HAL
open science

Mesure de la constante de couplage forte avec les jets hadroniques en diffusion inélastique profonde.

Maxime Gouzevitch

To cite this version:

Maxime Gouzevitch. Mesure de la constante de couplage forte avec les jets hadroniques en diffusion inélastique profonde.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2008. Français. NNT : . pastel-00004486

HAL Id: pastel-00004486

https://pastel.hal.science/pastel-00004486v1

Submitted on 18 Dec 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT
DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

présentée par

Maxime GOUZEVITCH

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Mesure de la constante de couplage forte α_s avec les jets hadroniques en Diffusion Inélastique Profonde

Soutenue le 30 Septembre 2008 devant le jury composé de:

M. Siegfried BETHKE	Examinateur
M. Matteo CACCIARI	Examinateur
M. Günther DISSERTORI	Rapporteur
M. Laurent FAVART	Rapporteur
M. Michel GONIN	Examinateur
Mme. Marie-Hélène SCHUNE	Président du jury
M. Arnd SPECKA	Directeur de thèse

Laboratoire Leprince-Ringuet
Ecole Polytechnique
91128 PALAISEAU Cedex

Contents

Introduction **v**

1 Fondements théoriques **1**
1.1 La Chromodynamique Quantique et la constante de couplage α_S . . . 1
1.1.1 Les postulats de la Chromodynamique quantique . . . 1
1.1.2 L'équation du groupe de renormalisation . . . 2
1.1.3 L'évolution de la "constante" de couplage . . . 5
1.1.4 L'intensité du couplage fort . . . 7
1.2 Diffusion inélastique profonde (DIS) . . . 7
1.2.1 Le processus DIS à HERA . . . 8
1.2.2 La cinématique DIS NC . . . 8
1.2.3 La section efficace inclusive DIS NC . . . 10
1.2.4 L'effet de l'échange de Z et de la polarisation . . . 12
1.2.5 L'évolution DGLAP et la structure du proton . . . 13
1.2.6 L'analyse QCD des fonctions de structure . . . 15

2 Observables jet en DIS **17**
2.1 Définition générale des observables . . . 17
2.1.1 Théorème de factorisation . . . 17
2.1.2 Le référentiel de Breit . . . 18
2.1.3 La sensibilité colinéaire et infrarouge . . . 19
2.2 Définition des jets . . . 20
2.2.1 Définition générale des jets . . . 20
2.2.2 Les algorithmes d'agrégation du type k_T . . . 22
2.3 Le calcul des sections efficaces multi-jet . . . 24
2.3.1 L'élément de matrice deux jets à l'ordre dominant . . . 24
2.3.2 L'élément de matrice trois jets à l'ordre dominant . . . 27
2.3.3 Section efficace NLO . . . 28
2.3.4 Corrections d'ordre supérieur à NLO . . . 30
2.3.5 Définition des sections efficaces . . . 31
2.3.6 Le choix de l'échelle de renormalisation . . . 33
2.4 Des partons aux hadrons . . . 37
2.4.1 L'élément de matrice et les cascades de partons . . . 38
2.4.2 L'hadronisation . . . 38
2.4.3 Correction radiatives QED . . . 40
2.4.4 MC utilisés . . . 40

3 HERA et le détecteur H1 **42**
3.1 Le collisionneur HERA . . . 42
3.1.1 La structure des faisceaux . . . 42
3.1.2 La notion de luminosité et de performance . . . 43

3.1.3 Les expériences auprès de HERA . . . 44
3.1.4 La transition HERA-I - HERA-II . . . 45
3.2 Le détecteur H1 . . . 46
3.3 La calorimétrie de H1 . . . 48
3.3.1 Les principes généraux de la calorimétrie . . . 48
3.3.2 Le calorimètre LAr . . . 51
3.3.3 Les autres calorimètres de H1 . . . 54
3.4 La trajectographie de H1 . . . 55
3.4.1 Les méthodes expérimentales utilisées pour la détection de traces . . . 56
3.4.2 Le tracker de H1 . . . 57
3.4.3 La reconstruction des traces dans H1 . . . 58
3.5 Les autres sous-systèmes utilisés . . . 59
3.5.1 Rejection du bruit de fond non-*ep*: ToF et VETO . . . 59
3.5.2 L'identification de muons . . . 60
3.5.3 Le système de luminosité . . . 61
3.6 Le système de déclenchement . . . 61
3.6.1 La description générale . . . 61
3.6.2 Le trigger basé sur le calorimètre LAr . . . 63
3.6.3 Le trigger basé sur la chambre CIP . . . 64
3.6.4 Le *Trigger element* VETO . . . 65
3.7 La base de données de H1 . . . 66

4 La reconstruction de la physique à HERA 68
4.1 Reconstruction de la cinématique DIS à HERA . . . 68
4.1.1 Variables cinématiques primaires . . . 68
4.1.2 Méthodes de reconstruction . . . 70
4.1.3 Choix de la méthode de reconstruction . . . 72
4.2 La reconstruction des jets à HERA . . . 74
4.2.1 L'algorithme d'agrégation . . . 74
4.2.2 La sensibilité face aux différents algorithmes d'agrégation . . . 74

5 Sélection des événements DIS NC 80
5.1 La sélection des données H1 . . . 80
5.1.1 Les données H1 . . . 80
5.1.2 Sélection des runs et calcul de la luminosité . . . 81
5.1.3 La sélection des runs pour l'analyse DIS NC à grand Q^2 . . . 82
5.2 Etude et correction de l'efficacité de déclenchement . . . 83
5.2.1 L'inefficacité du VETO . . . 84
5.2.2 L'efficacité du LAr_electron_1 et du T0 . . . 84
5.3 L'identification de l'électron diffusé . . . 87
5.4 La reconstruction du vertex et son efficacité . . . 89
5.4.1 La reconstruction du vertex . . . 89
5.4.2 La corrélation entre l'électron et le vertex . . . 91
5.5 La reconstruction du quadrivecteur de l'électron . . . 96
5.5.1 La reconstruction des angles azimutal ϕ_e et polaire θ_e . . . 96
5.5.2 La mesure de l'énergie de l'électron E_e et sa calibration . . . 97
5.6 La conservation d'énergie dans les événements DIS NC . . . 98
5.7 Rejection du bruit de fond . . . 99
5.7.1 Traitement des bruits de fond issus des interactions *ep* . . . 99
5.7.2 Les bruits de fond issus des interactions non-*ep* . . . 101
5.7.3 Rejection des bruits de fond non-*ep* . . . 101
5.7.4 Soustraction du bruit de fond dans les événements *ep* . . . 103
5.7.5 Le bruit de fond dans l'échantillon DIS NC . . . 103
5.8 Sélection expérimentale DIS NC à grand Q^2 . . . 104

5.8.1 Choix du domaine cinématique . . . 104
5.8.2 Récapitulatif des critères de sélection des événements DIS NC . . . 106

6 Sélection des jets dans les événements 107
6.1 La reconstruction du système final hadronique avec l'algorithme HADROO II . . . 107
6.2 La sélection des jets . . . 111
6.2.1 La sélection des jets *durs* . . . 111
6.2.2 Les échantillons jets . . . 112
6.3 La calibration de l'énergie du système final hadronique . . . 113
6.3.1 La calibration HADROO II . . . 113
6.3.2 La calibration des jets dans le référentiel de Breit . . . 115
6.3.3 L'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique . . . 117
6.3.4 La résolution de l'énergie hadronique . . . 119
6.4 Les distributions des variables de Bjorken dans les échantillons jet . . . 121
6.4.1 Les variables de l'électron et la virtualité de l'interaction $Q^2_{e\Sigma}$ . . . 121
6.4.2 Les variables HFS transverses et l'inélasticité $y_{e\Sigma}$ . . . 122
6.4.3 Les autres variables HFS . . . 124
6.5 Les distributions des variables jet . . . 125
6.5.1 Le spectre des jets inclusifs . . . 125
6.5.2 La repondération du spectre des jets . . . 126
6.5.3 Le spectre des jets après repondération . . . 128
6.6 Résumé des critères de sélection expérimentales des jets hadroniques . . . 129

7 La mesure des sections efficaces 130
7.1 La définition théorique des observables . . . 130
7.1.1 Les critères de sélection . . . 130
7.1.2 L'acceptance et les migrations . . . 131
7.1.3 Le maillage de l'espace de phases . . . 133
7.2 La correction des données . . . 135
7.2.1 Correction des effets de détection . . . 135
7.2.2 Correction des effets radiatifs . . . 136
7.2.3 Correction des effets expérimentaux . . . 137
7.2.4 Correction des effets électrofaibles . . . 139
7.2.5 Correction des effets d'hadronisation . . . 140
7.3 Les incertitudes expérimentales . . . 145
7.3.1 Incertitudes statistiques . . . 145
7.3.2 Incertitudes systématiques . . . 146
7.3.3 Combinaison des sections efficaces . . . 147
7.3.4 La propagation des incertitudes aux sections efficaces . . . 148
7.3.5 La propagation des incertitudes aux sections efficaces normalisées . . . 149
7.4 Les sections efficaces . . . 153
7.4.1 Sections efficaces en fonction de Q^2 . . . 153
7.4.2 Sections efficaces double différentielles . . . 155
7.4.3 Sections efficaces à bas Q^2 . . . 159

8 L'extraction du couplage fort α_s 160
8.1 La stratégie de l'analyse QCD . . . 160
8.1.1 Le choix des observables mesurées . . . 160
8.1.2 La stratégie de l'analyse QCD . . . 161
8.1.3 La définition de χ^2 . . . 164
8.2 L'extraction de α_s à grand Q^2 . . . 166
8.2.1 Extraction de α_s à partir des points de mesure individuels . . . 166
8.2.2 Mesure de α_s avec différentes observables . . . 169

8.2.3 La valeur centrale de α_s . . . 171
8.3 La propagation des incertitudes théoriques . . . 172
8.3.1 Dépendance du modèle hadronisation . . . 172
8.3.2 Dépendance de la procédure de factorisation . . . 173
8.3.3 Dépendance de la procédure de renormalisation . . . 173
8.3.4 L'incertitude théorique totale . . . 178
8.3.5 Dépendance à la paramétrisation des distributions de partons . . . 179
8.3.6 Sensibilité à la définition des jets . . . 181
8.4 Extension à bas Q^2 . . . 182
8.5 Récapitulatif des mesures de $\alpha_s(m_Z)$ . . . 184
8.6 Mesure de α_s dans le contexte général . . . 184

A Data tables **189**

Remerciements **204**

Conclusion et perspectives **205**

Introduction

La Chromodynamique Quantique (QCD) est la théorie fondamentale de l'interaction forte entre les quarks et les gluons portant une charge de couleur. La QCD prévoit l'affaiblissement du couplage fort α_s avec l'échelle d'énergie sous l'effet d'auto-couplage du champ gluonique. La principale conséquence phénoménologique de cette prédiction est la quasi-liberté (*liberté asymptotique*) des particules colorées, confinées normalement dans des hadrons neutres de couleur, aux échelles d'énergie de l'ordre de l'échelle électrofaible ($\sim$ 100 GeV). Si l'évolution de l'interaction forte est une prédiction de la QCD, son intensité absolue reste un paramètre libre qui doit être mesuré expérimentalement.

Introduite dans les années 1970, la Chromodynamique Quantique voit progressivement s'accumuler des résultats expérimentaux en sa faveur. Cependant jusqu'aux années 1990, les mesures de α_s effectuées à différentes échelles d'énergie restent compatibles avec la prédiction de liberté asymptotique sans pour autant en fournir ni une preuve définitive et ni une mesure quantitative précise [1, 2]. La nouvelle génération d'expériences, entrées en service entre 1987 et 1991 auprès des collisionneurs électron-proton (HERA - DESY), électron-positron (LEP - CERN et CLEO - SLAC) ainsi que proton-antiproton (Tevatron - Fermilab), a permis au cours de trois décennies de prise de données d'atteindre un niveau de précision remarquable qui a élevé la QCD au rang de la théorie dominante pour la description de l'interaction forte. Malgré ces progrès l'intensité absolue du couplage fort reste relativement mal connue avec une précision de l'ordre du %, comparé au couplage électromagnétique connu à 10^{-7}% et la constante de couplage faible G_F connue à 10^{-3}% [3]. Il est donc important d'en améliorer la connaissance afin de réduire les incertitudes liées à l'interaction forte dans les interactions proton-proton au LHC.

La diffusion inélastique profonde (DIS) en collisions électron-proton à HERA fait partie des outils privilégiés pour explorer l'interaction forte à grande énergie. En particulier, la production de jets directionnels formés de particules hadroniques est un phénomène directement sensible à l'intensité du couplage fort. Des mesures précises du couplage fort à partir des sections efficaces de production de jets hadroniques ont déjà été effectuées par le passé par la collaboration H1 [4, 5]. L'analyse qui fait objet de cette thèse a été conduite à partir d'un nouveau lot de données, cinq fois supérieur au lot disponible précédemment, collecté par l'expérience H1 entre 2003 et 2007. Cette thèse est organisée en trois parties.

La première partie est consacrée aux fondements théoriques de l'analyse:

- **Dans le premier chapitre** nous allons dans un premiers temps donner la structure générale des calculs perturbatifs en QCD et introduire la constante de couplage forte α_s ainsi que sa loi d'évolution. Dans un second temps nous allons présenter la cinématique ainsi que les fonctions de structure du proton nécessaires pour décrire la diffusion inélastique profonde.

- **Dans le second chapitre** nous allons énoncer le théorème de factorisation qui permet de découpler la production de jets durs à courte distance des effets mous à longue distance. Après avoir discuté les différentes définitions des jets, nous allons introduire les observables jet sensibles à l'intensité du couplage fort ainsi que les méthodes de calcul perturbatifs utilisés pour les prédire en fonction de α_s et d'autres paramètres de la QCD. Enfin, la dernière partie est consacrée aux programmes Monte Carlo et aux modèles phénoménologiques permettant

de mener une simulation complète des interactions se rapprochant autant que possible des données réelles.

La seconde partie est consacrée à la mesure expérimentale des sections efficaces de production de jets:

- **Dans le troisième chapitre** nous allons présenter le détecteur H1 auprès du collisionneur HERA. Une attention particulière sera attachée aux sous-détecteurs utilisés pour la sélection des événements DIS en courant neutre (NC) et la mesure de leur état final: le calorimètre central à l'Argon liquide (LAr) et le détecteur à traces central (CTD). La fin du chapitre est consacrée au système de déclenchement (*trigger*) et d'acquisition de données (DAq) de H1.

- **Dans le quatrième chapitre** nous allons étudier les méthodes de reconstruction de la cinématique DIS NC et préciser la définition des jets utilisée dans la présente analyse.

- **Dans le cinquième chapitre** nous allons présenter la procédure de sélection des événements DIS NC qui sont caractérisés par la présence d'un électron énergétique associé au vertex primaire de l'interaction. Dans un premier temps, après avoir expliqué le choix des périodes de prise de données, nous discuterons les méthodes d'estimation de l'efficacité du déclenchement des événements DIS NC. Dans un second temps nous allons présenter l'algorithme d'identification de l'électron diffusé, discuter la reconstruction du vertex ainsi que les conditions d'ajustement entre l'électron et le vertex. Enfin nous allons résumer la procédure de reconstruction et de calibration du quadrivecteur de l'électron. La dernière partie est consacrée à la procédure de rejection des bruits de fond. **Un résumé des coupures de sélection des événements DIS en courant neutre conclut le chapitre.**

- **Dans le sixième chapitre** nous allons d'abord définir la sélection des jets dans les événements DIS NC et expliquer la méthode de calibration de leur énergie. Ensuite les distributions cinématiques de contrôle seront présentées et discutées: nous nous intéresserons particulièrement à l'accord entre les données et la simulation utilisée pour corriger les effets de détection. **Un résumé des coupures de sélection de jets dans les événements DIS NC conclut ce chapitre.**

La troisième partie est consacrée à l'interprétation de la mesure dans le cadre de la QCD et à l'extraction de α_s:

- **Dans le septième chapitre** la première section est consacrée à la définition des observables de production de jets: coupures de sélection, variables cinématiques utilisées pour la mesure ainsi que le maillage de l'espace des phases. La section suivante est dédiée au détail de la procédure de correction des effets expérimentaux dans les données et des effets d'hadronisation dans les calculs perturbatifs. Enfin après avoir présenté les incertitudes expérimentales, les données seront confrontées aux prédictions perturbatives à l'ordre subdominant (NLO).

- **Dans le huitième chapitre** nous allons exposer la procédure d'extraction de la constante de couplage forte. La chapitre commence par un bref rappel des principaux résultats des chapitres précédents - définition des observables et résumé des incertitudes expérimentales. Ensuite la procédure d'ajustement de la théorie aux données sera exposée. En fait dans cette procédure le seul paramètre libre est la constante de couplage fort à la masse du boson $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$. La valeur $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$ qui permet le meilleur accord entre la théorie et les données sera appelée "constante de couplage mesurée". Dans la section suivante nous allons extraire la constante du couplage à partir des mesures expérimentales et discuter les différentes incertitudes théoriques qui affectent cette mesure. Enfin pour conclure la valeur de $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$ sera confrontée aux autres mesures mondiales ainsi qu'à leur moyenne.

Chapter 1

Fondements théoriques

Dans un premier temps nous allons donner la structure générale des calculs perturbatifs en Chromodynamique Quantique (pQCD) et introduire la constante de couplage forte α_s. Nous nous intéresserons plus particulièrement à son évolution ainsi qu'aux méthodes de mesure. Dans un deuxième temps nous allons présenter la cinématique et les fonctions de structure qui nous seront nécessaires pour extraire de la diffusion inélastique profonde l'élément de matrice pQCD où les jets sont produits.

1.1 La Chromodynamique Quantique et la constante de couplage α_S

Le Modèle Standard décrit les interactions électromagnétique véhiculée par les photons entre les particules chargées, faible véhiculée par les bosons Z^0, $W^\pm$ entre les fermions et forte véhiculée par les gluons entre les quarks. Exprimé en langage de la théorie quantique des champs, la densité du lagrangien associée à ces interactions, qui s'écrit

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{\mathrm{EW}} + \mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}}, \tag{1.1}$$

est invariante sous une transformation de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_C$. Le lagrangien $\mathcal{L}_{\mathrm{EW}}$ est celui de l'interaction électrofaible (EW) invariante sous une symétrie locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Elle se brise spontanément aux énergies inférieures à l'échelle électrofaible ($\sim$ 100 GeV) par le mécanisme dit de Higgs en symétrie $U(1)_Q$ de l'électromagnétisme[1] (EM). Le mécanisme de Higgs contribue à donner une masse aux champs de fermions et de bosons qui apparaissent dans le lagrangien EW. Le lagrangien de Higgs, $\mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}}$, contient alors les termes de masse des fermions et des bosons W et Z sous forme de couplage au potentiel de Higgs. Le lagrangien $\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}}$, invariant sous une symétrie de jauge locale $SU(3)_C$, est celui de la Chromodynamique Quantique (QCD) qui est la théorie fondamentale de l'interaction forte.

1.1.1 Les postulats de la Chromodynamique quantique

La Chromodynamique Quantique décrit l'interaction entre des fermions appelés quarks qui s'assemblent pour constituer des hadrons. Le choix d'une symétrie de jauge $SU(3)_C$ est motivé d'une part par la nécessité de distinguer la charge de couleur du quark de celle de son antiparticule et d'autre part de permettre l'existence d'un état complètement antisymétrique singulet à trois

[1] Les indices "Y", "Q" et "C" font référence à l'hypercharge faible, à la charge électrique et à la charge de couleurs respectivement.

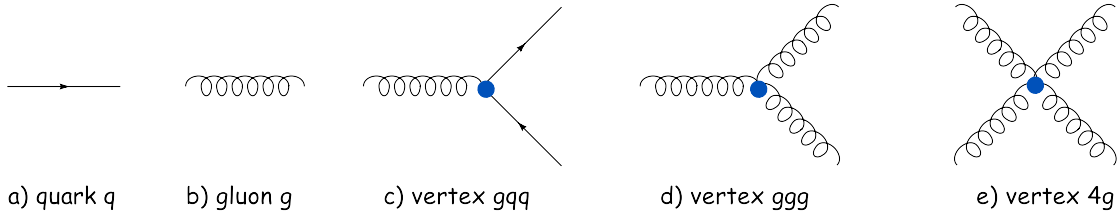


Figure 1.1: Les propagateurs et vertices fondamentaux en QCD.

quarks[2]. Le lagrangien de la QCD s'écrit:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} = i\overline{\psi}_q \gamma_\mu D^\mu \psi^q + \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a \tag{1.2}$$

où les indices répétés indiquent les sommations. Les six champs de quarks ψ_q, indicés en fonction de leur saveur respective ($q = u, d, s, c, b, t$), sont des produits tensoriels de spineurs de Dirac et d'un vecteur complexe en 3 dimensions dans l'espace des couleurs:

$$\psi_q = (\psi_q^{\mathrm{rouge}} \psi_q^{\mathrm{bleu}} \psi_q^{\mathrm{vert}}). \tag{1.3}$$

La dérivée covariante D^μ correspond à

$$D^\mu = \partial^\mu - i g_s T_a G_a^\mu \tag{1.4}$$

où T_a représente les huit générateurs du groupe de transformations unitaires dans l'espace des couleurs (avec une représentation fondamentale sous forme de matrices 3×3). Chaque générateur est associé au potentiel vecteur de masse nulle G^a, appelé gluon. Le tenseur des intensités de champ $G_a^{\mu\nu}$ contient la cinématique et la dynamique des seuls gluons:

$$G_a^{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \tag{1.5}$$

où g_s est la constante de couplage forte et f_{abc} dénote les constantes de structure de l'algèbre de Lie du groupe $SU(3)$.

Le lagrangien QCD se décompose formellement en:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} = \text{"}\overline{q}q\text{"} + g_s \text{"}\overline{q}qG\text{"} + \text{"}G^2\text{"} + g_s \text{"}G^3\text{"} + g_s^2 \text{"}G^4\text{"} \tag{1.6}$$

où chaque terme est associé (dans l'ordre) aux diagrammes de Feynman représentés sur la figure 1.1. Les deux premiers termes de (1.6) proviennent de la première composante de (1.2) qui est analogue au lagrangien QED. On retrouve le propagateur du quark "$\overline{q}q$" et le couplage quark-gluon, g_s"$\overline{q}qG$", avec une intensité g_s. Les trois derniers termes de (1.6) proviennent du développement de la seconde composante de (1.2). On retrouve le propagateur du gluon "G^2", mais aussi deux types de coupage à 3 (g_s"G^3") et 4 (g_s^2"G^4") gluons. L'auto-couplage du champ fort est un effet propre aux jauges non abéliennes (théories de Yang-Mills) relié formellement à la non-commutativité de l'algèbre des générateurs. La tendance de l'évolution du couplage fort est inverse de celle de la constante de structure fine en QED: liberté asymptotique à courte distance et confinement à longue distance. C'est une conséquence directe de la présence des termes d'auto-couplage des gluons.

1.1.2 L'équation du groupe de renormalisation

Le principe du développement perturbatif

Une observable typique R en QCD correspond à une section efficace (ou un rapport de sections efficaces) de production d'un certain nombre de partons (quarks et gluons) avec des caractéristiques

[2] L'exemple d'un tel état est le baryon Δ^{++} avec la projection du spin $J_3 = +3/2$. Il est formé de 3 quarks u avec des états de spin identiques ($J_3 = +1/2$) ce qui implique une fonction d'onde électromagnétique symétrique sous permutation des quarks. Par conséquent le principe de Pauli exige pour les fermions une fonction d'onde de couleur à 3 quarks antisymétrique.

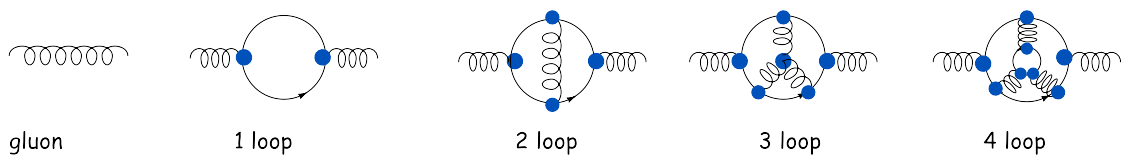


Figure 1.2: Les corrections virtuelles au propagateur du gluon.

données (énergie, impulsion, angle) à partir d'un état initial donné. L'exemple le plus simple est la production de paires quark-antiquark dans les annihilations électron-positron ($e^-e^+ \to q\bar{q}$) par exemple en fonction de l'angle azimutal θ de la paire $q\bar{q}$ par rapport à l'axe de collision e^+e^-. On peut décomposer R en une série perturbative de la constante de couplage $\alpha_s = g_s^2/4\pi$:

$$\mathcal{R} = \sum_{j=0}^{\infty} M_j \alpha_s^j. \tag{1.7}$$

La contribution de la série à l'ordre n, M_n, est calculée à partir des amplitudes complexes $A_{n,i}$, représentée chacune par un diagramme de Feynman qui se compose de propagateurs et de vertices fondamentaux représentés sur la figure 1.1. Chaque vertex contribue à l'ordre $\sqrt{\alpha_s}$ à l'amplitude[3] et à l'ordre α_s à la section efficace. La somme cohérente des amplitudes $A_{n,i}$ ayant un état final identique est intégrée sur tout l'espace des phases disponible, puis le carré de leur modules est sommé pour obtenir le terme perturbatif M_n.

Pour un état final de partons (quarks et gluons) l'ordre dominant du calcul perturbatif (LO pour *Leading Order*) est défini comme la puissance minimale en α_s contribuant à l'observable et contient uniquement des diagrammes en "arbre", c'est-à-dire sans boucles internes[4]. A des ordres supérieurs du développement perturbatif, toutes les observables reçoivent des contributions de diagrammes incluant des boucles internes. Un exemple de telles corrections au propagateur du gluon (avec des corrections de gauche à droite de 1,2,3,4 boucles) est donné sur la figure 1.2. Cependant les intégrales portant sur les impulsions internes des boucles divergent lorsque $p \to \infty$ ce qui rend impossible *a priori* l'utilisation directe des coefficients perturbatifs. Ces divergences, dites *ultraviolettes* (UV), peuvent être isolées et soustraites par une procédure *de régularisation et de renormalisation*.

La procédure de régularisation n'est pas définie de façon unique et son choix est d'une importance centrale pour les calculs perturbatifs. Elle doit d'une part préserver autant de symétries fondamentales de la théorie originale que possible et d'autre part rendre le calcul et la manipulation des intégrales dans les boucles aussi simple que possible. La méthode de régularisation la plus intuitive, dite *cut-off regularization procedure* (régularisation par coupure en impulsion), consiste à imposer une borne supérieure $\mu_{\text{cut-off}}$ aux impulsions dans les boucles. Cependant elle ne permet pas de préserver l'invariance de Lorentz car la valeur de la coupure est dépendante du référentiel utilisé.

Parmi les nombreuses méthodes disponibles la régularisation dimensionnelle [10] préserve l'invariance de Lorentz ainsi que l'invariance de jauge sans introduire de limites dans les intégrales de boucles. L'idée consiste à modifier la dimension de l'espace dans lesquelles les intégrales divergentes sont évaluées de 4 à $d = 4 - 2\epsilon$. Les singularités ultraviolettes sont isolées comme des pôles de la forme $1/\epsilon$ qui peuvent alors être absorbés dans la constante de couplage α_s et dans les masses des quarks *via* une *procédure de renormalisation*. Les grandeurs renormalisées sont appelés *effectives*, par opposition aux constantes du lagrangien appelées *nues* (*bare*). La soustraction est appliquée selon un schéma donné, qui est une prescription arbitraire indiquant la quantité *finie* à soustraire en plus du pôle *infini*. Le *modified Minimal Substraction Scheme* ($\overline{MS}$, [11]) est le schéma de soustraction le plus communément utilisé.

[3] A l'exception du vertex à 4 gluons qui contribue à l'ordre α_s aux amplitudes. Ce vertex intervient à l'ordre le plus bas dans les diagrammes de collision de deux hadrons.

[4] Il existe néanmoins des exceptions à cette définition, comme par exemple le diagramme en arbre de la diffraction.

Le choix du schéma de soustraction introduit une nouvelle échelle ayant la dimension d'une énergie μ_r, appelée échelle de renormalisation. Celle-ci peut être considérée comme l'échelle d'énergie à laquelle la procédure de soustraction a été appliquée. Dans le cas d'une régularisation dimensionnelle, μ_r peut être interprété comme l'énergie de coupure ultraviolette, $\mu_{\text{cut-off}}$. Dans une procédure $\overline{MS}$ l'échelle d'énergie $\mu_{\overline{\text{MS}}}$ est introduite indirectement pour préserver la nature adimensionnelle du couplage fort lorsque la dimension est différente de 4: $g_s \to (\mu_{\overline{MS}})^\epsilon g_s$. Il est possible de relier $\mu_{\overline{\text{MS}}}$ à $\mu_{\text{cut-off}}$ pour de nombreuses sections efficaces de jet (notamment la fusion boson-gluon, cf. §2.3.1) par un facteur multiplicatif proche de 1 [12].

Par cette procédure la constante de couplage $\alpha_s(\mu_r)$ acquiert une dépendance à l'échelle de renormalisation, de même que les observables calculées à un ordre fini de la série perturbative n ($\mathcal{R}_n$). Compte tenu de la valeur arbitraire du paramètre μ_r la valeur de l'observable physique $\mathcal{R} = \mathcal{R}_{n=\infty}$ (calculée à tous les ordres de la série perturbative) doit en être indépendante. On exprime mathématiquement ce postulat par une équation, appelée *l'équation du groupe de renormalisation*:

$$\mu_r^2 \frac{d\mathcal{R}}{d\mu_r^2} = \left(\mu_r^2 \frac{\partial}{\partial \mu_r^2} + \mu_r^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu_r^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right) \mathcal{R} = 0 \,. \tag{1.8}$$

En substituant la variable adimensionnelle $L = \ln(\frac{\mu_r^2}{m_Z^2})$ l'équation (1.8) se réécrit sous la forme:

$$\left(\frac{\partial}{\partial L} + \frac{\partial \alpha_s}{\partial L} \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right) \mathcal{R} = 0 \,. \tag{1.9}$$

L'équation (1.9) implique que la dépendance de *toute* observable physique de échelle de renormalisation est compensée par celle de la constante de couplage $\alpha_s(\mu_r)$. La dépendance fonctionnelle $\alpha_s(\mu_r)$, appelée *l'évolution de la constante de couplage* (pour *running strong coupling*), est contrôlée par une fonction universelle β:

$$\frac{\partial \alpha_s}{\partial L} = \beta(\alpha_s) \,. \tag{1.10}$$

L'équation différentielle (1.10) se résout itérativement en développant $\beta(\alpha_s)$ en série perturbative:

$$\beta(\alpha) = -\beta_0 \alpha^2 - \beta_1 \alpha^3 - \beta_2 \alpha^4 - \beta_3 \alpha^5 - \cdots \tag{1.11}$$

où nous avons utilisé pour simplifier l'écriture la notation $\alpha = \alpha_s/(4\pi)$. La valeur des coefficients perturbatifs β_i dépend du nombre et de la nature des boucles internes qui déterminent la renormalisation de la charge (cf. fig.1.2). Les coefficients β_0 [16] et β_1 [17] sont universels, c'est-à-dire indépendants du schéma de renormalisation) alors que β_2 [18] et β_3 [19] ont été calculés avec le schéma de soustraction $\overline{MS}$:

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3} n_f, \tag{1.12}$$

$$\beta_1 = 102 - \frac{38}{3} n_f, \tag{1.13}$$

$$\beta_2 = \frac{2857}{2} - \frac{5033}{18} n_f + \frac{325}{54}, \tag{1.14}$$

$$\begin{aligned} \beta_3 = & \left(\frac{149753}{6} + 3564\zeta_3 \right) - \left(\frac{1078361}{162} + \frac{6508}{27} \right) n_f \\ & + \left(\frac{50065}{162} + \frac{6472}{81}\zeta_3 \right) n_f^2 + \frac{1093}{729} n_f^3 \end{aligned} \tag{1.15}$$

avec ζ ($\zeta_3 \approx 1.20206$) la fonction de Riemann et n_f le nombre de saveurs de quarks actifs (présents dans les boucles radiatives). Dans notre régime cinématique les échelles d'énergie caractéristiques sont supérieures à la masse du quark bottom ($m_b \approx 4.5$ GeV [3]), mais inférieures à celle du quark top ($m_b \approx 170$ GeV [3]) de sorte que $n_f = 5$.

