  pour différentes valeurs de  $W$  ainsi que la section efficace de photo-production à  $Q^2$  proche de 0. Une mesure de ZEUS [204] utilisant un calorimètre dédié très proche du tube à vide, a permis d'étendre le domaine de mesure jusqu'à  $Q^2 = 0.11$  GeV<sup>2</sup>. La comparaison avec les deux modèles ALLM

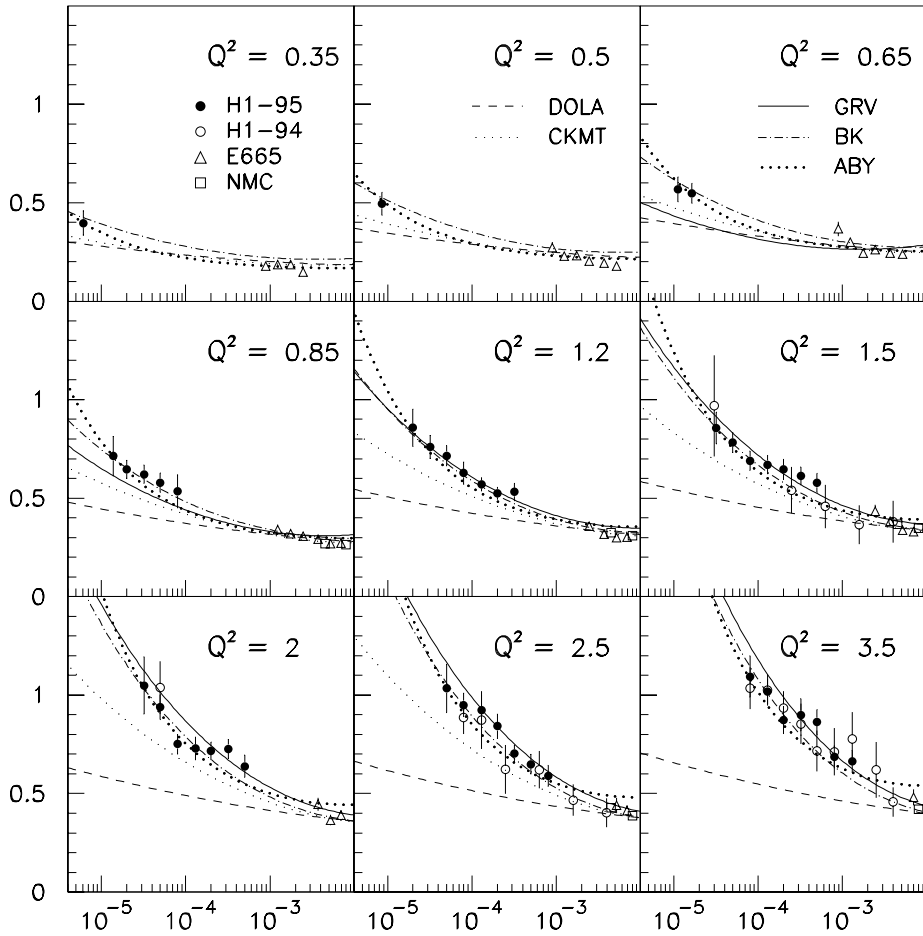


Figure 9.1: La mesure de la fonction de structure  $F_2$  avec les données de 1995 à vertex déplacé comparée à différents paramétrisations.

et BK, montre que la paramétrisation ALLM ne décrit pas correctement la région de transition à  $Q^2$  de l'ordre de  $1 \text{ GeV}^2$  et que le modèle BK ne reproduit pas la limite de photo-production. Le modèle ScSp, qui donne une bonne description de toutes les données de HERA, n'inclut pas une descriptions des sections efficaces  $p\bar{p}$  à  $Q^2 = 0$ . Un ajustement basé sur le modèle BK, en utilisant l'ajustement NLO de H1 sur les données de 1994 pour la partie partoniques a été réalisé. Deux paramètres sont déterminés  $Q_{VM}^2 = 0.45 \text{ GeV}^2$ , la masse à partir de laquelle les mésons vecteurs sont pris en compte et  $C_{VM} = 0.77$ , leur normalisation. Ce dernier terme ne fait pas partie du modèle BK original, mais permet de reproduire correctement la section efficace de photo-production.

La transition entre QCD perturbative et non-perturbative devrait également se manifester dans la paramétrisation  $F_2 \propto x^{-\lambda}$  pour  $x < 0.1$ . La variation des coefficients  $\lambda$  pour les intervalles de  $Q^2$  supérieur à  $0.85 \text{ GeV}^2$  est montrée sur la figure 9.3 et reste cohérente dans ce domaine de  $Q^2$  avec une variation décrite par la QCD perturbative



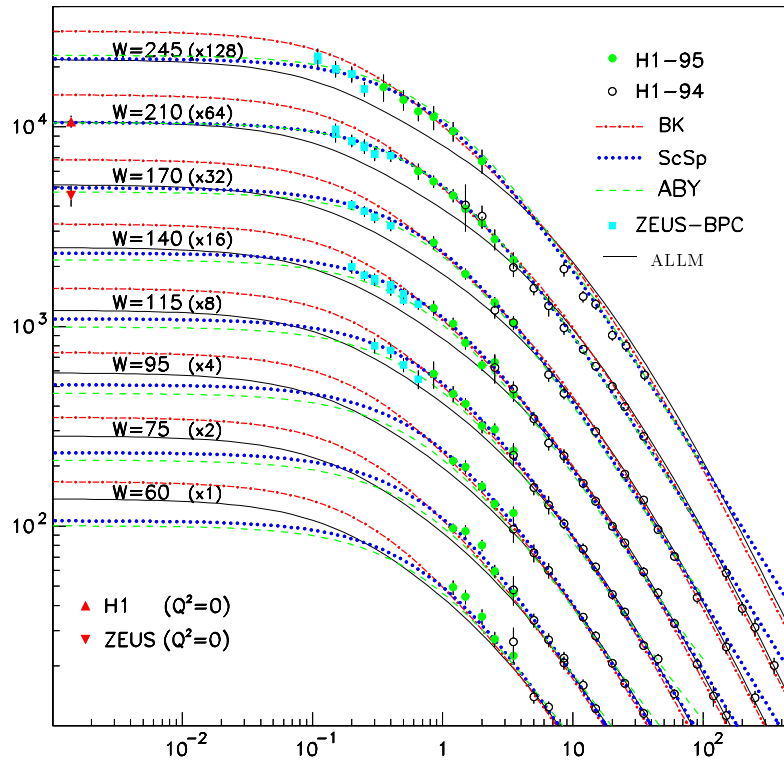


Figure 9.2: Section efficace réduite  $\tilde{\sigma}$  à bas  $Q^2$  en fonction de  $Q^2$  et de  $W$  comparée aux mesures de section efficace totale  $\gamma - p$  et à différents paramétrisations.

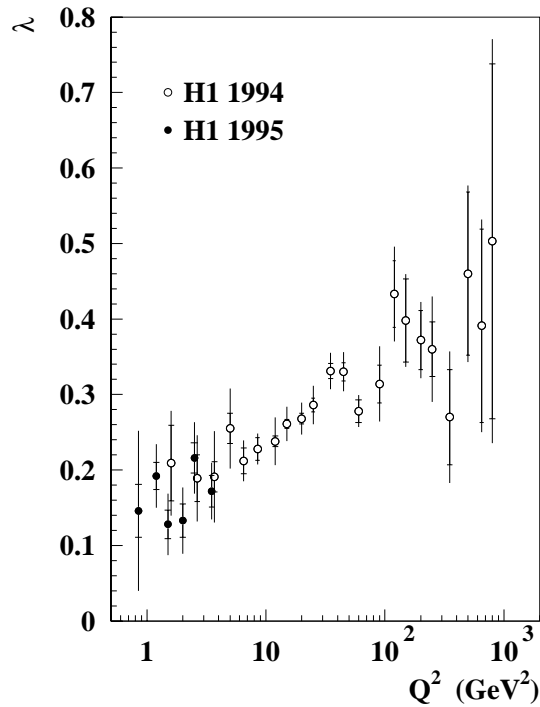


Figure 9.3: Les paramètres  $\lambda$  de l'ajustement de la pente de  $F_2$  en  $x^{-\lambda}$  en fonction de  $Q^2$ .

# Chapitre 10

## 1996 : l'excès d'événements à grand $Q^2$

Début 1997, les deux expériences H1 et ZEUS annonçaient l'observation d'un excès d'événements aux plus grands  $Q^2$  dans les données 1994 – 1996 [18, 19]. Un tel excès peut être la signature d'interactions de contact lorsqu'il se manifeste en fonction de  $Q^2$  ou la manifestation d'une nouvelle résonance, en particulier un leptokuark, lorsque cet excès s'accumule à une certaine masse.

Pour H1 cet excès est visible dans la distribution des événements à courant neutre. Pour  $Q^2$  supérieur à 15000  $\text{GeV}^2$ , 12 événements sont observés pour  $4.71 \pm 0.76$  attendus, ce qui correspond à une probabilité poissonnienne que cet effet est dû à une fluctuation de 0.16% quand on le rapporte à la fenêtre de 40 GeV en masse dans laquelle la plupart de ces événements sont observés (figure 10.1) En courant chargé la statistique est plus faible : on observe 4 événements pour  $1.77 \pm 0.87$  attendus. L'excès observé par ZEUS était moins important avec pour  $Q^2$  supérieur à 15000  $\text{GeV}^2$  12 événements observés pour  $8.66 \pm 0.66$  attendus, mais parmi ces événements, 2 avaient  $Q^2 > 35000 \text{ GeV}^2$  pour  $0.145 \pm 0.13$  attendus.

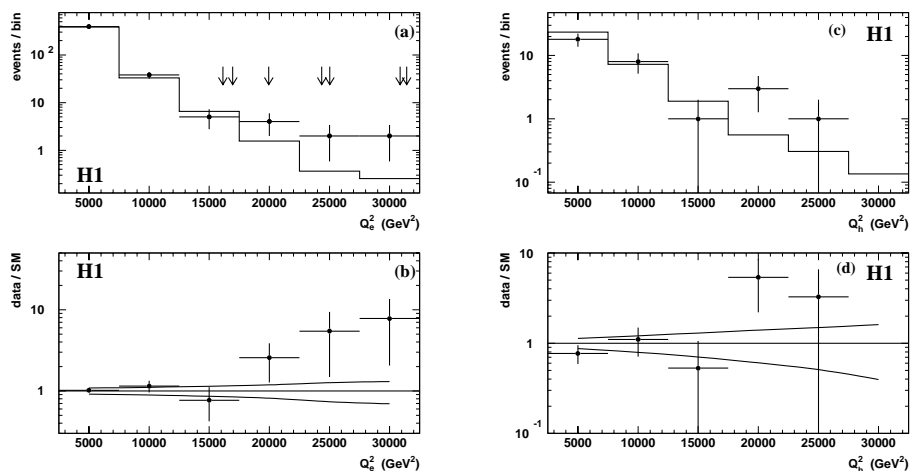


Figure 10.1: La distribution des événements 1994 – 1996 en fonction de  $Q^2$  (a) à courant neutre et (b) à courant chargée, et (c,d) leur rapport avec le nombre d'événements attendu.

## 10.1 La recherche d'une résonance en masse

Pour tester l'hypothèse d'une résonance étroite, une étude détaillée du nombre d'événements à courant neutre dans différentes fenêtres en masse a été faite. Pour  $Q^2 > 15000 \text{ GeV}^2$  et  $y > 0.4$ , les deux variables reconstruites à partir de l'électron, l'excès de H1 montre une accumulation pour des masses  $M > 180 \text{ GeV}$ . Dans cette région, 7 événements sont observés pour  $1.83 \pm 0.33$  attendus (figure 10.2) dont la masse moyenne pondérée est de  $200.8 \pm 2.2 \text{ GeV}$ . ZEUS a observé 4 événements à  $x > 55$  et  $y > 0.25$  pour  $0.91 \pm 0.08$  attendus en utilisant la méthode du Double Angle.

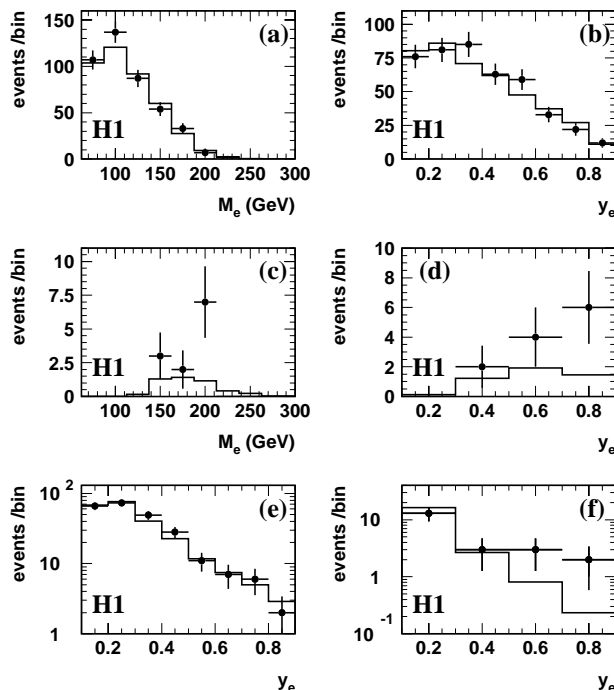


Figure 10.2: Les distributions des événements NC 1994 – 1996 (a) masse, et (b)  $y$  pour  $2500 < Q^2 < 15000 \text{ GeV}^2$ , et (c,d) pour  $Q^2 > 15000 \text{ GeV}^2$ , ainsi que les distributions en  $y$  pour (e)  $100 < M < 180 \text{ GeV}$  et (f)  $M > 180 \text{ GeV}$ .

Afin de savoir si les événements observés par HERA étaient compatibles avec l'hypothèse d'une éventuelle résonance en masse, nous avons combiné les événements de H1 et ZEUS en proposant une méthode de reconstruction cinématique unifiée tenant compte des erreurs sur les énergies et angles mesurés et des effets possibles de radiation initiale [205].

Dérivée à partir des équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion et sous l'hypothèse, que  $\theta$  et  $\gamma$  soient mesurés précisément, l'électron diffusé et l'état final hadronique sont reliés par :

$$(1 - y_2) \frac{\partial E}{E} + y_h \frac{\partial \Sigma_h}{\Sigma_h} = y_e - y_h \quad (10.1)$$

$$-p_{T,e} \frac{\partial E}{E} + P_{T,h} \frac{\partial \Sigma_h}{\Sigma_h} = p_{T,e} - p_{T,h} \quad (10.2)$$

En utilisant les valeurs de  $y$  et  $p_T$  mesurées, l'erreur sur l'énergie de l'électron et sur  $\Sigma_h = \sum E_h - p_{z,h}$  peut être déterminée. Pour toute méthode cinématique utilisé, la masse est obtenue

par la relation  $M = \sqrt{xs}$ , qui correspond à la masse invariante d'une resonance dans le modèle des partons.

L'étiquetage d'un possible rayonnement  $\gamma$  initial est alors fait selon les critères

$$\frac{\partial E}{E} > 5\% \quad \text{et} \quad \frac{\partial \Sigma_h}{\Sigma_h} > 5\% \quad \text{et} \quad \frac{\partial E}{E} + \frac{\partial \Sigma_h}{\Sigma_h} > 15\% \quad (10.3)$$

Si un événement est identifié comme ayant rayonné, la cinématique est réévaluée en remplaçant l'énergie initiale de l'électron  $E_0$  par  $\Sigma \cdot E_0$ .

La reconstruction de la masse est montrée sur la figure 10.3 pour les événements de H1 et ZEUS avec  $Q^2 > 15000 \text{ GeV}^2$  et  $M > 180 \text{ GeV}$  en utilisant différentes méthodes de reconstruction cinématique. Parmi les 7 événements H1 et les 5 événements ZEUS, 2 événements sont identifiés comme radiatifs dont un événement de H1, qui est étiqueté indépendamment par la présence d'un  $\gamma$  dans le détecteur à photon.

Les figures 10.3 (e) et (f) montrent la reconstruction en masse en utilisant la méthode  $\omega$  sans et avec pondération de la la masse calculée pour chaque événement par l'estimation de son erreur. On peut voir sur ces figures, que les événements de H1 et ZEUS ne s'accroissent pas à la même valeur de masse, et que l'excès d'événements observés à grand  $Q^2$  n'est donc pas dû à une resonance étroite en masse. Cette conclusion a été confirmée par la prise de données de 1997.

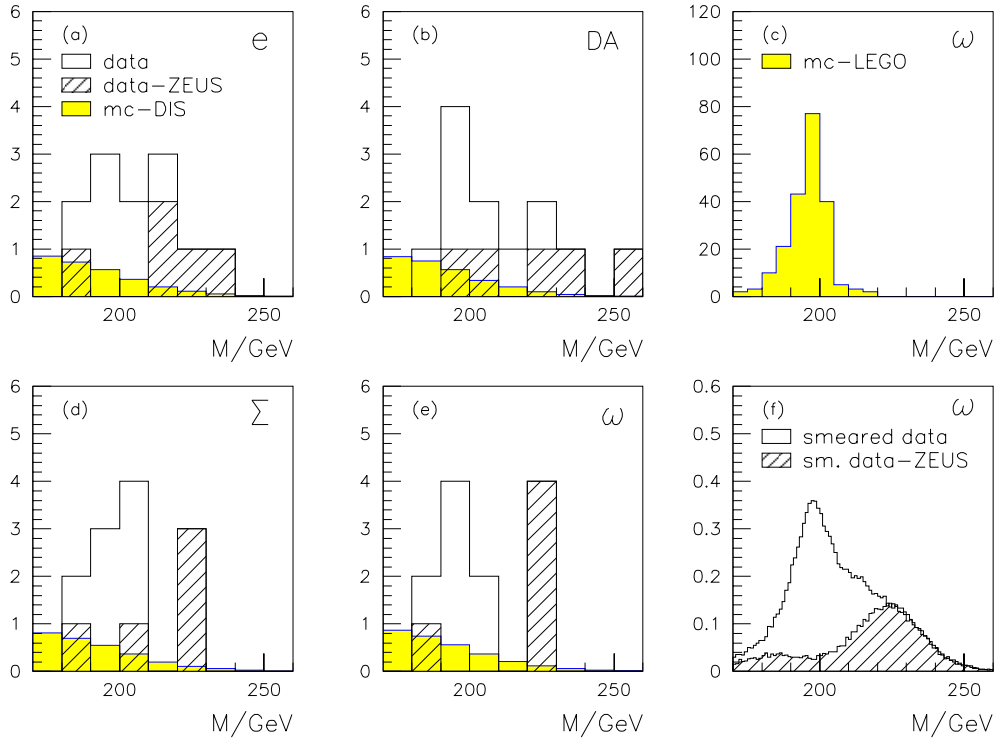


Figure 10.3: Reconstruction de la masse des événements à grand  $Q^2$  de H1 et ZEUS par différentes méthodes cinématiques : pour la méthode (a) “e”, (b) DA, (d)  $\Sigma$ , (e)  $\omega$  et (f) pour la méthode  $\omega$  en pondérant par les erreurs estimée sur les énergies reconstruites, ainsi que (c) : distribution en masse par la méthode  $\omega$  pour des événements leptouquark simulés par le programme LEGO [206].

# Chapitre 11

## 1997 : les sections efficaces à grand $Q^2$

L'accumulation de plus de  $20 \text{ pb}^{-1}$  de données  $e^+p$  en 1997, a permis de doubler la statistique des données accumulées en 1994-1996, pour atteindre une luminosité totale  $\mathcal{L} = 35.6 \text{ pb}^{-1}$ . Des mesures précises des sections efficaces NC et CC ont ainsi pu être menées afin de compléter le puzzle de la région à grand  $Q^2$  et de rechercher de l'existence de physique au-delà du Modèle Standard, mais aussi de donner les premières mesures à grand  $x$  par HERA [22] et de montrer les effets d'interférence  $\gamma Z$  dans les sections efficaces à  $Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$ . Pour la première fois les sections efficaces doublement différentielles ont été mesurées à HERA simultanément en courant neutre (NC) et courant chargé (CC), les diagrammes correspondantes sont montrés dans la figure 11.1. Une analyse de leur structure en hélicité ainsi que une extraction des densités des partons de valence  $u$  et  $d$  à partir de ces mesures à été faite.

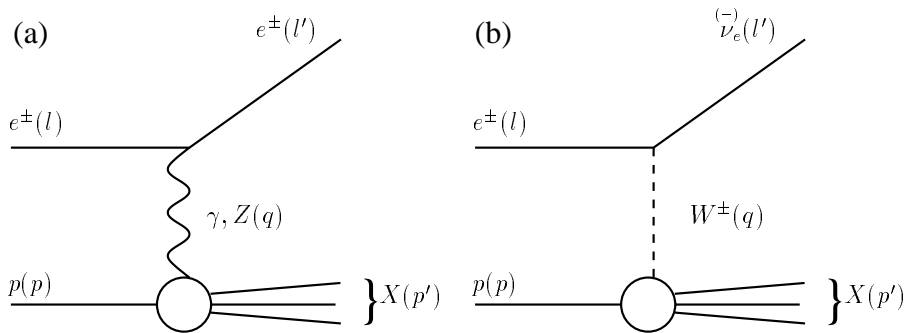


Figure 11.1: Les diagrammes correspondant aux interactions (a) à courant neutre (NC)  $ep \rightarrow eX$  par échange de  $\gamma$  ou de  $Z$  et (b) à courant chargé (CC)  $ep \rightarrow \nu X$  avec échange de  $W$ .

### 11.1 Les sections efficaces $d\sigma_{NC/CC}/dx dQ^2$

L'augmentation de la statistique a entraîné une extension importante du domaine cinématique couvert, notamment vers les grand valeurs de  $Q^2$  où la mesure de la section efficace réduite  $\tilde{\sigma}_{NC}$  (figure 11.2) s'étend jusqu'à  $30000 \text{ GeV}^2$ . L'extension du domaine couvert en  $x$ , entre 0.0032 et 0.65, est aussi dû à un traitement des cellules de bruit isolées dans le calorimètre, appliqué pour la première fois dans le mesures de  $F_2$ .

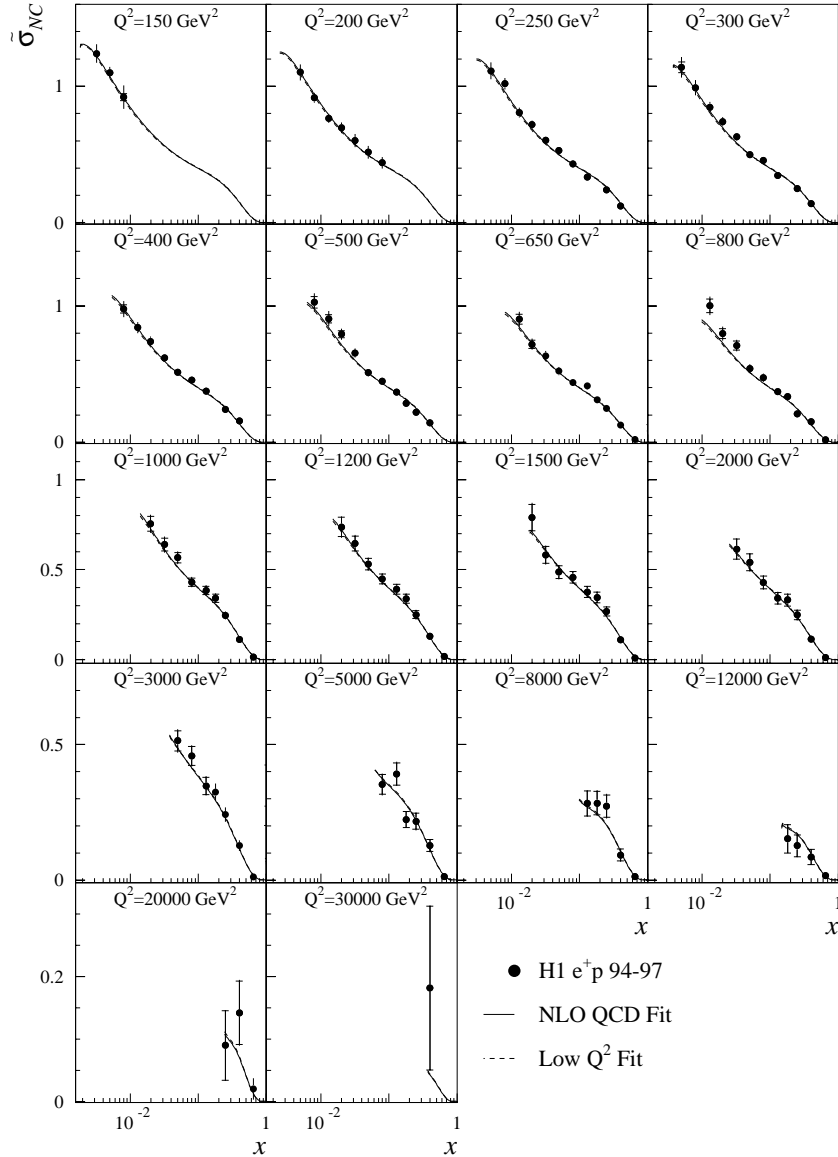


Figure 11.2: Section efficace réduite pour les événements  $NC$ ,  $\tilde{\sigma}_{NC}$ , de 1994 – 1997 comparée aux ajustements  $NLO\ QCD\ Fit$  et  $Low\ Q^2\ Fit$ .

Dans ce domaine des grands  $Q^2$ , la section efficace croît vers les petites valeurs de  $x$ , dû à l'augmentation de la densité de gluons et de quarks de la mer à petit  $x$ . A grand  $x$ , la densité des quarks de valence domine et la section efficace décroît rapidement. Pour des  $Q^2$  inférieur à  $500\ GeV^2$ , l'erreur totale est de l'ordre de 4%, et est dominée par les incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie, par l'identification du positron et par l'échelle d'énergie de l'état final hadronique. A plus grand  $Q^2$ , l'erreur statistique est encore dominante.

Sur la figure 11.3 est représentée la mesure de la section efficace réduite des courants chargés ( $\tilde{\sigma}_{CC}$ ) pour  $Q^2$  compris entre 300 et  $15000\ GeV^2$  et pour  $x$  entre 0.013 et 0.4. Pour les CC, l'erreur est dominée par l'incertitude statistique. La plus grande contribution à l'erreur systématique est l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique et sur l'efficacité du déclenchement.

Comme l'interaction  $Wq$  dépend de la saveur, la section efficace CC en  $e^+p$  est dominée à grand  $x$  par l'interaction  $W^+d$ . La croissance de la section efficace vers les petits  $x$  est due à

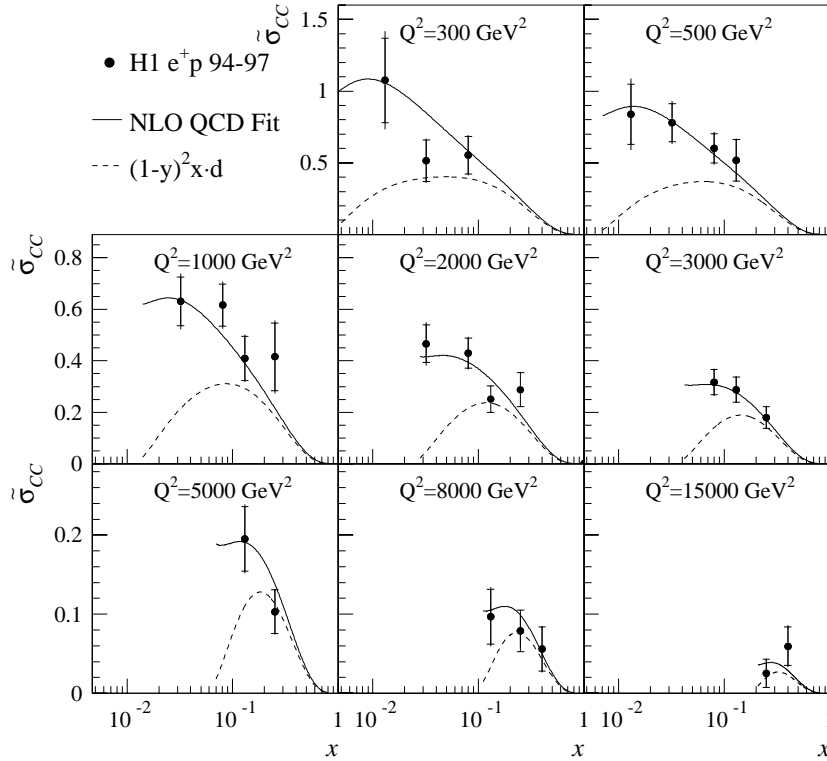


Figure 11.3: Section efficace réduite pour les événements CC,  $\tilde{\sigma}_{CC}$ , de 1994 – 1997 comparée aux ajustements NLO QCD Fit et à la contribution de la densité des quarks  $d$ .

la contribution des quarks  $\bar{u}$  et  $\bar{c}$  de la mer, la contribution des quarks  $d$  et  $s$  étant supprimée à petit  $x$ , i.e. grand  $y$ , par le terme en  $(1 - y)^2$  de la section efficace CC.

## 11.2 Ajustements QCD

Deux ajustements QCD au NLO ont été fait pour les mesures des sections efficaces NC et CC. Le premier ajustement (dénommé *Low  $Q^2$  Fit*) est effectué sur les données publiées à bas  $Q^2$  de  $F_2$  proton et deuteron de BCDMS [58] et NMC [60], ainsi que sur les mesures de  $F_2$  de H1 à  $Q^2$  supérieur à 150 GeV<sup>2</sup> sur les données de 1994 [11]. L'extrapolation de cet ajustement à grand  $Q^2$  donne un accord remarquable avec les sections efficaces mesurés. Un deuxième ajustement (dénommé *NLO QCD Fit*) inclut en plus les données des sections efficaces doublement différentielles en NC et CC à grand  $Q^2$ . Comme l'accent dans les études QCD est mis sur le comportement à grand  $Q^2$  en dehors de tout domaine non-perturbatif, les données pour  $Q^2 < 10$  GeV<sup>2</sup> sont exclues dans les deux ajustements, ainsi que les données à  $W^2$  inférieur à 20 GeV<sup>2</sup> et  $x$  supérieur à 0.7.

Les ajustement ont été fait avec le programme QCDNUM [56], avec les paramétrisations des densités partoniques suivantes :

$$xu_v(x, Q_0^2) = A_{uv} x^{B_{uv}} (1-x)^{C_{uv}} (1 + D_{uv} x^{E_{uv}}) \quad (11.1)$$

$$xd_v(x, Q_0^2) = A_{dv} x^{B_{dv}} (1-x)^{C_{dv}} (1 + D_{dv} x^{E_{dv}}) \quad (11.2)$$

$$xq_s(x, Q_0^2) = A_S x^{B_S} (1-x)^{C_S} \quad (11.3)$$

$$xg(x, Q_0^2) = A_g x^{B_g} (1-x)^{C_g} \quad (11.4)$$

La contribution singlet est donnée par  $xS \equiv 2x[\bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c}]$ . A l'échelle de départ  $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ , l'asymétrie  $\bar{d} - \bar{u}$  paramétrisée par [207] est utilisée. En outre, la densité du quark  $s$  est contraint à  $\bar{s} = \bar{u}/2$  [61], la contribution  $xc$  est normalisée à 2% de  $xS$ , prescription qui donne une bonne description de  $F_2^c$  mesurée par H1 [64]. La contribution  $xb$  est considérée comme nulle à  $Q^2$  inférieur à 25  $\text{GeV}^2$ . Pour ces ajustements à grand  $Q^2$ , les masses des quarks  $c$  et  $b$  peuvent être négligées. La constante de couplage  $\alpha_S(M_Z) = 0.118$  évolue selon QCD et les paramètres électrofaibles sont fixés à leur moyenne mondiale [38].

Les paramètres des PDF obtenus pour l'ajustement *NLO QCD fit* sont donnés dans la table 11.1. Les  $\chi^2$ , ainsi que les variations sur les normalisations de chaque lot de mesures sont données dans la table 11.2. La section efficace calculée avec les paramètres de l'ajustement *Low  $Q^2$  Fit* est de 2% plus basse à petit  $x$  et jusqu'à 3% à grand  $x$  par rapport au *NLO QCD fit*. L'incertitude sur l'ajustement est réduite lorsque les nouvelles données sont incluses, de 7 à 6% à  $Q^2 \simeq 10000 \text{ GeV}^2$  et  $x = 0.4$ .

$P_{PDF}$	$A_{PDF}$	$B_{PDF}$	$C_{PDF}$	$D_{PDF}$	$E_{PDF}$
$u_v$	3.49	0.673	3.67	1.24	0.921
$d_v$	1.04	0.763	4.09	1.43	-0.067
$S$	0.69	-0.185	6.04		
$g$	2.64	-0.095	7.18		

Tableau 11.1: Les paramètres des PDF obtenus lors de l'ajustement *NLO QCD fit*.

Experiment	H1 NC	H1 CC	H1 94	BCDMS-p	BCDMS-D	NMC-p	NMC-D	Total
data points	130	25	77	139	133	90	90	684
$\chi^2$ (unc. err.)	114	19	65	104	112	143	126	683
$\chi^2$ (total err.)	99	18	38	98	91	93	77	514
normalisation	0.98		1.02	0.96	0.98	0.98	0.98	

Tableau 11.2: Le résultat de l'ajustement *QCD NLO*.

La comparaison de l'ajustement *NLO QCD fit* avec la section efficace réduite en fonction de  $Q^2$  est représenté dans la figure 11.4 pour des valeurs de  $x$  comprises entre 0.08 et 0.65. Cette région présente un intérêt particulier, car elle permet l'étude de la violation d'échelle dans la région de valence à grand  $Q^2$ , où les effets non-perturbatifs peuvent être négligés. La figure 11.4 montre aussi la consistance entre la mesure de H1 et les mesures sur cible fixe, en particulier à  $x = 0.25$  et  $x = 0.40$  où les domaines cinématiques couverts sont adjacents.

Avec cet échantillon de données, à  $x = 0.40$  l'excès d'événements observé dans les données de 1994-1996 est visible aux plus grands  $Q^2$ , mais dans les données de 1997 prises séparément, aucun excès n'est visible, ce qui favorise l'interprétation de l'excès comme une fluctuation statistique.

L'ajustement QCD NLO prédit une section efficace plus élevée à  $x = 0.65$  et  $Q^2$  inférieur à 10000  $\text{GeV}^2$  que celle observée. Ceci peut être dû soit à une valeur attendue trop grande, ce qui renvoie aux mesures de BCDMS, qui favorisent une valeur de  $\alpha_S$  plus faible, soit aux mesures de H1 qui pourraient être trop faibles, et qui partagent une erreur corrélée de 12% due au traitement de bruit pour ces grandes valeurs de  $x$ . L'incertitude sur l'ajustement est de 7% dans cette région.