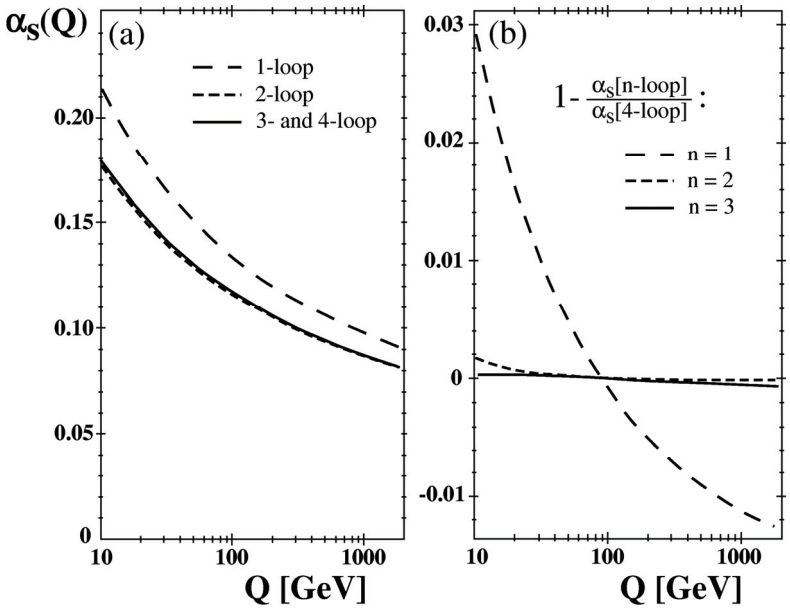


Figure 1.3: L'évolution de $\alpha_s(Q)$ obtenue à partir de la solution (1.16) de l'équation de groupe de renormalisation avec une approximation à 1-, 2- et 3-boucles ($n_f = 5$, $\Lambda_{QCD} = 220$ MeV, $\alpha_s(m_Z) = 0.119$) (a); La différence fractionnelle entre l'approximation à 4-boucles et 1-,2- et 3-boucles (b) (source [2]).

1.1.3 L'évolution de la "constante" de couplage

En partant d'une condition initiale $\alpha_s(\mu_0)$ la solution de l'équation d'évolution (1.11) à l'ordre 4 [20] s'écrit[5]:

$$\alpha(\mu_r) = \frac{\alpha(\mu_0)}{1+\alpha(\mu_0)A} \tag{1.16}$$

$$\text{avec} \quad A = \beta_0 \ln\frac{\mu_r^2}{\mu_0^2} + b_1 \ln\frac{\alpha_s(\mu_0)}{\alpha(\mu_r)}$$

$$+(b_2 - b_1^2)(\alpha_s(\mu_0) - \alpha(\mu_r)) + (b_3/2 - b_1 b_2 + b_1^3/2)(\alpha^2(\mu_0) - \alpha^2(\mu_r))\,. \tag{1.17}$$

où nous avons utilisé la notation $b_N = \beta_N/\beta_0$ ($N = 1, 2, 3\cdots$). La "constante" de *couplage effective* $\alpha(\mu_r)$, n'est plus de fait le paramètre *nu* du Lagrangien QCD, mais une grandeur physique qui évolue avec un paramètre d'échelle μ_r. A ce niveau de discussion on peut considérer $\mu_r^2 = Q^2$ (le choix typique en QED) où Q^2 est le carré du transfert d'impulsion entre les particules en interaction et $d = 1/Q^2$ la distance caractéristique qui les sépare[6].

La forme générale de la variation du couplage effectif avec Q^2 est donnée par les corrections à une boucle (avec la définition $\alpha = \alpha_s/(4\pi)$):

$$\alpha(Q) = \frac{\alpha(\mu_0)}{1+\alpha(\mu_0)\beta_0 \ln(\frac{Q^2}{\mu_0^2})}. \tag{1.18}$$

Des ajustements significatifs sont apportés à (1.18) par les corrections à 2-boucles, alors que l'impact des ordres supérieurs (3-boucles et plus) reste marginal (cf. fig.1.3). Deux comportements opposés se manifestent en fonction du signe de β_0:

[5] Il est intéressant de noter que la forme de la solution obtenue est indépendante du groupe de symétrie de jauge étudiée. Toute l'information sur le groupe de symétrie est contenu dans les coefficients β_i.

[6] Il peut apparaître surprenant à première vue que l'on puisse assigner un sens physique à un paramètre à priori arbitraire. Ce paradoxe sera discuté plus en détails dans §2.3.6.

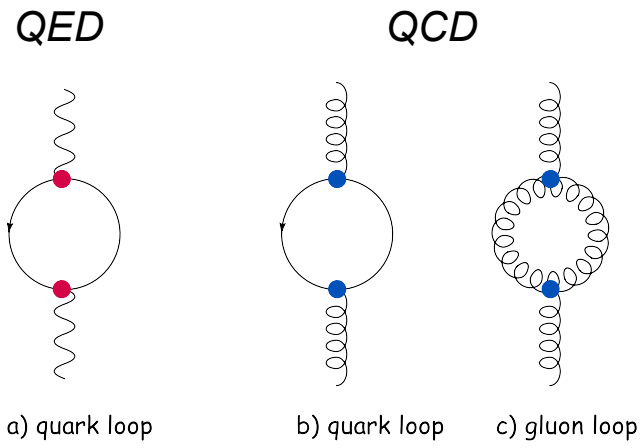


Figure 1.4: Les corrections au propagateur du photon en QED et du gluon en QCD.

$\boldsymbol{\beta_0 < 0}$: $\alpha(Q)$ décroit avec la distance d'interaction et croît avec l'impulsion transferée jusqu'au pôle de Landau Λ où elle diverge: $\alpha \to \infty$ si $Q^2 \to \Lambda^2$. Dans le cas du groupe de symétrie $U(1)_Q$ en QED, seules boucles de fermions représentées par le diagramme 1.4.a contribuent à la valeur de β_0 et on obtient $\beta_0 = -4/3$. Compte tenu de la relative faiblesse du couplage électromagnétique ($\alpha_{\mathrm{EM}}(m_{\mathrm{Z}}) \approx \frac{1}{128.0}$ [3]), le pôle de Landau Λ_{QED} est plusieurs ordres de grandeur supérieur à l'échelle électrofaible. L'évolution de α_{EM} s'interprète dans une approche semi-classique comme l'écrantage croissant avec la distance de la charge centrale par les paires virtuelles de particules-antiparticules issues du vide polarisé.

$\boldsymbol{\beta_0 > 0}$: dans ce cas $\alpha(Q)$ montre un comportement inverse du précédent. Elle décroît avec l'impulsion de transfert et croît avec la distance d'interaction jusqu'au pôle de Landau où elle diverge. Dans le cas du groupe de symétrie $SU(3)_C$ en QCD, aux boucles de fermions dans la figure 1.4.b s'ajoutent des boucles de gluons 1.4.c. Ainsi il est possible de réécrire la relation (1.12) en séparant les deux contributions [16]:

$$\beta_0 = \underbrace{\frac{11}{3}N_c}_{\text{gluons}} - \underbrace{\frac{2}{3}n_f}_{\text{quarks}} \tag{1.19}$$

avec le nombre de couleurs $N_c = 3$ et de saveurs $n_f = 5$, soit $\beta_0 = 11 - 10/3$. Si l'effet d'écrantage produit par les paires quark-antiquark reste similaire à celui produit par les paires de fermions chargés en QED, l'effet inverse est produit par les boucles de gluons[7]. Dans un univers avec moins de 17 saveurs de quarks, l'effet d'anti-écrantage des gluons reste prédominant de sorte que $\beta_0 > 0$. La structure du potentiel QCD entre deux quarks séparés par une distance r, mis en évidence notamment par les calculs de QCD sur réseau [22], prend la forme (où e et k sont deux constantes):

$$V_{qq} \approx \left(\frac{e}{r} + \cdots + k \cdot r\right). \tag{1.20}$$

L'évolution du couplage fort définit deux régimes limites:

La liberté asymptotique caractérise l'interaction entre les quarks à grand transfert d'impulsion (et donc à petite distance). Dans ce régime le couplage tend asymptotiquement vers 0: $\alpha_s(Q^2) \ll 1$. Aux énergies typiques de notre analyse (entre 5 et 100 GeV), la force du couplage varie entre 0.1 et 0.2 (cf. fig.1.3). Les quarks (et les gluons) peuvent être considérés comme faiblement liés, leur interaction pouvant être traitée de manière perturbative.

[7] Une interprétation physique de ce phénomène basée sur un parallèle avec le comportement paramagnétique de certains matériaux peut être trouvée dans [21].

Le confinement caractérise l'interaction entre les quarks à faible transfert d'impulsion (et donc à grande distance). Dans ce régime, le couplage $\alpha_s(Q^2)$ est grand et diverge lorsque Q approche le pôle de Landau $\Lambda_{\rm QCD} \sim 200 - 300$ GeV, les deux étant reliés par la relation (à une boucle):

$$\alpha_s(Q) = \frac{1}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{\rm QCD}}\right)}. \tag{1.21}$$

Le comportement du couplage au voisinage de $\Lambda_{\rm QCD}$ invalide l'approche perturbative. Toutefois elle ne constitue pas une preuve formelle du confinement des quarks en hadrons neutres de couleur ("blancs"): soit des *mésons* formés d'une paires quark-antiquark (*couleur-anticouleur*), soit des baryons formés de 3 quarks (*rouge-bleu-vert*). Historiquement, l'interaction entre baryons - la force nucléaire forte - a été conçue comme un échange de mésons notamment de pions π. A la lumière de la QCD, la cohésion des noyaux est plutôt l'expression de l'équivalent QCD de la force de Van-der-Waals entre les hadrons neutres de couleur.

Une particularité du régime de confinement est que les quarks ne peuvent exister à l'état libre à des distances supérieures typiquement à $m_{\rm p}^{-1} \approx (1\ {\rm GeV})^{-1} \sim 0.1$ fm. Une image dynamique du confinement peut se construire à partir de la forme du potentiel (1.20) dominé à grande distance par le terme linéaire en $k \cdot r$. Lorsque deux quarks se séparent, il se crée un tube de flux de tension k de plus en plus énergétique qui *se brise* en donnant existence aux paires virtuelles de quarks-antiquark à partir des fluctuations du vide. Les quarks initiaux "s'habillent" ainsi avec d'autres quarks pour créer des hadrons neutres de couleur, par un processus appelé hadronisation.

1.1.4 L'intensité du couplage fort

L'évolution du couplage fort est un résultat remarquable prédit par la QCD. La relation fonctionnelle entre α_s et l'échelle d'énergie μ est donnée par la solution de l'équation différentielle du premier ordre qu'est l'équation du groupe de renormalisation (1.9). La solution complète exige une condition initiale qui reste un paramètre libre de la théorie non contraint par les principes premiers. Sa valeur est mesurée expérimentalement et donnée traditionnellement à la masse du boson Z, $\alpha_s(m_{\rm Z})$.

Les différentes mesures produites dans le monde[8] ont été combinées dans une valeur moyenne en tenant compte de leur corrélations expérimentales et théoriques. Les deux valeurs les plus couramment utilisées proviennent du *Particule Data Group* [3] et d'une combinaison effectuée par S.Bethke [2]:

$$\alpha_s(m_{\rm Z}) = 0.1176 \pm 0.0020 \quad \text{PDG}, \tag{1.22}$$

$$\alpha_s(m_{\rm Z}) = 0.1189 \pm 0.0010 \quad \text{S.Bethke}. \tag{1.23}$$

1.2 Diffusion inélastique profonde (DIS)

La *Diffusion Inélastique Profonde* ou DIS (*Deep Inelastic Scattering*) est l'interaction d'un lepton, chargé (e, μ) ou neutre ($\nu_{\rm e}$, ν_μ), avec un nucléon (p, n) accompagnée d'un large transfert d'impulsion, $Q^2 \gg m_p^2 \sim 1$ GeV^2, qui conduit souvent à la destruction du nucléon cible. La diffusion inélastique profonde est un outil privilégié d'étude de la QCD depuis les premières expériences au SLAC dans les années 60 jusqu'à nos jours [25]. A HERA, des électrons ou des positrons[9] entrent en collision avec des protons.

Du point de vue de notre analyse l'électron peut être vu comme une source de photons virtuels pour déconfiner temporairement les quarks et les gluons "apportés" par le proton. Les quarks éjectés acquièrent alors une impulsion transverse $p_T > m_{\rm p}$ par rapport à la direction de propagation

[8] Une description succinte des ses mesures sera donnée à la fin du chapitre 8.

[9] Par la suite les deux types de leptons seront désignées de manière générique par le terme électrons, sauf quand le contexte nécessite la distinction.

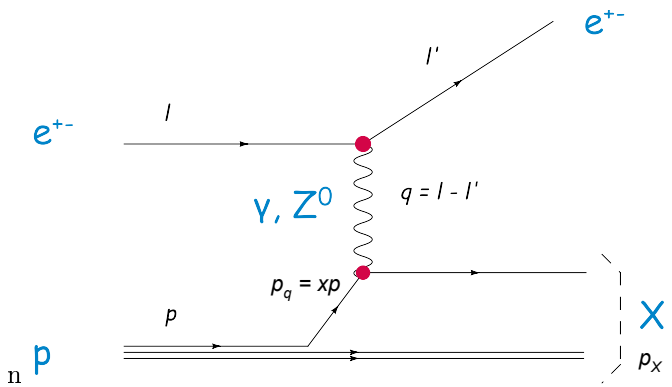


Figure 1.5: Le diagramme de la diffusion inélastique profonde en ordre dominant en α_{EM}.

du proton et se comportent pendant un temps de l'ordre de $1/p_T \sim 0.1$ fm comme des entités quasi-libres pouvant émettre des gluons. L'expérimentateur acquiert ainsi la possibilité d'étudier la QCD perturbative à partir de l'élément de matrice dur découplé partiellement des effets de confinement, factorisés dans des fonctions de structure universelles. Nous y reviendrons plus en détails dans la suite de ce chapitre.

1.2.1 Le processus DIS à HERA

En diffusion inélastique profonde à HERA l'électron interagit avec le proton par échange d'un boson vecteur virtuel (hors couche de masse). Le système final est formé d'un lepton diffusé (e, ν_e) et d'un système final hadronique[10] X. En fonction de la nature du boson échangé les processus DIS peuvent-être classés en:

- **DIS en Courant Neutre (DIS NC)** est véhiculée par un boson vecteur neutre, le photon γ ou le boson Z et est caractérisé par la présence du lepton initial dans l'état final: $ep \to eX$. La contribution du boson Z à la section efficace σ_{NC} est supprimée à bas Q^2 ($Q^2 \ll m_{\mathrm{Z}}^2 \approx 8300$ GeV^2) par la présence du terme de masse $m_{\mathrm{Z}} \approx 91$ GeV dans le propagateur.

- **DIS en Courant Chargé (DIS CC)** correspond à l'échange d'un boson vecteur chargé $W^{\pm}$ et est caractérisé par l'absence du lepton chargé dans l'état final: $ep \to \nu_e X$. La section efficace DIS CC (σ_{CC}) est fortement supprimée par rapport à σ_{NC} par la présence de la masse $M_W \approx 80$ GeV dans le propagateur. Le rapport $\frac{\sigma_{\mathrm{CC}}}{\sigma_{\mathrm{NC}}}$ varie typiquement entre 1 et 10 % en dessous de $Q^2 < 1000$ GeV^2 où se situe la plus grande partie du lot de données produit à HERA [23].

Expérimentalement une diffusion DIS NC est identifiée sans ambiguïté par la présence de l'électron contrairement à une diffusion DIS CC qui ne bénéficie pas d'un tel indicateur, puisque le neutrino diffusé reste indétectable. Dans notre analyse seules les interactions en courant neutre sont utilisées.

1.2.2 La cinématique DIS NC

Soient l et l' les quadrivecteurs des électrons incident et diffusé, q celui du boson échangé et p et p_X les quadrivecteurs du proton initial et du système final hadronique X (voir la figure 1.5). Il est possible d'exprimer p_X et q au travers des autres quadrivecteurs:

$$q = l' - l, \qquad p_X = p + q. \tag{1.24}$$

[10] Le système final hadronique peut contenir éventuellement des leptons. Expérimentalement, à partir du chapitre 2, le diquark formant les restes du proton est exclu de la définition.

n

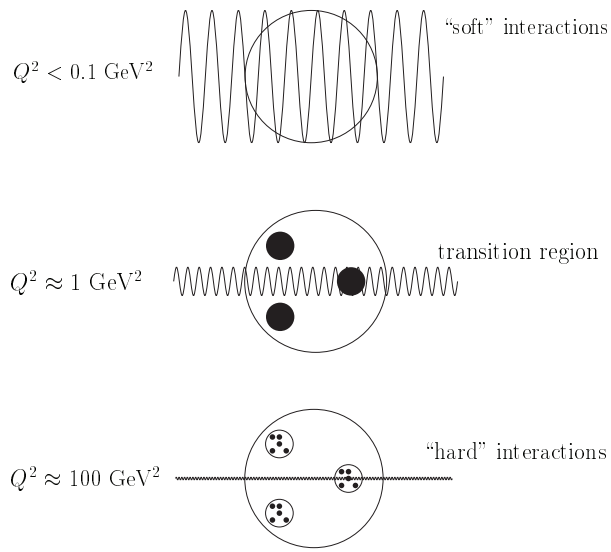


Figure 1.6: Représentation schématique du pouvoir de résolution spatiale du photon par rapport au proton pour une virtualité Q^2 croissante. A $Q^2 \ll m_p^2$ le proton est un fermion sans structure, à $Q^2 \sim m_p^2$ les 3 quarks de "valence" sont résolus (cercles noirs) enfin à $Q^2 \gg m_p^2$ la structure fine formée des quarks et des gluons de la "mer" (points noirs) est observée (source [127]).

A partir des 3 quadrivecteurs indépendants l, q et p nous pouvons former 3 invariants de Lorentz non constants: $l \cdot p$, $p \cdot p$, q^2 dont peut dépendre la section efficace de diffusion. Nous les mettons en relation avec les invariants de Lorentz traditionnellement utilisés en DIS - variables dites de Bjorken x, y, Q^2, le carré de l'énergie dans le centre de masse s ainsi que le carré de la masse invariante $W^2 = p_X^2$ du système final X:

$$Q^2 = -q^2, \qquad s = (p+l)^2, \tag{1.25}$$

$$x_{\mathrm{Bj}} = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \qquad y = \frac{q \cdot p}{l \cdot p}. \tag{1.26}$$

La dureté (ou profondeur) de l'interaction est déterminée par la virtualité $Q^2 = -q^2 > 0$ du boson échangé. De façon intuitive l'impulsion de transfert représente à travers la relation d'Heisenberg la résolution spatiale Δd de l'interaction:

$$\Delta d = \frac{\hbar c}{\sqrt{Q^2}} = \frac{0.197 \text{ fm}}{\sqrt{Q^2 \left[\mathrm{GeV}^2\right]}}. \tag{1.27}$$

Le fonctionnement de la "loupe" photonique est illustré sur la figure 1.6. En comparant l'impulsion de transfert Q à la masse du proton m_{p} on distingue trois régimes: interaction molle - $Q^2 \ll m_{\mathrm{p}}$ ($\Delta d \sim 1$ fm) le proton se comporte comme un fermion sans structure interne; région de transition - $Q^2 \sim m_{\mathrm{p}}$ ($\Delta d \sim 0.1$ fm) où la structure du proton est décrite par les "facteurs de forme", le photon permet de résoudre les 3 quarks de valence; interaction dure - $Q^2 \gg m_p$ ($\Delta d \sim 0.01$ fm), le photon permet de résoudre la structure fine du proton (quarks et gluons de la mer).

L'inélasticité de l'interaction DIS s'exprime au travers de la masse invariante du système final W. A faible transfert d'impulsion ($Q \sim m_p$), l'interaction est en régime élastique ou quasi-élastique et le proton peut être excité dans un état Δ^+ (X=p, Δ et $W \approx m_{\mathrm{p}}, m_\Delta$). Au contraire à grand transfert d'impulsion ($Q \gg m_p$) le proton est généralement dissocié et le système final X est alors formé d'un ensemble de partons déconfinés de masse invariante $W \gg m_{\mathrm{p}}$. C'est dans

ce régime que nous nous plaçons dans cette analyse. Nous pouvons alors négliger les masses du proton (et *a fortiori* celui de l'électron) devant les impulsions mises en jeu, $Q, W \gg m_{\mathrm{p}}, m_{\mathrm{e}} \approx 0$.

La variable x_{Bj} est interprétée en première approximation à travers le modèle naïf du quark-parton [24] dans le référentiel d'impulsion infinie du proton. Le boson échangé est absorbé par un quark à l'intérieur du proton, portant une part z de la 4-impulsion de celui-ci $p_q = zp$, qui est alors éjecté avec une impulsion p'_q. Sous l'hypothèse que l'on puisse négliger également la masse du quark-parton on obtient:

$$p_q'^2 = (zp+q)^2 = -Q^2 + z \cdot 2p \cdot q = 0\,, \tag{1.28}$$

$$\text{ce qui implique} \quad z = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = x_{\mathrm{Bj}}. \tag{1.29}$$

Ainsi, x_{Bj} représente dans le référentiel du laboratoire la part de l'impulsion du proton portée par le parton incident, c'est-à-dire interagissant avec le photon virtuel. Sachant que $x = Q^2/(W^2 + Q^2 - m_p^2)$ on vérifie aisément que $0 \leq x \leq 1$.

La variable y s'interprète cette fois dans le référentiel de repos du proton, comme la fraction de l'énergie de l'électron transférée au système hadronique: $y = (E_e - E'_e)/E_e$. Par conséquent, $0 \leq y \leq 1$. C'est une grandeur sans dimension représentant l'inélasticité de l'interaction, au même titre que W^2 auquel elle est reliée par la relation: $y = W^2/s(1 - x_{\mathrm{Bj}})$.

Notons que les variables de Bjorken x_{Bj}, y, Q^2 sont des invariants de Lorentz par conséquent indépendants du référentiel considéré, même si leur interprétation physique est facilitée dans certains référentiels particuliers. Les trois variables sont reliées par la relation:

$$Q^2 = x_{\mathrm{Bj}}\, ys. \tag{1.30}$$

A l'énergie dans le référentiel du centre de masse $\sqrt{s}$ fixe la diffusion inélastique profonde est ainsi décrite par deux invariants de Lorentz indépendants. A Q^2 fixe, la valeur maximale $x_{\mathrm{Bj}} = 1$ est atteinte pour la valeur minimale $y = y_{\mathrm{min}}$, autrement dit l'interaction est d'autant plus élastique que le parton résolu est énergétique. A l'inverse les partons les plus mous, $x_{\mathrm{Bj}} = x_{\mathrm{min}}$, sont résolus par une interaction inélastique $y = 1$. Le plan cinématique et le domaine accessible à HERA sont représentés sur la figure 1.7. Le domaine $Q^2 > 150\,\mathrm{GeV}^2$, dit *grand* Q^2 correspond à notre analyse.

1.2.3 La section efficace inclusive DIS NC

La section efficace DIS NC est dite inclusive si elle est intégrée sur tout l'espace des phases disponible[11] au système final hadronique X. La section efficace différentielle s'écrit sous la forme:

$$\mathrm{d}\sigma = \underbrace{\frac{1}{4k \cdot p}}_{\text{1/Flux initial}} \underbrace{\underbrace{\frac{4\pi\alpha^2}{}}_{\textit{couplage}} \underbrace{\left(\frac{1}{q^2}\right)^2}_{\text{propagateur}} \underbrace{L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}}_{\text{courants}}}_{\text{Amplitude invariante}} \underbrace{\frac{d^3k'}{2E_e(2\pi)^3}}_{\text{Espace de phases final}} \quad . \tag{1.31}$$

En prenant en compte la probabilité d'échange du boson Z et son interférence avec le photon (désigné par l'indice γ/Z), la section efficace DIS NC doublement différentielle en x_{Bj} et Q^2 se met sous la forme [3]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}^{e^\pm p}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}\mathrm{d}Q^2} = \frac{y}{x_{\mathrm{Bj}}\, s} \cdot \frac{2\pi\alpha_{\mathrm{EM}}^2}{Q^4} \sum_{\mathrm{j}=\gamma,\mathrm{Z},\gamma/\mathrm{Z}} \eta_j L_j^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^j \tag{1.32}$$

où η_j est un facteur dépendant du couplage et du propagateur du boson j échangé. Le tenseur $L^{\mu\nu}$ correspond au courant lépontique. Il est indépendant du tenseur $W_{\mu\nu}$ qui permet de paramétrer

[11] On ne considère dans la suite, sauf indication contraire, que des sections efficaces non polarisées. La sommation sur tous les états de spin possibles est donc implicite.

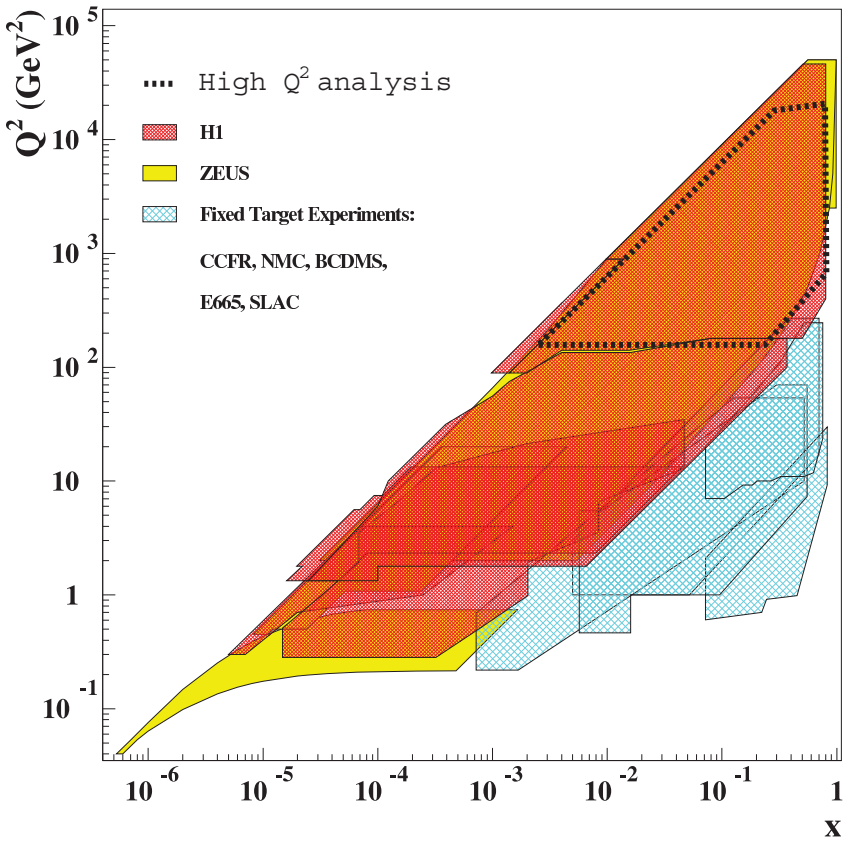


Figure 1.7: La couverture du plan cinématique de la DIS à HERA et dans les expériences sur cible fixe(source [127]).

notre ignorance *a priori* de l'expression pour le courant hadronique. En notations standard la section efficace DIS NC s'écrit [3]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}^{e^{\pm}p}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}\mathrm{d}Q^2} = \frac{2\pi\alpha_{\mathrm{EM}}^2}{x_{\mathrm{Bj}}\,Q^4}\left[Y_+F_2 \mp Y_- x_{\mathrm{Bj}}\,F_3 - y^2F_L\right] \tag{1.33}$$

avec $Y_\pm = 1\pm(1-y)^2$ les facteurs d'hélicité et F_2, $F_L = F_2 - x_{\mathrm{Bj}}\,F_1$ et F_3 des fonctions de structure non polarisées du hadron. Les fonctions de structure F_2 et F_L sont associées respectivement à l'échange de bosons polarisés transversalement et longitudinalement. Alors que la fonction de structure $x_{\mathrm{Bj}}\,F_3$ intègre uniquement les effets de l'interaction faible qui violent la symétrie de charge.

Les fonctions de structure tirent leur interprétation naturelle du modèle naïf des quark-partons. Celui-ci stipule qu'un hadron se comporte dans une interaction inélastique comme un ensemble incohérent de partons (quarks ou gluons) ponctuels et quasi-libres. La validité de cette hypothèse peut être démontrée formellement que dans le référentiel hypothétique où le proton se propage avec une impulsion infinie. Dans ce référentiel l'électron "voit une configuration de quarks libres", *gelée* par le boost du proton. Cette approche permet de décomposer la diffusion inélastique en interactions élémentaires de diffusion électron-quark pondérées par une densité de probabilité $q_i(\xi)$ de trouver un quark de saveur i dans le proton portant entre ξ et $\xi + d\xi$ de son impulsion:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{NC}}^{ep}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}\mathrm{d}Q^2} = \sum_i \int_0^1 q_i(\xi)\frac{\mathrm{d}^2\hat{\sigma}_{\mathrm{NC}}^{eq_i}}{d\xi\mathrm{d}Q^2}(x_{\mathrm{Bj}})d\xi. \tag{1.34}$$

La section efficace de diffusion élémentaire électron-quark $\frac{\mathrm{d}^2\hat{\sigma}^{eq_i}_{\mathrm{NC}}}{d\xi \mathrm{d}Q^2}(x_{\mathrm{Bj}})$ est obtenue sous la forme:

$$\frac{\mathrm{d}^2\hat{\sigma}^{eq_i}_{\mathrm{NC}}}{d\xi \mathrm{d}Q^2}(x) = \frac{2\pi\alpha^2_{\mathrm{EM}}}{Q^4} Y_+ e^2_{qi} \delta(x_{\mathrm{Bj}} - \xi) \tag{1.35}$$

où e_{qi} sont les charges fractionnaires des quarks ($e_d = -1/3$, $e_u = 2/3$). En intégrant sur ξ, on retrouve la section efficace (1.33) :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma^{ep}_{\mathrm{NC}}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}\mathrm{d}Q^2} = \sum_i q_i(x_{\mathrm{Bj}}) \frac{2\pi\alpha^2_{\mathrm{EM}}}{Q^4} Y_+ e^2_{qi}. \tag{1.36}$$

En identifiant (1.33) et (1.36), les fonctions de structure peuvent donc être reliées aux densités de probabilité des quarks q et des antiquarks $\overline{q}$:

$$F_2 = x \sum_q e^2_q \left(q(x) + \overline{q}(x) \right), \tag{1.37}$$

$$F_L = F_2 - 2xF_1 = 0, \tag{1.38}$$

$$xF_3 = 0. \tag{1.39}$$

La fonction de structure F_L est nulle dans le modèle de quark-parton. Cette relation, dite de Callan-Gross, reflète le fait que les partons sont des fermions de spin 1/2 qui ne peuvent directement interagir avec un photon longitudinal sans violer la conservation d'hélicité et de moment angulaire. La fonction de structure xF_3^γ est nulle en absence d'interaction faible. Par ailleurs selon la relation (1.37) la fonction de structure du proton F_2 dépend uniquement de x. L'indépendance de F_2 en Q^2 traduit une invariance d'échelle (*scaling*), si l'on interprète Q^{-1} comme l'échelle de distance à laquelle on sonde le proton. Cette invariance d'échelle - signature de la présence de composants ponctuels dans le proton - a été prédite par Bjorken dans le cadre du modèle quark-parton [26] et mise en évidence pour la première fois au Stanford Linear Accelerator (SLAC) [25].

Les gluons ne peuvent interagir directement avec les photons, leur probabilité n'apparait donc pas directement dans F_2. Néanmoins leur présence se manifeste au travers du défaut d'impulsion longitudinale du proton:

$$\int_0^1 \mathrm{d}x \; x \sum_q \left(q(x) + \overline{q}(x) \right) \approx 0.5 < 1 \,. \tag{1.40}$$

Notons que la première preuve directe de l'existence des gluons a été obtenue dans les événements 3-jet à PETRA en 1979 [27] où des jets de gluons ont pu être observés directement.

1.2.4 L'effet de l'échange de Z et de la polarisation

L'extension du raisonnement précédent à l'interaction électrofaible, autrement dit à l'échange du boson Z est assez directe à partir de l'équation (1.32). Les fonctions de structure F_2 (1.37) et F_3 (1.39) s'enrichissent de deux nouvelles composantes, $F_2^{\gamma\mathrm{Z}}$, $F_3^{\gamma\mathrm{Z}}$ et F_2^{Z}, F_3^{Z} [3]. En notant également F_2^γ la fonction de structure du proton due à l'échange d'un photon, on obtient:

$$\left[F_2^\gamma, F_2^{\gamma\mathrm{Z}}, F_2^{\mathrm{Z}}\right] = x \sum_q \left[e^2_q, 2e_q v_q, (v_q^2 + a_q^2)\right] \cdot \left(q(x) + \overline{q}(x) \right), \tag{1.41}$$

$$\left[F_3^\gamma, F_3^{\gamma\mathrm{Z}}, F_3^{\mathrm{Z}}\right] = \sum_q \left[0, 2e_q a_q, 2v_q a_q\right] \cdot \left(q(x) - \overline{q}(x) \right) \tag{1.42}$$

avec les paramètres e_q, v_q et a_q qui dénotent respectivement la charge électrique, le couplage vecteurs et le couplage axial des quarks. Le courant neutre ajoute une asymétrie axiale à l'interaction DIS électromagnétique de sorte qu'elle devient sensible à la polarisation de l'électron incident.

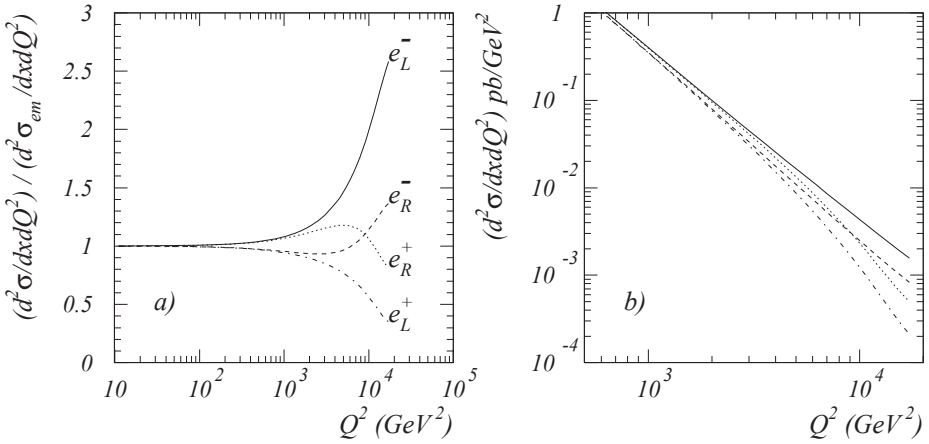


Figure 1.8: La section efficace DIS NC à x = 0.2 en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de polarisation et de charge du lepton. La courbe de gauche montre les sections efficaces avec échange des bosons γ et Z normalisées à la section efficace purement électromagnétique qui est indépendante de la charge et de la polarisation du lepton. La courbe de droite montre les sections efficaces absolues (source [28]).

La déviation de la section efficace sous l'effet du courant neutre par rapport à la section efficace purement électromagnétique est représentée sur la figure 1.8. La section efficace DIS NC est dominée par l'échange d'un photon pour $Q^2 < 1000$ GeV^2. Au dessus de cette valeur l'impact des effets électrofaibles devient significatif pouvant atteindre un facteur 2 pour des impulsions de transfert extrêmes accessibles à HERA. On remarque que les interférences γ/Z sont constructives pour les électrons et destructives pour les positrons qui sont moins sensibles à leurs effets.

1.2.5 L'évolution DGLAP et la structure du proton

Le modèle du quark-parton a permis de définir les fonctions de structure et de les relier aux densités de probabilité de quarks $q_i(x)$ dans le proton. Cependant, ce modèle naïf prend en compte uniquement le diagramme à l'ordre dominant en α_s^0 (diagramme 1.9.a) qui ne contient aucune interaction QCD. Les corrections QCD d'ordre supérieur introduisent une dépendance explicite des fonctions de densité q_i en l'impulsion de transfert Q en violant ainsi l'invariance d'échelle de Bjorken. Elles comprennent l'émission d'un gluon réel (diagrammes 1.9.c,d) et des boucles virtuelles (diagramme fig.1.9.b). L'élément de matrice des corrections réelles, qui peut être obtenu à partir de la diffusion Compton QCD, diverge lorsque le gluon émis est mou (divergence infrarouge - $k_0 \to 0$) ou colinéaire au quark (ou au proton) (divergence colinéaire - $k_T \to 0$). Les divergences infrarouges sont exactement compensées par les corrections virtuelles, contrairement aux divergences colinéaires en $\log(Q^2/k_T^2)$. Ce type de singularités affecte également les ordres supérieurs du développement perturbatif: les diagrammes du type 1.9.e sont collinéairement divergents en $\log(Q^2/k_T^2)$ à chaque embranchement de l'échelle des émissions.

La solution de ce problème, c'est-à-dire l'obtention des quantités non divergentes, consiste à absorber les divergences colinéaires dans une redéfinition des densités de probabilités $f_i^0(x)$ (f dénote la densité de quarks ou de gluons) *nues* en densités de probabilité physiques qui sont des observables $f_i(x)$. Les émissions colinéaires, dont la transversalité est inférieure à une certaine échelle μ_f, $k_T < \mu_f$ sont factorisés dans les densités $f_i(x)$, alors que les émissions avec $k_T > \mu_f$ sont considérées comme faisant partie de l'élément de matrice dur. L'échelle de factorisation μ_f est prise de l'ordre du pouvoir de résolution du photon virtuel (voir la relation 1.27): $\mu_f = Q$. Mathématiquement, ce choix permet de supprimer la contribution des logarithmes en Q/μ_f aux fonctions de densités.

La procédure de factorisation colinéaire est semblable à la procédure de renormalisation des

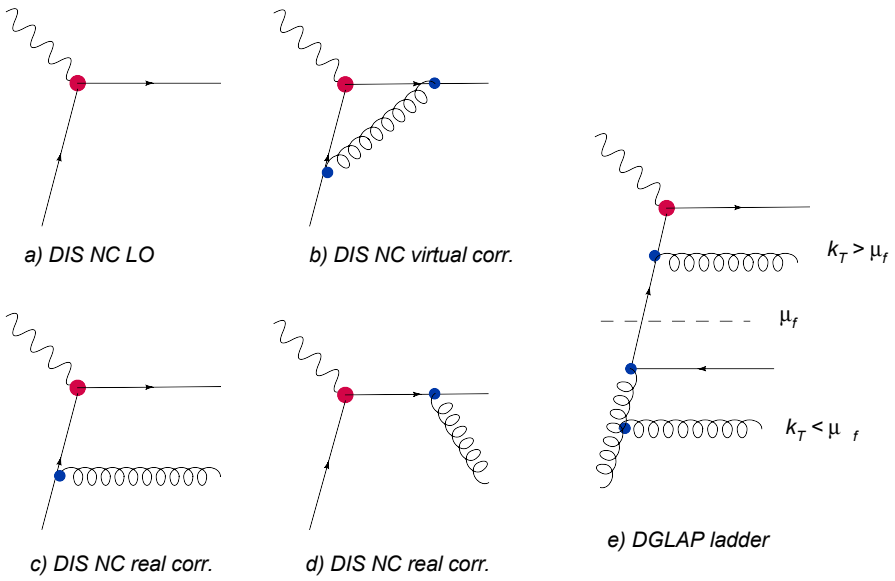


Figure 1.9: Les diagrammes des corrections radiatives à l'élément de matrice DIS NC à l'ordre dominant ($\mathcal{O}(\alpha_s^0)$) (a), virtuelles - (b), réelles - (c,d). Les corrections radiatives à tout ordre dans l'approximation DGLAP représentés sous forme d'échelle d'émission ordonnée en impulsion transverse (e).

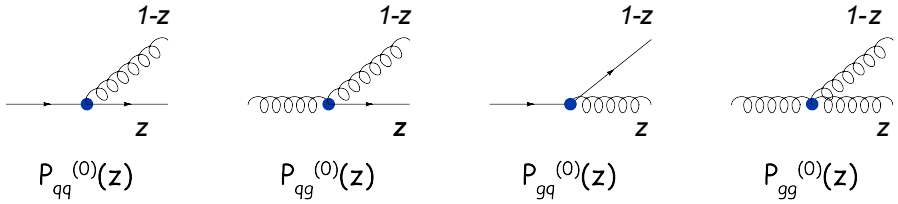


Figure 1.10: Les diagrammes de Feynman des *splitting functions* à l'ordre dominant.

divergences ultraviolettes. Elle est appliquée habituellement après une régularisation dimensionnelles des divergences colinéaires avec un schéma de soustraction $\overline{MS}$. Comme dans la procédure de renormalisation, il existe une équation qui stipule l'indépendance de l'observable que sont les densités de quarks de différentes saveurs i ($f_i(x) = q_i(x)$) et de gluons ($f_i(x) = g(x)$) par rapport au choix de l'échelle de factorisation. Cette équation intégro-différentielle est appelée *équation d'évolution DGLAP* (pour *Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi*) [29, 30, 31] et s'écrit sous forme matricielle:

$$\mu_f^2 \frac{d}{d\mu_f^2} \begin{pmatrix} q_i(x,\mu_f) \\ g(x,\mu_f) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(\mu_r)}{2\pi} \sum_{q_j,\overline{q}_j} \int_x^1 \frac{d\eta}{\eta} \begin{pmatrix} P_{q_i q_j}(\frac{x}{\eta},\alpha_s(\mu_r)) & P_{q_i g}(\frac{x}{\eta},\alpha_s(\mu_r)) \\ P_{g q_j}(\frac{x}{\eta},\alpha_s(\mu_r)) & P_{gg}(\frac{x}{\eta},\alpha_s(\mu_r)) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_i(\eta,\mu_f) \\ g(\eta,\mu_f) \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

Les noyaux du système d'équations intégro-différentielles (*evolution kernels*) sont appelés des "fonctions d'embranchement DGLAP" (*splitting functions*). Elles sont calculables comme série perturbative de $\alpha_s/2\pi$ (on a posé $z = x/\eta$):

$$P_{q_i q_j} = \delta_{ij} P_{qq}^0(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{q_i q_j}^1(z) + \cdots , \quad (1.44)$$

$$P_{ab} = P_{ab}^0 + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ab}^1(z) + \cdots \quad (1.45)$$

où ab correspond successivement à $q_i g$, $g q_i$ et gg. Les diagrammes correspondantes aux *splitting functions* à l'ordre dominant, $P_{ab}^0(z)$ sont données sur la figure 1.10. Les *splitting functions* peuvent

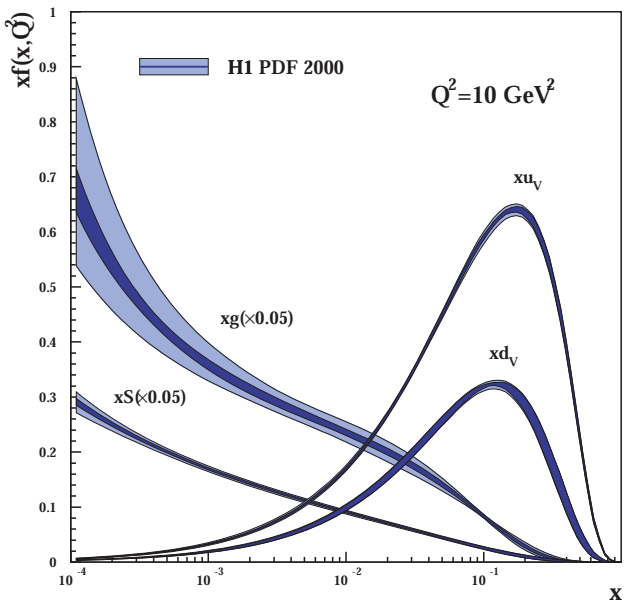


Figure 1.11: L'ajustement H1 PDF 2000 pour les quarks de valence xu_v et xd_v et les quarks de la mer xs et les gluons xg. Les pics dans les distributions des quarks de valence correspondent à $x = 2/3$ pour u_v et $x = 1/3$ pour d_v reflétant la structure de valence du proton - 2 quarks u et 1 d. Les distributions sont données pour $Q^2 = 10$ GeV^2. Les densités des quarks de la mer et des gluons ont été divisés par un facteur 20 à des fins de comparaison (source [23]).

être interprétées comme les densités de probabilité d'émission d'un parton a par un parton b portant une fraction z de son impulsion et une impulsion transverse inférieure à μ_f [31]. Elles ont été calculées jusqu'à l'ordre NNLO [32], c'est-à-dire $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$.

Le système d'équations DGLAP peut-être rapporté aux réactions d'équilibres complexes utilisées en chimie. Les différentes concentrations des espèces de partons se retrouvent à travers les chaines de réactions, de sorte que la connaissance de l'une d'entre elles passe par celle de toutes les autres pour $0 \leq x \leq 1$.

1.2.6 L'analyse QCD des fonctions de structure

La meilleure connaissance des fonctions de densité de partons est obtenue à partir d'ajustements globaux à un grand nombre de données qui sont séparément sensibles à différentes saveurs de partons ou aux différentes régions en x et Q^2. Dans ces ajustements la dépendance en x est paramétrée par une fonction rationnelle à une *échelle de départ* $\mu_{f,0}$ de l'ordre du GeV. Ces densités de partons sont évoluées par les équations DGLAP aux échelles μ_f plus grandes où elles sont utilisées pour le calcul de sections efficaces qui sont alors ajustées aux données *via* une procédure de minimisation χ^2. Cette approche est utilisée, entre autres, par la collaboration CTEQ [33] et le groupe MRST [34] qui incluent entre autre les données DIS et production de paires Drell-Yan, sur cible fixe ou en collision, ainsi que les sections efficaces de production de jet en diffusion $p\bar{p}$.

La fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ [23], évoluée par les équations DGLAP à deux boucles et ajustée aux données H1, est donnée sur la figure 1.13 et les densités de quarks et de gluons associés sur la figure 1.11. Les données H1 couvrent un large domaine cinématique $1 < Q^2 < 30000$ GeV^2 et $10^{-4} < x < 0.65$ et sont bien décrites dans tout le domaine cinématique où l'ajustement a été mené. La violation d'invariance d'échelle de Bjorken est schématisée sur la figure 1.12: les partons portant une grand part de l'impulsion du proton ($x > 0.1$) sont majoritaires à bas Q^2, mais tendent à présenter une structure composite de particules plus molles $x \ll 0.1$ à grand Q^2.

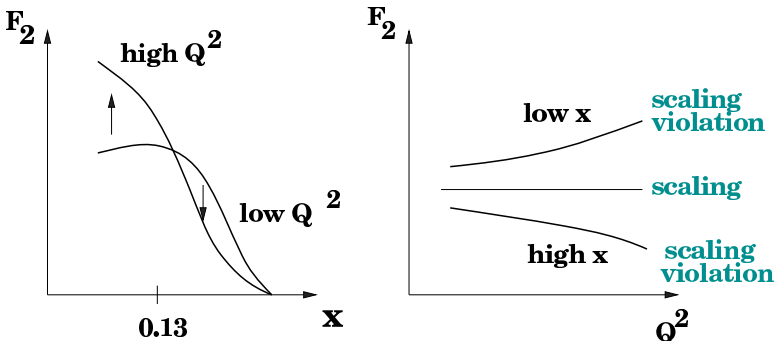


Figure 1.12: Une vue schématique de la dépendance des fonctions de structure avec Q^2 et x (source [127]).

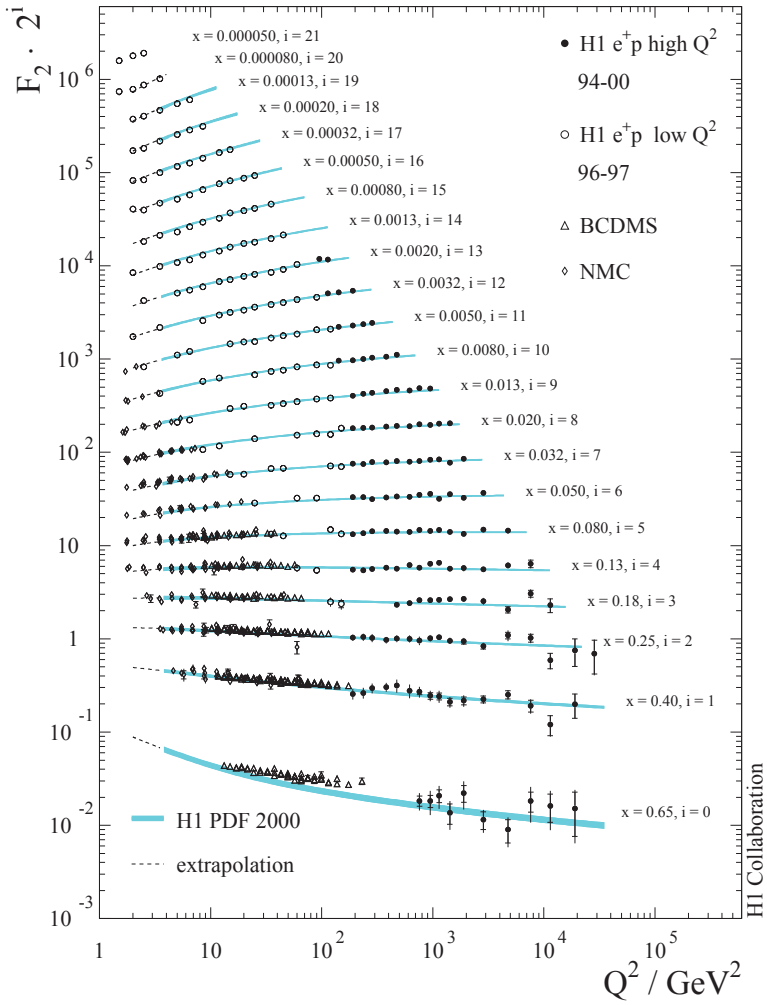


Figure 1.13: Fonction de structure F_2 en fonction de Q^2 pour différentes valeurs de x déterminée à partir des données H1. Les données des expériences sur cible fixe (BCDMS et NMC) sont montrées à titre de comparaison. Les courbes pour différentes valeurs de x ont été décalées verticalement pour plus de lisibilité (source [23]).

Chapter 2

Observables jet en DIS

Dans ce chapitre nous allons introduire les observables jet utilisées pour tester les prédictions de l'équation du groupe de renormalisation et mesurer $\alpha_s(m_Z)$. Une attention particulière sera attachée pour décrire les méthodes de calcul et de simulation qui permettent de prédire quantitativement les observables jet en fonction de α_s et d'autres paramètres QCD. La première section est consacrée au théorème de factorisation ainsi qu'aux conditions de son application aux observables jet. La seconde partie résume les différentes définitions de jets et présente plus en détail les algorithmes d'agrégation (*clusterisation*) utilisés dans cette analyse. La troisième section traite des observables jet et des méthodes de calcul perturbatif. Enfin, la dernière est consacrée aux programmes et modèles permettant une simulation des données.

2.1 Définition générale des observables

Après une brève présentation du théorème de factorisation, nous allons nous intéresser aux conditions que doivent respecter les observables jet pour être factorisables: la forme de la dépendance générale en les variables cinématiques, le référentiel de reconstruction des jets et la sensibilité infrarouge et colinéaire.

2.1.1 Théorème de factorisation

Le théorème de factorisation permet de fournir des prédictions quantitatives pour les sections efficaces (différentielles) en DIS en séparant (factorisant) le comportement à longue distance de l'interaction à courte distance [35]. Considérons une interaction semi-exclusive dont l'état final est un ensemble de jets[1] ou de particules que l'on cherche à mesurer, $p + e \to p_1 + p_2 + ... + p_n + X$. La méthode de calcul de la section efficace $\mathrm{d}\sigma$, qui correspond au volume $\mathrm{d}\Gamma$ de l'espace de phases de l'état final, est illustrée sur la figure 2.1 et se résume ainsi:

L'électron rayonne un photon virtuel qui interagit avec un parton *dur* d'une saveur i (quark ou gluon) portant une fraction entre η et $\eta + d\eta$ de l'impulsion du proton initial. L'élément de matrice $\mathrm{d}\hat{\sigma}$ associé à cette interaction est calculé comme une série perturbative du couplage fort α_s et intégré sur tous les états finaux X. La probabilité d'existence d'un tel parton au sein du proton avec une impulsion transverse inférieure à μ_f est donnée par les densités de probabilité universelles (PDF pour *Parton Density Function*), c'est à dire indépendantes du processus étudié, notées $f_i\left(\eta, \mu_f^2, \alpha_s(\mu_r^2)\right)$. La section efficace totale est calculée en sommant sur toutes les saveurs i:

$$\mathrm{d}\sigma = \sum_i \int_{x_{\mathrm{Bj}}}^1 \frac{d\eta}{\eta} f_i\left(\eta, \mu_f^2, \alpha_s(\mu_r^2)\right) \cdot \mathrm{d}\sigma\left(\frac{x_{\mathrm{Bj}}}{\eta}, \frac{Q^2}{\mu_r^2}, \frac{\mu_r^2}{\mu_f^2}, \alpha_s(\mu_r^2)\right) + O\left(\frac{m_p^2}{Q^2}\right). \tag{2.1}$$

[1] La définition exacte des jets sera discutée plus loin dans la section 2.2, en attendant la définition "intuitive" d'un ensemble de particules énergétiques proches dans l'espace de phases de l'état final est suffisante.

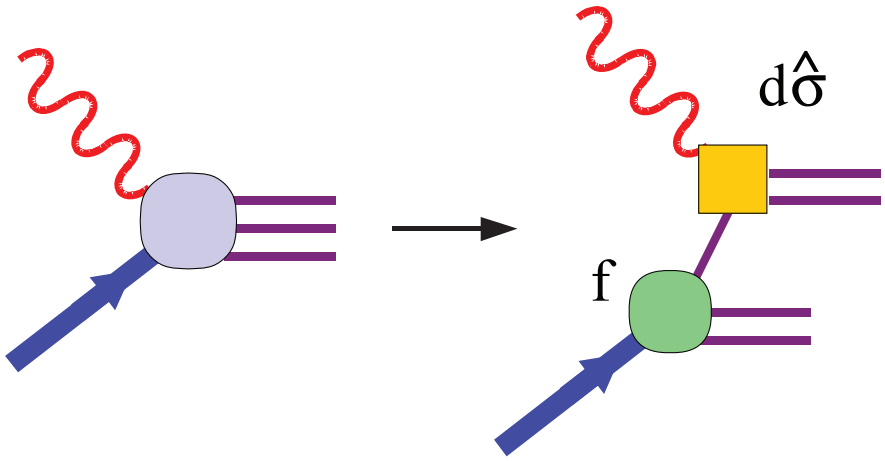


Figure 2.1: Illustration du théorème de factorisation qui permet de séparer la section efficace $d\sigma$ en un élément de matrice *dur* $d\hat{\sigma}$ et une *partie non perturbative et universelle* f.

L'application de ce théorème repose sur l'approximation que les contributions de *twist supérieur* (pour *higher twist* - de l'ordre de m_p^2/Q^2) soient négligeables devant la contribution principale qui porte le nom *twist dominant* (pour *leading twist*). Ce théorème, énoncé dans le cas de la DIS, se généralise au processus Drell-Yan: $\mathrm{h} + \mathrm{h}' \to \mathrm{l} + \mathrm{l}' + \mathrm{X}$ (h - hadron, l - lepton) ainsi qu'à d'autres processus impliquant des hadrons, comme la production de jets inclusifs en collision h^+h^-. Dans les annihilations lepton-antilepton: $\mathrm{l}^+ + \mathrm{l}^- \to \mathrm{h} + \mathrm{h}' + \mathrm{X}$, on construit par analogie avec les PDF les fonctions de fragmentation. Elles s'interprètent comme la probabilité de trouver un hadron dans les débris d'un quark portant une certaine fraction de son impulsion [6]. Notons que des fonctions similaires sont utilisées pour modéliser la fragmentation en DIS (voir §2.4.2).

Le théorème de factorisation postule une forte hiérarchie dans les échelles de temps pour assurer l'indépendance des interactions à courte et longue distance [8]. On distingue:

1. Le temps d'interaction primaire: $\tau_{\mathrm{int}} = 1/Q \sim 0.1\ \mathrm{GeV}^{-1}$;
2. Le temps de rayonnement QCD dur: $\tau_{\mathrm{pQCD}} = p_{0,q}/p_{T,q}^2 \sim 1\ \mathrm{GeV}^{-1}$;
3. Le temps d'hadronisation: $\tau_{\mathrm{hadr}} = p_{0,q}/m_p^2 \sim 100\ \mathrm{GeV}^{-1}$;

où p_q le quadrivecteur du parton incident avec les valeurs typiques $p_{T,q} \sim Q \sim 10$ GeV, $p_{0,q} \sim 100$ GeV ($\approx 10\%$ de l'impulsion du proton) et $m_p \approx 1$ GeV. Nous constatons que le temps disponible pour le rayonnement QCD *dur* reste suffisant avant l'amorce des processus non-perturbatifs à condition que l'impulsion transverse des partons qui interagissent dépasse la masse du proton.

En DIS, le théorème de factorisation a été démontré pour les sections efficaces inclusives [35]. En revanche il ne s'applique qu'aux observables jet dont la définition reste compatible avec la procédure de factorisation, c'est à dire dont l'élément de matrice *dur*, $d\hat{\sigma}$, reste indépendant de la forme exacte des PDF. Les conditions de factorisabilité des observables jet ont été identifiées dans [36]: la dépendance fonctionnelle de $d\hat{\sigma}$ en x_{Bj}, y, η et Q^2 doit pouvoir se mettre sous la forme d'une loi d'échelle de x_{Bj}/η et Q^2. Cette exigence s'applique tant à la définition des jets qu'au référentiel de reconstruction. Il a été également montré que les propriétés de factorisation ne peuvent être préservées que dans une catégorie particulière de référentiels qui exclut le référentiel du laboratoire en DIS, mais contient notamment le *référentiel de Breit* [36].

2.1.2 Le référentiel de Breit

Le référentiel de Breit en DIS est un référentiel dans lequel le proton et le boson virtuel entrent en collision frontale. Plus précisément les impulsions $\vec{p}$ du proton et $\vec{q}$ du photon doivent y satisfaire

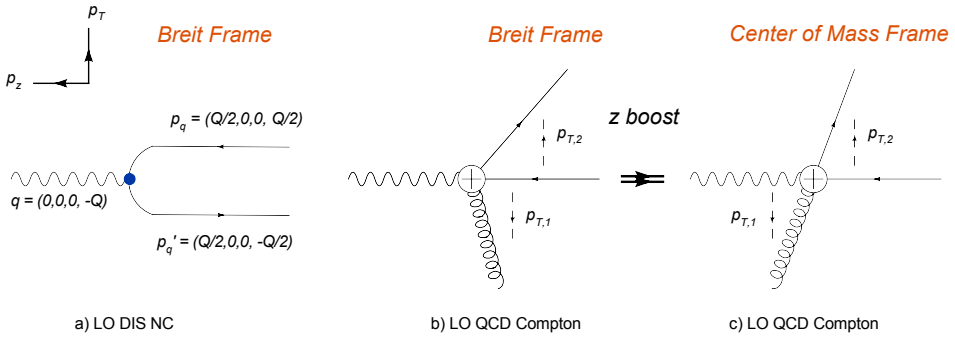


Figure 2.2: La cinématique dans le référentiel de Breit et du centre de masse boson-parton incident à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$ et $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$.

à la relation $2x_{\mathrm{Bj}}\vec{p} + \vec{q} = 0$. Dans le référentiel de Breit l'axe z est celui du proton incident orienté dans la direction de sa propagation. Le plan $x \times z$ est celui de l'électron, l'axe x étant orienté dans la même direction que la propagation de l'électron diffusé ($l'_x > 0$ ou $\phi_e = 0$). La transformation du référentiel du laboratoire au référentiel de Breit se compose d'un boost de Lorentz suivi d'une rotation autour de l'axe z pour ramener l'électron diffusé dans le plan $x \times z$.

La cinématique de l'interaction DIS NC dans le modèle naïf de quark-parton $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$, schématisée sur la figure 2.2.a, est très simple dans le référentiel de Breit: le quark, qui se propage selon l'axe z avec une impulsion $p_q = (Q/2, 0, 0, Q/2)$, est rétrodiffusé avec une impulsion $p'_q = (Q/2, 0, 0, -Q/2)$ après une collision frontale avec un photon du type purement spatial, $q = (0, 0, 0, -Q)$. A l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$ deux partons émergent de l'interaction bien équilibrés en impulsion transverse, $p_{T,1} = p_{T,2}$ (cf. fig.2.2.b). Notons que le référentiel de Breit n'est pas celui du centre de masse boson-parton incident, mais les deux sont reliés par un boost selon l'axe z (cf. fig.2.2.c). L'impulsion transverse des particules est par conséquent identique dans les deux référentiels.

Expérimentalement, le référentiel de Breit donne un rôle particulier à l'impulsion transverse en tant que signature de la dureté du processus QCD sous-jacent. En effet, dans le référentiel du laboratoire le p_T du système final hadronique (défini sans les restes du proton) est contrebalancé par celui de l'électron diffusé. Par conséquent l'impulsion transverse reflète dans ce référentiel la dureté de l'interaction entre le quark-parton et l'électron à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$. En revanche dans le référentiel de Breit, où le p_T du système final hadronique est nul, la seule source de p_T à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$ est le mouvement de Fermi des quarks dans le proton (< 200 MeV). C'est à partir de l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$ que des jets portant une impulsion transverse de plusieurs GeV sont observés. Ces jets révèlent alors la présence de vertex QCD dans l'interaction dure (cf. fig.2.2.b).

2.1.3 La sensibilité colinéaire et infrarouge

Des singularités apparaissent dans les sections efficaces en QCD perturbative lorsque des particules infiniment *molles* sont rayonnées (*divergences infrarouges*, fig. 2.3.b) et lorsque deux particules sans masse deviennent parallèles (*divergences colinéaires*, fig. 2.3.a). Ce type de singularités est présent dans les corrections radiatives aux sections efficaces à l'ordre dominant. En principe, les divergences infrarouges et colinéaires dans les corrections réelles doivent être exactement compensées par les contributions des corrections virtuelles. Pour assurer le fonctionnement de ce mécanisme mathématique, les observables jet doivent être par construction *insensibles* aux divergences infrarouges et colinéaires. Cette propriété des observables est appelée *stabilité infrarouge et colinéaire* (pour *infrared and collinear safe observables*).