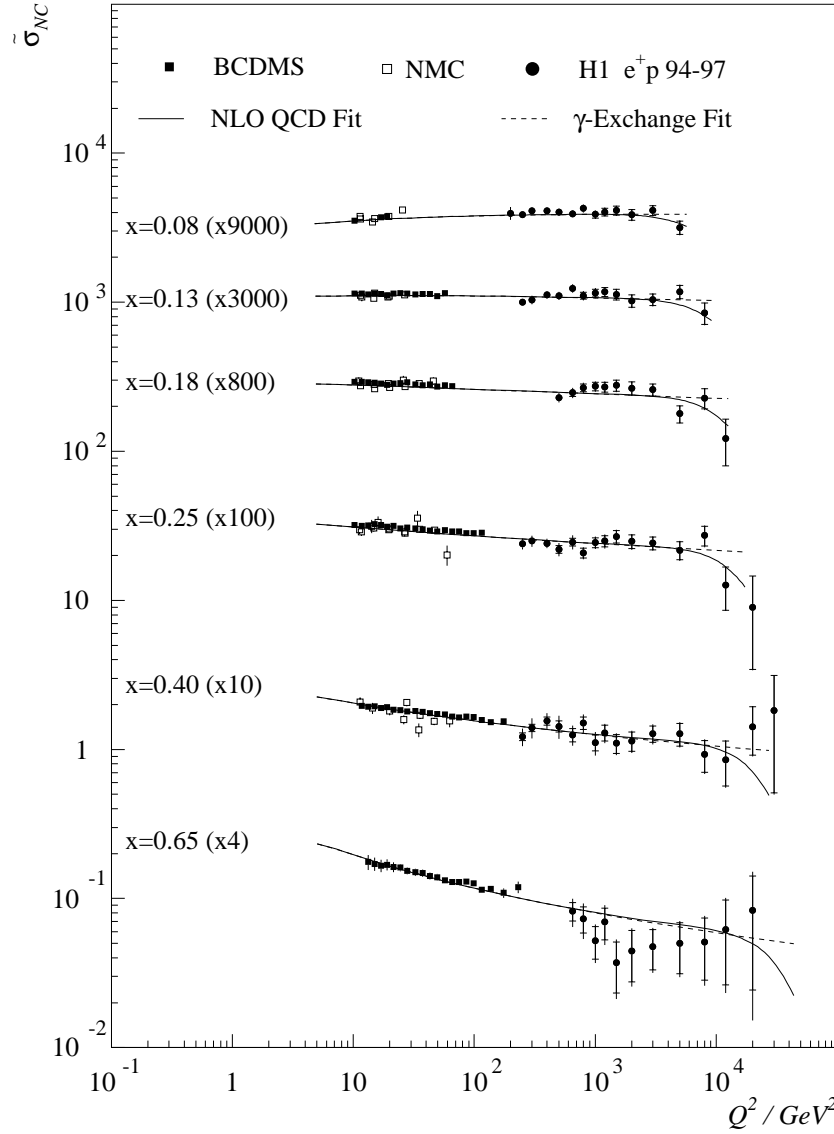


Figure 11.4: La mesure de la section efficace réduite  $\tilde{\sigma}_{NC}$  à grand  $x$ .

### 11.3 L'extraction des densités de quarks $u$ et $d$ à grand $x$

Les incertitudes sur le comportement des densités  $u$  et  $d$  à grand  $x$  sont toujours grandes, aussi bien d'un point de vue expérimental que phénoménologique [208]. Les sections efficaces en NC et CC en  $e^+p$  sont directement sensibles aux densités  $u$  et  $d$ . A grand  $x$ , le terme de fonction de structure  $\phi_{NC}$  est dominé par la densité du quark  $u$ , car la contribution du quark  $d$  est supprimée par le facteur de charge,  $1/9$ . En courant chargé,  $\phi_{CC}$  correspond à la densité du quark  $d$ , car dans les interaction avec échange de  $W^+$ , le quark  $u$  ne contribue pas. La figure 11.5 montre les valeurs attendues pour  $\phi_{NC/CC}$  du *Low  $Q^2$  Fit* ainsi que la contribution des densités  $u$  et  $d$  respectivement pour  $x = 0.25$  et  $0.40$  issue des paramétrisations. Dans le schéma  $\overline{MS}$ , les densités  $u$  et  $d$  peuvent être extraites des données à partir du *Low  $Q^2$  Fit* par :

$$xu = \phi_{NC} \left[ \frac{xu}{\phi_{NC}} \right]_{\text{Low } Q^2 \text{ Fit}} \quad xd = \phi_{CC} \left[ \frac{xd}{\phi_{CC}} \right]_{\text{Low } Q^2 \text{ Fit}} \quad (11.5)$$

L'incertitude due aux autres densités de partons a été estimée par une variation de celles-ci de 50% et additionnée en quadrature aux erreurs sur les données. L'effet d'une telle variation est généralement en-dessous de 2%. Le résultat est en bon accord avec les résultats d'autres expérience DIS, qui pour obtenir le même résultat nécessite la combinaison des résultats obtenus avec différents types de cibles.

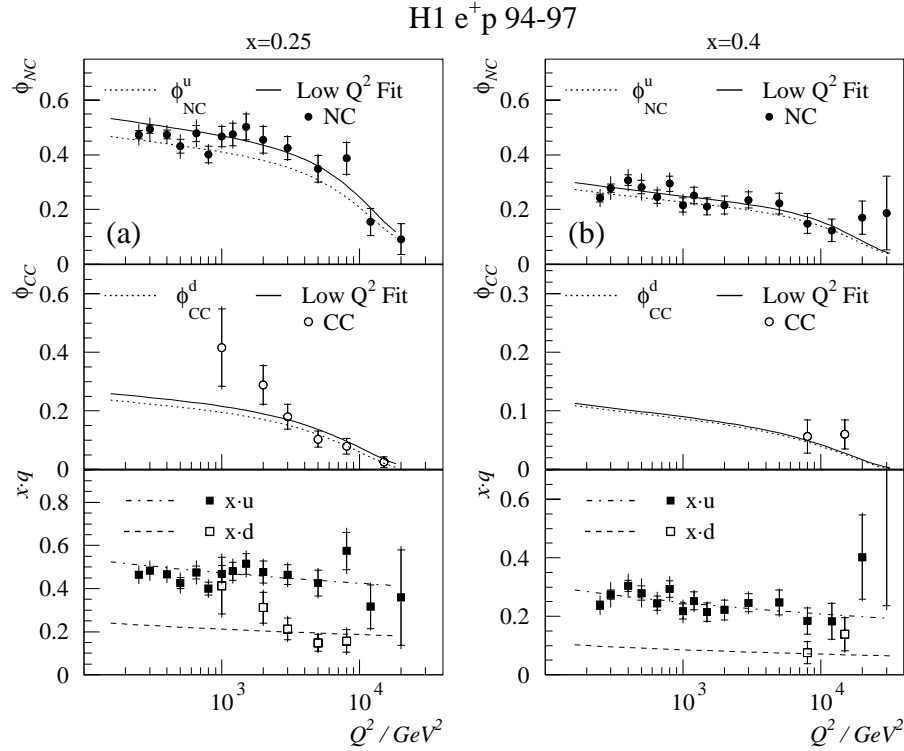


Figure 11.5: L'extraction des densités  $u$  et  $d$  à (a)  $x = 0.25$ , et (b)  $x = 0.4$ .

## 11.4 L'observation de l'interférence $\gamma Z$

A HERA, l'interférence  $\gamma Z$  réduit la section efficace pour  $Q^2$  de l'ordre de  $M_Z^2$  dans les collisions  $e^+p$  et l'augmente pour les interactions  $e^-p$ . Pour évaluer l'importance de cet effet, les conditions  $\tilde{F}_2 = F_2$ ,  $\tilde{F}_3 = 0$ ,  $\tilde{F}_L = F_L$  sont imposées lors d'un ajustement QCD NLO fait en tenant compte uniquement de l'interaction  $\gamma p$  ( $\gamma$ -Exchange Fit) Comparé à l'ajustement QCD NLO standard, le  $\chi^2$  global de cet ajustement augmente de 14 unités, dont 11 viennent de données NC à  $Q^2 > 5000$  GeV<sup>2</sup>, ce qui montre que les effets électrofaible ne peuvent être négligés pour décrire ces données à grand  $Q^2$ . Le comportement de cet ajustement est représenté sur la figure 11.4.

L'effet de l'interférence  $\gamma Z$  peut aussi être étudié par la section efficace simplement différentielle  $d\sigma_{NC}/dx$ . La section efficace  $d\sigma_{NC}/dx$  a été mesurée pour  $Q^2$  supérieur à 1000 GeV<sup>2</sup> et  $Q^2$  supérieur à 10000 GeV<sup>2</sup> respectivement sur un domaine de  $x$  compris entre 0.013 et 0.65 et  $x$  compris entre 0.13 et 0.65. Une coupure cinématique sur  $y$  inférieur à 0.9 est responsable de la décroissance de la section efficace visible à petit  $x$ . La comparaison du *NLO QCD Fit* et du  $\gamma$

*Exchange Fit* avec les données est représentée sur les deux figures 11.6. Pour la section efficace à  $Q^2$  supérieur à  $1000 \text{ GeV}^2$ , dominée par les événements à  $Q^2$  faible par rapport  $M_Z^2$ , l'effet de l'interaction faible est à peine visible sur les ajustements. Par contre, la différence entre les deux ajustements est significative pour la section efficace à  $Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$ . Les données favorisent nettement l'ajustement utilisant toutes les caractéristiques du modèle standard et sont en désaccord avec l'ajustement  $\gamma$ -*Exchange Fit*.

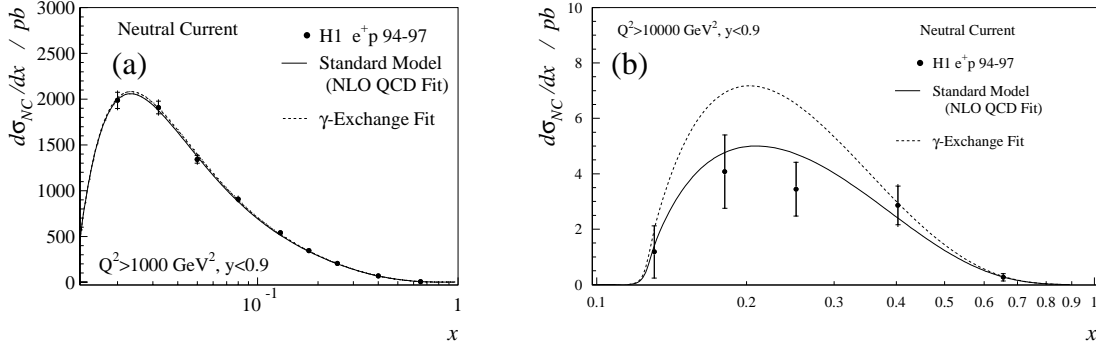


Figure 11.6: La mesure de la section efficace  $d\sigma_{NC}/dx^2$  (a) pour  $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$  et (b) pour  $Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$ , comparée à l'ajustement NLO QCD Fit et à l'ajustement  $\gamma$ -*Exchange Fit*.

## 11.5 La structure en hélicité des interactions CC et NC

Dans les interactions CC, la charge du boson  $W^+$  échangé limite les interactions aux densités  $d + s$  et  $\bar{u} + \bar{c}$ . La conservation du moment angulaire a pour conséquence l'interdiction du processus  $e^+q_R \rightarrow \bar{\nu}_L q'_R$  pour  $y = 1$  et sa suppression en  $(1-y)^2$ , où  $y$  est relié dans le centre de masse  $e^+q$  à l'angle de diffusion du positron par  $\cos \theta_e^*/2 = 1-y$ . Ainsi le terme de fonction de structure  $\phi_{CC}^+$  peut être écrit à l'ordre dominant comme  $\phi_{CC}^+ = x[(\bar{u} + \bar{c}) + (1-y)^2(d + s)]$ . La figure 11.7(a) montre en effet dans le domaine des quarks de valence à  $x = 0.25$  une seule contribution en  $(1-y)^2$  provenant essentiellement du couplage du  $W^+$  aux quarks de valence  $d$ . Lorsque  $x$  décroît, la contribution isotropique due au couplage entre  $W^+$  et les quarks  $\bar{u}$ ,  $\bar{c}$  devient plus importante, ainsi que la contribution de quarks  $d$  et  $s$  de la mer s'ajout pour le terme en  $(1-y)^2$ .

Pour des interactions NC, lorsqu'on ne considère que la polarisation transversale du  $\gamma$  échangé, la contribution isotropique et celle en  $(1-y)^2$  sont de même magnitude, ce qui est montré dans la figure 11.7(b) par le " $\gamma$ -*Exchange Fit*". La contribution de la fonction de structure  $x\tilde{F}_3$ , qui n'apparaît que lorsque l'échange de  $Z$  doit être pris en compte, se divise également en partie isotropique en  $x\tilde{F}_3$  et une partie dépendante de l'hélicité en  $(1-y)^2 x\tilde{F}_3$ . Dans les interactions  $e^+$ , la partie isotropique est soustraite de  $\phi_{NC}^+$  et le terme en  $(1-y)^2$  se rajoute à  $\phi_{NC}^+$ . Un comportement inverse est attendu pour les interactions  $e^-p$ . La contribution de  $x\tilde{F}_3$  est directement lié aux quarks de valence et diminue donc avec  $x$ .

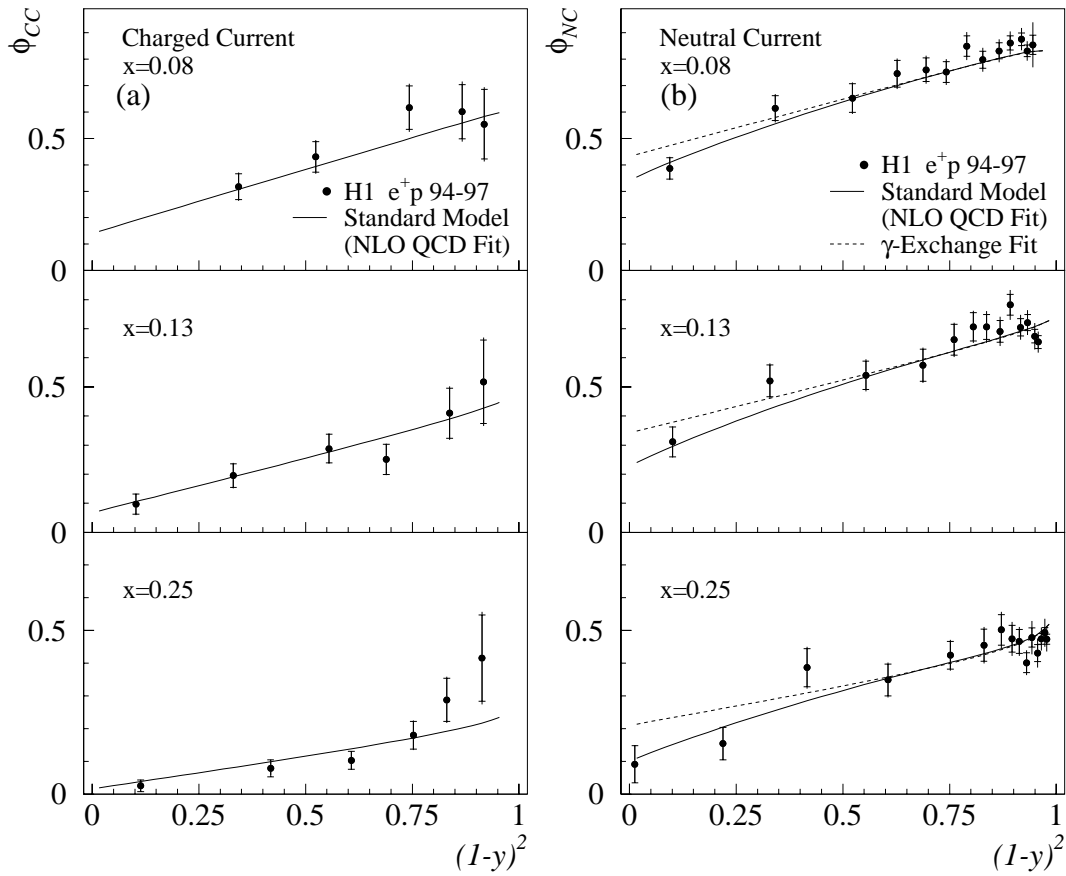


Figure 11.7: Termes de fonctions de structure  $\phi_{CC}$  (a) et  $\phi_{NC}$  (b) en fonction de  $(1 - y)^2$  comparés à l’ajustement “NLO QCD Fit” et à l’ajustement “ $\gamma$ -Exchange Fit”.

## 11.6 La mesure de la masse du $W$

L’évolution de la section efficace  $d\sigma/dQ^2$  en fonction de  $Q^2$  permet de mettre en évidence sa dépendance au propagateur de la particule échangée. La figure 11.8 compare  $d\sigma/dQ^2$  pour H1 et ZEUS [23] pour les NC et les CC. Pour un échange purement photonique, un comportement de la section efficace en  $1/Q^4$  est attendu. Pour l’échange d’une particule massive une dépendance en  $1/(M^2 + Q^2)^2$  est prédite, à laquelle peut s’ajouter un terme d’interférence. En NC, la section efficace est mesurée sur plus de deux ordres de grandeur en  $Q^2$  et varie de six ordres de grandeur. A bas  $Q^2$ , la dépendance en  $1/Q^4$  domine la section efficace jusqu’à  $Q^2$  de l’ordre de 2000  $\text{GeV}^2$ , où l’influence de l’interférence  $\gamma Z$  devient visible. La section efficace CC est plus petite que la section efficace NC. Cet effet est dû au propagateur et au couplage à une partie des quarks uniquement. Le Modèle Standard donne une bonne description de ces deux sections efficaces.

La section efficace  $d\sigma_{CC}/dQ^2$  dépend de la masse du propagateur  $M_W$  et de la constante de couplage de Fermi  $G_F$  (cf eq. 1.13). Ainsi, la dépendance à la masse du boson échangé dans le propagateur, permet la mesure de la masse du  $W$  dans la voie  $t$  à partir de la section efficace CC. Dans le Modèle Standard,  $G_F$  est reliée à la masse  $M_W$  par ‘:

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}} \frac{M_Z^2}{M_W^2(M_Z^2 - M_W^2)} \frac{1}{1 - \Delta r(\alpha, M_W, M_Z, M_t, M_H)} \quad (11.6)$$

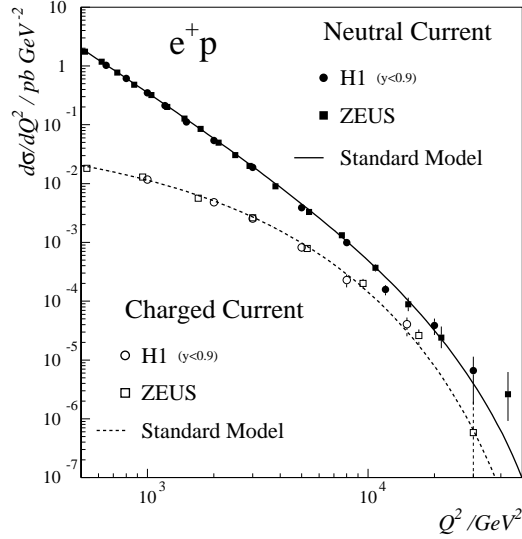


Figure 11.8: La mesure de la section efficace  $d\sigma/dQ^2$  en NC et CC.

qui interviennent la masse du boson de Higgs dans le terme des corrections radiatives.