Stabilité infrarouge: caractérise une observable invariante par émission de particules infiniment molles. Pour une telle observable la section efficace à $n+1$ partons converge vers celle à n

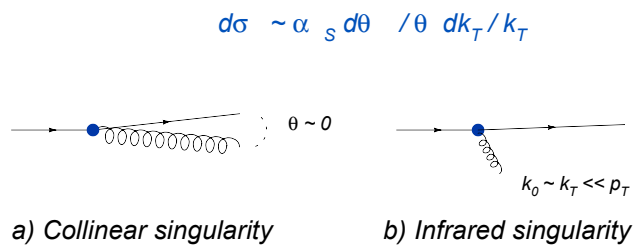


Figure 2.3: Les diverses sources de divergences en QCD perturbative: colinéaires (a) et infrarouges (b).

partons où l'on a ôté le parton p_i de l'état final et ce lorsque l'énergie $p_{0,i}$ tend vers 0:

$$\lim_{p_{0,i}\to 0} \mathrm{d}\sigma^{n+1}\left(p_1,\cdots,p_{i-1},p_i,p_{i+1},\cdots\right) \to \mathrm{d}\sigma^{n}\left(p_1,\cdots,p_{i-1},p_{i+1},\cdots\right). \tag{2.2}$$

Stabilité colinéaire: caractérise une observable invariante par émission de particules colinéaires. Pour une telle observable la section efficace à $n+1$ partons converge vers celle à n partons où on a remplacé les partons p_i et p_{i+1} par un seul parton de quadrivecteur $p_i + p_{i+1}$ et ce lorsque l'impulsion $\vec{p}_i$ devient colinéaire à $\vec{p}_{i+1}$:

$$\lim_{\cos(\vec{p}_i,\vec{p}_{i+1})\to 1} \mathrm{d}\sigma^{n+1}\left(p_1,\cdots,p_i,p_{i+1},\cdots\right) \to \mathrm{d}\sigma^{n}\left(p_1,\cdots,p_i+p_{i+1},\cdots\right). \tag{2.3}$$

En plus de la convergence des calculs perturbatifs, la sensibilité colinéaire et infrarouge détermine l'impact des effets expérimentaux, tels que la résolution angulaire du détecteur ou le comportement des algorithmes de *clusterisation* calorimétrique. Un effet typique de ces algorithmes consiste à scinder la gerbe produite par un hadron en deux hadrons distincts et colinéaires. Un autres effet expérimental est l'apparition de clusters mous formés uniquement du bruit calorimétrique[2].

Les observables dites *instables* ou *sensibles* (pour *unsafe*) violent les conditions précédentes à partir d'un ordre donné de la série perturbative où les prédictions théoriques divergent. Un exemple d'observable colinéairement instable est la somme quadratique des impulsions de toutes les particules finales ainsi que toute observable basée sur les propriétés de la particule la plus énergétique du système final hadronique. En revanche la somme vectorielle des impulsions est colinéairement stable. Un exemple d'observable qui présente des instabilités infrarouges est l'angle polaire du jet portant la plus grande impulsion transverse dans le référentiel de Breit (voir §2.1.2). En effet, à l'ordre dominant la paire de jets est parfaitement équilibrée en impulsion transverse, de sorte que le choix du premier sera déterminé par l'émission aléatoire de gluons mous.

2.2 Définition des jets

La propriété de factorisabilité d'une observable jet dépend fortement de la définition du jet lui-même. Après une discussion générale sur la notion de jet, nous allons présenter les différents algorithmes de reconstruction en portant une attention particulière aux algorithmes d'agrégation séquentielle utilisés dans notre analyse.

2.2.1 Définition générale des jets

Lors d'une mesure expérimentale en QCD on souhaite remonter aux partons durs de l'élément de matrice en mesurant le flux des particules reconstruites dans un détecteur. Chaque parton dur, produit à courte distance, s'"habille" à longue distance en une gerbe directionnelle de particules

[2] Ces problématiques seront présentées plus en détail dans le chapitre 3.

localisées dans l'espace, appelée "jet". La transformation des partons vers les jets n'est pas bijective. Autrement dit, il n'existe pas de décomposition unique et non ambigüe du système final hadronique en jets de particules qui permettrait de remonter aux quarks et aux gluons produits à courte distance. Par conséquent, une observable QCD mesurée à partir de jets sera dépendante de leur définition exacte. Pour rendre le problème d'inversion au moins partiellement soluble, c'est à dire pouvoir remonter des jets vers les partons, l'algorithme de reconstruction doit respecter les conditions suivantes [37, 47]:

1. Présenter une bonne correspondance avec les distributions des quarks et des gluons de l'état final partonique que l'on cherche à mesurer;
2. Etre identique pour les mesures expérimentales et pour les calculs théoriques;
3. Etre bien défini et simple à calculer ordre-par-ordre à partir de l'état partonique en théorie perturbative;
4. Etre bien défini et facile à mesurer à partir du système final hadronique.

Afin de pouvoir se conformer aux conditions précédentes, la définition des jets doit avoir les propriétés suivantes:

- Etre insensible aux divergences colinéaires et infrarouges (voir §2.1.3);
- Etre factorisable (voir §2.1.1) dans le cas de collisions DIS et hadron-hadron;
- Etre locale en angle, autrement dit les particules associées dans un jet ne doivent pas se trouver trop loin dans l'espace des configurations. Cette dernière exigence permet de conserver une certaine définition intuitive de "connexité" d'un jet.

Un grand nombre d'algorithmes de reconstruction ont été proposés depuis les premières expériences où la présence de jets a pu être mise en évidence [38]. En règle générale, leur comportement reste assez similaire pour les particules dures du système final hadronique, mais variable face au rayonnement mou. On classe ces algorithmes en deux catégories: *les algorithmes de cône* et *les algorithmes d'agrégation* (ou *clusterisation*) *séquentielle*.

Les algorithmes de cône définissent un jet par *la direction qui maximise le flux d'énergie à l'intérieur d'un cône centré autour de cette direction* [37]. L'idée de tracer un cône dans le plan $\theta \times \phi$ (ou $\eta \times \phi$) autour d'une direction qui remonterait à un parton initiateur parait très intuitive [39]. Cependant des complications apparaissent lorsque deux cônes ainsi définis se chevauchent (voir exemple sur la figure 2.4). La procédure exacte de séparation de la région de recouvrement entre deux jets, ou alternativement, de recombinaison de deux jets en un seul est ambigüe et influence fortement les résultats de la mesure.

Les arguments généralement avancés en faveur de l'algorithme de cône, au-delà de son caractère intuitif, sont de rendre plus aisées les corrections dues à l'hadronisation et de diminuer la sensibilité aux interactions molles superposées [37]. Cette classe d'algorithmes est fréquemment privilégié dans les collisions hadroniques où l'environnement mou est plus dense qu'en collisions DIS ou annihilation e^+e^-. Les algorithmes de cône sont actuellement utilisés au Tevatron (*Midpoint* [41, 42, 43]) ainsi qu'à CMS [44] et à Atlas. A l'exception de l'algorithme *SISCone* [45], la plupart des algorithmes de cône sont instables à partir d'un ordre perturbatif donné (souvent NLO ou NNLO).

Les algorithmes d'agrégation séquentielle procèdent par un assemblage itératif de particules proches dans l'espace des configurations. Deux particules i et j sont combinées en une pseudoparticule si leur distance mesurée par une métrique particulière $d(p_i, p_j)$ est inférieure à une valeur préalablement définie. A la fin de la procédure d'agrégation l'événement contient un petit ensemble de pseudo-particules bien séparées dans l'espace, appelées jets. Les divers algorithmes se distinguent par la métrique et la prescription de recombinaison en pseudoparticules.

Ce type d'algorithmes a été privilégié dans les collisionneurs PETRA et LEP, toutefois des versions adaptées aux collisionneurs hadroniques ont été proposées [40, 51]. L'avantage d'une telle

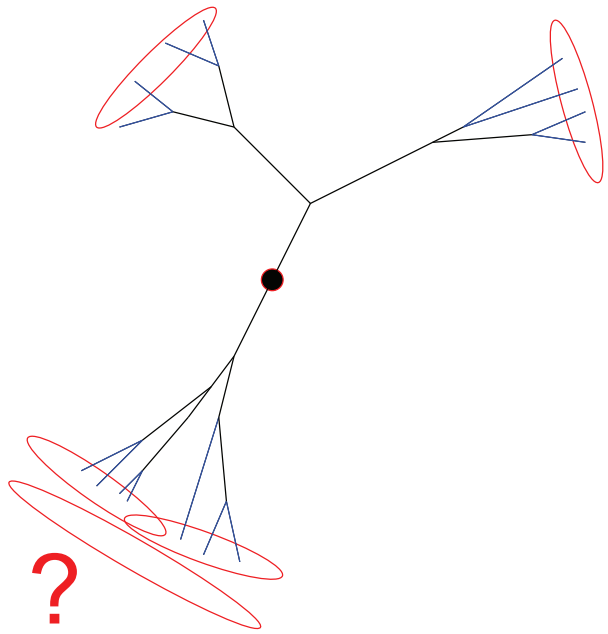


Figure 2.4: Vue schématique d'un événement contenant des jets isolés (en haut) et chevauchant (en bas).

approche consiste à lever l'ambiguïté inhérente aux algorithmes de cône sur l'affectation des particules aux jets. En contrepartie, c'est la définition de la métrique qui relève à un certain degré de l'arbitraire. L'utilisation de la masse invariante de deux particules a été proposée pour définir la distance dans les premières versions des algorithmes d'agrégation (JADE [46]). Malgré son invariance de Lorentz manifeste, ce choix possède de nombreux inconvénients, dont le plus important est la violation de la localité angulaire. Ainsi des particules molles peuvent être assemblées alors que leur direction de propagation reste très différente. L'utilisation de l'impulsion transverse des particules par rapport à une direction privilégiée a été proposée comme solution à ce problème dans une classe d'algorithmes appelés k_T [47, 48] que nous allons présenter plus en détail.

2.2.2 Les algorithmes d'agrégation du type k_T

L'algorithme k_T inclusif

Nous allons décrire la procédure d'agrégation de l'algorithme k_T inclusif tel qu'il est utilisé à HERA. La procédure commence à partir d'une liste contenant toutes les particules du système final hadronique à l'exception du reste du proton, ainsi qu'une liste vide de jets.

1. Pour chaque particule i ainsi que pour toute paire de particules i et j les distances $d_{i,0}$ et d_{ij} sont calculées à partir de la pseudorapidité[3] η, de l'angle azimutal ϕ et de l'impulsion transverse p_T:

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,i}^2)\left((\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2\right), \tag{2.4}$$

$$d_{i,0} = p_{T,i}^2. \tag{2.5}$$

[3] La pseudorapidité est définie par $\eta = \frac{1}{2}\ln(\frac{p+p_z}{p-p_z}) = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$. La pseudorapidité n'est pas en soit une variable transverse, en revanche les différences de pseudorapidité sont invariantes par boost longitudinal pour les particules sans masse. Pour les particules massives ce sont les différences de rapidités $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$ qui sont invariantes.

2. La plus petite valeur de tous les $d_{i,j}$ et $d_{i,0}$ est appelée $d_{\min}$.

3. Si $d_{\min}$ appartient à l'ensemble d_{ij}, les particules i et j sont recombinées en une nouvelle pseudo-particule $i+j$ et ensuite enlevées de la liste. Retour à l'étape 1.

4. Si $d_{\min}$ appartient à l'ensemble $d_{i,0}$, la particule i est enlevée de la liste des particules et ajoutée à la liste des jets. Retour à l'étape 1.

5. La procédure s'arrête lorsque la liste des particules est vide, autrement dit lorsque toutes les particules ont été inclues dans les jets.

Cette procédure d'agrégation est générique pour tous les algorithmes du type k_T, qui se différencient par la métrique et par la prescription de recombinaison de deux particules en une pseudoparticule.

La Métrique

Les variables utilisées (dans l'approximation de masses nulles) pour la mesure de distance entre les particules dépendent de la symétrie de la collision que l'on cherche à préserver. Dans le référentiel de Breit ce sont les variables transverses qui sont utilisées: l'impulsion transverse p_T, l'angle azimutal ϕ et la pseudorapidité η.

Pour expliquer le fonctionnement des algorithmes k_T considérons un système final formé de deux particules i et j et du reste du proton (c'est le cas d'un événement 2-jet au LO). Le carré de la distance géométrique entre les particules R_{ij} est défini par:

$$R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 \,. \tag{2.6}$$

Les deux particules sont combinées si $R_{ij} < R_0$, où R_0 est un paramètre libre qu'on peut apparenter au rayon dans les algorithmes de cône [51].

Trivialement tous les algorithmes se comportent d'une façon identique pour deux particules, en revanche à partir de trois particules l'ordre de recombinaison joue un rôle important. L'ordre peut être imposé par l'impulsion transverse p_T en accord avec la procédure de factorisation DGLAP (voir §1.2.5). La métrique d est alors modifiée comme suit:

$$d_{ij} = \min\left(p_{T,i}^{2n}, p_{T,j}^{2n}\right)\frac{R_{ij}}{R_0}, \tag{2.7}$$

$$d_{i0} = p_{T,i}^{2n} \tag{2.8}$$

avec le paramètre n qui gouverne l'influence relative des échelles énergétiques et géométriques. Le choix de l'exposant définit différents sous groupes d'algorithmes:

- $\boldsymbol{n = 1}$: algorithme k_T inclusif, tel qu'il est utilisé à HERA et notamment dans notre analyse;
- $\boldsymbol{n = 0}$: algorithme Cambrige/Aachen. Développé initialement pour les annihilations électron-positron l'algorithme Cambridge [49] a été adapté aux collisions DIS [50];
- $\boldsymbol{n = -1}$: l'algorithme anti-k_T proposé récemment dans [51].

Notons que la métrique ainsi définie est invariante par boost longitudinal. Une telle propriété est importante en DIS pour réduire la sensibilité des sections efficaces de production de jets au boost de Lorentz entre le référentiel du laboratoire et le référentiel de Breit.

Prescription de recombinaison

La prescription (ou le schéma) de recombinaison définit la façon dont les quadrivecteur p_i et p_j de deux particules sont recombinés en quadrivecteur p_{i+j} de la pseudoparticule:

Le schéma $\boldsymbol{E}$ consiste simplement à sommer les quadrivecteurs: $p_{i+j} = p_i + p_j$. C'est le schéma le plus intuitif qui suit la conservation de l'énergie et de l'impulsion pour remonter du jet au parton initial. Les jets produits sont alors massifs.

Le schéma $\boldsymbol{p_T}$ consiste à sommer les valeurs scalaires des impulsions transverses p_T, alors que les variables angulaires η et ϕ sont calculées comme une somme pondérée par les p_T:

$$p_{T,i+j} = p_{T,i} + p_{T,j}, \tag{2.9}$$

$$\eta_{i+j} = \frac{p_{T,i} \cdot \eta_i + p_{T,j} \cdot \eta_j}{p_{T,i} + p_{T,j}}, \tag{2.10}$$

$$\phi_{i+j} = \frac{p_{T,i} \cdot \phi_i + p_{T,j} \cdot \phi_j}{p_{T,i} + p_{T,j}}. \tag{2.11}$$

Les jets résultants sont sans masse et l'invariance longitudinale de l'algorithme est préservée à chaque étape

Les schémas $\boldsymbol{p_T^2}$, $\boldsymbol{E_T}$, $\boldsymbol{E_T^2}$ fonctionnent d'une façon similaire au schéma p_T.

Propriétés générales

On peut montrer que les algorithmes du type k_T respectent les quatre critères définis dans le paragraphe 2.2.1:

1. Ils présentent une correspondance directe avec les partons durs dans les calculs perturbatifs. Leur comportement varie en revanche face à la radiation *molle* [52] (voir plus loin §4.2.2).

2. Ils peuvent être appliqué aux états finaux formés de particules reconstruites dans les détecteurs, d'hadrons simulés par les Monte Carlo ou de partons produits dans les programmes de calcul perturbatif;

3. Ils sont insensibles aux divergences infrarouges et colinéaires [47, 51], factorisables [36, 47] et locaux [37];

4. Ils sont bien définis expérimentalement et peuvent être appliqués aux données réelles avec un temps de calcul réduit [53].

Par conséquent, les algorithmes d'agrégation du type k_T sont bien adaptés à la définition des jets en DIS. Dans cette analyse est utilisé l'algorithme d'agrégation k_T inclusif longitudinalement invariant avec le schéma de recombinaison p_T et le paramètre $R_0 = 1$. La sensibilité des observables jet à HERA à la métrique et à la prescription de recombinaison sera discutée plus loin dans le paragraphe 4.2.2.

2.3 Le calcul des sections efficaces multi-jet

Dans cette section nous allons présenter les calculs perturbatifs (à l'ordre dominant et subdominant) ainsi que la cinématique nécessaire pour prédire les sections efficaces à deux et à trois jets.

2.3.1 L'élément de matrice deux jets à l'ordre dominant

La cinématique de la production de deux jets en DIS

Les diagrammes à l'ordre dominant, $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$, contribuant à la section efficace deux jets (2-jet), sont représentés sur la figure 2.5: *la diffusion Compton QCD* avec le rayonnement d'un gluon dans l'état initial (a) et dans l'état final (b) et le processus de *fusion boson-gluon* (c-d). Outre les variables x_{Bj} et Q^2 introduites dans la section 1.2, la cinématique des événements 2-jet nécessite trois variables additionnelles: z, x_p et Φ [54]. La variable Φ représente dans le référentiel de Breit l'angle azimutal entre le plan défini par les électrons incident et diffusé et le plan défini par le

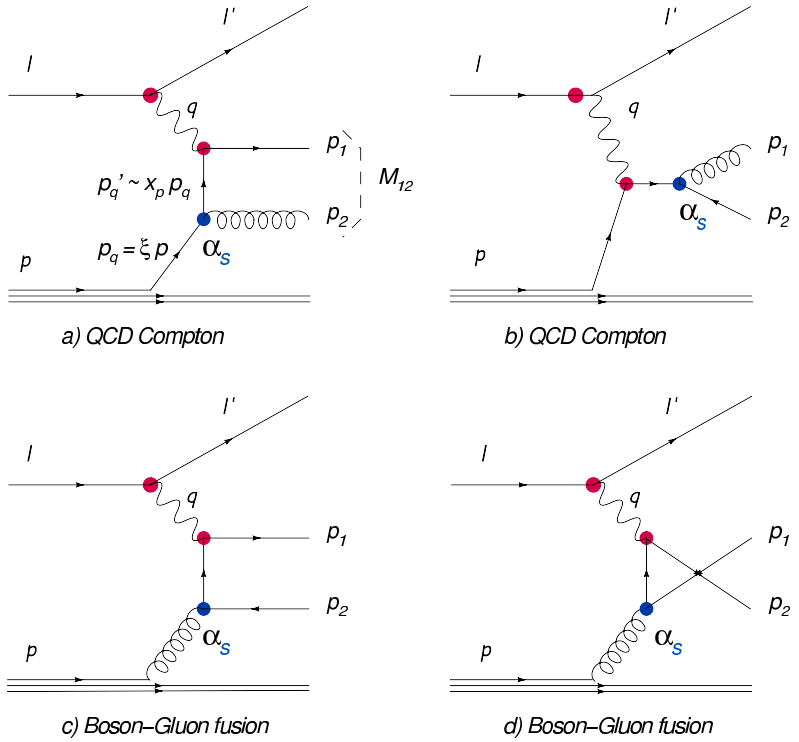


Figure 2.5: Les diagrammes à l'ordre dominant en α_s contribuant à la section efficace 2 jet.

parton incident et les jets (voir la figure 2.6). Les variables x_p et z, ainsi que la variable d'échelle ξ sont des invariants de Lorentz définie par:

$$z \equiv \frac{p_q \cdot p_1}{p_q \cdot q}, \tag{2.12}$$

$$x_p \equiv \frac{Q^2}{2(p_q \cdot q)} = \frac{Q^2}{M_{12} + Q^2}, \tag{2.13}$$

$$\xi \equiv \frac{x_{\mathrm{Bj}}}{x_p} = x_{\mathrm{Bj}}(1 + \frac{M_{12}}{Q^2}) \tag{2.14}$$

avec les notations du schéma 2.5.a. Notons que la masse invariante des deux jets $M_{12}^2 = (p_1 + p_2)^2$ coïncide à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ avec l'énergie dans le centre de masse boson-parton incident $\hat{s} = (p_q + q)^2 = M_{12}^2$.

Pour interpréter la variable ξ, posons $p_q = \alpha p$ en analogie avec le modèle naïf du quark-parton. En écrivant alors la conservation d'énergie-impulsion $p_q + q = p_1 + p_2$ et en élevant au carré[4] on obtient $\alpha = \xi$. Pour interpréter simplement x_p et x_{Bj} on doit se placer dans l'approximation du logarithme dominant (LLA) [8] où le carré de l'impulsion transverse du parton p'_q est négligeable devant $2(p \cdot q)$ et $x_{\mathrm{Bj}} \sim 1$. Dans ces conditions on peut écrire $p'_q = \beta p_q = \gamma p$. Sachant que $p'_q + q = p_1$ on obtient immédiatement en élevant au carré $\gamma = x_{\mathrm{Bj}}$ et $\beta = x_p$. En résumé:

- ξ est la fraction de l'impulsion du proton portée par le parton incident (entrant dans la diffusion dure);
- x_{Bj} est approximativement la fraction de l'impulsion du proton portée par le parton qui entre en collision avec le boson;

[4] Nous faisons l'hypothèse que les partons dans l'état final sont de masse nulle.

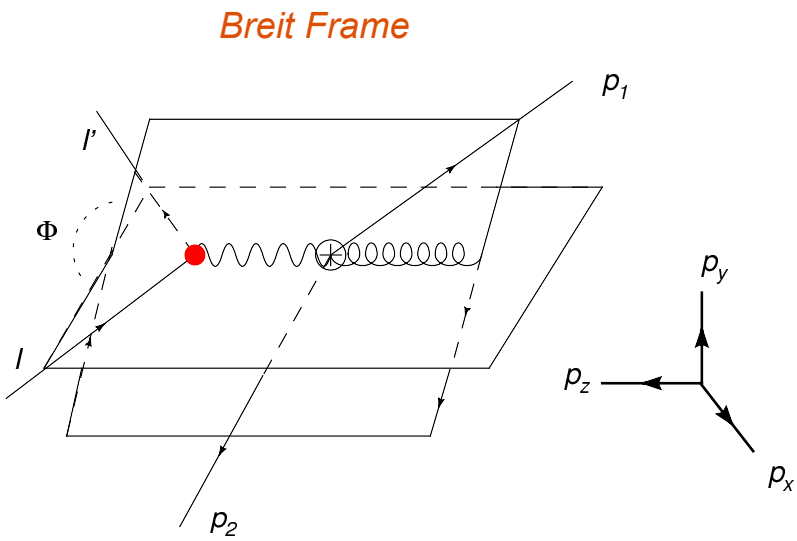


Figure 2.6: La cinématique 2-jet dans le référentiel de Breit.

- x_p est approximativement l'impulsion du parton incident portée par le parton qui interagit avec le boson.

La cinématique dans le référentiel de Breit s'exprime aisément en fonction des variables 2-jet que nous venons de présenter. Par définition le quadrivecteur du photon est toujours $q = (0, 0, 0, -Q)$, alors que celui du parton incident devient $p_q = 1/x_p(Q/2, 0, 0, Q/2)$. La variable d'échelle z est reliée à l'impulsion transverse des jets $p_T = p_{T,1} = p_{T,2}$ et à la pseudorapidité dans le centre de masse boson-parton incident $\eta^* = \eta_1^* = \eta_2^* = 1/2 \left|\eta_1^B - \eta_2^B\right|$ par:

$$z(1-z) = \frac{p_T^2}{M_{12}^2}\,, \tag{2.15}$$

$$\frac{1}{z(1-z)} = 4\cosh^2(\eta^*)\,. \tag{2.16}$$

L'élément de matrice deux jets à $\mathcal{O}(\alpha_s)$

La cinématique étant définie, nous pouvons passer au calcul des sections efficaces. En appliquant le théorème de factorisation, la section efficace différentielle 2-jet à l'ordre dominant (LO) s'écrit [54]:

$$2\pi x_p \frac{\mathrm{d}^5\sigma_{\text{2-jet}}}{\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}\,\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_p\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}\Phi} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\frac{2\pi\alpha_{\mathrm{EM}}^2}{Q^4}(I_g + I_q) \tag{2.17}$$

où I_g et I_q sont deux facteurs. Le premier est le produit de la densité de gluons $G(x_{\mathrm{Bj}}/x_p, Q^2)$ et des sections efficaces de fusion boson-gluon $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{BGF}}/dx_p dz$, alors que le second contient le produit des fonctions de structure $F_2(x_{\mathrm{Bj}}/x_p, Q^2)$ et $F_3(x_{\mathrm{Bj}}/x_p, Q^2)$ et des sections efficaces de diffusion Compton $\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{QCDC}}/dx_p dz$. La section efficace 2-jet ainsi définie souffre des singularités colinéaires

et infrarouges, dont la structure peut être extraite sous la forme [54]:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{2-\mathrm{jet}}^{\mathrm{QCDC}}}{\mathrm{d}x_p\,\mathrm{d}z} \propto \frac{4\left[(p_q\cdot q - p_1\cdot p_2)^2\,(p_q\cdot p_1)^2 + (p_q\cdot q)^4\right]}{2p_q\cdot p_2\,2p_1\cdot p_2\,(p_q\cdot q)^2} = \frac{1-x_p^2 z^2}{(1-z)\,(1-x_p)}, \tag{2.18}$$

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{jet}}^{\mathrm{BGF}}}{\mathrm{d}x_p\,\mathrm{d}z} \propto \frac{4\left[(p_q\cdot p_1)^2 + (p_q\cdot p_2)^2\right]\left[(p_q\cdot q - p_1\cdot p_2)^2 + (p_1\cdot p_2)^2\right]}{2p_q\cdot p_2\,2p_1\cdot p_2\,(p_q\cdot q)^2}$$

$$= \frac{z^2 + (1-z)^2\left[x_p^2 + (1-x_p)^2\right]}{z\,(1-z)} \tag{2.19}$$

Les divergences apparaissent dans les configurations cinématiques suivantes:

- **Diffusion Compton QCD**

$$\begin{aligned} p_2 \text{ colinéaire à } p_q &\Rightarrow z \to 1\,, \\ p_2 \text{ colinéaire à } p_1 &\Rightarrow x_p \to 1\,, \\ p_2 \text{ mou} &\Rightarrow z, x_p \to 1\,. \end{aligned}$$

- **Fusion Boson-Gluon**

$$\begin{aligned} p_2 \text{ colinéaire à } p &\Rightarrow z \to 1\,, \\ p_1 \text{ colinéaire à } p &\Rightarrow z \to 0\,, \\ p_2 \text{ mou} &\Rightarrow z \to 1\,, \\ p_1 \text{ mou} &\Rightarrow z \to 0\,. \end{aligned}$$

Ces divergences s'expriment en fonction de p_T et de η^* à travers la relation:

$$\frac{p_T^2}{Q^2} = \frac{1-x_p}{x_p}\cdot z(1-z), \qquad 4\cosh^2(\eta^*) = \frac{1}{z(1-z)}. \tag{2.20}$$

Ainsi, les singularités de la section efficace 2-jet correspondent aux limites $\eta^* \to \infty$ et $p_T \to 1$. La coupure en impulsion transverse minimale $p_T > p_{T,\min}$ supprime à elle seule tout l'espace de phases où les divergences apparaissent. Un avantage important d'une telle approche reste sa cohérence avec la procédure de factorisation DGLAP (voir §1.2.5), une propriété particulièrement intéressante pour les observables inclusives jet. Notons pour finir que des limites en pseudorapidité dans le référentiel du laboratoire sont *de facto* imposées par l'acceptance limite du détecteur (voir §6.3.2).

2.3.2 L'élément de matrice trois jets à l'ordre dominant

La cinématique de la production de trois jets en DIS

Les diagrammes à l'ordre dominant pour le calcul des observables trois jets (3-jet), dont certaines sont représentées sur la figure 2.7, correspondent aux diagrammes 2-jet avec le rayonnement d'un gluon supplémentaire ou la création d'une paire $q\bar{q}$ à partir d'un gluon déjà existant. On en déduit une hiérarchie typique en impulsions transverses $p_{T,1} > p_{T,2} \gg p_{T,3}$ avec la relation algébrique $p_{T,1} = p_{T,2} + p_{T,3}$. Outre les cinq variables introduites dans le paragraphe précédent, trois nouvelles variables[5] sont requises pour décrire le troisième jet: l'angle azimutal Φ_{23} et l'angle polaire θ_{23} du second jet dans le référentiel du centre de masse des jets 2 et 3 (référentiel défini par $\vec{p_2} + \vec{p_3} = 0$), ainsi que l'énergie dans le centre de masse de ces deux jets $s_{23} = (p_2 + p_3)^2$ [55].

[5] Plus généralement l'ajout d'une nouvelle particule sur couche de masse à l'état final hadronique augmente de trois la "dimension de l'espace de phases".

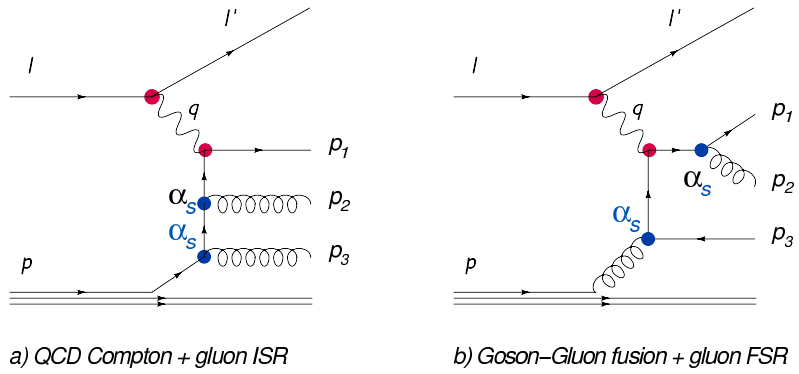


Figure 2.7: Deux exemples de diagrammes à l'ordre dominant contribuant à la section efficace 3 jet.

Dans la cinématique 3-jet certaines des relations propres aux configurations 2-jet doivent être modifiées: l'énergie dans le référentiel du centre de masse boson-parton incident $\sqrt{\hat{s}}$ est différente de la masse invariante du jet 1 et 2, $\sqrt{\hat{s}} > M_{12}$. Par conséquent la fraction de l'impulsion du proton portée par le parton incident η est différente de ξ, $\eta = x_p(1 + \hat{s}/Q^2) > \xi$. En fait l'utilisation de l'observable ξ dans les observables 2-jet ne fournit qu'une valeur approximative du paramètre η, en particulier dans les 10 à 20 % des événements (en fonction des coupures) où un troisième jet dur est émis.

L'élément de matrice trois jets à $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$

En appliquant le théorème de factorisation la section efficace différentielle 3-jet à l'ordre dominant s'écrit [55]:

$$(2\pi)^2 \frac{\mathrm{d}^8\sigma_{\text{3-jet}}}{\mathrm{d}Q^2\,\mathrm{d}x_{\mathrm{Bj}}\,\mathrm{d}\eta\,\mathrm{d}z\,\mathrm{d}\Phi\,\mathrm{d}\hat{s}_{23}\,\mathrm{d}\cos\theta_{23}\,\mathrm{d}\Phi_{23}} = \left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\right)^2 \frac{\pi\alpha_{\mathrm{EM}}^2}{8\eta s} \sum_i f_i(\eta, Q^2) \left|M_i^{3\mathrm{jet}}\right|^2 \tag{2.21}$$

avec $\left|M_i^{3\mathrm{jet}}\right|^2$ l'élément de matrice du processus partonique 3-jet initié par le parton de saveur i (quark ou gluon) incluant le propagateur, les facteurs statistiques ainsi que les facteurs de couplage et de couleur. Les singularités infrarouges et colinéaires similaires à celles trouvées pour la section efficace 2-jet, sont supprimées par une coupure en impulsion transverse des jets dans le référentiel de Breit:

$$E_{T,i} > E_{T,\min} \quad i = 1, 2, 3. \tag{2.22}$$

2.3.3 Section efficace NLO

L'approximation à l'ordre dominant (LO) permet d'estimer l'ordre de grandeur des sections efficaces et des comportements typiques des différentes observables. La précision des calculs en QCD perturbative est souvent dominée par la contribution des ordres manquants de la série perturbative. Par conséquent, pour produire des prédictions quantitatives les calculs doivent être menés au moins à l'ordre suivant l'ordre dominant en α_s, (NLO pour *next-to-leading order*). Les corrections NLO des sections efficaces jet doivent être accompagnées d'une définition NLO de l'évolution de la constante de couplage α_s, mais aussi de celle de la fonction de structure du proton [56]. Les corrections NLO à la section efficace 2-jet sont de l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ et 3-jet $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. Elles se classent en deux catégories illustrées par les diagrammes sur la figure 2.8.

Les corrections réelles σ_R correspondent au rayonnement d'un parton réel (cf. fig.2.8.a) en plus de ceux déjà présents à l'ordre dominant. Pour une observable (n)-jet (avec $n \geq 2$) les

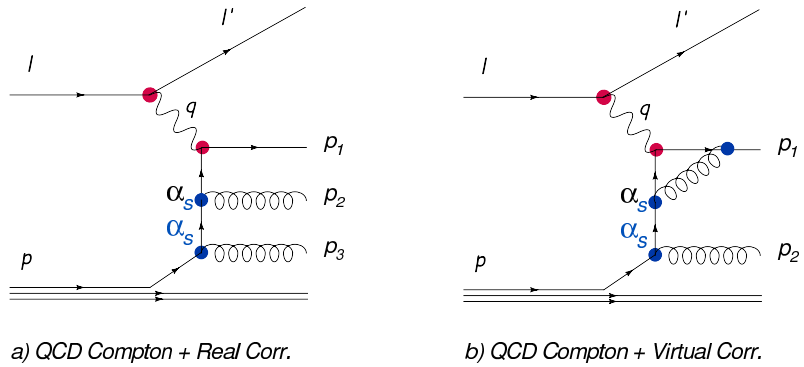


Figure 2.8: Les corrections *next-to-leading-order* réelles (a) et virtuelles (b) à la section efficace 2-jet et jet inclusif. Le diagramme (a) contribue aussi à l'ordre dominant à la section efficace 3-jet.

corrections réelles à NLO contiennent $n+1$ partons (ordre dominant d'une observable (n+1)-jet) et d'ordre N^{p}LO (avec $p \geq 0$) $n+p$ partons. Par conséquent pour assurer une définition cohérente à tout ordre de développement perturbatif une observable n-jet doit contenir tous les diagrammes avec *au moins* n jets.

Les corrections virtuelles σ_V correspondent à la présence d'une boucle dans le diagramme (voir par exemple la figure 2.8.b) qui laisse inchangé le nombre final de partons. Sa contribution introduit une dépendance des coefficients perturbatifs à l'échelle de renormalization μ_r qui annule partiellement celle de la série perturbative introduite par l'évolution du couplage fort $\alpha_s(\mu_r)$. Ce mécanisme de compensation réduit significativement la dépendance de la série perturbative à μ_r (voir §2.3.6) en rendant possible une mesure précise du couplage fort $\alpha_s(m_\mathrm{Z})$ et des fonctions de structure.

Formellement cette séparation peut s'écrire:

$$\sigma_{\text{n-jet}} = \sigma^{LO}_{\text{n-jet}} + \sigma^{NLO}_{\text{n-jet}} = \sigma^{LO}_{\text{n-jet}} + \left[\int_{n+1} \mathrm{d}\sigma^R + \int_n \mathrm{d}\sigma^V \right]. \tag{2.23}$$

Pour pouvoir calculer les corrections NLO il est nécessaire de traiter trois types de divergences: *ultraviolettes*, *colinéaires* et *infrarouges*. Les singularités ultraviolettes apparaissent dans les corrections virtuelles et sont régularisées et soustraites par une procédure de renormalisation dimensionnelle (voir §1.1.2). Les singularités colinéaires et infrarouges, en $1/\epsilon$ et $1/\epsilon^2$, sont présentes dans les corrections réelles et virtuelles [56]. Si l'observable est factorisable et stable sous l'effet des divergences colinéaires et infrarouges, on montre [56, 57] que les singularités infrarouges se compensent dans une somme cohérente des corrections réelles et virtuelles, alors que les singularités colinéaires sont absorbées dans les fonctions de structure par la procédure de factorisation. Cette propriété reste valable ordre par ordre à tous les ordres de la théorie perturbative.

La structure complexe des singularités rend difficile l'intégration analytique dans l'espace des phases pour toutes les observables à l'exception de celles qui sont complètement inclusives, comme par exemple la section efficace inclusive DIS NC. L'approche alternative pour mener les calcul avec les observables moins inclusives passe par des méthodes d'intégration numériques. En principe une telle intégrale est calculée comme la somme d'un grand nombre de configurations partoniques pondérés par la section efficace associée. Cette approche apporte une flexibilité incontestable quant au choix des observables et de l'espace de phases. Cependant, le nombre de partons est différent dans les corrections réelles et virtuelles, qui doivent, par conséquent, être simulées séparément dans différentes régions de l'espace de phases. Ceci pose donc le problème de la simulation séparée de deux contributions divergentes. Deux types d'algorithmes ont été proposés pour contourner cette difficulté:

La méthode de soustraction [56, 57] introduit un contreterme local σ_A dont le rôle est de

compenser le comportement divergent des corrections réelles σ_R et virtuelles σ_V:

$$\sigma^{NLO}_{\text{n-jet}} = \int_{n+1} \left[\mathrm{d}\sigma^R - \mathrm{d}\sigma^A\right] + \int_n \left[\mathrm{d}\sigma^V + \mathrm{d}\sigma^A\right]. \tag{2.24}$$

Le contreterme σ_A a le même comportement singulier avec des pôles en ϵ que les corrections réelles et virtuelles. Il est analytiquement intégrable et s'adapte aux configurations à n ou $n+1$ partons moyennant une transformation analytique connue. La compensation se produit selon le schéma suivant: pour chaque pôle de $\mathrm{d}\sigma^R$ et de $\mathrm{d}\sigma^V$ il existe une composante du contreterme $\mathrm{d}\sigma^A$ qui a le même pôle avec le coefficient opposé. Une version universelle des contretermes indépendante du processus et de l'observable jet a été proposée dans [57] et implémentée dans les programmes de calcul de sections efficaces jet en DIS NC, `DISENT` [57] et `NLOJET++` [60].

La méthode de découpage de l'espace de phases (*phase space slicing method*) [58] introduit un paramètre de coupure $s_{\min}$ sous forme de masse invariante de deux partons. En dessous de $s_{\min}$ se situe la région *sensible* des émissions considérées comme non résolues. Une intégration analytique basée sur des approximations colinéaires et infrarouges est conduite dans cette région pour prendre en compte les compensations de divergences entre les corrections réelles et virtuelles. Au dessus de s_{min} se situe la région des émissions dures résolues qui peuvent être intégrées par une méthode Monte Carlo. La valeur de s_{min} est arbitraire, mais il convient de vérifier qu'elle est suffisamment petite pour justifier les approximations et sauvegarder la stabilité de la méthode. Parmi les programmes de calcul basés sur cette technique en DIS citons `MEPJET` [59].

Choix du programme de calcul NLO

Les programmes de calcul NLO permettent de mener une intégration numérique de la section efficace. Le principe du calcul par la méthode de soustraction consiste à générer aléatoirement différentes configurations finales de partons pondérés par les poids associés aux corrections radiatives (réelles et virtuelles) et au contreterme. Après avoir appliqué les coupures de sélection, chaque état final est classé dans un histogramme qui correspond à l'observable que l'on cherche à prédire. La compensation fonctionne case par case si l'observable est suffisamment stable. Il convient de bien marquer la différence des programmes de calcul avec les générateurs Monté Carlo à l'ordre dominant qui produisent des événement "réels" pondérés par une probabilité (forcement positive) proportionnelle à la section efficace.

Dans cette analyse les prédictions théoriques pour les observables jet ont été obtenues avec le programme `NLOJET++` qui permet de calculer les sections efficaces à deux et trois jets à NLO et à quatre jets à LO. Les prédictions pour la section efficace DIS NC à NLO ont été calculées par `DISENT`.

Des tests de comparaison des prédictions de sections efficaces jet ont été menés entre `NLOJET++`, `DISENT` ainsi que d'autres programmes de calcul [60, 62]. Un bon accord a été trouvé entre `NLOJET++` et `DISENT` pour la section efficace 2-jet à NLO. Alors qu'un défaut systématique de 5 à 8 % a été observé pour les sections efficaces inclusives jet pour le programme `MEPJET` comparé à `DISENT`. Cette différence reste toutefois dans la limite des incertitudes théoriques liées aux ordres manquants de la série perturbative.

2.3.4 Corrections d'ordre supérieur à NLO

Par le passé les efforts consentis aux développements théoriques dans les calculs perturbatifs en QCD ont été motivés par l'évolution des mesures expérimentales, la précision accrue des derniers réclamant une exactitude grandissante des premiers. La structure complexe des divergences en QCD perturbative a rendu difficiles les progrès des calculs au delà de l'ordre subdominant (NLO), sauf pour les observables les plus inclusives. Parmi les nombreuses mesures expérimentales qui ont atteint la précision qui permet d'explorer la QCD à *next-to-next-to-leading* NNLO citons à titre d'exemple les mesures des *events shapes* [155] ainsi que les sections efficaces jet en DIS [5]. Nous exposerons par la suite que dans la présente analyse la précision sur la mesure de la constante de couplage forte α_s est dominée par la contribution des ordres au delà du NLO (voir le chapitre 8). Si

les prédictions à NNLO pour les observables jet ne sont pas encore disponibles, des développements récents ont permis de les produire pour les variables *event shapes* en annihilation électron-positron [159]. Ces nouveaux résultats ont été accompagnés d'une réduction significative des incertitudes sur la mesure de α_s imputées aux ordres manquants de la série perturbative.

2.3.5 Définition des sections efficaces

Pour tester les prédictions de l'équation du groupe de renormalisation on cherche à mesurer le couplage fort, $\alpha_s(\mu)$ pour différentes valeurs de l'échelle d'énergie "caractéristique du processus" μ. Dans la production de jets en DIS, deux larges échelles sont présentes: Q et p_T. L'impulsion de transfert Q est indirectement liée au processus QCD dur, principalement en tant que "réservoir d'énergie" disponible pour la production de jets (ou comme borne supérieure dans les intégrales). L'impulsion transverse dans le référentiel de Breit p_T représente l'échelle à laquelle le rayonnement QCD est résolu ou, ce qui revient au même, l'échelle d'énergie au vertex d'où le parton a été émis.

Il convient de rappeler que les observables jet qui sont utilisées pour la mesure de $\alpha_s(\mu)$ doivent être:

- Sensibles à la constante de couplage dès l'ordre dominant (au moins $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$);
- Pourvus de prédictions pQCD au moins à l'ordre subdominant (NLO);
- Insensibles aux divergences colinéaires et infrarouges, factorisables et définies à tous les ordres.

Deux types de sections efficaces jet répondent à ces critères: les sections efficaces de production "d'événements" ou de production "de jets". Nous allons présenter ici leurs propriétés et limitations théoriques, sachant que la définition exacte de l'espace des phases, qui nécessite la prise en compte des limites d'acceptance du détecteur H1, sera donnée dans le chapitre 7.

Section efficace inclusive jet

Tous les jets d'un événement dépassant un seuil fixé en impulsion transverse $p_T > p_{T,\min} =$ 7 GeV sont comptabilisés dans la section efficace inclusive jet. Du point de vue de la mesure un événement peut contribuer plusieurs fois à la même distribution, éventuellement dans plusieurs cases différentes de la grille. L'hypothèse sous-jacente de cette observable est liée à la nature perturbative des calculs QCD: à l'ordre dominant (LO) le rayonnement de partons est dépendant principalement du vertex d'émission (échelle d'énergie caractéristique p_T) et n'est liée au reste du diagramme de Feynman qu'à travers la conservation globale d'énergie-impulsion (échelle d'énergie caractéristique Q). La section efficace inclusive jet mesurée en double-différentielle $\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{jet}}/\mathrm{d}Q^2\mathrm{d}p_T$ est par conséquent sensible au couplage fort aux échelles p_T et Q.

Section efficace multi-jet

Tous les événements contenant au moins n jets au dessus d'un seuil fixé en impulsion transverse $p_{T,\min} = 5$ GeV sont comptabilisés dans la section efficace (n)-jet. En DIS, seules les observables 2-jet et 3-jet bénéficient de calculs disponibles à l'ordre subdominant (NLO).

Dans les événements 2-jet à LO, les deux jets sont parfaitement équilibrés en impulsion transverse dans le référentiel de Breit: $p_{T,1} = p_{T,2} = p_T^{\mathrm{LO}}$. Aux ordres supérieurs, en cas de rayonnement d'un gluon mou par un des partons (corrections réelles), un événement avec $p_T^{\mathrm{LO}} \approx p_{T,\min}$ (voir le schéma 2.9.b) sera rejeté. Cependant, le même événement avec des corrections virtuelles sera accepté (voir le schéma 2.9.a). Le mécanisme de compensation des divergences réelles et virtuelles est ainsi altéré à la frontière de p_T sur une zone de largeur $\Delta p_T \approx 1$ GeV. Cette région sensible se situe au maximum du spectre en p_T qui suit une loi de puissance et produit de ce fait un effet significatif sur la section efficace totale. La solution de ce problème passe par l'ouverture de l'espace de phases disponible aux rayonnements mous [63] suivant un des schémas proposés ci-dessous:

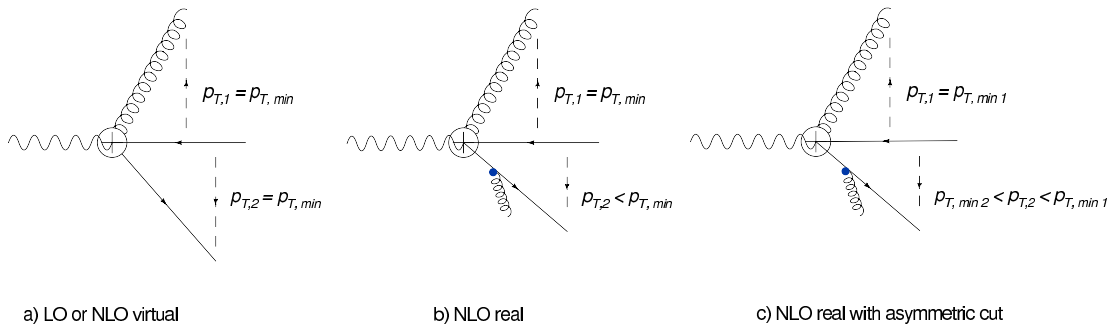


Figure 2.9: La structure des corrections radiatives à NLO à la section efficace 2-jet dans le référentiel de Breit.

- **Une coupure asymétrique en impulsion transverse**: $p_{T,1} > p_{T,\ \mathrm{min1}}$ et $p_{T,2} > p_{T,\ \mathrm{min2}}$ avec $p_{T,\ \mathrm{min1}} > p_{T,\ \mathrm{min2}} + \Delta p_T$;

- **Une coupure en masse invariante**: $M_{12} > M_{\mathrm{min}} \geq 2p_{T,\ \mathrm{min}} + \Delta p_T$ avec $p_{T,1}, p_{T,2} > p_{T,\mathrm{min}}$.

L'effet de la coupure asymétrique est aisé à comprendre: à l'ordre dominant deux jets sont émis avec $p_T^{\mathrm{LO}} > p_{T,\ \mathrm{min1}}$, de sorte qu'à l'ordre subdominant l'espace des phases disponible pour l'émission du gluon mou est $p_T^{\mathrm{LO}} - p_{T,\ \mathrm{min2}} > \Delta p_T$ (voir le schéma 2.9.c). La figure 2.10.a-b donne la dépendance de la section efficace totale 2-jet en fonction de Δp_T (a) et M_{min} (b). La valeur maximale de la section efficace est obtenue pour $\Delta p_T \approx 0.5$ GeV et $M_{\mathrm{min}} \approx 12$ GeV. Au dessus du pic elle décroit en suivant le rétrécissement de l'espace des phases disponible. En revanche en dessous du pic son comportement n'est pas physique sous l'effet de l'impact non compensé des corrections virtuelles négatives.

Les deux méthodes permettent une suppression efficace de la zone sensible. En revanche, la dépendance en l'échelle de renormalisation, qui reflète l'impact des ordres supérieurs à l'ordre dominant, est significativement inférieure pour la coupure en masse invariante comparé à la coupure asymétrique comme on peut le voir sur les figures 2.10.a et (b). L'effet est particulièrement visible à petite impulsion transverse $5 < p_T^{\mathrm{LO}} < 18$ GeV (cf. fig.2.10.c). La différence est en revanche quasi-inexistante à grand $p_T^{\mathrm{LO}} > 18$ GeV où l'impact des coupures est similaire (cf. fig.2.10.d). Par conséquent nous avons choisi la coupure en masse invariante pour définir la section efficace 2-jet. Bien qu'il ne soit pas nécessaire pour garantir la stabilité des prédictions d'appliquer la même coupure aux événements 3-jet nous la maintenons afin de préserver la notion intuitive du nombre de jets: un événement 3-jet est aussi un événement 2-jet.

En résumé, les coupures que nous choisissons d'appliquer aux événements multi-jet sont:

$$\text{2-jet:} \quad p_{T,i} > p_{T,\mathrm{min}} = 5 \text{ GeV} \quad i = 1,2 \quad \text{avec} \quad M_{12} > M_{\mathrm{min}} \approx 12 \text{ GeV}, \tag{2.25}$$

$$\text{3-jet:} \quad p_{T,i} > p_{T,\mathrm{min}} = 5 \text{ GeV} \quad i = 1,2,3 \quad \text{avec} \quad M_{12} > M_{\mathrm{min}} \approx 12 \text{ GeV}. \tag{2.26}$$

Les échelles pertinentes pour l'évolution du couplage fort dans les événements 2-jet sont l'impulsion de transfert Q ainsi que l'impulsion transverse p_T^{LO}. Cependant cette dernière n'est pas une observable et doit être approximée soit par l'impulsion transverse du premier jet $p_{T,1}$, soit par la moyenne des impulsions transverses des deux premiers jets $\langle p_T \rangle = (p_{T,1} + p_{T,2})/2$. Ainsi, la section efficace 2-jet a été mesurée en double-différentielle $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\text{2-jet}}}{\mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}p_{T,1}}$ et $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\text{2-jet}}}{\mathrm{d}Q^2 d\langle p_{T,1}\rangle}$, alors que la section efficace 3-jet limitée par la statistique disponible a été mesurée en simple différentielle $\frac{\mathrm{d}\sigma_{\text{3-jet}}}{\mathrm{d}Q^2}$. Additionnellement, la section efficace 2-jet a été mesurée en fonction de ξ pour mettre en valeur sa sensibilité à la distribution des partons dans le proton: $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\text{2-jet}}}{\mathrm{d}Q^2 \mathrm{d}\xi}$.

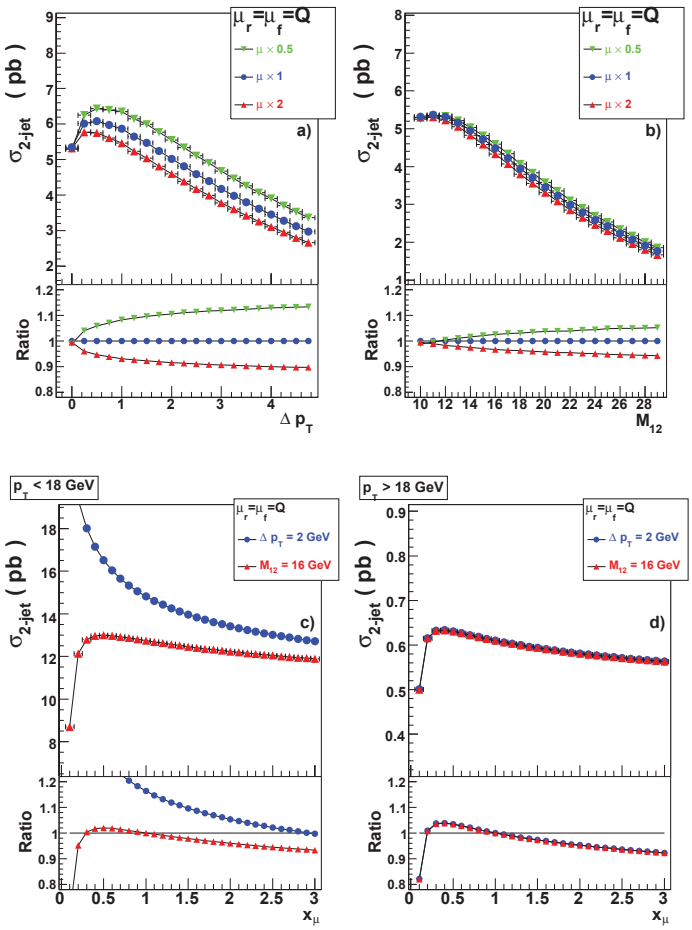


Figure 2.10: La dépendance de la section efficace 2-jet calculée à NLO en fonction de la coupure asymétrique Δp_T (a) et de la coupure en masse invariante M_{12} (b). Les courbes de différentes couleurs sont tracées pour différentes échelles de renormalisation ($\mu_r = 0.5\,Q,\ Q,\ 2\,Q$). La variation de la section efficace 2-jet calculée à NLO en fonction de l'échelle de renormalisation $\mu_r = x_\mu Q$ est représentée pour la coupure asymétrique (ronds blues) et la coupure masse invariante (triangles rouges) dans deux régions en $\langle p_T \rangle$: $\langle p_T \rangle < 18$ GeV (c) et $\langle p_T \rangle > 18$ GeV (d).

Sections efficaces normalisées

La normalisation des sections efficaces jet, précédemment citées, par une section efficace de référence (par exemple la section efficace DIS NC - σ_{NC}) permet de réduire significativement la sensibilité aux incertitudes expérimentales et théoriques (voir le chapitre 7). Les observables obtenues correspondent alors à des taux de production (ou probabilités d'émission) de jets. En particulier le rapport $\sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{2-jet}}$ représente la probabilité d'émission d'un troisième jet sachant que 2 jets sont présents. Alors que le rapport $\sigma_{\text{jet}}/\sigma_{\text{DISNC}}$ représente le nombre moyen (ou multiplicité) de jets inclusifs dans un événement DIS NC.

2.3.6 Le choix de l'échelle de renormalisation

Nous avons vu dans la section 1.1.2 que les observables $\mathcal{R}_n$, calculées à un ordre fini n, dépendent d'une échelle de renormalisation arbitraire μ_r. En anticipant la suite nous allons réécrire μ_r sous la forme $\mu_r = x_r \mu_0$ où x_r est un réel positif et μ_0 une "certaine" échelle physique. La structure de cette dépendance se déduit en injectant $\mathcal{R}_n$ et le développement perturbatif de la fonction β

(1.11) dans l'équation du groupe de renormalisation (1.9):

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{R}_n}{\mathrm{d}L} = \mathcal{O}(\alpha^{n+1}) \tag{2.27}$$

$$\text{avec} \quad \mathcal{R}_n = \sum_{j=1}^{n} M_j(L)\alpha^j(L),$$

$$L = \ln\frac{\mu_r}{\mu_0} = \ln x_r \quad \text{et} \quad \alpha(\mu_r) = \frac{\alpha_s(\mu_r)}{4\pi}$$

où pour simplifier la discussion le terme en α^0, qui n'est pas présent dans les sections efficaces jet étudiées, est supprimé. Nous voyons d'une part que l'impact de l'échelle de renormalisation est logarithmique et d'autre part qu'il est appelé à se réduire si la série est convergente. En utilisant la relation (2.27) nous obtenons après intégration les termes de la série $M_j(L)$:

$$\begin{aligned} M_1(L) &= M_1\,, \\ M_2(L) &= M_2 + \beta_0\, L \cdot M_1\,, \\ M_3(L) &= M_3 + 2\,\beta_0\, L \cdot M_2 + (b_1\, L + \beta_0^2\, L^2) \cdot M_1. \end{aligned} \tag{2.28}$$

La forme fonctionnelle de $M_j(L)$, qui est donnée d'une façon universelle par l'équation de groupe de renormalisation, est exactement compensée à l'ordre α^j par la dépendance en L liée à l'évolution de la constante de couplage. Les termes constants M_j doivent être calculés ordre par ordre pour chaque observable. A partir de l'expression (2.28) nous pouvons donner la forme générique des fonctions $\mathcal{R}_1(L)$ et $\mathcal{R}_2(L)$ à partir d'un seul paramètre d'échelle $k_2 = \alpha \cdot M_2/M_1$, appelé k-facteur, qui dépend de l'observable:

$$\frac{\mathcal{R}_1(L)}{\mathcal{R}_1(L=0)} = 1 - \beta_0\, L\,, \tag{2.29}$$

$$\frac{\mathcal{R}_2(L)}{\mathcal{R}_2(L=0)} = 1 - \frac{(\beta_1\, L + \beta_0^2\, L^2) + \frac{2\,\beta_0}{\alpha(L)} L \cdot k_2}{1 + k_2}\alpha^2(L)\,. \tag{2.30}$$

Ces fonctions sont représentées sur la figure 2.11 pour deux valeurs de $k_2 = 0.1, 1$ et $\mu_0 = m_{\mathrm{Z}}$. Nous observons que la sensibilité à μ_r se réduit lorsque l'ordre de la série perturbative augmente grâce à l'effet de compensation. De même, à l'ordre subdominant (NLO), une observable est d'autant moins dépendante de μ_r que son k-facteur soit petit. En faite k_2 représente l'impact relatif de l'ordre 2 par rapport à l'ordre 1 à l'échelle $\mu_r = \mu_0$ et fournit par là une indication sur la convergence de la série perturbative: $k_2 \ll 1$ la série est probablement rapidement convergente, en revanche $k_2 > 1$ pose la question de la convergence même à un petit ordre perturbatif. Pour les observables étudiées dans notre analyse $k_2 < 1$ tant que $Q^2 > 30$ GeV^2. Pour des virtualités inférieures à cette limite, des questions se posent sur la validité de l'approximation perturbative et la viabilité de la mesure des paramètres QCD.

Bien que μ_r soit une échelle arbitraire le choix d'une valeur concrète s'impose afin de produire des prédictions théoriques. Cependant le choix aléatoire de l'échelle détruira presque à coup sur la capacité prédictive des calculs perturbatifs menés à un "petit" ordre tel que NLO et même NNLO. De nombreuses solutions ont été proposées pour résoudre ce problème et rendre la QCD perturbative utilisable en pratique. Parmi elles un ensemble d'approches mathématiques ont été développées pour tenter d'accélérer la convergence de la série perturbative par un choix optimal de μ_r. Ainsi *le principe de sensibilité minimale* (*PMS*) [14] postule qu'au delà du second ordre il est toujours possible de trouver un choix d'échelle $L_{\mathrm{PMS}} = \ln(\mu_{r,\mathrm{PMS}}/\mu_0)$ tel que $\mathrm{d}\mathcal{R}_n/\mathrm{d}L_{\mathrm{PMS}} = 0$. Par exemple à l'ordre $n = 2$, l'échelle PMS correspondrait au maximum de la fonction 2.30. Dans le cas des sections efficaces jet cette méthode montre un désaccord significatif entre la prédiction et les données en particulier lorsque les corrections d'ordre NLO sont importantes, $k_2 \sim 1$.

A l'inverse l'approche physique essaye de relier μ_r aux grandeurs de l'interaction. Pour simplifier notre argumentation rappelons que l'échelle de renormalisation dans la procédure de régularisation dimensionnelle peut être reliée à l'énergie de coupure ultraviolette $\mu_{\text{cut-off}}$ dans les boucles

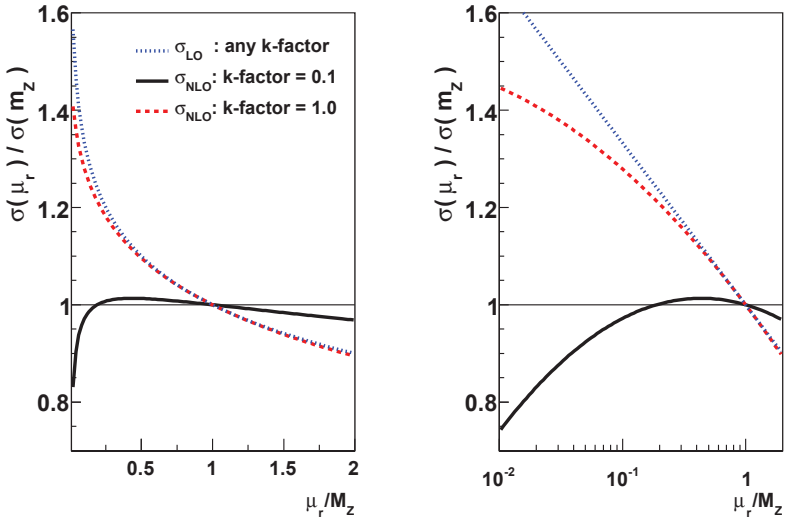


Figure 2.11: La variation des prédictions théorique à l'ordre dominant (LO) et subdominant (NLO) avec μ_r pour deux valeurs du k-facteur $k_2 = 0.1, 1$. A gauche l'échelle linéaire est utilisée et à droite l'échelle logarithmique.

virtuelles [12]. La valeur de μ_r sépare ainsi la partie ultraviolette des corrections qui sera incluse dans la redéfinition du couplage et la partie infrarouge qui fait partie des termes de la série perturbative $M_j(\mu_r)$. Il existe donc un choix "optimal" qui permet la meilleure compensation possible entre la dépendance en μ_r de ces deux composantes. On peut montrer par des arguments physiques que ce choix doit être de l'ordre d'une échelle physique μ_0 caractéristique de l'interaction. Dans le cas contraire la convergence de la série sera ralentie et déstabilisée par la présence de larges logarithmes[6] en μ/μ_0 qui ne pourront être compensé à un ordre "faible" du calcul perturbatif [12, 13]. Généralement l'échelle d'énergie qui caractérise l'intensité (ou la distance) de l'interaction est l'impulsion de transfert Q. C'est en ce sens là qu'on parle de l'évolution physique du couplage fort avec l'impulsion de transfert $\alpha_s(Q)$ (voir §1.1.3).

Dans les sections efficaces jet au moins deux échelles caractéristiques sont présentes: l'impulsion de transfert Q et l'impulsion transverse des jets dans le référentiel de Breit p_T (ou $\langle p_T \rangle_2 = (p_{T,1} + p_{T,2})/2$ pour la section efficace 2-jet). D'autres échelles liées aux deux précédentes peuvent être évoquées: la masse invariante des deux premiers jets M_{12} et l'impulsion du parton incident ξE_p (voir §2.3.1). Les limites imposées à ces échelles sont: $5 < p_T \sim 50$ GeV, $12 < Q < 100$ GeV, $16 < M_{12} < 122$ GeV et $\xi\, E_p \approx 0.01 \cdot 920 - 0.1 \cdot 920$ GeV. Ainsi dans la plus grande partie de l'espace des phases elles sont toutes du même ordre de grandeur, typiquement de l'ordre de 10 à 30 GeV.

Pour une section efficace mesurée en une dimension le choix le plus naturel est la variable différentielle utilisée. C'est le cas notamment de $\frac{\mathrm{d}\sigma_{3\text{-jet}}}{\mathrm{d}Q^2}$ avec le choix le plus naturel $\mu_{r,0} = Q$. En revanche dans les sections efficaces mesurées en deux dimensions les cases où $p_T \ll Q$ ou $p_T \gg Q$ peuvent être mal décrites par les prédictions théoriques avec $\mu_{r,0} = Q$ ou $\mu_{r,0} = p_T$. Notamment si l'échelle choisie est trop faible la valeur $\mathcal{R}_2(\mu_r)$ peut se retrouver dans la partie croissante de la fonction (2.30), une zone "non-physique" (voir la figure 2.11). En effet lorsque l'échelle d'énergie augmente le couplage devrait s'affaiblir et la section efficace diminuer et non pas augmenter[7].

Nous avons vérifié que le choix $\mu_{r,0} = Q$ permet une bonne description de l'ensemble des mesures de l'observable $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{2\text{-jet}}}{\mathrm{d}Q^2 d\langle p_{T,1}\rangle}$, à l'exception de la première case en $\langle P_T \rangle$, $5 < \langle P_T \rangle < 7$ GeV

[6] La même problématique apparait dans le choix de l'échelle de factorisation qui sépare la contribution à longue distance, factorisée dans les fonctions de structure, de celle à courte distance, incluse dans l'élément de matrice dur.