Un premier ajustement peut être fait en ignorant cette contrainte, et en laissant  $G_F$  et  $M_W$  comme paramètres libres en utilisant les PDF du *Low  $Q^2$  Fit* pour évaluer  $\phi_{CC}$ . En ne tenant compte que des erreurs statistiques, les valeurs de  $G_F$  et  $M_W$  sont [156] :

$$G_F = 1.176 \pm 0.43 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (11.7)$$

$$M_W = 79.8 \pm 5.6 \text{ GeV} \quad (11.8)$$

La valeur de  $G_F$  est en bon accord avec la valeur de  $G_F = G_\mu$  mesurée dans les désintégrations des  $\mu$ , ainsi que  $M_W$  avec les valeurs du LEP et du Tevatron [38]. Ceci implique l'universalité des interactions CC sur le domaine mesuré. La corrélation entre  $G_F$  et  $M_W$  est de  $\rho = -81.7\%$ , la déviation d'une corrélation à 100% provient du terme en  $1/(M_W^2 + Q^2)^2$ . La figure 11.9 (a - triangle et contour à 70% de confiance) montre le résultat et la corrélation trouvée dans le plan  $G_F, M_W$  d'une analyse similaire de ZEUS [209] sur les données 1994 – 1997

De par ce fait, un deuxième ajustement peut être fait, en imposant la valeur de  $G_\mu$  mesurée. Le meilleur ajustement est obtenu avec un  $\chi^2/\text{ndf} = 19.9/(25 - 1) = 0.83$  pour :

$$M_W = 80.9 \pm 3.3(\text{stat.}) \pm 1.7(\text{syst.}) \pm 3.7(\text{theo.})\text{GeV} . \quad (11.9)$$

L'incertitude théorique est évaluée par la variation des hypothèses du *Low  $Q^2$  Fit*, dont la plus grande contribution est due à la paramétrisation de  $\bar{d}/\bar{u}$  qui contribue pour 1.4 GeV à l'erreur. Cette détermination de la masse est bien moins précise que les mesures faites par le LEP ou le Tevatron, mais celles-ci sont faites dans la voie  $s$ , alors que la détermination à HERA a la propriété unique d'être faite dans la voie  $t$ . Une éventuelle différence pourrait venir de la contribution d'un  $W'$  à la section efficace CC, mais qui sera trop lourd pour être produit dans la voie  $s$ . La figure 11.9(a - point et barre d'erreur horizontale) indique la valeur trouvée par ZEUS, et la figure 11.9(b) le rapport entre la section efficace  $d\sigma_{CC}/dQ^2$  mesurée et calculée pour la valeur de  $M_W$  déterminé par H1.

Un dernier ajustement [210] tient compte des contraintes du Modèle Standard sur  $G_F$  à partir des masses mesurées. Le résultat de l'ajustement de ZEUS donne une valeur de  $M_W$  de :

$$M_W = 80.50^{+0.24}_{-0.25}(\text{stat.})^{+0.13}_{-0.16}(\text{syst.}) \pm 0.31(\text{PDF})^{+0.03}_{-0.06}(\Delta M) \quad (11.10)$$

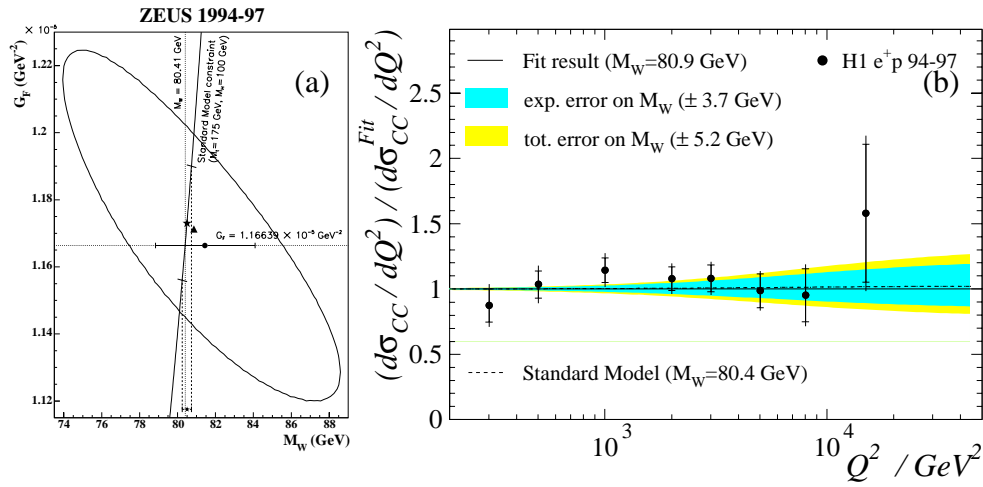


Figure 11.9: Les valeurs de (a)  $M_W$  et  $G_F$  déterminées par ZEUS par des ajustements qui imposent différentes contraintes sur  $G_F$  (cf. texte) et (b) le rapport de la section efficace  $d\sigma_{CC}/dQ^2$  par rapport à la valeur obtenue pour le meilleur ajustement de la masse de  $W$  de H1.

L'erreur  $\Delta M$  provient des erreurs sur  $M_Z$ ,  $M_t$  et l'incertitude sur  $M_H$  comprise entre 100 et 200 GeV. La figure 11.9 (a - étoiles avec l'erreur totale et l'erreur statistique seulement) indique la réduction de l'erreur sur  $M_W$ . Avec une plus grande statistique des événements CC, une précision en dessous de 100 MeV est attendue.

## 11.7 Au-delà du Modèle Standard

A partir des sections efficaces  $d\sigma/dQ^2$  différents tests des possibles phénomènes au-delà du Modèle Standard ont été faits [20]. La Figure 11.10 montre trois modèles qui peuvent donner des contributions à la section efficace  $d\sigma/dQ^2$  : les interactions de contact, signe d'une possible sous-structure des quarks, l'existence des leptosquarks, ou encore des dimensions supplémentaires. Mais aucune trace définitive d'une nouvelle physique n'a pu jusqu'à présent être observée.

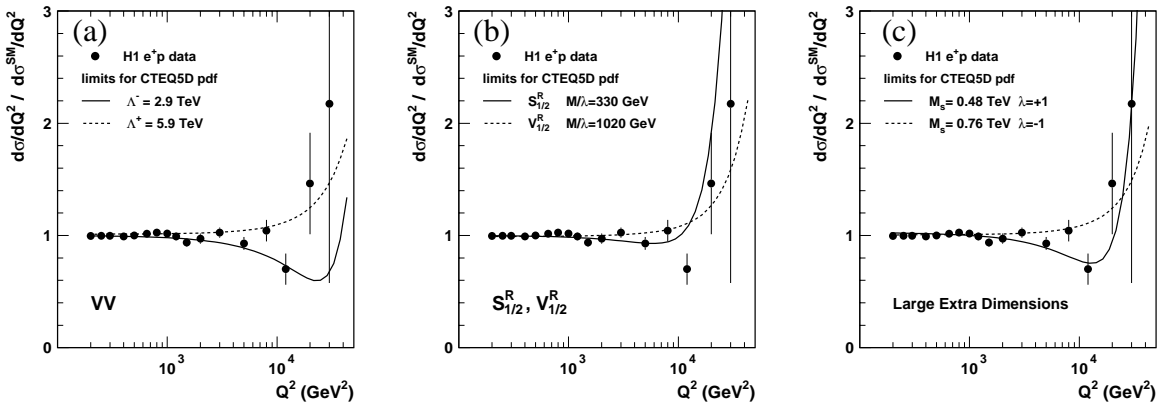


Figure 11.10: Comparaison de la section efficace  $d\sigma_{NC}/dQ^2$  des données 1994 – 1997 à des modèles (a) des interactions de contact, (b) des leptosquarks, et (c) des dimensions supplémentaires.

# Chapitre 12

## $\alpha_S$ , $F_L$ et $xF_3$ à HERA

Les mesures des fonctions de structure que nous avons faites avec les données prises jusqu'en 1997 ont permis, en combinaison avec les données prises à plus bas  $Q^2$  ou dans les années suivantes (1998 – 2000) l'extraction d'autres paramètres importants, du Modèle Standard tels que  $\alpha_S$ ,  $F_L$  et  $xF_3$ , que nous allons résumer dans ce chapitre.

A bas  $Q^2$ , l'analyse à haute statistique des données 1996 et 1997 [27] utilisant de nouveaux sous-détecteurs tel que les détecteurs de traces au Silicium ainsi que des techniques d'analyses améliorées, qui ont permis une mesure des sections efficaces doublement différentielles pour  $Q^2$  inférieur à  $150 \text{ GeV}^2$  avec des précision de l'ordre 3%. L'ajustement QCD-NLO de ces données en combinaison avec les données 94-97 à grand  $Q^2$  a permis la détermination de  $F_L$ , l'extraction de la densité de gluons, et la détermination de  $\alpha_S$ . Une analyse détaillée de la croissance de  $F_2$  avec  $x$  montre que  $\lambda$  est indépendant de  $x$  et présente une croissance linéaire en  $Q^2$ .

A grand  $Q^2$ , des mesures complémentaires à  $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$  en  $e^-p$  (données de 1998-1999) [214] et en  $e^+p$  (données 1999-2000) [28] ont été combinées avec nos résultats sur les données 1994-1997 à  $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ . Les données montrent un bon accord avec le Modèle Standard et la combinaison des mesure en  $e^+$  et  $e^-$  ont permis d'extraire  $xF_3$ . L'extension du domaine cinématique à grand  $y$  a donné lieu à une première détermination de  $F_L$  à grand  $Q^2$ .

### 12.1 1996-1997 : détermination de $F_L$ et de $\alpha_S$

La mesure des section efficaces sur le domaine  $1.5 \leq Q^2 \leq 150 \text{ GeV}^2$  et  $3 \cdot 10^{-5} \leq x \leq 0.2$  a atteint une précision comparable à celle des expériences sur cible fixe, avec une erreur statistique de l'ordre du pour cent et une erreur systématique d'environ 3% (figure 12.1) Ici aussi, l'amélioration du traitement du bruit calorimétrique a permis une extension du domaine cinématique mesurable à bas  $y$ , ce qui rend possible la jonction avec les mesures de NMC et BCDMS. L'ajout d'un détecteur au Silicium à l'arrière (BST) étend la région angulaire jusqu'à  $\theta < 176^\circ$ , dans laquelle il est possible de mesurer une trace et de déterminer le vertex de l'interaction, avec en conséquence une amélioration de la mesure à grand  $y$  et de la détermination de  $F_L$ .

Pour la mesure des fonctions de structure à bas  $Q^2$ , le lot principal de données prises en 1996 et 1997, avec respectivement des luminosités de  $4.5 \text{ pb}^{-1}$  et  $13.4 \text{ pb}^{-1}$ , couvre le domaine

$15 \leq Q^2 \leq 150 \text{ GeV}^2$ . Un lot de données dédiées à la mesure des section efficaces à bas  $Q^2$  jusqu'à  $1.5 \text{ GeV}^2$  a été pris en 1997 avec une luminosité de  $1.8 \text{ pb}^{-1}$ . Pour accéder aux valeurs de  $y$  jusqu'à  $0.75$ , un mode de déclenchement sur des électrons à  $2 \text{ GeV}$  est utilisé. Les données accumulées correspondent à une luminosité intégrée de  $6.2 \text{ pb}^{-1}$ .

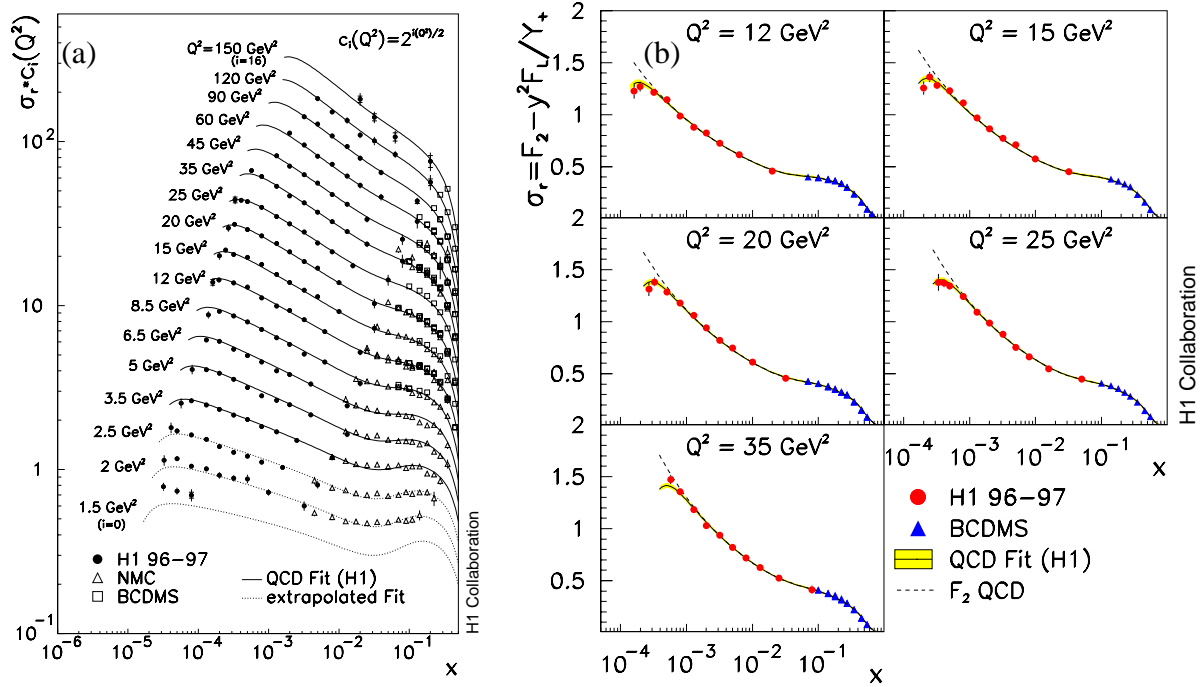


Figure 12.1: Les mesures de la section efficace réduite  $\tilde{\sigma}$  en fonction de  $x$  (a) comparé à l'ajustement NLO QCD et (b) en précisant la contribution de  $F_2$  seulement sur les données 1996-1997.

L'ajustement NLO QCD sur l'ensemble des données donne une bonne description [50]. Lorsque les données avec des valeurs de  $Q^2$  inférieures à  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  sont exclues de l'ajustement, la retro-évolution de l'ajustement prédit à  $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$  une section efficace réduite plus faible que mesurée (figure 12.1 a). Ceci montre l'intérêt de la région de transition à bas  $x$  et bas  $Q^2$ . Afin de s'affranchir de l'influence de possibles effets non-perturbatifs, les résultats suivants ont été obtenus avec un ajustement à  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ .

Le comportement de la section efficace réduite est dominé par la la fonction de structure  $F_2$ . A grand  $y$ , la contribution de  $F_L$ , pondérée par le facteur  $y^2$ , devient importante et la section efficace réduite tend vers  $F_2 - F_L$  quand  $y$  tend vers 1. La grande étendue du domaine cinématique mesurable en  $y$  permet à HERA de déterminer  $F_2$  avec une grand précision pour  $y < 0.35$ , d'extrapoler  $F_2$  à grand  $y$  et de déterminer  $F_L$  à partir de la soustraction de  $F_2$  à la section efficace réduite [26, 211]. Pour  $Q^2$  inférieur à  $10 \text{ GeV}^2$ , la méthode dérivative a été développée [212], où  $F_L$  est extraite à partir des dérivées partielles  $\partial\sigma/\partial \log y$ , qui varient linéairement en  $F_2$  et qui sont dominées par la contribution de  $F_L$  à grand  $y$ . Cette méthode peut être utilisée jusqu'à  $Q^2$  égal à  $1 \text{ GeV}^2$ , où l'utilisation d'un ajustement QCD s'avère difficile à cause des contributions des ordres supérieurs. La figure 12.2 montre la fonction de structure  $F_L$  déterminée à HERA en se servant également des mesures des expériences sur cible fixe et du comportement attendu par l'ajustement QCD extrapolé à partir des valeurs de  $y \leq 0.35$ .



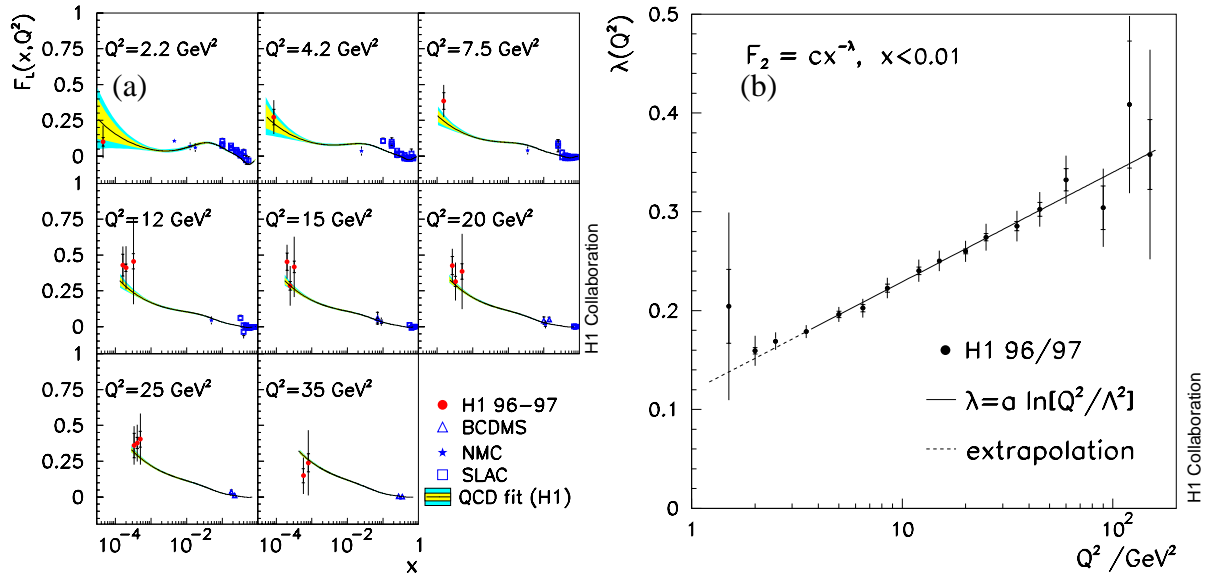


Figure 12.2: L'extraction (a) de la fonction de structure  $F_L$  et (b) des paramètres  $\lambda$  à partir des dérivés de  $F_2$  sur les données 1996 – 1997.