[7] Ce raisonnement doit être adapté à la section efficace DIS NC dont la sensibilité à μ_r intervient à travers les violations d'échelles de Bjorken.

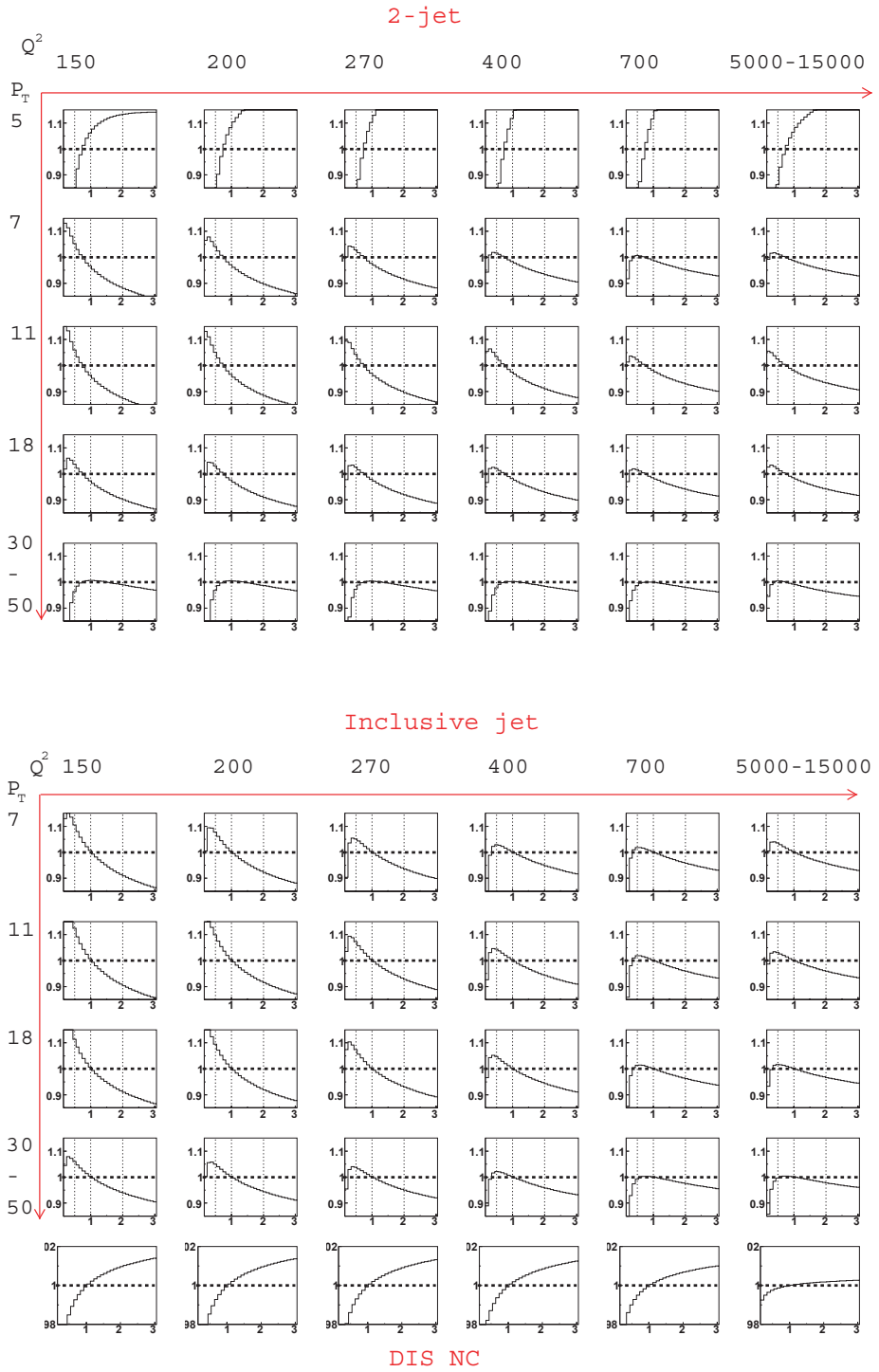


Figure 2.12: La variation des prédictions théorique à l'ordre subdominant (NLO) avec $x_r = \mu_r/\mu_{r,0}$ pour, de haut en bas, la section efficace 2-jet, inclusive jet et DIS NC.

qui significativement affectée par la coupure en masse invariante. Cependant cette partie du spectre n'a pas été utilisée pour la mesure du couplage fort pour des raisons expérimentales que nous exposerons par la suite. Enfin le choix $\mu_r = p_T$ est généralement retenu pour la section efficace inclusive jet, cependant ce choix se révèle être trop faible pour la dernière case en Q^2, $5000 < Q^2 < 15000$ GeV^2. Une échelle combinée entre p_T et Q a donc été préférée. Le choix s'est porté sur $\mu_r^2 = (Q^2 + p_T^2)/2$ qui permet une bonne description des données sur tout le domaine en Q^2 entre 5 et 15000 GeV^2 [130]. Finalement le choix des échelles de renormalisation est $\mu_{r,0} = Q$ pour toutes les observables sauf la section efficace inclusive jet où $\mu_{r,0} = \sqrt{(Q^2 + p_T^2)/2}$. La dépendance des prédictions théoriques à l'ordre subdominant (NLO) est donnée en fonction de $x_r = m_r/\mu_{r,0}$ sur la figure 2.12 pour les sections efficaces 2-jet, inclusive jet et DIS NC.

Pour conclure, discutons brièvement la méthode d'estimation de l'incertitude théorique liée aux ordres manquants de la série perturbative. L'approche la plus communément utilisée consiste à lier l'impact des ordres manquants à la sensibilité à l'échelle de renormalisation. En effet, en variant μ_r d'un facteur x_r par rapport au choix central $\mu_{r,0}$ il est possible de générer des termes d'ordre supérieur en α_s en vertu de la relation (2.27). Généralement, x_r est modifié entre 0.5 et 2 et le maximum et le minimum de la prédiction dans ce domaine sont assignées à l'erreur théoriques. La question se pose de savoir si ce choix, a priori arbitraire, permet d'explorer la taille caractéristique du terme fixe à l'ordre NNLO. Bien évidement sans l'avoir calculé il est impossible de connaître la valeur de M_3, cependant on peut essayer d'en estimer un ordre de grandeur raisonnable. L'idée consiste à utiliser comme échelle de test le k-facteur $k_3 = \alpha \cdot M_3/M_2 = f \cdot k_2$ où f est un réel [15]. La taille caractéristique de $f(x_r, k_2)$ explorée en variant x_r entre 0.5 et 2, peut être obtenue par la relation :

$$f(x_r, k_2) = \left(\frac{\mathcal{R}_2(x_r)}{\mathcal{R}_2(L=0)} - 1 \right) \frac{1 + k_2}{k_2^2}. \tag{2.31}$$

Les valeurs estimées pour les deux choix limites $k_2 = 0.1$, 1 sont: $f(0.5, k_2 = 0.1) \approx 0.4$, $f(2.0, k_2 = 0.1) \approx -3.0$ et $f(0.5, k = 1.0) \approx 0.1$, $f(2.0, k = 1.0) \approx -0.1$. On en déduit que cette méthode d'estimation d'incertitudes permet d'explorer la taille typique de M_3 associée à $f \sim 1$ ce qui semble être un minimum requis.

2.4 Des partons aux hadrons

Les calculs utilisant la pQCD à l'ordre subdominant (NLO) fournissent des état finaux formés d'un nombre restreint (entre 2 et 4) de partons durs. En revanche l'état final mesuré se compose d'un nombre important de hadrons stables ($\sim 10 - 100$ hadrons/événement) qui s'agglomèrent en jets pourvus d'une structure riche (~ 10 particules/jet). Pour pouvoir mener une comparaison entre les mesures et la théorie, il est nécessaire de prendre en compte la transition, partiellement non perturbative, entre l'élément de matrice pQCD et l'état confiné. Par ailleurs il convient de déterminer la correspondance entre les hadrons de l'état final et les hadrons mesurés par le détecteur, c'est-à-dire d'estimer les effets de la détection. Compte tenu de la complexité du phénomène d'hadronisation et de détection le lien entre les partons, les hadrons et les hadrons détectés ne peut être fait que par une simulation Monte Carlo.

Dans cette section nous allons présenter les générateurs MC disponibles pour simuler les collisions inélastiques électron-proton. Un générateur Monte Carlo sépare l'interaction entre l'état initial à deux particules et l'état final formé d'hadrons confinés en plusieurs étapes successives:

1. **L'élément de matrice**: l'émission perturbative de partons durs à courte distance à LO (parfois NLO) à partir d'un état initial formé d'un électron et d'un parton;

2. **Les cascades de partons**: rayonnement de partons supplémentaires dans l'approximation colinéaire et molle. Les modèles de cascades de partons permettent d'inclure, du moins partiellement, l'impact des ordres supérieurs à l'ordre dominant;

3. **L'hadronisation**: Le confinement de l'état final partonique qui ne peut-être traité par les méthodes perturbatives, est modélisé par une approche phénoménologique approximative;

4. **Corrections QED**: Une simulation complète doit prendre en compte les corrections QED au moins à une boucle.

Nous allons présenter chacune des ces étapes en décrivant les modèles Monte Carlo utilisés pour les simuler.

2.4.1 L'élément de matrice et les cascades de partons

Deux différents modèles sont utilisés pour simuler les cascades de partons : MEPS, pour (*Matrix Element and Parton Shower*) [64], qui se base sur l'évolution DGLAP et CDM, pour *Color Dipole Model* [65], qui se base sur l'émission perturbative de gluons à partir des dipôles de couleur entre deux partons. Les configurations à deux partons sont ajustés dans ces modèles à l'élément de matrice à l'ordre dominant (LO) $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$.

Le modèle *Matrix Element and Parton Shower*

Dans la limite colinéaire, caractéristique de l'évolution DGLAP, la section efficace multi-partons se factorise et peut être décrite comme une série probabiliste de divisions de partons (*cascades*) basée sur les *splitting kernels*. Dans cette approximation, les cascades de partons sont produites à l'état initial (ISR - *Initial State Radiation*) et à l'état final (FSR - *Final State Radiation*). La cascade à l'état initial, qui est du genre espace, est initiée récursivement par le parton virtuel dur pris à l'échelle Q jusqu'à une petite échelle de factorisation Q_{min}. Du point de vue quantique les cascade de partons sont toujours présentes en tant que fluctuations virtuelles qui se recombinent au bout d'un temps défini par la relation de Heisenberg. En revanche, l'interaction dure empêche cette recombinaison en injectant de l'impulsion au parton le plus transverse qui la propage de proche en proche. La cascade à l'état final, qui est du genre temps, est initiée par les partons virtuels produits à l'état initial et conduite jusqu'à l'échelle non perturbative (~ 1 GeV) à partir de laquelle l'hadronisation commence.

Le modèle des cascades de partons avec différents ordonnancement de partons (angulaire, en impulsion transverse etc...) ajusté à l'élément de matrice LO $\mathcal{O}(\alpha_s)$ a été implémenté dans les programmes `LEPTO` [70], `HERWIG` [71] et `PYTHIA` [72]. A HERA, les programmes `LEPTO` et `HERWIG` sont utilisés pour simuler l'interaction DIS ($Q^2 > 0$) et `HERWIG` et `PYTHIA` la photoproduction ($Q^2 \approx 0$).

Des développements récents, implémentés dans le programme MC@NLO [73], ont ouvert la voie à l'utilisation des éléments de matrice NLO avec les cascades de partons. La difficulté principale de cette approche se situe dans le problème d'ajustement entre l'élément de matrice NLO et de la cascade, ainsi que dans l'utilisation d'une procédure de soustraction dans un générateur d'événements réels. En DIS le programme MC@NLO est disponible actuellement uniquement pour la production de quark lourds [73].

Le modèle du dipôle de couleur

Le modèle du dipôle de couleur (*CDM*) [65] propose une approximation alternative aux rayonnements QCD. Chaque paire de partons émise forme un dipôle de couleur qui peut rayonner un gluon mou qui se brise en paire $q\overline{q}$. Contrairement à l'évolution en cascades de partons, le CDM n'impose aucun ordonnancement entre les partons que ce soit en impulsion transverse ou en angle. Ce modèle est adapté à la DIS à travers le programme de calcul `ARIADNE` ajusté à l'élément de matrice LO $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$.

2.4.2 L'hadronisation

Les modèles de cascades perturbatifs de partons sont appliqués jusqu'à une échelle de coupure $Q_0 \approx 1$ GeV (c'est un paramètre ajustable du modèle). En dessous, la phase non-perturbative de l'hadronisation est décrite par des modèles phénoménologiques, locales en espace des phases et indépendantes du processus *dur*, ainsi que de l'énergie dans le centre de masse. Deux modèles

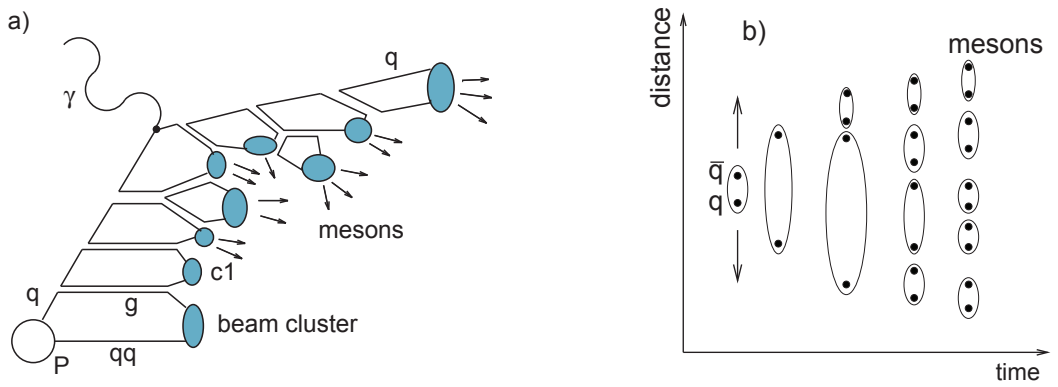


Figure 2.13: L'hadronisation du système final partonique par les modèles de fragmentation de clusters (gauche) et de cordes (droite).

sont actuellement les plus utilisées: *le modèle de fragmentation de clusters* (pour *cluster model*) [66] implémenté dans `HERWIG` et le *modèle de Lund de fragmentation de cordes* (pour *Lund string fragmentation model*) [67] implémenté dans `JETSET` [75] et utilisé pour hadroniser les états finaux de `LEPTO`, de `ARIADNE` et de `PYTHIA`. Plus récemment, une approche analytique a été proposée pour exprimer l'hadronisation à partir des principes premiers *via* une méthode perturbative dite de correction de puissance (pour *power correction*)[68, 69].

String model ou modèle des cordes

Dans le modèle de fragmentation de cordes, les paires de quark-antiquark sont traités comme des excitations aux deux bouts d'une corde et les gluons comme des *genoux* internes. La corde modélise l'interaction forte suivant un modèle semi-classique avec un potentiel basé sur l'approximation[8] (1.20), $V \propto e/r + \sigma r$.

La dynamique de l'hadronisation est la suivante: en se propageant les quarks et les gluons *tendent* la corde qui les lie. Celle-ci se brise, lorsque l'énergie potentielle est suffisante pour former une nouvelle paire $q\bar{q}$ issue du vide. Chaque (anti)quark de la nouvelle paire est lié à un autre (anti)quark par une nouvelle corde. Le processus est itéré tant que l'énergie disponible reste suffisante pour la création de paires $q\bar{q}$. Les cordes à l'état final sont combinées en mésons et baryons (voir la figure 2.13.b) suivant des fonctions de fragmentation de Lund $f(z)$ semblable à celles définies en collision électron-positron (voir §2.1.1). L'avantage d'une telle approche se situe dans ses propriétés de factorisation qui permettent un traitement itératif de l'hadronisation [67].

Cluster model

La fragmentation par clusters commence par un branchement non perturbatif des gluons virtuels, issus de la cascade de partons, en paires $q\bar{q}$. Les paires de toutes les saveurs dont la masse est inférieure à celle du gluon virtuel sont acceptées avec une probabilité pondérée par l'espace de phases accessible. L'état final ne contient alors plus que des paires de (di)quark et anti-(di)quark connectées par la couleur. Chaque paire forme un cluster singulet de couleur dont l'impulsion est la somme des impulsions des quarks qui le constituent. Il a été montré que la distribution de masse des clusters obtenue par ce modèle est indépendante du processus *dur* généré ainsi que de l'énergie au centre de masse [71].

Les clusters lourds de plusieurs GeV se désintègrent initialement en clusters plus petits formés de paires $q\bar{q}$ issues du vide. Ces derniers peuvent être vus comme des résonances hadroniques

[8] Cette approche est motivé par l'interprétation de l'interaction forte à très basse échelle d'énergie comme phénomène analogue à la supraconductivité. Les cordes sont des tubes de flux chromoélectronique dans le "vide supraconducteur chromodynamique".

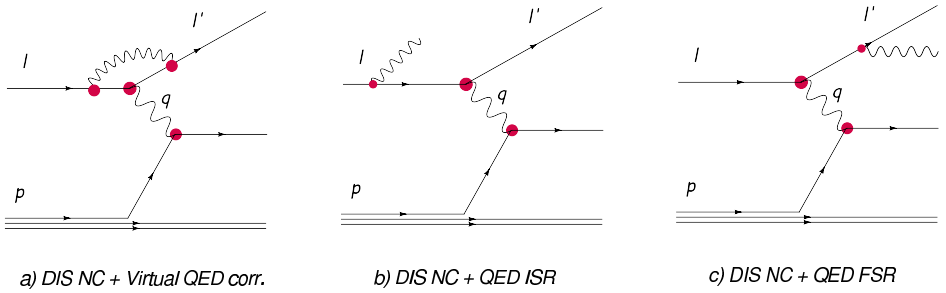


Figure 2.14: Les diagrammes des corrections radiatives à l'amplitude DIS: corrections virtuelles (a), réelles dans l'état initial (ISR - *Initial State Radiation*) (b) et réelles dans l'état final (FSR - *Final State Radiation*) (c).

fortement excitées qui se désintègrent à leur tour en hadrons réels, identifiés selon la saveur des quarks constituants (voir la figure 2.13.a).

L'hadronisation analytique

Dans cette approche les corrections d'hadronisation sont prédites en étudiant la sensibilité des observables au rayonnement de gluons mous. Le comportement inconnu de $\alpha_s(\mu)$ dans la région non-perturbative est décrit par l'intermédiaire d'un couplage effectif α_{eff} ajusté à une échelle infrarouge choisie par convention $\mu_I = 2$ GeV. Le couplage effectif peut se ramener à un seul paramètre universel $\alpha_0(\mu_I)$ qui contient toute l'information sur la région infrarouge :

$$\alpha_0(\mu_I) = \frac{1}{\mu_I} \int_0^{\mu_i} dk\, \alpha_{\text{eff}}(k). \tag{2.32}$$

La valeur de $\alpha_0(\mu_I) \approx 0.5$ a été mesurée expérimentalement, notamment à H1 avec les *event shapes* [155]. L'hadronisation analytique est un domaine de développement actif et des calculs sont désormais disponibles pour de nombreuses observables dont notamment les sections efficaces inclusives jet [69].

2.4.3 Correction radiatives QED

Les corrections radiatives QED réelles et virtuelles à une boucle au courant leptonique[9] ainsi qu'au vertex et au propagateur du boson sont simulées via le programme `HERACLES` [76]. Les corrections virtuelles (diagramme fig.2.14.a) interviennent à travers l'évolution de la constante de couplage électromagnétique α_{EM}. Les corrections réelles se séparent en émission de photon dans l'état initial, ISR (diagramme fig.2.14.b), et dans l'état final, FSR (diagramme fig.2.14.b). Le rayonnement dans l'état initial affecte le processus de diffusion dur boson-parton à travers la modification de l'énergie dans le centre de masse de l'état initial. Expérimentalement l'effet du rayonnement QED intervient à travers la reconstruction des variables de Bjorken (voir le chapitre 4 pour plus de détails).

2.4.4 MC utilisés

Dans ce paragraphe nous allons présenter brièvement les programmes de simulation Monte Carlo utilisées pour la correction des sections efficaces jet mesurées.

- `DJANGOH`: utilisé pour simuler l'interaction DIS NC [77]. Il inclut le programme `ARIADNE` [74] qui permet de calculer l'élément de matrice et les corrections radiatives QCD par le modèle

[9] Les corrections au courant hadronique restent négligeables [76].

de dipôle de couleur. Les corrections radiatives QED au premier ordre sont prises en compte grâce à l'interface avec le programme `HERACLES` [76]. Enfin l'hadronisation est modélisée *via* le *Lund string fragmentation model* implémenté dans le programme `JETSET` [75].

- `RAPGAP`: utilisé pour simuler l'interaction DIS NC [78]. Sa principale différence avec `DJANGOH` réside dans la modélisation des corrections radiatives QCD via le modèle MEPS.
- `HERWIG`: utilisé pour simuler l'interaction DIS NC [71]. Ce générateur inclut le modèle MEPS pour la simulation de l'élément de matrice et des corrections radiatives QCD, mais aussi un modèle alternatif d'hadronisation, *cluster fragmentation model* .
- `LEPTO`: utilisé pour simuler l'interaction DIS NC [70]. Permet de produire les sections efficaces avec ou sans échange du boson Z.
- `PYTHIA`: utilisé pour simuler la photoproduction ($Q^2 \sim 0$) [72]. Ce générateur inclut le modèle MEPS pour prendre en compte les corrections radiatives QCD, et *Lund string fragmentation model* pour l'hadronisation.

Les générateurs `DJANGOH` et `RAPGAP` ont servi à la simulation et correction des données. L'impact du modèle d'émission de partons est estimé en comparant les sections efficaces produites par chacun d'eux, alors l'impact du modèle d'hadronisation est observé en comparant les corrections d'hadronisation estimées par `RAPGAP`, `HERWIG` ainsi que le modèle d'hadronisation analytique appliqué grâce à `NLOJET++`. Le générateur `LEPTO` a été utilisé pour la corrections des effets électrofaibles non simulés dans les programmes de calcul NLO. Enfin le générateur `PYTHIA` a permis d'estimer le bruit de fond expérimental produit par la photoproduction.

Chapter 3

HERA et le détecteur H1

3.1 Le collisionneur HERA

Le collisionneur HERA (pour Hadron Electron Ring Anlage[1]) a fonctionné entre 1992 et 2007 sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg. Il a produit des collisions entre un faisceau de protons d'énergie $E_p = 920$ GeV et un faisceau d'électrons ou de positrons[2] d'énergie $E_e = 27.6$ GeV. L'énergie dans le centre de masse des collisions est de $\sqrt{s} = 319$ GeV et l'impulsion de transfert au carré Q^2 maximale accessible est de l'ordre de 100 000 GeV^2. Le collisionneur HERA a été construit avec un aménagement de quatre halls expérimentaux. Deux d'entre eux sont occupés par H1 [79] et ZEUS [80] qui observent les collisions entre les faisceaux et deux par des expériences sur cibles fixes HERMES [81] et HERA-B [82].

3.1.1 La structure des faisceaux

Le collisionneur HERA est composé de deux anneaux de stockage distincts, un pour les protons et l'autre pour les électrons, longs de 6335.83 m. Les faisceaux[3] fournis à une énergie de 500 MeV par les accélérateurs linéaires LINAC, sont d'abord injectés dans les synchrotrons DESY II/III pour être ensuite transférés à 7.5 GeV dans le synchrotron PETRA. Les électrons (protons) sont transférés depuis PETRA par paquets de 60 à une énergie de 12 GeV (40 GeV) dans un anneau dédié dans le tunnel de HERA. C'est le système RF (*Radio Fréquences*) de HERA qui prend en charge l'accélération jusqu'à l'énergie maximale de chaque faisceau. L'optique magnétique fonctionne à température ambiante pour les électrons alors qu'elle est supraconductrice pour les protons. Les faisceaux sont guidés par les dipôles (0.15 T pour les électrons et 4.68 T pour les protons) et focalisés par des quadripôles. Les corrections fines de la trajectoire des électrons sont prises en charge par des sextuples.

Les faisceaux sont constitués de paquets d'environ 10^{10} particules séparées en temps de 96 ns qui se croisent deux par deux aux points d'interaction sous un angle d'incidence nul. Bien que les anneaux puissent recevoir jusqu'à 220 paquets chacun tous ne sont pas remplis[4]. Ainsi certains paquets, dit *pilotes*, restent non appariés (sans paquet correspondant dans l'autre faisceau) et sont utilisés pour mesurer et soustraire des bruits de fond associés à l'un ou l'autre des faisceaux. Aux points d'interaction, les tailles transverses (dans le plan $x \times y$) des paquets de protons et d'électrons sont similaires et mesurent typiquement 111×30 μm. En revanche les paquets de protons ont une longueur de 190 mm contre 10 mm pour les électrons. Tous les paquets de protons sont entourés par quatre paquets satellites répartis symétriquement avant et après le paquet central: deux à

[1] Installation en Allemand.

[2] Par la suite, sauf indication contraire, les deux types de leptons seront désignées de manière générique par le terme électrons.

[3] Un faisceau de protons est obtenu à partir d'un faisceau d'ions H^- déshabillé par une feuille de carbone à l'entrée de DESY III.

[4] Ces paquets vides correspondent au temps de transfert des faisceaux entre PETRA et HERA.

	HERA I		HERA II	
	faisc. e	faisc. p	faisc. e	faisc. p
Energie	27.6 GeV	920 GeV	27.6 GeV	920 GeV
Courant total	52 mA	109 mA	45 mA	110 mA
Nombre de paquets disponibles	180	180	180	180
Nombre de paquets en collision	174	174	174	174
Nombre de particules/paquet	$3.5\ 10^{10}$	$7.3\ 10^{10}$	$4.2\ 10^{10}$	$10\ 10^{10}$
Taille transverse des paquets $\sigma_x \times \sigma_y (\mu\text{m} \times \mu\text{m})$	192×50	189×50	112×30	112×30
Longueur des paquets	10 mm	191 mm	10 mm	191 mm
Luminosité moyenne	$6.5\ 10^{-3}$ ($\text{nb}^{-1}\text{s}^{-1}$) $6.5\ 10^{30}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)		$17.2\ 10^{-3}$ ($\text{nb}^{-1}\text{s}^{-1}$) $17.2\ 10^{30}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	

Table 3.1: Les paramètres caractéristiques des faisceaux de HERA pour les périodes HERA I et HERA II. Les valeurs peuvent varier entre les prévisions et les valeurs réellement atteintes. Les valeurs données pour les courants et les luminosités sont des valeurs typiques correspondent aux conditions de fonctionnement optimales du collisionneur au début d'un run (source [88, 104, 110]).

4.8 ns (1.44 m) et deux à 19.2 ns (5.76 m). Ces satellites, qui peuvent contenir jusqu'à 10% de protons, apparaissent lors de la compression des paquets pendant la phase de pré-accélération et d'injection et occupent des positions spécifiques rendues stables par les fréquences des RF.

La polarisation longitudinale des électrons (polarisation dans la direction de propagation) permet d'observer de nombreux phénomènes de la physique électrofaible sensible à l'hélicité des particules. Cependant le faisceau d'électrons se polarise verticalement au cours de la propagation sur son orbite sous l'effet du champ magnétique guide (l'effet Sokolov-Ternov [83]). La polarisation longitudinale est obtenue par une série d'aimants appelés *rotateurs de spin* installés à l'entrée du hall expérimental. Une autre série d'aimants assure le retour des électrons à la polarisation verticale à la sortie. Le principe de la rotation du spin des électrons se base sur la précession des électrons (précession de Thomas) sous l'effet d'un champ magnétique variant progressivement entre les aimants. L'expérience HERMES a été équipée de rotateurs de spin à partir de la période HERA I et H1 et ZEUS pour la période HERA II. Deux polarimètres TPOL (pour *Transverse polarimeter*) et LPOL (pour *Longitudinal polarimeter*) permettent de mesurer l'état de polarisation moyenne du faisceau.

3.1.2 La notion de luminosité et de performance

La performance d'un collisionneur est caractérisée par la luminosité produite. A HERA la *luminosité instantanée* $\mathcal{L}$, mesurée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (ou en barn 1 b $= 10^{-28}$ m^{-2} par seconde), dépend de la fréquence de collisions f des paquets, du nombre de protons N_p et d'électrons N_e par paquet ainsi que de leurs tailles transverses[5] σ_x et σ_y:

$$\mathcal{L} = \frac{f \cdot N_e \cdot N_p}{2\pi \cdot \sqrt{2}\sigma_y \cdot \sqrt{2}\sigma_x}. \tag{3.1}$$

La luminosité instantanée est le coefficient de proportionnalité qui permet de relier le taux de collisions produits $\frac{dN}{dt}$ à la section efficace σ:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma. \tag{3.2}$$

[5] Dans le cas où les tailles transverses des faisceaux sont différents, mais la collision reste centrée, il convient de remplacer $\sqrt{2}\sigma$ par la somme quadratique de tailles transverses $\sqrt{\sigma_\text{p}^2 + \sigma_\text{e}^2}$.

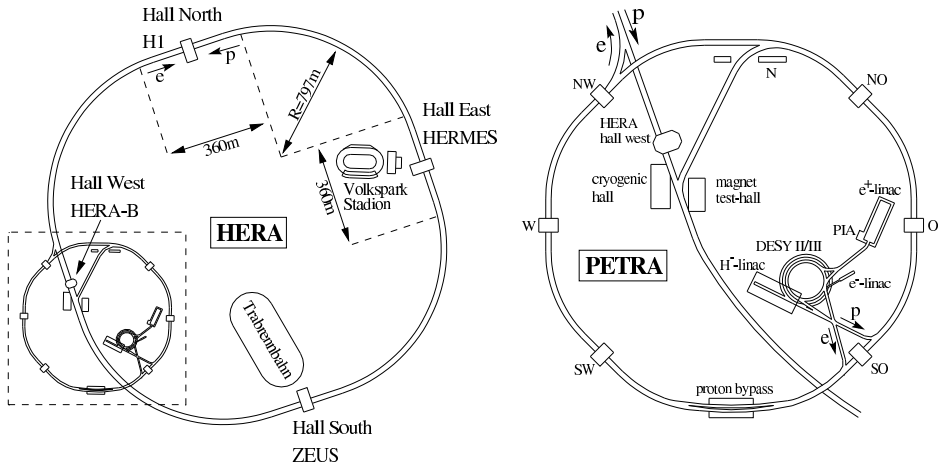


Figure 3.1: A gauche: L'implantation géographique de l'anneau de HERA avec les 4 expériences H1, ZEUS, HERMES et HERA-B. A droite: vue agrandie du système de pré-accélération et d'injection.

La luminosité accumulée L au cours d'une période T de prise de données est appelée *luminosité intégrée*:

$$\mathrm{L} = \int_T \mathcal{L} dt. \tag{3.3}$$

Cependant toute la luminosité collectée n'est pas exploitable pour les analyses physiques. On appelle *luminosité physique* $\mathrm{L_{phys}}$ la luminosité intégrée convoluée avec un facteur d'efficacité de collection de données ϵ:

$$\mathrm{L_{phys}} = \int_T \epsilon \cdot \mathcal{L} dt. \tag{3.4}$$

L'efficacité de collection (typiquement[6] 70%) correspond au taux de collisions produites dans de bonnes conditions de faisceau qui sont enregistrées par le système d'acquisition du détecteur H1 en présence de sous-détecteurs importants pour les analyses physiques. Les différentes sources d'inefficacité seront discutées plus loin dans le chapitre et notamment dans le paragraphe §3.1.4.

3.1.3 Les expériences auprès de HERA

Les expériences H1 et ZEUS observent les collisions entre le faisceau de protons et d'électrons. Les deux détecteurs sont dédiés à la même physique, mais différent par les choix techniques de détection. A titre d'exemple, le calorimètre central de ZEUS utilise de l'uranium appauvri et des feuilles de scintillateur plastique, alors que celui de H1 utilise du plomb, de l'acier et de l'Argon liquide. Leur complémentarité se révèle dans trois cas de figures typiques:

- Les analyses de métrologie (mesure de précision) à très grande statistique, où les incertitudes systématiques sont dominantes, bénéficient de la diminution de certaines d'entre elles lors de la combinaison des mesures produites par les deux expériences indépendantes. C'est le cas par exemple des mesures à bas Q^2 ($Q^2 < 100$ GeV) ou des mesures en photoproduction [85].