A partir de la paramétrisation des dérivées  $\partial\sigma/\partial\log x$ , la croissance de  $F_2$  peut être quantifiée en termes de  $F_2 = cx^{-\lambda}$  [215]. L'évolution des coefficients  $\lambda$  en fonction de  $Q^2$  est montrée sur la figure 12.2. La dépendance est linéaire jusqu'aux valeurs de  $Q^2$  de 1  $\text{GeV}^2$ . L'extrapolation à des valeurs de  $Q^2$  plus petit atteint  $\lambda = 0.08$ , valeur attendue dans la théorie de Regge, à  $Q^2 = 0.45 \text{ GeV}^2$ .

L'ajustement QCD fait sur la section efficace réduite, ne fait intervenir que des données  $F_2^p$  de H1 et BCDMS. A partir de cet ajustement, la densité de gluons et  $\alpha_S$  ont pu être extraits simultanément. Le résultat est montré sur la figure 12.3. La corrélation entre  $\alpha_S$  et le paramètre  $B_g$  (équation 1.31) qui gouverne la forme de la densité de gluons à bas  $x$ , mène à une valeur

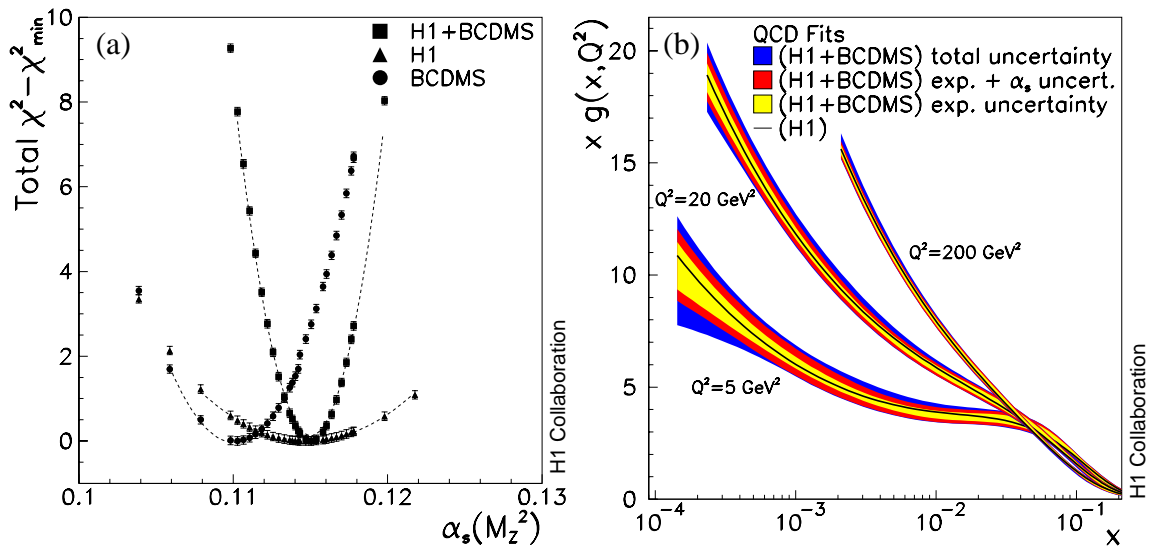


Figure 12.3: La détermination (a) de  $\alpha_S$  et (b) de la densité de gluons à partir des ajustement NLO QCD sur les données 1996 – 1997.

de  $\alpha_S$  d'autant plus grande, que la croissance de la densité de gluons avec petit  $x$  est grande. Par la règle de somme des moments, la densité de gluons à grand  $x$  influence aussi la densité de gluon à bas  $x$  et  $\alpha_S$ . Un ajustement des données de BCDMS seulement résulte dans une valeur positive de  $B_g$  et une valeur de  $\alpha_S = 0.111 \pm 0.003(\text{exp.})$ . Néanmoins  $B_g \geq 0$  est incompatible avec les données à bas  $x$  de H1. L'ajustement combiné de H1 et BCDMS donne une valeur de  $\alpha_S = 0.1150 \pm 0.0017(\text{exp.}) \pm 0.005(\text{theo.})_{-0.0005}^{+0.0009}(\text{mod.})$  et un paramètre  $B_g$  négatif. L'erreur théorique, qui excède l'erreur expérimentale, est déterminée par une variation des l'échelles de factorisation et de renormalisations  $\mu_f = m u_r = \mu$  entre  $Q^2/4$  et  $4Q^2$ . Cette intervalle est souvent choisit plus étroit comme  $Q^2/2 < \mu < 2Q^2$  [213, 80] et les analyses au NNLO indiquent en effet des variations plus faibles [87, 86]. La densité de gluons résultante évolue rapidement avec  $Q^2$ , et est déterminée avec une erreur de 3% à  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$  pour  $3 \cdot 10^{-4} \leq x \leq 0.1$ .

## 12.2 1998-2000 : Les mesures en $e^-p$ et $e^+p$ à grand $Q^2$

Les contributions à la section efficace de la fonction de structure  $x F_3$  ainsi que des interactions électrofaibles sont de signes opposés lorsqu'il s'agit d'une diffusion  $e^-p$  ou  $e^+p$ . Après une augmentation de l'énergie du faisceau de proton à 920 GeV en 1998, des luminosités de  $16.4 \text{ pb}^{-1}$  et de  $65.2 \text{ pb}^{-1}$  en  $e^-p$  et  $e^+p$  ont été accumulées successivement jusqu'à l'arrêt machine en 2000. Ceci a permis une nouvelle mesure des section efficaces réduites en CC et NC [28, 214] et d'en extraire  $x F_3$ ,  $F_L$  et les densités  $u$  et  $d$  à grand  $x$ . Des conditions de faisceaux plus stables, permettant d'injecter des courants plus élevés, ont motivé le choix d'accumuler plus de luminosité en  $e^+p$ , et ainsi d'exploiter pleinement le potentiel de découverte de HERA.

Afin d'obtenir la plus grande précision possible, les mesures de sections efficaces en  $e^+p$  sur les données 1999 – 2000 à  $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$  ont été combinées avec celles de 1994 – 1997 à  $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ , après avoir vérifié la consistance de l'extrapolation des prédictions QCD entre les deux énergies de faisceaux. La figure 12.4(a) montre la section efficace simplement

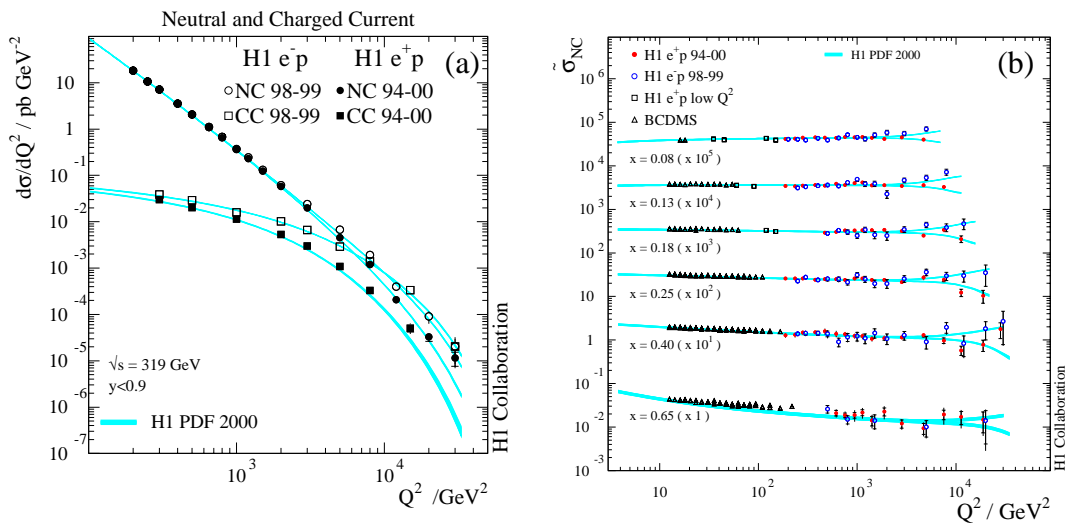


Figure 12.4: Les mesure des sections efficaces (a)  $d\sigma/dQ^2$  en CC et NC pour les interactions  $e^+p$  et  $e^-p$ , et (b)  $\sigma_{NC}$  à grand  $x$  sur les données 1994 – 2000.

différentielle  $d\sigma/dQ^2$  en  $e^+p$ ,  $e^-p$  pour les NC et les CC. La différence entre les section efficaces  $e^+p$  et  $e^-p$  en CC à grand  $Q^2$ , provient de l'influence du terme d'interférence  $\gamma Z$  et est moins importants que la différence pour les sections efficaces en CC. Cette dernière est due au couplage exclusif des  $W^+/W^-$  respectivement aux quarks  $d$  et  $u$  et à leur abondance dans le proton, ainsi qu'au facteur d'hélicité moins favorable pour les sections efficaces en  $e^+p$ .

Les section efficaces réduites en NC sont montrées dans la figure 12.4(b) pour les grandes valeurs de  $x$  en fonction de  $Q^2$ , avec les mesure à plus bas  $Q^2$  et les données de BCDMS. Les mesures sont comparées à un ajustement QCD, utilisant des données de H1 uniquement. Les données de BCDMS sont en bon accord avec cet ajustement, sauf à  $x$  égal à 0.65, où elles ont des valeurs plus importantes. Aux plus grandes valeurs de  $Q^2$ , les différence entre les section efficaces  $e^+p$  et  $e^-p$  sont observées dans les données pour des valeurs de  $x$  inférieur à 0.18. A plus grand  $x$  les erreurs sont trop importantes pour qu'on puisse distinguer ces différences.

A partir de la différence entre  $\phi_{NC}$  en  $e^+p$  et  $e^-p$ , la fonction de structure généralisé  $x\tilde{F}_3$ , peut être extraite :  $x\tilde{F}_3 = 1/(2Y_-)(\phi_{NC}^- - \phi_{NC}^+)$ . Avec les précisions actuellement atteintes, les données pour  $Q^2$  supérieur à 1125 GeV<sup>2</sup> ont été moyennées [216] pour trois valeurs de  $Q^2$  : 1500, 5000 et 20000 GeV<sup>2</sup> (figure 12.5)

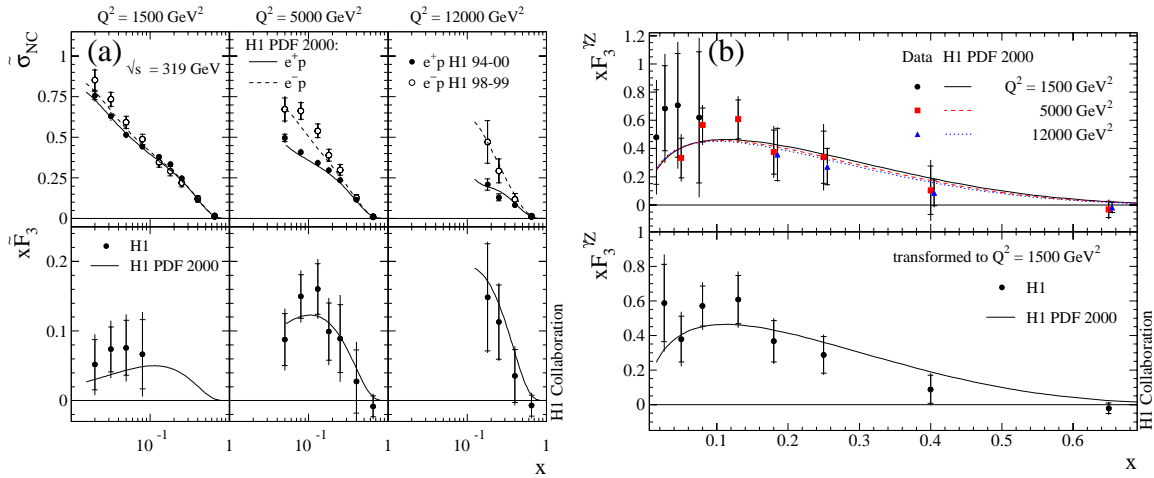


Figure 12.5: L'extraction (a) de la fonction de structure généralisée  $x\tilde{F}_3$ , et (b)  $xF_3^{\gamma Z}$ .

La fonction de structure  $x\tilde{F}_3$  est obtenue par soustraction, en excluant les points à grand  $x$  pour les valeurs les plus basses en  $Q^2$ , dont la sensibilité est plus faible que l'erreur sur la luminosité.  $x\tilde{F}_3$  croît en fonction de  $Q^2$  à  $x$  fixé, à cause du propagateur du  $Z^0$  (équation 1.6) En divisant  $x\tilde{F}_3$  par le facteur  $-a\kappa_w Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ , la fonction de structure  $xF_3^{\gamma Z}$  est évaluée, puisque la contribution de  $x\tilde{F}_3$  est supprimée par le couplage vectoriel  $v$  petit. Elle est estimée à moins de 3% pour les plus grandes valeurs de  $Q^2$  et donc négligeable.  $xF_3^{\gamma Z}$  dépend de la différence entre les densités de quarks et d'anti-quarks et n'a donc qu'une faible dépendance en  $Q^2$ , ce qui montre la comparaison pour les trois valeurs de  $Q^2$  (figure 12.5 c) La moyenne de  $xF_3^{\gamma Z}$  pour tous les  $Q^2$  (figure 12.5 d) détermine la forme et la magnitude de la densité des quarks de valence et est en bon accord avec les prédictions de l'ajustement QCD principalement contraint par les sections efficaces NC et CC et par la différences entre les mesures  $e^+p$  et  $e^-p$ . En analogie avec la règle de somme de Gross Llewellyn-Smith pour la diffusion des neutrinos, l'expression

$$\int_0^1 F_3^{\gamma Z} dx = 2e_u a_u N_u + 2e_d a_d N_d = 5/3 \cdot \mathcal{O}(1 - \alpha_S/\pi) \quad (12.1)$$

peut être évaluée sur le domaine des  $x$  mesuré et donne :

$$\int_{0.026}^{0.650} F_3^{\gamma Z}(x, Q^2 = 1500 \text{ GeV}^2) dx = 1.28 \pm 0.17(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \quad (12.2)$$

en bon accord avec les prédictions sur l'ajustement QCD qui est de  $1.06 \pm 0.02$ .

En 1998, des conditions améliorées du déclenchement des événements NC à basse énergie de l'électron diffusé ont mené à une extension du domaine cinématique mesurable à grand  $y$ . Ainsi une extraction de la fonction de structure  $F_L$  par la méthode de l'extrapolation a également pu être faite pour  $90 < Q^2 < 890 \text{ GeV}^2$ . Les valeurs de  $F_L$  en fonction de  $Q^2$  pour  $y = 0.75$  (figure 12.6) pour les données  $e^+p$  et  $e^-p$  sont cohérentes. Dans la limite de la

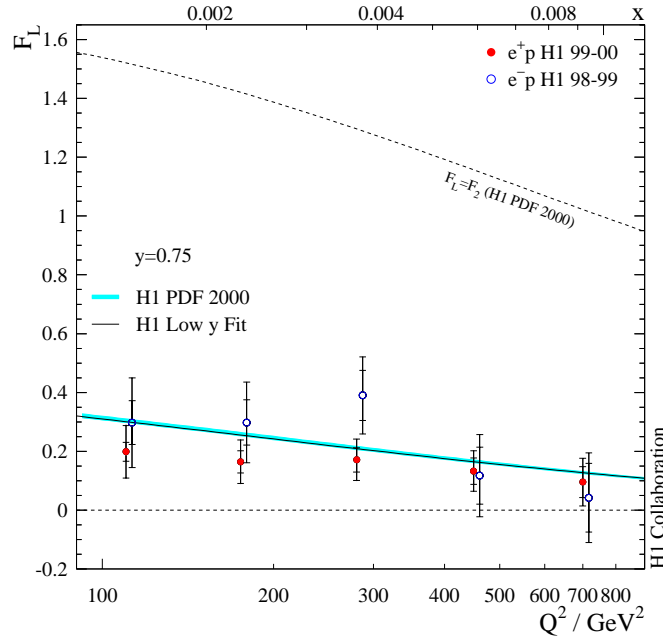


Figure 12.6: La détermination de la fonction de structure  $F_L$  à grand  $Q^2$  en  $e^+p$  et  $e^-p$  sur les données 1998 – 2000.

précision atteinte actuellement, dominée par les erreurs statistiques, les valeurs de  $F_L$  sont en bon accord avec l'ajustement QCD et permettent d'exclure les valeurs extrêmes permises pour  $F_L$ , qui sont  $F_L = F_2$  et  $F_L = 0$ .

Les sections efficaces réduites pour les interactions CC sont dominées par les densité des quarks de valence  $u$  et  $d$ , selon la charge du boson  $W$  échangé. La figure 12.7 montre les sections efficaces réduites mesurées avec les sections efficaces calculés à partir des ajustements QCD. Les section efficaces CC sont dominées par les contributions de la densité  $xu$  pour les interactions  $e^-p$  et  $(1 - y)d$  pour les interactions  $e^+$  dans le domaine de la valence.

A partir des ajustements faits sur les données, les sections efficaces CC peuvent être utilisées pour déterminer la masse du boson  $W$  dans les interactions du genre espace. La valeur obtenue pour le  $W^-$ ,  $M_W = 79.9 \pm 2.2(\text{stat.}) \pm 0.9(\text{syst.}) \pm 2.1(\text{theo.})$  est en bon accord avec la valeur obtenue sur les données 1994 – 1997 en  $e^+p$ , mais avec une précision environ 100 fois moindre que celle atteinte dans les échanges du genre temps au LEP ou au Tevatron.