[6] Cette efficacité à été estimée à partir des tables fournies dans [110] en comparant la luminosité totale produite par HERA à la luminosité utile aux analyses physiques.

- Les analyses de métrologie où la statistique est le facteur limitant, bénéficient d'un doublement du nombre d'événements grâce à la combinaison des données issues des deux expériences. Citons par exemple la mesure la section efficace totale DIS en courants neutres [86] ou de la mesure de la constante de couplage α_s à partir des sections efficaces de jets inclusifs [154].

- Les recherches de la physique exotique où la présence de deux expériences indépendantes permet d'une part de croiser les résultats et d'autre part de reculer les limites d'exclusion. Citons par exemple la recherche des leptons isolés [87].

L'expérience HERMES collisionne le faisceau d'électrons polarisés sur une cible fixe de gaz polarisé (H, D) ou non-polarisé H, D, Ne, Kr, Xe) afin d'étudier le spin des nucléons et mesurer les fonctions de structure non intégrées. Enfin l'expérience HERA-B qui a pris les données entre 2000 et 2003 a été construite pour étudier la violation de CP dans des désintégrations de mésons B produits dans des collisions entre le halo du faisceau de proton et des fils de carbone, titane ou tungstène.

3.1.4 La transition HERA-I - HERA-II

Le projet HERA a été approuvé en avril 1984 et la prise de données par les détecteurs H1 et ZEUS a commencé en 1992. La période de prise de données entre 1992 et 2000 est appelée HERA-I. La majorité des données enregistrées à cette période l'ont été en mode positron, principalement entre 1995 et 1997 ($L_{\text{phy}} = 37.7$ pb^{-1}) et 1999-2000 ($L_{\text{phy}} = 68.2$ pb^{-1}). En effet, un faisceau de positrons repousse le gaz résiduel ionisé, alors que le faisceau d'électrons l'attire. Par conséquent, le taux de bruit de fond faisceau-ions augmente lors du passage du mode positron au mode électron et dégrade les conditions de prise de données.

Les performances de HERA ont été régulièrement améliorées au fil des années pour atteindre un rendement maximal en 2000 avec une luminosité instantanée maximale de $2 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}. Cependant, toute autre amélioration significative de la luminosité, nécessaire à de nombreuses mesures de précision (voir §3.1.3), impliquait des modifications de la machine qui ont été effectuées entre 2000 et 2001 [88].

Les paramètres permettant d'augmenter la luminosité instantanée se déduisent de la formule (3.1). Il convient soit d'augmenter les courants de protons et d'électrons, soit de réduire la taille transverse des faisceaux. Les courants ont été accrus en augmentant le nombre de particules par paquet d'électrons (N_e) ou de protons (N_p) (voir le tableau 3.1), le nombre de paquets en circulation demeurant inchangé. En effet, le remplissage des anneaux et donc, la fréquence des collisions f, est donné par la radiofréquence du système d'accélération qui n'a pas été modifiée. La taille transverse des faisceaux au point de collision a été réduite grâce à l'installation d'aimants de collimation supplémentaires: un avant (GG) et un après le point d'interaction (GO) (voir schéma 3.3). La mise à jour HERA-I - HERA-II a permis d'accroitre la luminosité instantanée approximativement d'un facteur trois (voir le tableau 3.1). Parmi les autres modifications importantes citons l'installation des polarisateurs auprès des expériences H1 et ZEUS, ayant pour objectif d'obtenir une polarisation longitudinale des faisceaux d'électrons au point d'interaction.

Après ces importants changements, la phase HERA-II a démarré en juillet 2001. Cependant l'accroissement de la luminosité instantanée a été accompagné par celui du rayonnement synchrotron ainsi que des bruits physiques induits [89, 90]. Ainsi, entre 2001 et 2003 HERA a dû fonctionner en courants inférieurs à ceux de l'année 2000, les chambres à traces des détecteurs particulièrement sensibles au bruit de fond fréquemment totalement ou partiellement éteintes. En 2003 le blindage autour du point d'interaction a été significativement renforcé. Les courants ont pu être accrus, mais seulement au niveau de ceux de l'année 2000, en dessous de l'objectif fixé. Entre 2003 et 2007, la phase HERA II a fonctionné à plein régime, accumulant une luminosité utile à la physique de l'ordre de 100 pb^{-1} par an. Enfin, en avril 2007, l'énergie du faisceau de protons a été réduite pour obtenir des points de mesure supplémentaires nécessaires à la mesure de la fonction de structure longitudinale F_L [91].

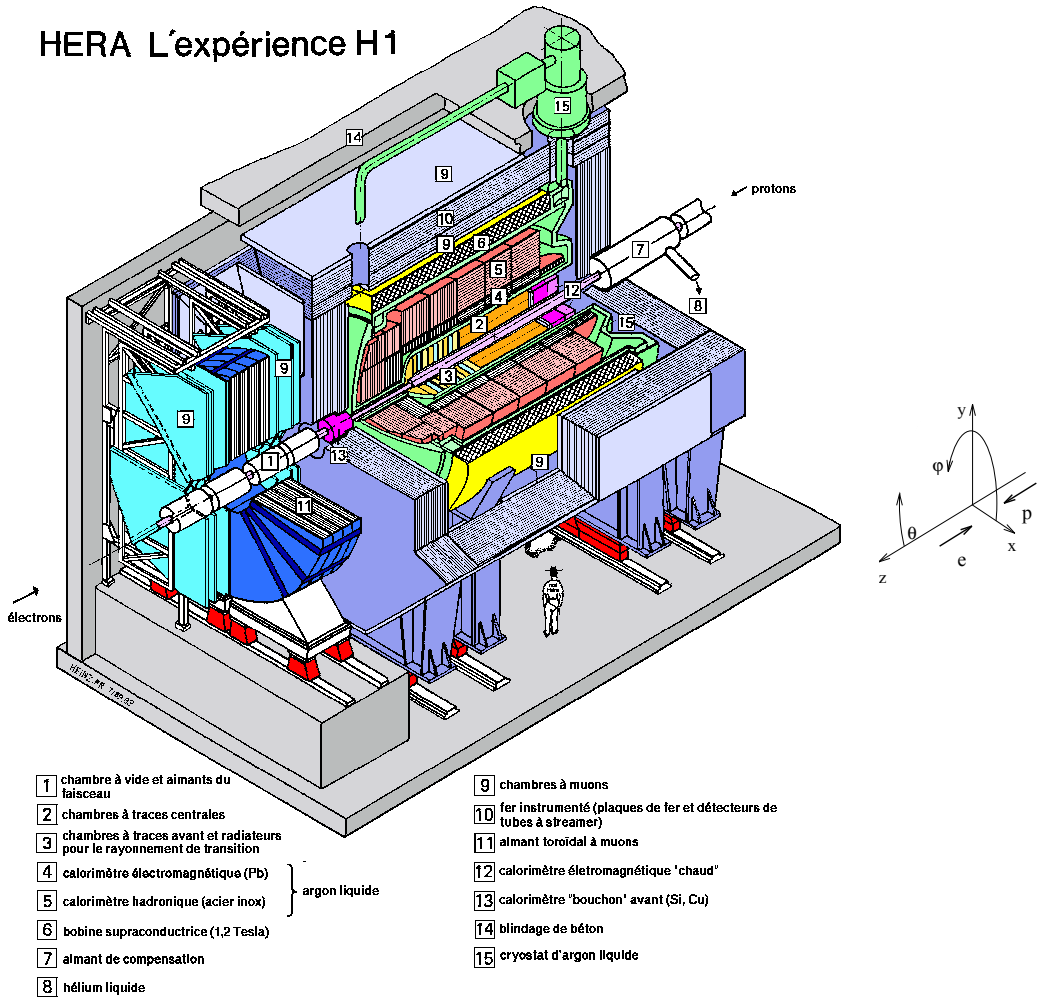


Figure 3.2: Une vue schématique en 3 dimensions du détecteur H1 avec le système de coordonnées représenté à droite.

3.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1, représenté sur les figures 3.2 et 3.3, est l'un des deux détecteurs auprès de HERA conçu pour étudier les collisions électrons-protons. La description complète du détecteur tel qu'il était en 1995 peut être trouvée dans [92]. Les mises à jour de HERA-I à HERA-II sont décrites dans [88], enfin la description des détecteurs rajoutés au cours de la période HERA-II dans [79]. Nous allons commencer par décrire la conception générale du détecteur pour se concentrer ensuite sur les instruments ayant directement servi à notre analyse.

Le détecteur H1 occupe un volume d'environ $12 \times 10 \times 15$ m^3 (Longueur$\times$Largeur$\times$Hauteur) et pèse 2800 tonnes. La symétrie axiale[7] de sa conception reflète l'invariance par rotation azimutale de l'interaction *ep*, alors que l'asymétrie longitudinale reflète celle de la nature et de l'énergie des

[7] Le système de coordonnés est représenté sur la figure 3.2. Il est centré sur le point d'interaction des faisceaux, appelé aussi *vertex nominal d'interaction*. L'axe longitudinal et le plan transverse sont définis par rapport à l'axe de propagation des faisceaux. La direction *avant* est celle de la propagation des protons. La région *avant* est définie par $z > 0$ ou $\theta < 90°$ et *arrière* par $z < 0$ ou $\theta < 90°$. Si une séparation plus fine est nécessaire on définit approximativement la région *avant* par $\theta < 60°$, *centrale* par $60 < \theta < 120°$ et enfin *arrière* par $120 < \theta$.

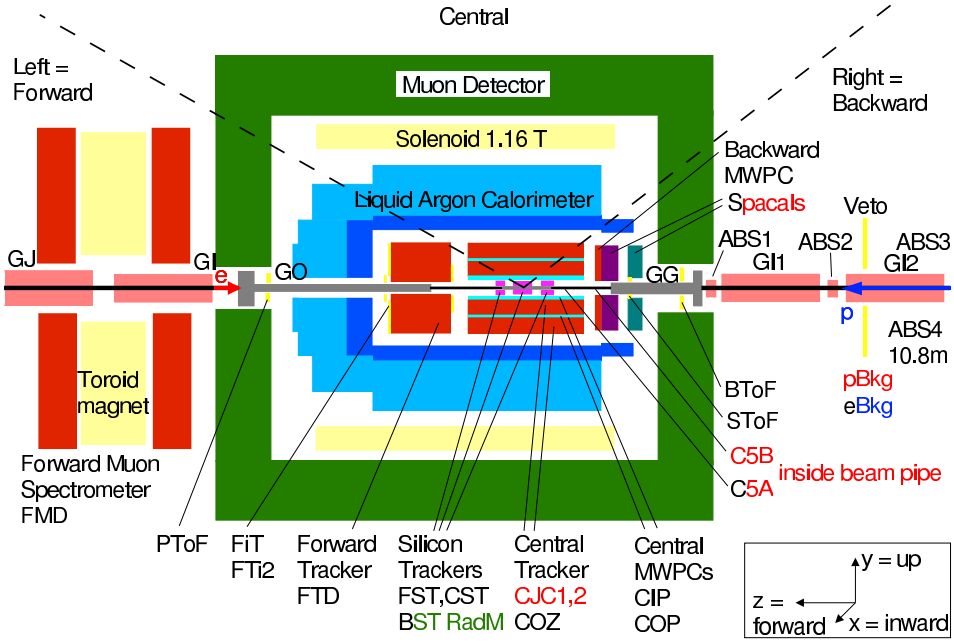


Figure 3.3: Une vue schématique en projection latérale du détecteur H1. Le tube faisceau est représenté sur approximativement 8 m avec l'optique de collimation.

faisceaux. En effet avec un facteur de Lorentz $\gamma \sim 3$ entre le référentiel du laboratoire (détecteur) et celui du centre de masse électron-proton, la majeure partie des débris de la collision est projetée à l'avant, alors que l'électron est diffusé vers l'arrière.

Hormis cette particularité de conception, le détecteur H1 suit un schéma classique d'organisation en couches concentriques autour du tube à faisceau et couvre pratiquement tout l'angle solide. Nous allons le décrire brièvement en coupe transverse en partant de l'axe du faisceau, les numéros se réfèrent à la figure 3.2. Les détecteurs à traces ou trackers **(2,3)**, plongés dans un champ magnétique élevé (1.16 T), occupent la position la plus proche du tube à faisceau **(1)**. Ils ont été conçus pour déterminer, d'une part la position du vertex d'interaction et d'autre part les impulsions et la charge des particules chargées. Les trackers sont inclus dans le calorimètre à l'Argon liquide (LAr) séparé en une partie électromagnétique **(4)** et une partie hadronique **(5)**, le tout étant inséré dans un cryostat **(15)**. Il mesure l'énergie et la position des particules dans la région centrale et vers l'avant. Le calorimètre LAr bénéficie d'une segmentation suffisamment fine pour distinguer, sous certaines conditions, la nature des particules à partir de la forme des gerbes. Le solénoïde supraconducteur **(6)** produisant le champ magnétique pour les trackers, a été exporté à l'extérieur du calorimètre à l'Argon liquide, afin de limiter la probabilité du développement précoce d'une gerbe. Dans le cas où une partie des produits de la collision échappe au colorimètre à l'Argon liquide, elle est recueillie par un détecteur de fin de gerbes hadroniques TC (pour *Tail Catcher*) qui assure aussi le retour du champ magnétique. L'ensemble appelé *fer instrumenté* **(10)** est entouré de chambres dédiées à l'identification des muons CMD (pour *Central Muon Detector* - **9**).

La couverture à l'avant du détecteur H1 est complétée par des chambres à muons FMD (pour *Forward Muon Detector*) insérées dans un champ produit par un aimant toroïdal **(11)**. A très petit angle près du tube à faisceau c'est le calorimètre PLUG (bouchon en anglais) qui prend le relais suivi à $z = 24$ m par un identificateur de restes de protons PRT (pour *Proton Remnant Tagger*) utilisé pour les analyses diffractives. Plus loin dans le tunnel, la détection des protons à faible angle de diffusion est assurée par deux spectromètres à protons FPS (pour *Forward Proton Spectrometer*) et VFPS (pour *Very Forward Proton Spectrometer*).

De la même façon la couverture à l'arrière du détecteur H1 est prise en charge par le CALorimètre SPAghetti (SPACAL - **12**) qui sert de bouchon arrière. Des identificateurs d'électron ET

(pour *Electon Tagger*), disposés près du tube faisceau, permettent de détecter des interactions à très faible transfert d'impulsion ($Q^2 \approx 0$). Ils ont aussi pour tâche de compléter le détecteur de luminosité situé à $z = -105$ m. Enfin des compteurs de particules à scintillation ToF (pour *Time of Flight*) et VETO, qui permettent une identification précise du temps de passage des particules, sont disposés tout le long du tube faisceau à l'intérieur du périmètre du détecteur. Ils sont utilisés pour distinguer les interactions électrons-proton du bruit de fond produit loin du point nominal d'interaction.

3.3 La calorimétrie de H1

La calorimétrie dans H1 a été conçue pour l'identification et la mesure des paramètres de l'électron diffusé dans la quasi-totalité de l'angle solide ainsi que pour la mesure des jets hadroniques avec une grande densité de particules.

3.3.1 Les principes généraux de la calorimétrie

D'une façon schématique le rôle de la calorimétrie en physique des particules est de mesurer l'énergie d'une particule par absorption totale ou partielle dans un milieu détecteur[8]. Si le calorimètre est doté d'une granularité suffisamment fine, la structure du dépôt d'énergie permet de discriminer les particules et de déterminer leur direction de propagation. Une particule énergétique, qui pénètre dans un calorimètre, interagit par interaction électromagnétique ou nucléaire avec le milieu absorbant et produit des cascades (ou gerbes) de particules secondaires. Celles-ci déposent *in fine* leur énergie en partie ou en totalité dans un milieu collecteur actif soit sous forme de charges d'ionisation (calorimètre LAr), soit de paires électron-trous si le milieu est semi-conducteur (solution envisagée notamment pour le calorimètre ILC, CALICE [96]), soit sous forme de la lumière si ce milieu est scintillant (calorimètre SPACAL). Les charges sont alors collectées par des électrodes et la lumière par des photo-détecteurs, par exemple des tubes Photo Multiplicateurs (PM).

On peut classer les calorimètres en deux catégories: calorimètres *homogènes*, dont le volume est entièrement constitué d'un milieu détecteur actif (par exemple un milieu scintillateur ou du verre), et calorimètres *à échantillonnage* où des couches inertes alternent avec des couches de détecteurs qui mesurent l'énergie des échantillons prélevés le long de la gerbe. Le milieu inerte des calorimètres inhomogènes est constitué d'un matériau dense avec un faible libre parcours moyen afin que la gerbe soit contenue dans un volume retreint. Plus précisément c'est la densité de charges Z (noyaux riches en protons) qui est requise dans les calorimètres électromagnétiques (ECAL) et la densité de matière nucléaire A (noyaux lourds) dans les calorimètres hadroniques (HCAL). Ainsi, si le matériau absorbant du HCAL de H1 est l'acier ($Z_{\mathrm{Fe}} = 26$) connu pour une grande section efficace d'interaction nucléaire, le plomb ($Z_{\mathrm{Pb}} = 92$) lui est préféré dans la section ECAL.

La résolution en énergie σ_E d'un calorimètre peut être paramétrée par ($\oplus$ représente la somme quadratique):

$$\frac{\sigma_E}{E} = a/\sqrt{E(\mathrm{GeV})} \oplus b \oplus c/E(\mathrm{GeV}). \tag{3.5}$$

Le terme stochastique $a/\sqrt(E)$ représente les fluctuations statistiques intrinsèques de la gerbe, la statistique d'émission des photoélectrons et les fluctuations d'échantillonnage. La dépendance en $1/\sqrt(E)$ reflète la nature poissonnienne de ces fluctuations. La valeur typique du paramètre a est de 50% pour un HCAL et de 10% pour un ECAL. Cette différence est principalement due à une moindre fluctuation des gerbes électromagnétiques par rapport aux gerbes hadroniques. La résolution d'un calorimètre homogène qui n'est pas affectée par les fluctuations d'échantillonnage peut atteindre de l'ordre du %. Le terme b représente les incertitudes systématiques telles que la non-uniformité de la réponse, les défauts de calibration ou les inhomogénéités de l'absorbeur. La

[8] Nous nous sommes fortement inspirés de [3, 94, 93] pour les informations générales sur la calorimètrie et le tracking.

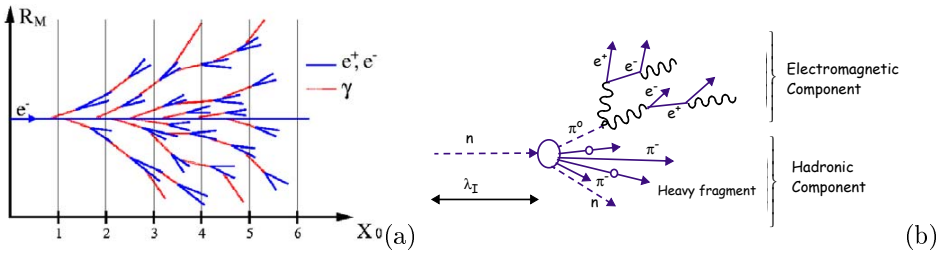


Figure 3.4: (a) le développement d'une gerbe électromagnétique; (b) le développement d'une gerbe hadronique avec une séparation schématique en composante électromagnétique et hadronique (source [94]).

valeur de b est en règle générale plus importante pour un HCAL que pour un ECAL. Finalement le terme c/E représente le bruit, notamment le bruit blanc électronique, dont la valeur absolue fluctue peu, mais la contribution est inversement proportionnelle à l'énergie de la gerbe.

Lors de la conception d'un calorimètre, le choix entre les deux principes de fonctionnement est fait à partir des prérequis physiques ainsi que des contraintes spatiales et financières. Un calorimètre *homogène* permet d'atteindre une meilleure résolution spatiale et énergétique que les calorimètres à *échantillonnage*. Cependant, ses dimensions doivent être plus grandes puisque le milieu actif est moins dense que le milieu inerte. De plus le coût du milieu actif est nettement plus élevé que celui d'un absorbeur inerte. En règle générale, la solution homogène est privilégiée lorsque la résolution est le facteur déterminant, notamment pour un ECAL, dans le cas contraire c'est la solution à échantillonnage qui est retenue. Par exemple, le calorimètre ECAL du détecteur CMS est homogène (constitué de cristaux de tungstate de plomb) puisqu'il est conçu pour détecter la désintégration du Higgs en deux photons qui doivent être bien distingues des π_0 [95]. En revanche le calorimètre HCAL, qui ne requiert pas une telle précision, a été conçu comme un calorimètre à échantillonnage (cuivre et scintillateur).

Structure d'une gerbe électromagnétique

Les positrons, les électrons et les photons forment des gerbes de formes très similaires puisqu'ils en sont les seuls composants (voir la figure 3.4.a). Lorsqu'un lepton d'énergie E pénètre dans un milieu dense, il interagit avec les atomes par rayonnement de freinage au bout d'une longueur caractéristique X_0 appelée longueur de radiation (définie formellement comme la longueur au bout de laquelle le lepton perd $1 - 1/e \approx 63\%$ de son énergie initiale par rayonnement de freinage). Le photon γ produit interagit à son tour par diffusion Compton en éjectant un électron ou par création de paires e^+e^-. La cascade multiplicative se poursuit jusqu'à ce que l'énergie des particules secondaires devienne insuffisante pour la création de nouvelles paires. En dessous d'une énergie critique E_c, c'est l'ionisation du milieu qui devient l'interaction dominante, la particule ne participant plus au développement de la gerbe. Notons que le point de départ d'une gerbe de photon est décalé d'environ $0.5 - 1X_0$ par rapport à celle d'un lepton, c'est pourquoi les deux peuvent être distingués si la granularité du calorimètre le permet.

La relative simplicité des processus mis en jeu permet de paramètrer les gerbes électromagnétiques indépendamment du milieu traversé comme des lois d'échelle mettant en jeu la longueur de radiation X_0 et l'énergie critique E_c du milieu. Ces grandeurs dépendent de la charge moyenne du milieu Z, de la masse atomique moyenne A [3]:

$$X_0 = \frac{716 \cdot A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})}\ \mathrm{g \cdot cm^{-2}}, \tag{3.6}$$

$$E_c = \frac{610}{Z + 1.24}\ \mathrm{MeV}. \tag{3.7}$$

Comme prévu la particule électromagnétique interagit d'autant plus vite que le milieu est chargé (Z grand). La longueur de radiation est de $X_0 = 0.56$ cm dans le plomb et 14 cm dans l'Argon

liquide. On définit la longueur sans dimension $t = x/X_0$ et l'énergie sans dimension $y = E_i/E_c$, dont dépendent les paramètres qui décrivent le développement de la gerbe:

Le profil longitudinal du dépôt d'énergie est une exponentielle décroissante multipliée par une fonction f lentement dépendante (en loi de puissance) de la longueur t [3]:

$$\frac{dE}{dt} = f(t)e^{-bt}. \tag{3.8}$$

La longueur caractéristique de la gerbe L_c est définie comme la longueur de l'enveloppe contenant 98% de l'énergie initiale de la particule E [125]. Sa loi peut s'obtenir avec le raisonnement suivant. Dans un modèle simpliste on peut considérer qu'à chaque interaction d'une particule électromagnétique d'énergie E avec son milieu, deux particules (γ, e^- ou e^+ tout en conservant la charge totale) sont créées avec une énergie $E/2$. La cascade multiplicative contribue jusqu'à ce que $E \approx E_c$. Le nombre de particules de la gerbe N est alors de l'ordre de $N \propto E/E_c$. Si chaque interaction se produit au bout d'une longueur de radiation X_0, on trouve simplement $N \propto 2^{L_c}$ et donc $L_c \propto 1/2 \ln(E/E_c)$. Cette relation est proche de celle obtenue avec un modèle plus réaliste [3] (le paramètre c prend en compte la différence entre le point de départ d'une gerbe initiée par un photon γ $c_{i=\gamma} = 0.5$ et par un lepton $c_{i=l} = -0.5$):

$$L_c = 3 \ln \frac{E_i}{E_c} + c_i. \tag{3.9}$$

Typiquement nous obtenons $L_c = 25X_0$ pour un électron d'énergie $E = 30$ GeV. La longueur de la gerbe serait de 3.5 m dans l'Argon liquide et seulement 15 cm dans le plomb.

La taille transverse caractéristique de la gerbe R_c est définie comme le rayon du cylindre contenant 99% de l'énergie incidente [3]. C'est la diffusion multiple des particules qui conduit à l'extension transverse de la gerbe. Elle est décrite par la théorie de Molière qui donne la valeur de R_c à partir d'une énergie d'échelle $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha_{\mathrm{EM}}} \cdot m_e c^2$ (m_e masse de l'électron et α_{e} constante de structure fine):

$$R_c = 3.5 \cdot R_M = 3.5 \cdot \frac{E_s}{E_c}. \tag{3.10}$$

Le rayon R_M, dit rayon de Molière, représente la taille caractéristique du coeur dur de la gerbe, autrement dit la région où le dépôt d'énergie est le plus dense. Dans la section électromagnétique du calorimètre $R_M \approx 2X_0 \approx 1$ cm.

En résumé, une gerbe électromagnétique est au départ un cône de révolution issu presque du point d'incidence de la particule sur le calorimètre. Une fois son extension maximale R_c atteinte, la gerbe présente une forme cylindrique de dimensions typiques ($R_c \times L_c$) avec le rayon du coeur dur de l'ordre du rayon de Molière R_M. La direction du développement de la gerbe est celle de la particule incidente.

Structure d'une gerbe hadronique

De la même façon qu'une gerbe électromagnétique, la gerbe hadronique se développe comme une cascade de particules issues d'un hadron incident d'énergie E_i. Cependant, là où la modélisation d'une gerbe électromagnétique pouvait se construire à partir de quelques processus QED, celle d'une gerbe hadronique nécessite de prendre en compte d'autres processus bien plus complexes dus à l'interaction forte, que l'on peut classer en plusieurs catégories. Tout d'abord les interactions nucléaires qui peuvent conduire soit à la création de mésons légers (typiquement des pions π et des kaons K) soit à l'excitation des noyaux de l'absorbeur. Ces derniers peuvent à leur tour se désexciter soit par émission nucléaire (comme la spallation, fission ou évaporation neutronique) soit par l'émission électromagnétique de photons γ. Notons qu'une autre source de γ est la désintégration des π_0 produits précédemment. Enfin la dissipation d'énergie peut se faire à travers les interactions nucléaires molles soit dans l'énergie du recul, soit dans l'énergie de liaison (capture neutronique).

On voit donc que la gerbe hadronique présente deux composantes principales (voir la figure 3.4.b): une composante électromagnétique rapide dominée par les photons et les pions neutres, une composante hadronique dominée par les pions chargés et les neutrons. En règle générale les dépôts sont convertis en signal électrique noté e pour le dépôt électromagnétique et h pour le dépôt hadronique. Cependant l'intensité relative de h est réduite par rapport à e du fait de la présence d'une composante nucléaire "molle", qui peut constituer jusqu'à 30% de l'énergie incidente tout en restant invisible au système de détection. En fait il est possible de montrer que la résolution du calorimètre est optimale lorsque $e \approx h$, car dans ce cas, la sensibilité est minimale aux fluctuations de la composante électromagnétique de la gerbe [3]. Il existe différentes stratégies pour équilibrer les deux réponses. La compensation de la partie hadronique peut se faire soit via une repondération au niveau de la reconstruction (choix de la collaboration H1) soit grâce à l'utilisation d'un matériau fissile (uranium appauvri) dans l'absorbeur qui compense une partie de l'énergie perdue par radioactivité induite (choix des collaborations ZEUS et D0).

A cause de la complexité des phénomènes mis en jeux le développement d'une gerbe hadronique est sujette à des fluctuations plus importantes qu'une gerbe électromagnétique. Néanmoins il est possible de modéliser une gerbe hadronique avec des lois d'échelle dépendant d'une longueur d'interaction caractéristique $\lambda \approx 35 \cdot A^{1/3}$ g/cm^2 ainsi que d'une énergie "critique" $E_c \sim 1$ GeV (masse du nucléon). La forme de la gerbe est typiquement celle d'un cylindre de longueur $L_c \approx 3\lambda$ et de rayon $R_c \approx \lambda$ contenant 95% d'énergie initiale de la particule. La gerbe hadronique est de fait plus étendue et nettement moins dense que la gerbe électromagnétique. Par exemple dans le calorimètre LAr la longueur d'interaction est typiquement de $\lambda \approx 21$ cm dans la section hadronique, alors que la longueur de radiation est typiquement de $X_0 \approx 0.5$ cm dans la section électromagnétique. Cette propriété géométrique impose d'une part les dimensions relatives des deux parties du calorimètre et d'autre part permet de distinguer les deux types de particules (à l'exception notable du π^0 qui peut se convertir en un paire de γ et générer une gerbe purement électromagnétique).

3.3.2 Le calorimètre LAr

Le calorimètre à l'Argon liquide LAr couvre la région centrale et avant du détecteur H1 entre $4° < \theta < 153°$. Il est l'outil principal de notre analyse puisque sa couverture angulaire permet de détecter toute l'activité hadronique dure produite lors d'une interaction DIS dans le domaine cinématique étudié. Nous y consacrerons à ce titre une description détaillée basée sur les informations issues de [92, 97].

La structure du calorimètre LAr

Le calorimètre à l'Argon liquide a les dimensions d'un cylindre creux de 1 m de rayon intérieur, de 2.5 m de rayon extérieur et de 7 m de longueur entièrement inclus dans un cryostat unique.

En coupe radiale le calorimètre LAr est constitué d'une partie électromagnétique compacte suivie d'une partie hadronique plus profonde (voir la figure 3.5). La longueur de la section électromagnétique varie entre 20 et 30 X_0 de sorte qu'il contienne intégralement la gerbe de électron diffusé lors de l'interaction DIS. En effet la longueur de parcours L_c d'un électron de 30 GeV est typiquement de $L_c \approx 25\ X_0$) (voir la figure 3.6). L'épaisseur totale du calorimètre a été dimensionnée pour contenir la plus grande partie de l'activité hadronique ($L_c \approx 3\ \lambda$). Elle varie entre 4 λ dans la région centrale et 6-8 λ vers l'avant où l'activité hadronique (nombre de hadrons et leur énergie) est la plus importante.

Roue	BBE	CB1	CB2	CB3	FB	IF-OF
z_{min} (cm)	-190	-152.5	-60	20	95	300

Table 3.2: Les coordonnées longitudinales minimales des roues du LAr.

En coupe longitudinale le calorimètre LAr est constitué de 8 roues, mécaniquement autoportantes, nommées en ordre de z croissant (les coordonnées spatiales des roues sont données dans

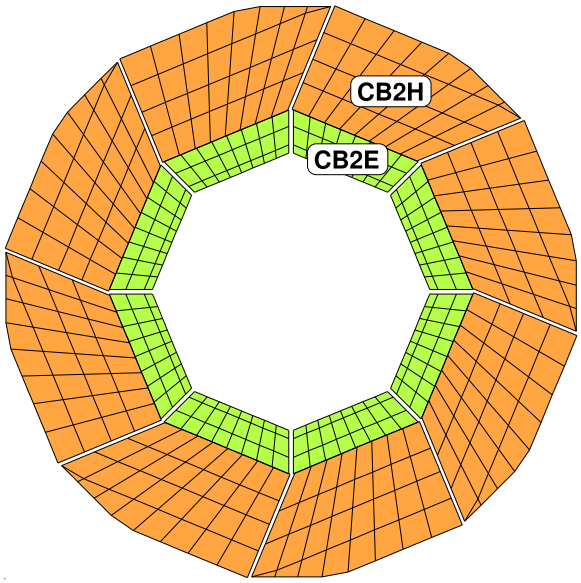


Figure 3.5: Une coupe longitudinale des roues centrales du calorimètre LAr.

le tableau 3.2): BBE (pour *Backward Barrel Electromagnetic*), partie centrale ou CB1-CB2-CB3 (pour *Central Barrel*), partie avant ou FB1-FB2 (pour *Forward Barrel*) et IF1/OF1-IF2/OF2 (pour *Inner Forward* et *Outer Forward*) (voir la figure 3.6.b). Contrairement aux autres, les deux roues avant IF/OF forment un cylindre quasiment plein. Chaque roue est segmentée en ϕ en 8 octants identiques, à l'exception des 2 roues avant IF/OF qui sont assemblées en deux parties. La roue la plus à l'avant (IF2/OF2) est totalement hadronique alors que la roue la plus à l'arrière est uniquement électromagnétique (BBE). Les parties du détecteur non actives (ou zones mortes) entre les roues sont appelées les *z-crack* et entre les octants des roues les *ϕ-crack*. Le traitement de ces régions inefficaces du calorimètre nécessite une attention particulière lors de l'analyse.