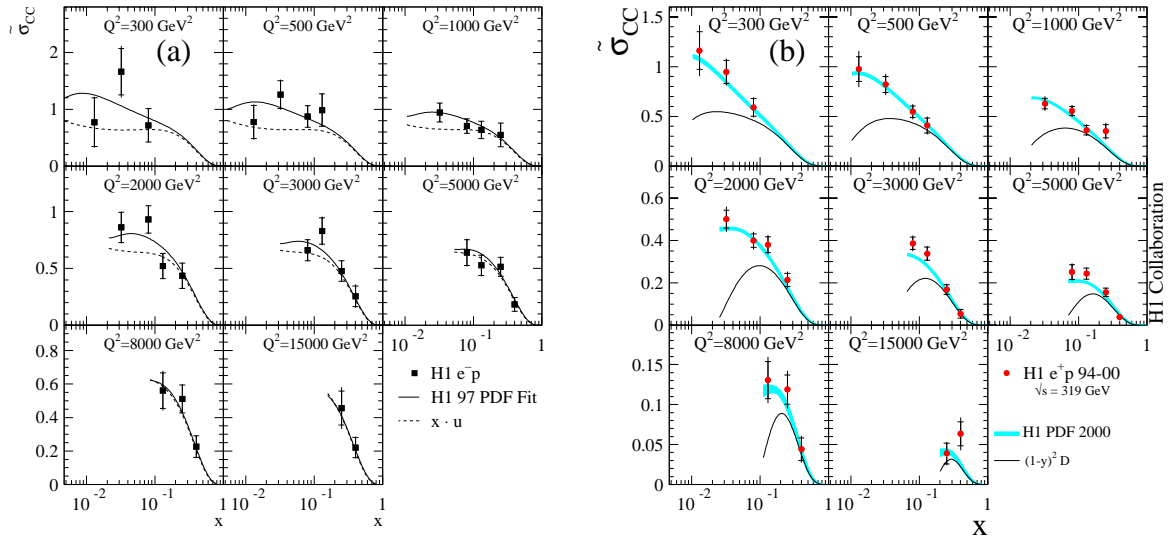


Figure 12.7: La mesure de la section efficace réduite  $\tilde{\sigma}_{CC}$  pour les données (a) en  $e^-p$  de 1998 – 1999, et (b) en  $e^+p$  de 1994 – 2000.

La composition en saveurs de quark du proton peut être obtenue en utilisant les données en NC et CC simultanément. La densité des quarks  $u$  domine les termes  $\phi_{NC}^{\pm}$  et  $\phi_{CC}^{-}$  à grand  $x$ , alors que la densité des quarks  $d$  domine  $\phi_{CC}^{+}$ . Ainsi pour extraire les densités des quarks, on utilise les données où une contribution de plus de 70% de  $xu$  ou  $xd$  est attendue par l'ajustement QCD (figure 12.8) Pour la densité  $xu$ , les contributions extraites à partir des trois sections efficaces sont combinées. Les densités extraites sont bien décrites par des paramétrisations récentes (MRST et CTEQ) sauf pour  $xu$  à  $x = 0.65$  où les paramétrisations sont contraintes par les données BCDMS, et donnent alors dans une densité  $xu$  plus importante.

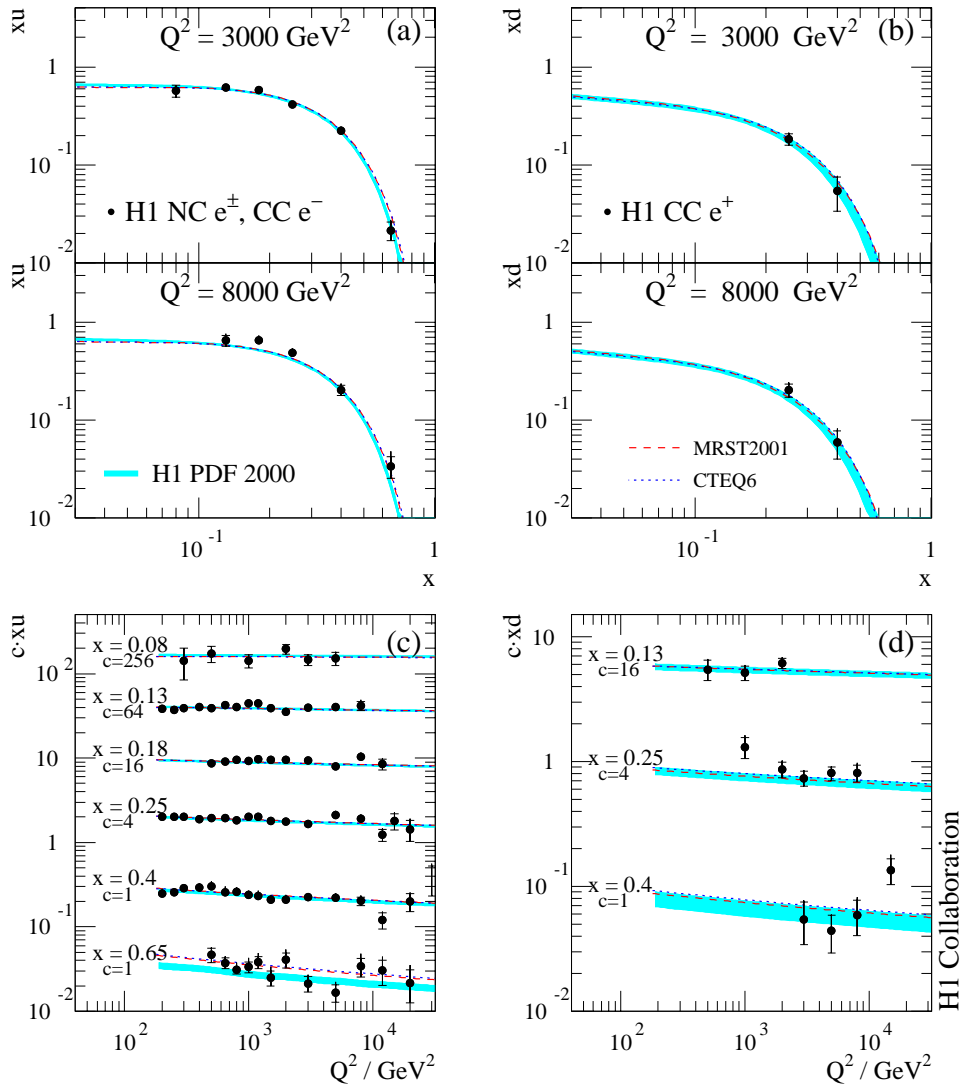


Figure 12.8: L'extraction des densités de quarks  $u$  en fonction (a) de  $x$  et (c) de  $Q^2$  à partir des sections efficaces réduites  $\tilde{\sigma}_{NC}^\pm$  et  $\tilde{\sigma}_{CC}^+$ , et des quarks  $d$  en fonction (b) de  $x$  et (d) de  $Q^2$  à partir de la section efficace réduite  $\tilde{\sigma}_{CC}^-$ .

# Chapitre 13

## La section efficace $t\bar{t}$

L'observation du quark top en 1995 par CDF et DØ [8] a conclu la recherche du top qui avait démarré la fin des années 70. La figure 13.1(a) montre les limites sur la masse du top depuis les premières recherches à PETRA. Lorsque dans des collisionneurs  $e^+e^-$  une résonance étroite a été recherchée, dans le cas d'un état lié  $t\bar{t}$ , ou, dans le cas contraire, une augmentation de la section efficace  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons, les collisionneurs hadroniques ne pouvaient déterminer une limite sur la masse, que indirectement à partir de la relation entre  $m_t$  et la section efficace  $t\bar{t}$ .

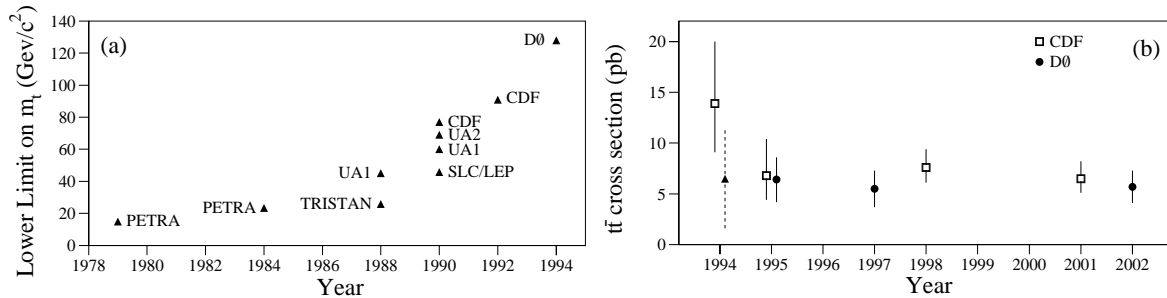


Figure 13.1: La section efficace  $t\bar{t}$  (a) depuis les limites obtenue lors des recherches sur des collisionneurs  $e^+e^-$  et  $p\bar{p}$  et (b) des mesures faites par CDF et DØ.

Les mesures de la section efficace du top au Tevatron depuis les premières évidences sont montrées dans la figure 13.2(b) La dernière analyse publiée [173] sur l'ensemble des données du Run I à  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ GeV}$  et en combinant tous les neuf canaux mesurés (figure 13.2a) donne une valeur de  $\sigma_{t\bar{t}}$  de  $5.69 \pm 1.21$  (stat.)  $\pm 1.04$  (syst.) pb pour une masse  $m_t$  de 172.1 GeV (figure 13.2 b) Pour une luminosité intégrée variant entre  $108 \text{ pb}^{-1}$  et  $130 \text{ pb}^{-1}$ , en fonction du canal étudié, 80 événements au total aient été sélectionnés contenant  $38.29 \pm 5.34$  événements top. L'erreur systématique dominante sur cette mesure est l'échelle d'énergie des jets.

Les premières mesures de la section efficace du Run II ont été présenté à Moriond en 2003 [217] dans les canaux di-lepton et lepton+jets pour des analyses topologiques et pour l'étiquetage par des muons mou. Pour la conférence EPS 2003 [218] ces résultats ont été élargis par des mesures dans le canal lepton+jets avec un étiquetage des  $b$  utilisant le détecteur de micro-vertex. La présence d'un vertex secondaire est déterminée soit par la recherche d'un vertex avec au moins 2 traces et une significativité de la longueur de désintégration supérieur à 5 (méthode SVT) soit en comptant le nombre de traces avec un paramètre d'impact significatif

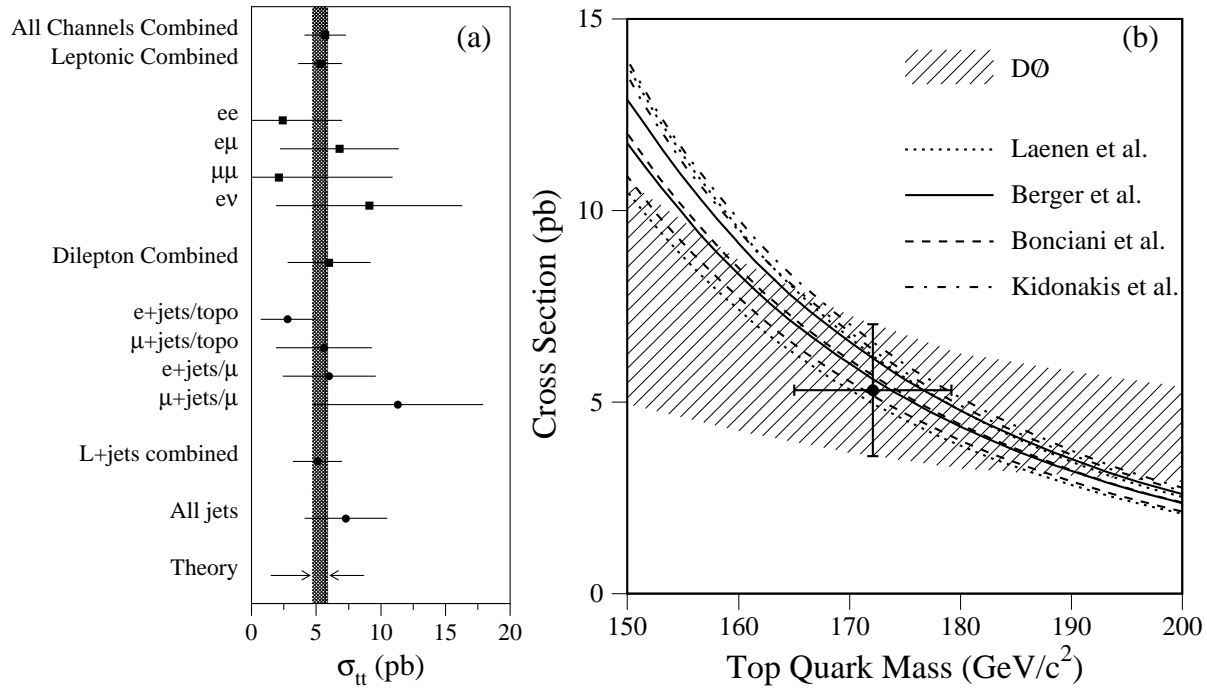


Figure 13.2: Les résultats des section efficaces  $t\bar{t}$  de  $D\bar{O}$  lors du Run I (a) dans les différents canaux mesurés et (b) en comparaison avec des prédictions théoriques.

(méthode CSIP) Les section efficaces résultantes, ainsi que la luminosité utilisée dans chacun des canaux sont montrées sur la figure 13.3. La section efficace préliminaire à  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV est  $\sigma = 8.1^{+2.2}_{-2.0}$  (stat.) $^{+1.6}_{-1.4}$  (syst.)  $\pm 0.8$  (lumi.) pb. Une analyse du canal hadronique est en cours.

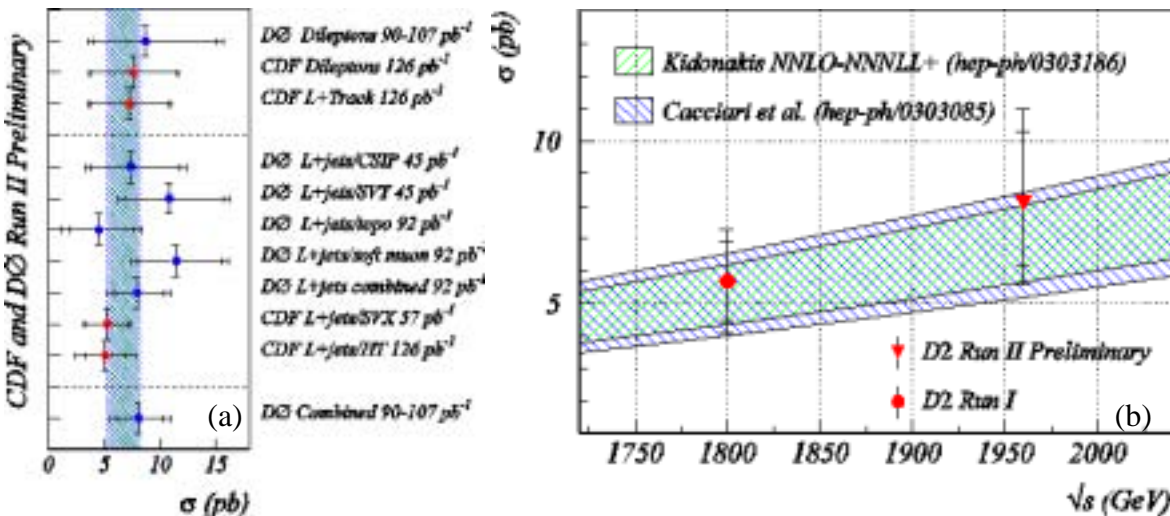


Figure 13.3: Les mesures de la section efficace  $t\bar{t}$  préliminaire du Run II (a) dans les différentes canaux analysés, et (b) les résultats de  $D\bar{O}$  du Run I et du Run II comparé à des prédictions théoriques.

Avec une luminosité intégrée de  $\mathcal{L} = 2 \text{ fb}^{-1}$ , une précision de 8% sur la mesure de la section



efficace du top est attendue, comparable à l'incertitude théorique actuelle d'environ 7%. Les erreurs systématiques principales devront être réduites. Ce sont l'échelle en énergie des jets, pour laquelle une précision de 2% est visée et l'estimation des bruits de fond, qui profitera d'un nombre d'événement plus important, ainsi que des améliorations sur l'étiquetage des quarks  $b$ . Une collaboration avec CDF est en cours pour déterminer la luminosité avec la plus grande précision possible.

La mesure de la section efficace  $t\bar{t}$  n'est néanmoins qu'un premier pas dans le domaine de la physique du top. La production électrofaible du quark top ayant une section efficace comparable à la production  $t\bar{t}$ , est plus difficile à mettre en évidence avec un rapport signal/bruit plus faible. Pour le Run II, une mesure de la section efficace  $\sigma(qq \rightarrow tb)$  est attendue avec une précision de 20%, ainsi qu'une mesure de  $V_{tb}$  à 12%. La détermination de la masse du top, avec une précision de 2 GeV permettra de contraindre d'avantage la masse du Higgs dans le Modèle Standard.

# Chapitre 14

## Conclusion et Perspectives

HERA est souvent appelée “la machine à QCD”, et la moisson des résultats obtenus dans ce domaine est effectivement impressionnante. Elle a mené à une compréhension approfondie des interactions fortes et de la structure de la matière. Dans le domaine des fonctions de structure, HERA a découvert la croissance de  $F_2$  à petit  $x$ , montré que le domaine de validité de la QCD perturbative s’étend de  $Q^2 \simeq 1 \text{ GeV}^2$  jusqu’au plus grandes valeurs de  $Q^2$  mesurables ( $\simeq 35000 \text{ GeV}^2$ ) et a contraint les modèles de transition entre les domaines perturbatifs et non-perturbatifs. Les mesures à grand  $Q^2$  n’ont pas seulement permis d’explorer des possibilités de physique au delà du Modèle Standard, mais ils ont aussi permis d’accéder au domaine des grands  $x$  en s’affranchissant des corrections théoriques nécessaires pour les expériences sur cible fixe qui ont lieu à plus basse énergie dans le centre de masse

L’extension du domaine cinématique des mesures de  $F_2$  a dépassé les prévisions, malgré une luminosité délivrée par la machine plus basse que les prévisions. Ceci a été possible grâce aux améliorations des méthodes expérimentales telles que la compréhension du détecteur, la précision de la reconstruction, les méthodes de reconstruction cinématique ou encore les techniques de déconvolution. La précision atteinte sur la connaissance des densités de partons va être profitable à toutes les expériences de physique hadronique, et en particulier au LHC. Les avancées sur la compréhension des modèles décrivant les états finals hadroniques peuvent être utilisées pour une meilleure descriptions des événements dans les collisionneurs hadroniques, et par conséquent pour une meilleure précision sur les mesures qui y seront faites.

Comme HERA, le Tevatron fait actuellement face à une luminosité plus faible que prévue. Mais il s’agit de la machine délivrant la plus haute énergie au monde avant le démarrage du LHC et le potentiel de découverte du bosons de Higgs, ou d’une nouvelle physique n’est pas épuisé. Les expériences du Tevatron doivent aussi exposer leurs détecteurs conçus pour un environnement moins agressif, à des temps d’interaction plus rapides et à des interactions de plus haute densité. Les améliorations portées aux détecteurs pendant l’arrêt de la machine ont permis de prendre les premières données et de produire les premiers résultats de physique, mais les performances sont encore en cours d’amélioration. Les données du Tevatron vont dans tout les cas permettre d’accroître le nombre de quarks top observés, de progresser dans leur compréhension et de donner des connaissances indispensables pour comprendre les processus à observer aux futurs collisionneurs.

Le LHC sera le prochain accélérateur à démarrer et il ouvrira un nouvel ordre de grandeur en énergie avec toutes les promesses d’observer des phénomènes encore inconnus. Il représente

aussi un défi énorme car il s'agit de faire fonctionner des détecteurs d'une complexité jamais atteinte dans un environnement sans précédent. La rapidité des interactions, le nombre de canaux à lire, la quantité d'informations à traiter demande des solutions techniques, d'organisation et d'expertise dans un grand nombre de domaines. Si, dans le pire des cas, il ne faisait pas de découvertes de nouvelle physique, le LHC permettrait une quantité importante de mesures de précision électrofaibles et resterait une excellente "machine QCD".

# Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Jean-Eudes Augustin pour sa confiance, les possibilités qu'il m'a offertes pour m'investir dans la vie du laboratoire, ses encouragements à préparer cette habilitation, et pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.

Mes remerciements également à Marcel Banner pour tout le soutien dont il a fait preuve pour que l'expérience DØ fasse partie du laboratoire.

Je veux aussi bien sur remercier Greg Bernardi pour tout son soutien lors de la réalisation de ce projet et pour son aide dans la finalisation du manuscrit, mais surtout pour toutes ces années de recherche et d'amitié que nous avons passées ensemble. Une confiance et une entre-aide sans faille sont des qualités rares et précieuses.

Mes remerciements chaleureux également à Max Klein, qui a toujours poussé pour que les mesures de  $F_2$  soient d'une qualité irréprochable, pour tout ce que j'ai pu apprendre de lui scientifiquement et humainement et pour les liens amicaux qui nous lient avec le groupe de DESY-Zeuthen après tous ces années de travail commun. Merci d'avoir accepté de rapporter sur cette thèse.

Merci aussi à Michael Tuts pour avoir accepté d'être rapporteur de cette habilitation, de nous avoir accueillis dans le groupe calorimètre de DØ et nous avoir encouragés à y prendre des responsabilités au-delà du système de calibration; son ouverture et ses qualités humaines ont rendu notre intégration facile.

Je remercie aussi bien sur les autres membres du jury d'avoir accepté d'en faire partie : Albert De Roeck, qui a su encadrer avec une grande vision la physique à H1, Michel Baubillier, pour son intérêt à la physique au Tevatron, et Daniel Fournier, qui par ses questions sur les performances comparées d'ATLAS et de DØ a aiguillonné notre effort sur le calorimètre de DØ.

Mes remerciements à Etienne Barrelet qui a dirigé le groupe H1 du laboratoire et qui m'a introduit au travail sur la calibration électronique du calorimètre SpaCal, ainsi qu'à tous les anciens membres du groupe H1 du LPNHE.

Je voudrais également remercier les membres et amis de la collaboration H1, en particulier les porte-paroles Franz Eisele, Joël Feltesse, Ralf Eichler, John Dainton et Eckhard Elsen pour leur soutien pendant la publication des différents papiers  $F_2$ , Jörg Gayler et Vladimir Shekelyan pour leur collaboration et Beate Heinemann, Andy Mehta et Eram Rizvi, dont le travail sur les sections efficaces à grand  $Q^2$  s'est conclu par une amitié à travers les collaborations. Un merci aussi à Hilde Haertel pour toute son attention aux soucis des physiciens. Passer dans son bureau était toujours un moment précieux.

Mes remerciements à tous les membres et anciens membres du groupe DØ de Paris, Bob Olivier, Frédéric Machefert, Bernard Andrieu, Stéphanie Beauceron, Sophie Trincaz-Duvoid, Emmanuel Busato et Jean-Roch Vlimant, qui font que ce groupe est un groupe vivant et dynamique. En particulier un grand merci à Sophie pour ses corrections du manuscrit et notre bon voisinage. Je tiens beaucoup à remercier l'équipe d'électronique, Hervé Lebbolo, Philippe Bailly, Jean-François Huppert et Alain Vallereau, dont le savoir-faire, conjugué à celui de l'équipe du LAL, a permis au nouveau système de calibration de DØ d'exister, et à Evelyne Lebreton pour son aide précieuse en informatique.

La mise en route du calorimètre de DØ pour le Run II a été une performance qui n'aurait pas abouti sans le groupe calorimètre, qui a su progresser avec un grand esprit de collaboration. Pour cela je tiens à remercier en particulier Dean Schamberger, Leslie Groer, Nirmalya Parua et Robert Zitoun, ainsi que Mingchen Gao et Shao Fu pour tout leur dévouement et Mike Cherry pour réparer tout ce qui arrive sur son banc de travail.

Je veux également remercier les porte-paroles de DØ, Hugh Montgomery, Harry Weerts, John Womersley et Jerry Blazey, pour la proximité qu'ils ont toujours su garder avec les "simples membres" de la collaboration et qui donnent un visage humain à la collaboration DØ. Mes remerciements aussi à Jon Kotcher et Gene Fisk, qui m'ont permis d'étendre mon séjour à Fermilab. Merci à la collaboration DØ pour l'accueil fait aux Européens et pour ses efforts à collaborer par dessus un océan.

Merci aussi à DØ-France, en particulier à l'équipe d'électronique d'Orsay, Christophe de la Taille, Ronic Chiche, Yves Jaquier et Gisèle Martin. Leur expertise et leur pragmatisme ont été d'une grande aide lorsque nous avons réalisé notre projet commun.

Finalement merci aux collègues et aux amis du laboratoire avec qui nous partageons les hauts et les bas de la vie quotidienne, et aux services techniques et administratifs de leur aide à réaliser nos projets de recherche au jour le jour.

Merci à ceux qui me sont proches, et qui savent rester proche, même quand je suis loin. Merci à ceux qui m'ont soutenue dans des moments difficiles, et qui en traversent eux-mêmes. Et merci à ceux qui incitent aux changements. "Sometimes you get it right."

# Bibliographie

- [1] R.P Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935;  
J. Bjorken, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1547;  
J. Bjorken et E.A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- [2] E.D. Bloom et al., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 930;  
M. Breidenbach et al., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 935.
- [3] D.J. Fox et al., *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1504.
- [4] D.J. Gross et F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **9** (1974) 980;  
H. Georgi et H.D. Politzer, *Phys. Rev. D* **9** (1974) 416.
- [5] Gargamelle Collab., F.J. Hasert et al., *Phys. Lett. B* **46** (1973) 138.
- [6] C.Y. Prescott et al., *PLB* **77** (1978) 347.
- [7] UA1 Collab., G. Arnison et al., *Phys. Lett. B* **122** (1983) 103;  
UA2 Collab., M. Banner et al., *Phys. Lett. B* **122** (1983) 322.
- [8] CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626 ;  
DØ Collab., S. Abatchi et al., *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632.
- [9] H1 Collab., I. Abt et al., *Nucl. Phys. B* **407** (1993) 515.
- [10] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Phys. Lett. B* **316** (1993) 412.
- [11] H1 Collab., S. Aid et al., *Nucl. Phys. B* **470** (1996) 3.
- [12] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Z. Phys. C* **72** (1996) 399.
- [13] H1 Collab., I. Abt et al., *Phys. Lett. B* **321** (1994) 161.
- [14] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Phys. Lett. B* **345** (1995) 576.
- [15] H1 Collab., I. Abt et al., *Phys. Lett. B* **321** (1994) 161.
- [16] H1 Collab., T. Ahmed et al., *Nucl. Phys. B* **439** (1995) 471.
- [17] ZEUS Collab., M. Derrick et al., *Z. Phys. C* **68** (1995) 596.
- [18] H1 Collab., C. Adloff et al., *Z. Phys. C* **74** (1997) 191.
- [19] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *Z. Phys. C* **74** (1997) 207.

- [20] H1 Collab., C. Adloff et al., *Phys. Lett. B* **479** (2000) 358.
- [21] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *Eur. Phys. J. C* **14** (2000) 239.
- [22] H1 Collab., C. Adloff et al., *Eur. Phys. J. C* **13** (2000) 609.
- [23] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *Eur. Phys. J. C* **11** (1999) 427.
- [24] H1 Collab., C. Adloff et al., *Nucl. Phys. B* **497** (1997) 3.
- [25] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *Nucl. Phys. B* **407** (1997) 432.
- [26] H1 Collab., C. Adloff et al., *Phys. Lett. B* **393** (1997) 452.
- [27] H1 Collab., C. Adloff et al., *Eur. Phys. J. C* **21** (2001) 33.
- [28] H1 Collab., C. Adloff et al., *Eur. Phys. J. C* **30** (2003) 1.
- [29] ZEUS Collab., S. Chekanov et al., *Eur. Phys. J. C* **28** (2003) 175.
- [30] W. Bartel et al., Proceedings of the Workshop “Future Physics at HERA”, vol. 2, eds. G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner, DESY (1996) 1096;  
“The HERA Luminosity Upgrade”, ed. U. Schneekloth, DESY-HERA-98-05 (1998) 199.
- [31] M. Botje, M. Klein and C. Pascaud., Proceedings of the Workshop “Future Physics at HERA”, vol. 1, eds. G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner, DESY (1996) 33.
- [32] G. Annala et al., “The Run II Handbook”, eds. M. Martens, J. Marriner, FNAL (1999).
- [33] M. Carena et al., “Physics at Run II: Supersymmetry/Higgs Workshop”, FNAL-Pub-00/349, eds. M. Carena, J. Lykken, (2000).
- [34] G. Bernardi et W. Hildesheim, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, vol. 1, eds. W. Buchmüller, G. Ingelman, DESY (1992) 79.
- [35] H. Spiesberger, *Nucl. Phys. B* **349** (1991) 109.
- [36] D. Yu. Bardin et al., *Z. Phys. C* **42** (1989) 679.
- [37] M. Klein et T. Riemann, *Z. Phys. C* **24** (1984) 151.
- [38] PDG 98, C. Caso et al., *Eur. Phys. J. C* **3** (1998) 1.
- [39] A. Arbuzov et al., *Comm. Phys. Commun.* **94** (1996) 128.
- [40] P.D.B. Collins, “An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics”, Cambridge University Press (1977).
- [41] A. Donnachie et P.V. Landshoff, *Phys. Lett. B* **296** (1992) 227;  
A. Donnachie et P.V. Landshoff, *Z. Phys. C* **61** (1994) 139.
- [42] H1 Collab., T. Aid et al., *ZPC* **69** (1995) 27;  
ZEUS Collab., M. Derrick et al., *ZPC* **63** (1994) 408.
- [43] T.H. Bauer et al., *Rev. Mod. Phys.* **50** (1987) 261.

- [44] J.C. Collins et D.E. Soper, *ARP* **37** (1978) 293.
- [45] 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. B* **126** (1977) 297 ;  
 G. Curci, W. Furmanski and R. Petronzio, *Nucl. Phys. B* **175** (1980) 27 ;  
 W. Furmanski and R. Petronzio, *Phys. Lett. B* **97** (1980) 437.
- [46] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov and V.S. Fadin, *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 199;  
 Ya.Ya. Balitsky and L.N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** (1978) 822.
- [47] V.N. Gribov, E.M. Levin et M.G. Ryskin, *Phys. Rep.* **100** (1980) 1.
- [48] J. Kwiecinski et al., RAL-90-053.
- [49] M. Ciafaloni, *NPB* **296** (1988) 49;  
 S. Catani, F. Fiorani et G. Marchesini, *PLB* **234** (1990) 339;  
 S. Catani, F. Fiorani et G. Marchesini, *NPB* **336** (1990) 18.
- [50] R. Wallny, Thèse de Doctorat, Universität Zurich (2001).
- [51] M. Glück, E. Hoffmann et E. Reya, *Z. Phys. C* **13** (1982) 119;  
 M. Glück, E. Reya et M. Stratmann, *Nucl. Phys. B* **422** (1994) 37.
- [52] E. Laenen et al., *Nucl. Phys. B* **392** (1993) 162,229;  
 E. Laenen et al., *Phys. Lett. B* **291** (1992) 325;  
 S. Riemersma et al., *Phys. Lett. B* **347** (1995) 143.
- [53] W.K. Tung, S. Kretzer et C. Schmidt, *J. Phys. G* **28** (2002) 983.
- [54] R.S. Thorne et R.G., *Phys. Lett. B* **421** (1998) 303.
- [55] C. Pascaud et F. Zomer, LAL-94-42;  
 C. Pascaud and F. Zomer, LAL-95-05.
- [56] M. Botje, QCDNUM program, ZEUS-97-066.
- [57] J. Blümlein et al., Proceedings of the Workshop “Future Physics at HERA”, vol. 1, eds. G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner, DESY (1996) 23.
- [58] BCDMS Collab., A.C. Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **237** (1990) 599;  
 BCDMS Collab., A.C. Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **223** (1989) 485;  
 BCDMS Collab., A.C. Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **195** (1987) 97.
- [59] M. Virchaux et A. Milsztajn, *Phys. Lett. B* **274** (1992) 221.
- [60] NMC Collab., M. Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **483** (1997) 3;  
 NMC Collab., M. Arneodo et al., *Phys. Lett. B* **364** (1995) 107;  
 NMC Collab., P. Amaudruz et al., *Phys. Lett. B* **295** (1992) 159.
- [61] CCFR Collab., U.K. Yang et al., *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2742;  
 CCFR Collab., W.G. Seligman et al., *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 1213;  
 CCFR Collab., A.O. Bazarko et al., *Z. Phys. C* **65** (1995) 189;  
 CCFR Collab., A.O. Bazarko et al., *Z. Phys. C* **72** (1996) 593;  
 CCFR Collab., P.Z. Quintas et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1307.



- [62] NuTeV Collab., D. Naples et al., hep-ex/0307005 (2003).
- [63] EMC Collab., J.J. Aubert et al., *Nucl. Phys. B* **213** (1983) 31.
- [64] H1 Collab., C. Adloff et al., *Phys. Lett. B* **528** (2002) 199;  
H1 Collab., C. Adloff et al., *Z. Phys. C* **72** (1996) 593.
- [65] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *Eur. Phys. J. C* **12** (2000) 35;  
ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *Phys. Lett. B* **407** (1997) 402.
- [66] H. Georgi et H. Politzer, *Phys. Rev. D* **14** (1976) 1829.
- [67] L. Frankfurt et M. Strikman, *Phys. Rep.* **160** (1988) 235.
- [68] WA70 Collab., M. Bonesini et al., *Z. Phys. C* **38** (1988) 371.
- [69] UA6 Collab., G. Sozzi et al., *Phys. Lett. B* **317** (1993) 243.
- [70] E706 Collab., L. Apanasevich et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 2642.
- [71] E605 Collab., C.N. Brown et al., *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 2637.
- [72] E772 Collab., P.L. McGaughey et al., *Phys. Rev. D* **50** (1994) 3038.
- [73] NA51 Collab., A. Baldit et al., *Phys. Lett. B* **332** (1994) 244.
- [74] E866/Nusea Collab., E.A. Hawker et al., *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 3715;  
E866/Nusea Collab., E.A. Hawker et al., *Phys. Rev. D* **58** (1998) 92004.
- [75] UA1 Collab., C. Albajar et al., *Z. Phys. C* **44** (1989) 115;  
UA2 Collab., J. Alitti et al., *Z. Phys. C* **47** (1990) 11.
- [76] UA2 Collab., J. Alitti et al., *Phys. Lett. B* **276** (1992) 365.
- [77] CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. D* **44** (1991) 29.
- [78] CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 3070;  
DØ Collab., B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1456;  
DØ Collab., B. Abbott et al., *Phys. Rev. D* **60** (1999) 52003.
- [79] CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 5754;  
CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 1458.
- [80] CDF Collab., F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 438;  
DØ Collab., B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2451.
- [81] CTEQ Collab., J. Botts et al., *Phys. Lett. B* **304** (1993) 159.
- [82] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 867;  
A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, *Phys. Lett. B* **306** (1993) 145.
- [83] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, *Z. Phys. C* **53** (1992) 127;  
M. Glück, E. Reya et A. Vogt, *Phys. Lett. B* **306** (1993) 1391.
- [84] A.D. Martin et al., *Eur. Phys. J. C* **23** (2002) 73.

- [85] CTEQ Collab., S. Kretzer et al., MSU-HEP-030101 (2003).
- [86] CTEQ Collab., J. Pumplin et al., *Phys. Rev. D* **65** (2002) 014013;  
CTEQ Collab., J. Pumplin et al., *JHEP* **0207** (2002) 12.
- [87] A.D. Martin et al., *Eur. Phys. J. C* **28** (2003) 455;  
A.D. Martin et al., CAVENDISH-HEP-03-14 (2003).
- [88] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, *Eur. Phys. J. C* **5** (1998) 461.
- [89] A.D. Martin et al., *Phys. Lett. B* **531** (2002) 216.
- [90] W.T. Giele et S. Keller, *Phys. Rev. D* **58** (1998) 094023;  
W.T. Giele, S. Keller et D.A. Kosower, hep-ph/0104052.
- [91] A. Ali et al., Proceedings of the HERA Workshop, vol. 1, ed. R.D. Pecci, DESY (1987) 393.
- [92] H1 Collab., A. Aktas et al., *sousmis à Eur. Phys. J.*, DESY-03-132 (2003).
- [93] ZEUS Collab., S. Chekanov et al., *PLB* **559** (2003) 153.
- [94] N. Kidonakis et al., *Phys. Rev. D* **64** (2001) 114001.
- [95] M. Cacciari et al., CERN-TH-2003-054 (2003).
- [96] N. Kidonakis et R. Vogt, CAVENDISH-HEP-03-22 (2003).
- [97] R. Bacher, “HERA: Towards Higher Proton Beam Energies”, DESY-M-98-06E, Proceedings of EPAC-98, Stockholm, Sweden (1998) 1981.
- [98] “HERA Workshop Salzau”, [http://desyntwww.desy.de/hera/test/data/Salzau\\_03/Salzau.htm](http://desyntwww.desy.de/hera/test/data/Salzau_03/Salzau.htm)
- [99] V. Bharadwaj et al., FERMILAB-TM-1970 (1995) 32.
- [100] “DOE Review of the Tevatron Run II Luminosity Upgrades”,  
<http://www-bd.fnal.gov/doereview03/> (2003).
- [101] H1 Collab., I. Abt et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A386** (1997) 310;  
H1 Collab., I. Abt et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A386** (1997) 348.
- [102] J. Bürger et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A279** (1989) 217.
- [103] W.Eick et al., DESY-96-217 (1996).
- [104] H1 BEMC group, J. Ban et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A372** (1996) 399.
- [105] H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A386** (1997) 397.
- [106] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A336** (1993) 460.
- [107] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A336** (1993) 499.
- [108] DØ Collab., S. Abachi et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A338** (1994) 185.

- [109] DØ Collab., “The D0 Upgrade”, PAC-document,  
<http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/pac0495/d0toc.html> (1995).
- [110] DØ Collab., S. Abachi et al., *Nucl. Instrum. Methods* **324** (1993) 53.
- [111] U. Amaldi et al., *PLB* **62** (1976) 460.
- [112] CDF. Collab., F. Abe et al., *PRD* **50** (1994) 5550;  
 CDF. Collab., F. Abe et al., *PRD* **50** (1994) 5518.
- [113] E710 Collab., N.A. Amos et al., *PRL* **63** (1989) 2784.
- [114] E811 Collab., C. Avila et al., *PLB* **445** (1999) 419.
- [115] ATLAS Collab., “Atlas liquid Argon Calorimeter TDR”, CERN-LHCC-96-41 (1996).
- [116] H1 SPACAL Group, T. Nicholls et al., *Nucl. Instrum. Methods* **374** (1996) 149;
- [117] H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al., *Nucl. Instrum. Methods* **382** (1996) 395;  
 H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al., DESY-96-013.
- [118] H1 SPACAL Group, R.D. Appuhn et al., *Nucl. Instrum. Methods* **426** (1999) 513.
- [119] H1 Calorimeter Group, E. Barrelet et al., *NIM* **490** (2002) 204.
- [120] DØ Calorimeter Group, “Technical Design Report”,  
<http://www-d0.fnal.gov/hardware/cal/intro/tdr/tdr17.pdf> (1998).
- [121] A. Besson et al., Thèse de Doctorat, Université de Grenoble (2002).
- [122] P. Cornebise et al., D0-note 3731-2/00 (2000).
- [123] B. Olivier, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI (2001).
- [124] R. Zitoun, D0-note 3997-7/02 (2002).
- [125] S. Beauceron, Rapport de Stage DEA, Université de Lyon (2001).
- [126] R. Chiche et al., D0-note 3914-10/01 (2001).
- [127] U. Bassler et G. Bernardi, D0-note 4124-03/03 (2003);  
 U. Bassler et al., D0-note 4146 -05/03 (2003).
- [128] B. Olivier et al., D0-note 3687-09/99 (1999).
- [129] L. Görlich et H.P. Wellisch, H1-note 241-09/92 (1992).
- [130] U. Bassler et al., H1-note 429-02/95 (1995);  
 B. Gonzalez-Pineiro, U. Bassler et G. Bernardi, H1-software note 52-06/95.
- [131] B. Gonzalez-Pineiro, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI (1996).
- [132] L. Duflot et M. Ridel, D0-note 3923-12/01 (2001).
- [133] F. Fleuret et al., D0-note 3870-5/01 (2001).

- [134] F. Beaudette, Thèse de Doctorat, Paris XI (2003).
- [135] M. Narain, FERMILAB-CONF-93/054-E (2003).
- [136] T. Vuan Anh., Thèse de Doctorat, Université de Paris XI *in preparation*.
- [137] U.Bassler, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI (1993).
- [138] U.Bassler et G. Bernardi, H1-software note 52/06-95 (1995).
- [139] J.E. Huth et al., “Proceedings of Research Directions For the Decade: Snowmass 1990”, ed. E.L. Berger, (1992) 134.
- [140] S. Catani, Y.L. Dokshitzer and B.R. Webber, PLB **285** (1992) 1291;  
S. Catani et al., NPB **406** (1993) 187;  
S.D. Ellis and D.E. Soper, PRD **48** (1993) 3160.
- [141] DØ Collab., V.M. Abazov et al., PRD **65** (2002) 052008.
- [142] G.C. Blazey et al., D0-note 3750-04/00 (2000).
- [143] DØ-JetMet group, eds. G. Bernardi et V. Zutshi, D0-note 3985-05/02 (2002).
- [144] C. Arndt, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1995).
- [145] P.-A. Delsart, Thèse de Doctorat, Université de Lyon (2003).
- [146] S. Bentvelsen et al., Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, vol. 1, eds. W.Buchmüller, G.Ingelman, DESY (1992) 23-40.  
C.Hoeger, *ibid.*, 43-55.
- [147] L. Schoeffel, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI (1997).
- [148] M.I. Ayyaz, Thèse de Doctorat, Université de Paris VII (1999).
- [149] R. Maracek, Thèse de Doctorat, Université Kosice (1998).
- [150] S. Crépe-Renaudin, D0-note 4023-0803 (2003).
- [151] S. Negroni, Thèse de Doctorat, Université de Marseille (2000).
- [152] J. Stark, DØ interne (2003).
- [153] Z. Zhang, Thèse d’Habilitation, Université de Paris XI (2000).
- [154] DØ Collab., B. Abbott et al, *Nucl. Instrum. Methods* **424** (1999) 352.
- [155] J. Coss et al., D0-note 4115 03/03 (2003).
- [156] B. Heinemann, Thèse de Doctorat, Universität Hamburg (1999).
- [157] J. Feltesse, Proceedings of the HERA Workshop, vol. 1, ed. R.D. Pecci, DESY (1987) 33.
- [158] A. Blondel and F. Jacquet, Proceedings of the “Study of an *ep* Facility for Europe”, ed. U.Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391.

- [159] J. Blümlein and M. Klein, Proceedings of the Snowmass Workshop “The Physics of the Next Decade”, ed. R. Craven, (1990) 549.
- [160] U. Bassler and G. Bernardi, *Nucl. Instrum. Methods* **361** (1995) 197.
- [161] J. Blümlein, *Z. Phys. C* **65** (1995) 293.
- [162] U. Bassler and G. Bernardi, *Nucl. Instrum. Methods* **426** (1999) 583.
- [163] G. D’Agostini, *Nucl. Instrum. Methods* **362** (1995) 487.
- [164] V. Blobel, DESY-84/118 (1984);  
V. Blobel, hep-ex/0208022
- [165] M. Virchaux, Thèse de Doctorat, Université de Paris VII (1988).
- [166] G. Zech, DESY-95/113 (1995).
- [167] G.A. Schuler et H. Spiesberger, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, vol. 3, eds. W.Buchmüller, G.Ingelman, DESY (1992) 1419.
- [168] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger et H.J. Möhring, *CPC* **69** (1992) 155.
- [169] G. Ingleman, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, vol. 3, eds. W.Buchmüller, G.Ingelman, DESY (1992) 1366.
- [170] L. Lönnblad, *Comm. Phys. Commun.* **71** (1992) 15.
- [171] T. Sjöstrand, M. Bengtsson, *Comm. Phys. Commun.* **43** (1987) 367.
- [172] DØ Collab., FERMILAB-CONF-03/248-E (2003).
- [173] DØ Collab., M.V. Abazov et al., *Phys. Rev. D* **67** (2003) 012004.
- [174] S. Anderson et al., D0-note 4116-03/03 (2003);  
S. Anderson et al., D0-note 4178-03/03 (2003).
- [175] F.A. Berends, J.B. Tausk et W.T. Giele, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 2746.
- [176] H1 Collab., T. Ahmed et al., *Phys. Lett. B* **299** (1993) 385.
- [177] T. Merz, Thèse de Doctorat, Universität Hamburg (1994).
- [178] G. Bernardi, “Proceedings EPS HEP-93”, eds. J. Carr et M. Perrottet (1993) 117.
- [179] H1 Collab., I. Abt et al., *Phys. Lett. B* **321** (1994) 161.
- [180] K. Prytz *Phys. Lett. B* **311** (1993) 286.
- [181] H. Bentsson, G. Ingleman et T. Sjöstrand, *Nucl. Phys. B* **301** (1988) 554.
- [182] G. Ingleman, Proceedings of the Workshop “Physics at HERA”, vol. 3, eds. W.Buchmüller, G.Ingelman, DESY (1992) 1366.
- [183] H1 Collab., T. Ahmed et al., *Phys. Lett. B* **298** (1992) 469.

- [184] H1 Collab., C. Adloff et al., *EPJ* **12** (2000) 595.
- [185] U. Stösslein, Thèse de Doctorat, Humboldt Universität Berlin (1996).
- [186] C. Lopez et F.J. Ynduráin, *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1118.
- [187] A. Levy et U. Maor, *Phys. Lett. B* **182** (1986) 108.
- [188] R.D. Ball, S. Forte, *Phys. Lett. B* **335** (1994) 77;  
R.D. Ball, S. Forte, *Phys. Lett. B* **336** (1994) 77.
- [189] A. De Rujula et al., *Phys. Rev. D* **10** (1974) 1649.
- [190] A. De Roeck, M. Klein et T. Naumann, *PLB* **385** (1996) 411.
- [191] H1 Collab., S. Aid et al., *Phys. Lett. B* **354** (1995) 494.
- [192] L.F. Abbott et al., *Phys. Rev. D* **22** (1980) 582.
- [193] M. Arneodo et al., *Phys. Lett. B* **309** (1993) 222.
- [194] A.H. Mueller, *Nucl. Phys. B* **18C** (1990) 125.
- [195] E665 Collab., M.R. Adams et al., *Z. Phys. C* **67** (1995) 403.
- [196] A. Capella et al., *Phys. Lett. B* **358** (1994) .
- [197] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, *Z. Phys. C* **67** (1995) 433.
- [198] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, *Phys. Lett. B* **354** (1995) 155.
- [199] R. Ball and S. Forte, *Acta Phys. Polon. B* **26** (1995) 2097-2134.
- [200] K. Adel, F. Barreiro et F.J. Yndurain, FTUAM-96-39 (1996).
- [201] B. Badelek et J. Kwiecinski, *Phys. Lett. B* **295** (263) 1992.
- [202] D. Schildknecht et H. Spiesberger, BI-TP-97-25 (1997).
- [203] H. Abramowicz, E.M. Levin, A. Levy et U. Maor, *Phys. Lett. B* **269** (1991) 465;  
A. Marcus, Thèse de Doctorat, Tel Aviv University TAUP 2350-96 (1996).
- [204] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *PLB* **407** (1997) 432.
- [205] U. Bassler et G. Bernardi, *Z. Phys. C* **76** (1997) 223.
- [206] K. Rosenbauer, Thèse de Doctorat, RWTH Aachen (1995).
- [207] A.D. Martin et al., *Eur. Phys. J. C* **4** (1998) 463;  
A.D. Martin et al., *Nucl. Phys. B* **B** ( ) .Proc. Suppl) 79 (1999) 105.
- [208] U.K. Yang and A. Bodek, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 2467.
- [209] ZEUS Collab., J. Breitweg et al., *EPJ* **27** (2000) 305.
- [210] R. Beyer et al., Proceedings of the Workshop “Future Physics at HERA”, vol. 1, eds. G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner, DESY (1996) 140.

- [211] A.A. Glazov, Thèse de Doctorat, Humbolt Universität Berlin (1998).
- [212] D. Eckstein, Thèse de Doctorat, Humbolt Universität Berlin (2002).
- [213] ZEUS Collab. S. Chekanov et al., *PRD* **67** (2003) 012007.
- [214] H1 Collab., C. Adloff et al., *Eur. Phys. J. C* **19** (2001) 269.
- [215] H1 Collab., C. Adloff et al., *Phys. Lett. B* **520** (2001) 183.
- [216] E. Rizvi et T. Sloan, *Eur. Phys. J. C* **3** (2001) N2.
- [217] DØ Collab., FERMILAB-CONF-03/200-E (2003).
- [218] E. Shabalina, FERMILAB-CONF-03-317-E (2003).

# Résumé

La connaissance détaillée des densités de partons du proton et de leur dynamique est essentielle pour la recherche de nouvelles particules ou pour des mesures électrofaibles de précision faites par des collisionneurs hadroniques. Les expériences DIS de HERA ont fourni une quantité remarquable de résultats dans ce domaine. En particulier, la section efficace doublement différentielle  $d\sigma/dxdQ^2$  en  $ep$  a été mesurée en courant neutre (NC) sur un domaine cinématique en  $Q^2$  compris entre 0.1 et 30000  $\text{GeV}^2$  et en  $x$  entre  $10^{-6}$  et 0.65, et en courant chargé (CC) pour  $Q^2$  entre 300 et 15000  $\text{GeV}^2$  et  $x$  entre  $10^{-2}$  et 0.4. Ces mesures permettent de déterminer la fonction de structure  $F_2$  avec une précision de 3% dans la région à haute statistique à  $Q^2$  moyen, d'extraire la fonction de structure longitudinale  $F_L$  à grand  $y$  pour  $Q^2$  compris entre 2.2 et 800  $\text{GeV}^2$  et la fonction de structure  $xF_3$  pour des valeurs de  $Q^2$  de 1500, 5000 et 12000  $\text{GeV}^2$  sur un domaine en  $x$  entre 0.05 et 0.65. Des ajustements QCD NLO permettent d'extraire  $\alpha_S$  avec une précision de 0.0017 et la densité de gluons avec une précision de l'ordre de 3% à  $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ . Ce document décrit l'évolution des mesures de  $F_2$  que nous avons faites au sein de la collaboration H1, entre 1992 et 2000.

Le quark top est le dernier constituant du Modèle Standard à avoir été découvert au Tevatron en 1995. De par sa masse élevée de  $m_t = 175 \text{ GeV}$  qui le singularise des autres quarks, il offre un nouveau champ d'études. Une connaissance approfondie des propriétés du quark top est importante pour la physique aux futurs accélérateurs, où il constitue un bruit de fond important pour la recherche de nouveaux processus. La masse du quark top et celle du boson  $W$  représentent une contrainte sur la masse possible du boson de Higgs du Modèle Standard. Dans ce secteur la section efficace de production  $t\bar{t}$  a déjà été mesurée avec les données du Run II du Tevatron. C'est la première d'une série de mesures des propriétés du quark top, telles que sa masse et son hélicité, ou encore la recherche des événements "single-top" produits par voie électrofaible ou des modes de désintégrations exotiques. Une description de la première mesure de la section efficace  $t\bar{t}$  par l'expérience  $D\bar{O}$  à  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  est présentée dans ce mémoire.

Une comparaison des deux expériences H1 et  $D\bar{O}$ , de leurs détecteurs et en particulier leurs calorimètres est aussi présentée ici, ainsi que des méthodes d'analyse utilisées : la sélection des événements DIS en NC et CC de H1 et des événements  $t\bar{t}$  dans le canal  $e$ +jets de  $D\bar{O}$ , la reconstruction cinématique DIS à HERA et la déconvolution des sections efficaces.



# Abstract

The detailed knowledge of the parton densities of the proton and their dynamics is essential for the search of new particles or electroweak precision measurements at hadron colliders. The HERA DIS experiments have provided an impressive quantity of results in this domain. In particular the double differential cross-sections  $d\sigma/dxdQ^2$  have been measured for neutral currents (NC) in a kinematic domain of  $Q^2$  between 0.1 and 30000 GeV<sup>2</sup> and of  $x$  between 10<sup>-6</sup> and 0.65, and for charged currents (CC) between  $Q^2$  of 300 and 15000 GeV<sup>2</sup> and  $x$  between 10<sup>-2</sup> and 0.4. These measurements allow to determine the structure function  $F_2$  with a precision of 3% in the high statistics region at moderate  $Q^2$ , to extract the longitudinal structure function  $F_L$  at high  $y$  for  $Q^2$  between 2.2 and 800 GeV<sup>2</sup> and the structure function  $xF_3$  for  $Q^2$  values of 1500, 5000 and 12000 GeV<sup>2</sup> in a region of  $x$  between 0.05 and 0.65. NLO QCD fits allow to extract  $\alpha_S$  with a precision of 0.0017 and the gluon density with a precision of 3% at  $Q^2 = 20$  GeV<sup>2</sup>. This document describes the evolution of the  $F_2$  measurements we have done within the H1 collaboration between 1992 and 2000.

The top quark has been the latest constituent of the Standard Model to be discovered at the Tevatron in 1995. By his high mass of  $m_t = 175$  GeV, which is unique compared to the mass of other quarks, it offers a new field of studies. A knowledge of its properties is also important for the physics to be done at future colliders, where it accounts for an important background to the search of new processes. The top quark mass together with the mass of the  $W$  boson provide a constraint on the mass of the Standard Model Higgs boson.

In this sector, the  $t\bar{t}$  production cross-section has already been measured with the new Tevatron Run II data. It is the first in a series of top quark property measurements such as its mass and its helicity or the search for electroweak production of “single-top” events or exotic decays. A description of the first  $t\bar{t}$  cross-section measurement by the DØ collaboration at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV is presented in this document.

Since none of these searches can be done without a deep understanding of our detectors, a comparison of the two experiments H1 and DØ, of their detectors and in particular of their calorimeters is also presented, as well as of the analysis methods used: the event selection of NC and CC DIS events at H1 and  $t\bar{t}$  events at DØ, the kinematic reconstruction in DIS at HERA and the unfolding of the cross-sections.