L'ensemble des octants est segmenté en 45000 cellules dont environ 30000 pour la partie électromagnétique et 15000 pour le partie hadronique (voir la figure 3.7). La granularité des cellules électromagnétiques varie entre 1 (à l'avant) et 2.5 (à l'arrière) rayons de Molière afin d'obtenir une bonne résolution de la structure transversale des gerbes produites par des particules de plusieurs GeV. Les cellules sont regroupées en couches orientées de sorte que l'angle d'incidence des particules soit toujours supérieur à 45° (cf. fig. 3.7). On compte 3 à 4 couches dans la partie électromagnétique et 4 à 6 couches dans la partie hadronique. La profondeur de la partie électromagnétique du calorimètre à l'Argon liquide varie entre 22 et 30 longueurs de radiation, alors que la profondeur totale s'étend de 5 à 8 longueurs d'interaction hadronique (cf. fig. 3.7).

Une cellule électromagnétique (voir la figure 3.8) est composée de deux plaques d'absorbeur en plomb d'une épaisseur de 2.4 mm séparées par une couche d'Argon liquide d'une épaisseur de 2.35 mm. Sur chaque face de l'absorbeur sont collés des panneaux de circuits imprimés en G10 (un composé de fibre de verre et de résine époxy) qui accueillent les modules de lectures en cuivre (les *pads*). Le champ électrique de 500 V/mm est généré par des plans de haute tension recouverts d'une couche de peinture hautement résistive (HRC pour *High Resistive Coating*) auxquels est appliquée une tension de 1500 V. Le temps de collection des électrons est relativement long (500 ns) comparé au temps entre deux croisement de faisceau (96 ns).

Une cellule hadronique (voir la figure 3.8) possède une structure similaire avec deux couches d'Argon liquide d'une épaisseur de 2.3 mm qui sont prises en sandwich entre les absorbeurs composés de 16 mm d'acier et deux plaques de haute tension. Les couches sont séparées par un panneau en G10 portant les modules (pads) de lecture. L'utilisation de l'acier dans le calorimètre hadronique au lieu du plomb se justifie principalement par une plus grande section efficace hadron-fer favorable au développement des gerbes hadroniques.

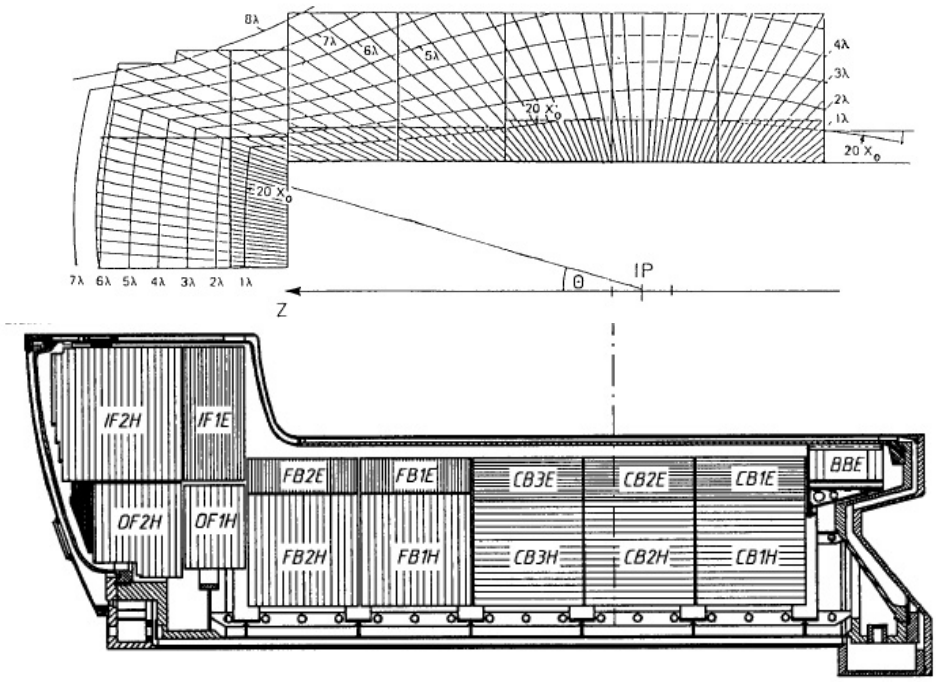


Figure 3.6: Une coupe longitudinale du calorimètre LAr. La partie supérieure montre l'épaisseur des roues en unités d'interaction électromagnétique X_0 et en unités de longueur d'interaction hadronique λ. La partie inférieure montre la structure en couches des roues avec l'orientation des plaques d'absorbeur.

La mesure de l'énergie par le LAr

La résolution en énergie σ_E du calorimètre LAr a été mesurée pour certains modules en faisceau test au CERN. Elle est donnée par la relation (3.11) pour les électrons (résolution électromagnétique - σ_E^{em}) [98] et par la relation (3.12) pour les pions (résolution hadronique σ_E^{had}) [99] (voir §3.3.1 pour la discussion sur les dépendances de la résolution):

$$\frac{\sigma_E^{em}}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}}, \tag{3.11}$$

$$\frac{\sigma_E^{had}}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 2\%. \tag{3.12}$$

La reconstruction de l'énergie du calorimètre LAr se fait en plusieurs étapes que nous allons présenter brièvement. Pendant la prise de données, les charges collectées par les cellules sont comptabilisées si leur valeur dépasse le seuil du bruit électronique. Dans une première étape la charge est convertie en énergie avec des facteurs de proportionnalité mesurés au CERN [97]. Cette conversion tient compte de l'environnement local, notamment de l'efficacité de collection des charges et de l'épaisseur de matière inerte. L'efficacité de collection est déterminée à intervalles réguliers avec des muons cosmiques qui se comportent comme des *Particules au Minimum d'Ionisation* (MIP).

Lors d'une seconde étape les énergies collectées par cellule sont assemblées par un algorithme d'agrégation (*clusterisation*) en *clusters* (amas). Idéalement, un *cluster* correspond à une gerbe. L'étude de l'efficacité de cet algorithme a montré que $95-97\%$ des gerbes électromagnétiques sont reconstruites comme un seul *cluster* [92, 100]. Les gerbes hadroniques étant moins bien connues et

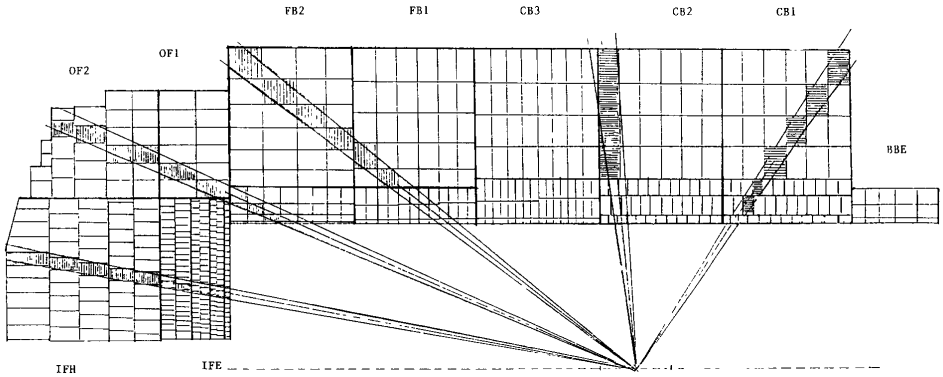


Figure 3.7: Segmentation du calorimètre à l'Argon liquide. Les faisceaux issus du point d'interaction nominal permettent de visualiser l'orientation des plaques.

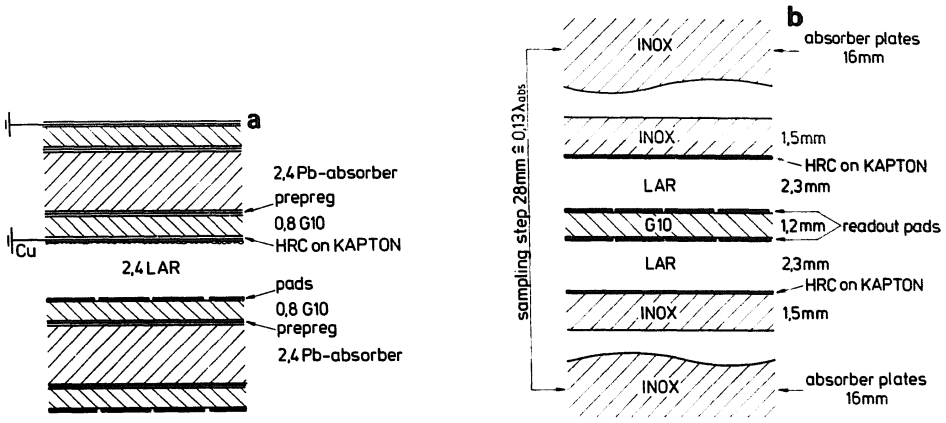


Figure 3.8: En haut: vue schématique d'une cellule de la partie électromagnétique du calorimètre à l'Argon liquide avec le système de lecture. En bas: vue schématique d'une cellule de la partie hadronique.

plus fluctuantes, il est fréquent qu'une seule gerbe soit partagée entre plusieurs clusters. L'impact de cet effet dans le contexte d'une analyse jet reste cependant limité avec l'algorithme k_T (voir §2.1.3).

Les *clusters* hadroniques sont repondérés par un algorithme de compensation [101, 102] pour rapprocher la réponse de la composante hadronique h de celle de la composante électromagnétique e (voir §3.3.1). L'identification de la composante électromagnétique d'une gerbe hadronique est faite en repérant les dépôts compacts induits par des pions neutres lorsque la granularité le permet. L'énergie restante est considérée comme hadronique et corrigée par des facteurs de compensation.

Finalement les clusters ainsi obtenus sont combinés avec les traces pour reconstruire les particules candidates par l'algorithme `HADROO II` qui sera présenté en détails dans la section 6.1.

3.3.3 Les autres calorimètres de H1

Trois calorimètres additionnels complètent les zones non couvertes par le calorimètre LAr.

Le calorimètre bouchon (PLUG) couvre l'espace laissé entre le LAr et le tube à faisceau vers l'avant (période HERA I - $0.3° < \theta < 3.3°$; HERA II - $1.9° < \theta < 3.2°$). Initialement conçu comme un calorimètre à échantillonnage, avec absorbeurs de cuivre et matériau actif en silicium, il a été remplacé pendant la période HERA II par des plaques de scintillateur couplés aux Photo

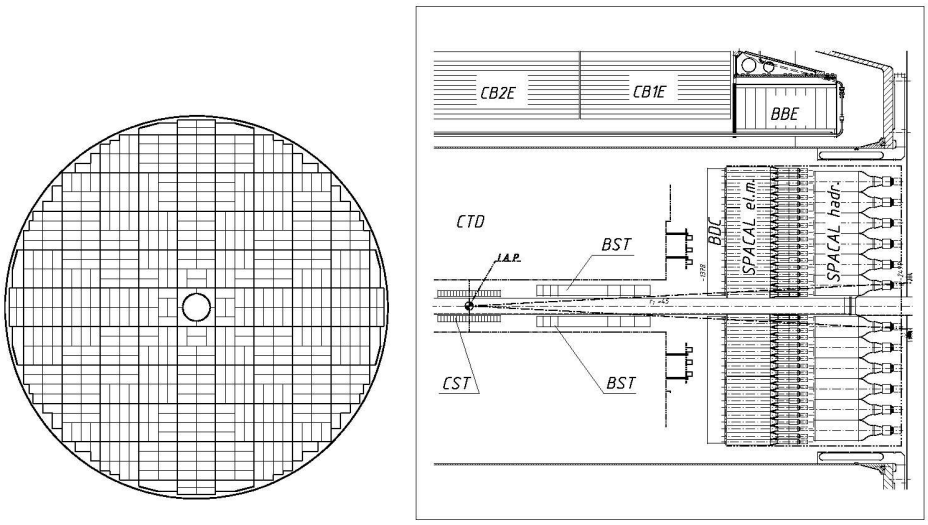


Figure 3.9: A gauche: une représentation schématique des cellules de la roue électromagnétique du calorimètre SPACAL. A droite: une vue schématique latérale du calorimètre SPACAL.

Multiplicateur (PLUG2k). Même si une mesure grossière de l'énergie est encore possible, PLUG2k est utilisé en tant détecteur *VETO* pour discriminer d'une part les bruits de fond et d'autre part les événements diffractifs reconnaissables par une absence d'activité vers l'avant. Il est également utilisé pour la mesure du temps de vol (ToF) (voir §3.5.1).

Le calorimètre spaghetti (SPACAL) ferme l'espace laissé par le LAr vers l'arrière $153° < \theta < 174°$ [103]. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage formé de fibres optiques scintillantes disposées dans le sens de la longueur dans une matrice de plomb. Il est constitué de deux roues de 160 cm de diamètre, chacune segmentée en cellules lues par un Photo Multiplicateur, l'une électromagnétique d'épaisseur 28 X_0 à $z = -150$ cm du point d'interaction nominal et l'autre hadronique d'épaisseur 2 λ à $z = -200$ cm. La fonction principale du SPACAL consiste à mesurer l'énergie et l'angle de l'électron diffusé à bas Q^2 ($Q^2 \leq 100$ GeV^2). Le choix d'une si faible épaisseur pour la partie hadronique du SPACAL a été imposé par des contraintes géométriques, mais reste tolérable du fait de l'asymétrie de l'interaction qui projette la quasi-totalité du système final hadronique vers l'avant.

Le détecteur de fin de gerbe (Tail Catcher) est destiné à mesurer la partie des gerbes hadroniques qui n'est pas contenue dans le calorimètre LAr. Sachant qu'il utilise les mêmes instruments que le détecteur central de muons CMD, sa description succincte sera donnée dans le paragraphe 3.5.2. Une résolution médiocre et l'absence d'une procédure de calibration fiable exclut son utilisation pour notre analyse.

3.4 La trajectographie de H1

Le tracker a pour fonction de reconstruire individuellement pour chaque particule chargée produite lors de l'interaction le vecteur impulsion, la charge et, sous certaines conditions, la nature.

La figure 3.10 montre une vue schématique du système de détection de traces de H1. L'ensemble des trackers est inclue dans l'enveloppe définie par les calorimètres et plongé dans champ magnétique de 1.16 Tesla orienté selon l'axe z. Ce champ est généré par un aimant solénoïde entourant le calorimètre à l'Argon liquide. Le *tracker* se compose d'un détecteur avant FTD (pour *Forward Tracking Detector*), d'un détecteur central CTD (pour *Central Tracking Detector*) et d'un détecteur arrière BPC (pour *Backward Proportional Chamber*). La couverture angulaire est de $5° < \theta < 25°$ pour le premier, de $15° < \theta < 165°$ pour le second et enfin de $153° < \theta < 176°$

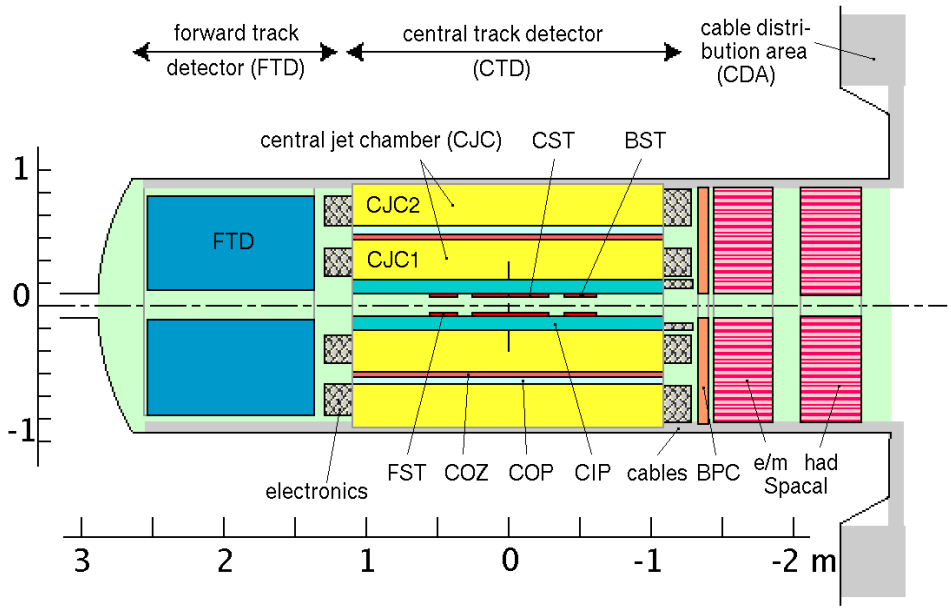


Figure 3.10: Vue schématique latérale du tracker de H1 pendant la période HERA II.

pour le dernier. Le tracker central CTD est constitué de trackers cylindriques organisés en couches concentriques autour de l'axe du faisceau. En revanche les trackers avant FTD et arrière BPC sont perpendiculaires à cet axe. La précision du tracker central CTD sur la mesure de l'impulsion transverse des particules chargées est de $dp_t/p_t = 0.003 \cdot p_t[\text{GeV}]$ et sur l'angle polaire de $d\theta \sim 1$mrad [133].

Après une brève description des différentes technologies utilisées, nous allons présenter les différents éléments du tracker de H1 ainsi que les algorithmes de reconstruction de traces.

3.4.1 Les méthodes expérimentales utilisées pour la détection de traces

Le *tracker* de H1 emploie trois technologies de détection de traces: les chambres à dérive, les chambres proportionnelles et les détecteurs en silicium.

Les chambres à dérive sont constituées de fils parallèles anodes et cathodes immergés dans un milieu gazeux et alternés de sorte à créer un champ électrique approximativement uniforme. Les cations et les électrons, produits par l'ionisation du gaz au passage d'une particule chargée, dérivent à vitesse quasi constante sous l'action du champ uniforme pour être finalement collectés par les fils. Si un fil a collecté une charge supérieure à un seuil minimal on parle d'un impact (*hit*) dans le tracker. Les coordonnés précises de l'impact dans le plan perpendiculaire à l'axe du fil sont reconstruites à partir du temps de dérive relatif des cations et des électrons. La précision dans ce plan est typiquement de 100 μm. La troisième coordonnée selon l'axe du fil peut être obtenue avec une précision plus limitée (1% de la longueur du fil) en comparant les courants instantanés à chaque extrémité du fil (division de charge). Enfin, le temps absolu de la collection de charges permet de mesurer précisément celui du passage de la particule.

Les chambres proportionnelles utilisent le même principe de collection de charges produites par ionisation. Elles sont constituées de fils anodes et de plaques cathodes. Ces fils créent un champs radial d'intensité inversement proportionnelle au rayon du fil. Sous son effet, les électrons produits lors de l'ionisation dérivent vers le fil le plus proche tout en accélérant. Ils acquièrent alors assez d'énergie pour ioniser à leur tour et initier ainsi une avalanche d'électrons collectée par l'anode. Le signal mesuré est *proportionnel* à l'ionisation initiale. Les chambres proportionnelles perdent en précision spatiale par rapport aux chambres à dérive, mais gagnent en temps de collection de la charge électrique. Cette propriété les rend très précieux pour le système

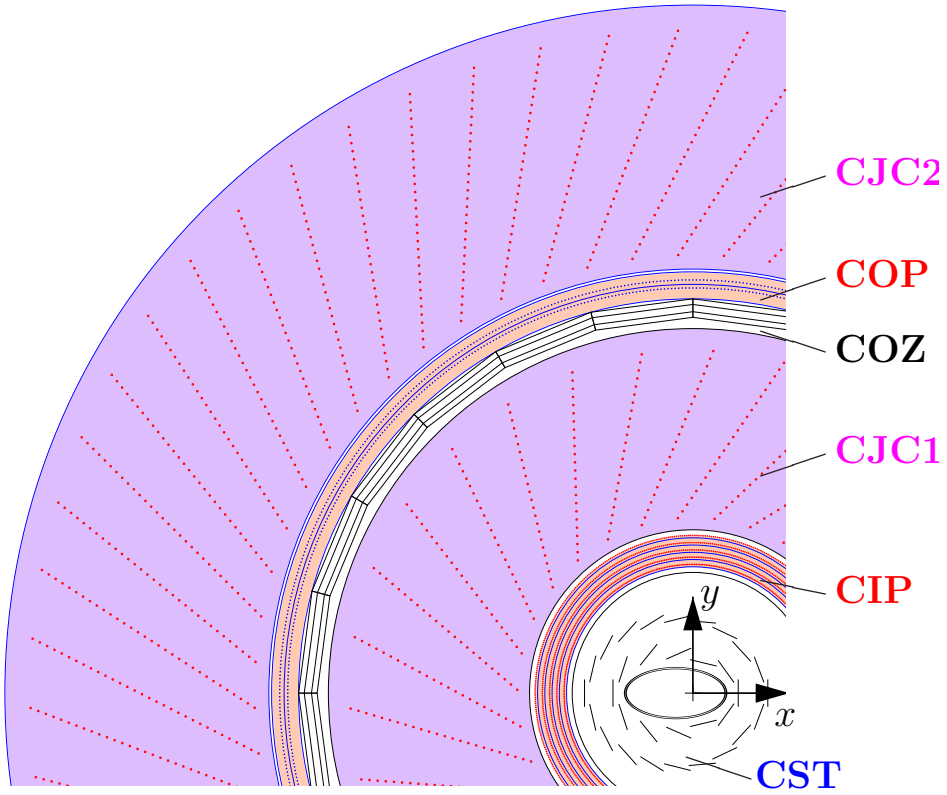


Figure 3.11: Vue transversale du tracker central CTD de H1 pendant la période HERA II.

de déclenchement (*trigger*).

Les détecteurs à silicium utilisent comme matériau actif les jonction p-n d'un semi-conducteur dopé. Des paires électrons-trous sont formées dans la zone active après le passage d'une particule chargée. Ils dérivent sous l'effet d'une tension de polarisation pour être collectées par des électrodes. Une cellule de détection est appelée *wafer* et contient plusieurs pixels. Les wafers sont assemblées en bandes (strips) alternées de sorte à former une grille de détection. Ces détecteurs jouissent d'une résolution spatiale nettement meilleure que les chambres à dérive et sont plus compactes. Ils sont fréquemment placés au plus près du point d'interaction.

3.4.2 Le tracker de H1

Le *tracker* central CTD couvre la zone autour du vertex nominal d'interaction. Sa représentation dans le plan $r \times \phi$ est donnée sur la figure 3.11. Les coordonnées r et ϕ des traces sont mesurées par des chambres à dérive CJC1 et CJC2 (pour *Central Jet Chambers*) et la coordonnée z par COZ (pour *Central Outer Z-Chamber*). Trois détecteurs à silicium placés au plus prés de l'axe du faisceau: avant FST (pour *Forward Silicon Tracker*), central CST (pour *Central Silicon Tracker*) et arrière BST (pour *Backward Silicon Tracker*). Grâce à une segmentation fine, ils mesurent précisément les traces ainsi que la position du vertex d'interaction. Par ailleurs ils permettent la reconstruction des vertex secondaires et l'étiquetage des mésons contenant des quarks b. Enfin la chambre proportionnelles CIP (pour *Central Inner Proportional chamber*)[9] a été placée pour fournir des informations rapides aux éléments de déclenchement.

Les chambres à dérive centrales CJC1 et CJC2 [106] ont toutes les deux une forme de

[9] Une seconde chambre proportionnelle COP (pour *Central Outer Proportional chamber*) a été disponible jusqu'à novembre 2005.

cylindres de 2 m de long et d'épaisseurs respectives de 25 et 30 cm. La première est constituée de 30 cellules de 24 fils chacune et la seconde de 60 cellules de 32 fils. Les cellules sont tournées de 30° par rapport à la direction radiale. Cette orientation permet aux traces d'impulsion élevée (presque droites) de traverser plusieurs cellules, améliorant la résolution sur la position de ces traces et éliminant les ambiguïtés de reconstruction en liant des segments de traces de différentes cellules (voir §3.4.3).

Les fils sont alignés selon l'axe z. La précision sur la position de l'impact est de 170 μm dans le plan $r-\phi$ et de 22 mm sur l'axe z ($\sim 1\%$ de la longueur du fil). Le temps absolu de l'interaction primaire peut-être mesuré à une nanoseconde près à partir du temps de dérive.

La chambre à dérive COZ [92] est dédiée à la mesure précise de la coordonnée z. Placée entre CJC1 et CJC2 elle est formée de 24 anneaux répartis suivant l'axe z, chacun ayant 24 cellules rectangulaires. Les plans des fils de chaque cellule sont orientés perpendiculairement à l'axe du faisceaux de sorte qu'ils permettent d'attendre une résolution sur la coordonnée z d'un impact de l'ordre de 350 μm.

Les détecteurs à silicium sont installés au plus près du tube à faisceau. Le premier d'entre eux, CST [107], a été installé en 1997, mais sa forme a dû être réadaptée à celle du tube à faisceau lors de la mise à jour HERA I - HERA II. Les deux autres, BST et FST, ont été installés plus tardivement. La structure des trois détecteurs "jumeaux" est très similaire: une grille formée à partir d'une alternance de plans de jonction n-p (strips) orientés dans le cas de CST parallèlement et perpendiculairement au faisceau et radialement dans le cas de FST et BST. La précision sur la mesure de CST est de 12 μm dans le plan $r-\phi$ et 22 μm selon z. L'utilisation des détecteurs de silicium dans le cadre de notre analyse permet d'améliorer la précision sur la coordonnée z du vertex d'interaction ep de 0.9 mm à 0.2 mm.

La chambre proportionnelle CIP [108] est placée entre les détecteur à silicium et la chambre CJC1. Elle est formée de 5 couches concentriques segmentées en 16 cellules en ϕ et 120 le long de l'axe z. Avec un temps de réponse court de 10 ns elle permet d'obtenir la coordonnée z du vertex de l'interaction avec une précision de 5 cm. La méthode de mesure du vertex avec la chambre CIP ainsi que l'élément de trigger associés sont décrits dans §3.6.3.

Le *tracker* avant, FTD, a été conçu pour mesurer la composante chargée du système final hadronique projeté vers l'avant. Cependant la grande quantité de matière morte qui précède le FTD réduit très fortement son efficacité (notamment dans HERA II) et le rend, du moins pour notre analyse, inutilisable. A l'arrière, le calorimètre SPACAL est accompagné par une chambre proportionnelle BPC qui a été conçue pour détecter la trace de l'électron diffusé pour le distinguer du bruit de fond formé de photons ou de pions neutres.

3.4.3 La reconstruction des traces dans H1

La particules chargées qui traversent un tracker baigné par un champ magnétique laisse des impacts en suivant une trajectoire en hélice. Le rayon de courbure R de cette hélice est proportionnel à l'impulsion transverse au champ magnétique p_T (en GeV/c) ($R = p_T/(0.3B)$). Les traces chargées[10] qui peuvent être reconstruites à partir des impacts, permettent de mesurer l'impulsion de la particule mère, d'identifier sa charge et parfois de déterminer sa nature.

La reconstruction des traces commence à partir de la liste des impacts détectés dans les trackers. Le temps de l'interaction initiale est déterminé à partir du temps de dérive des charges, les charges les plus proches du plan des fils définissant le temps (T0) où se produit l'événement. La reconstruction des motifs commence par des séries de trois impacts qui sont ajustés par des arcs de cercles dans le plan $r-\phi$. Ces triplets sont ensuite assemblés par une procédure itérative en groupes plus larges jusqu'à obtenir des traces. Le résultat de la procédure est un ensemble de traces reconstruites individuellement avec les trackers CJC, COZ et CST et appelées *Non-vertex fitted track* (ou DTNV).

Le vertex de l'interaction peut-être obtenu à partir d'un ajustement global des traces avec comme contrainte l'existence d'un vertex d'où la plupart sont issues [104]. Le vertex ainsi mesuré

[10] Les informations de ce paragraphe proviennent principalement de [104, 105].

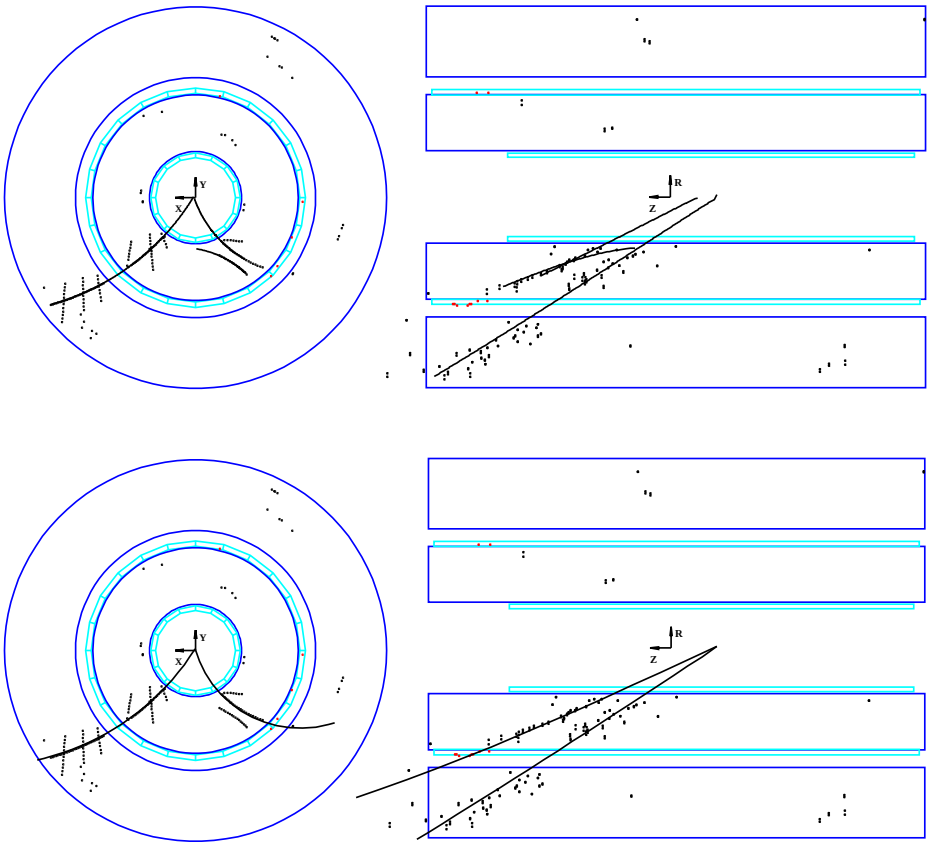


Figure 3.12: Exemple d'un fit de vertex. L'exemple du haut montre un événement typique dans le plan transverse (gauche) et longitudinal (droite). A cause de la résolution limitée en z et des défaut de reconstruction les *Non-vertex fitted track* (DTNV) ne se croisent pas en un vertex unique. L'exemple du bas montre le même événement avec les *Vertex fitted tracks* (DTRA) ajustées au vertex (source [104]).

porte le nom de vertex hadronique. Si l'algorithme d'ajustement converge le vertex obtenu est appelé *vertex hadronique* ou *vertex CJC* et les traces ajustées au vertex *Vertex fitted tracks* (ou DTRA).

La principale difficulté de la reconstruction des traces est due aux diffusions multiples des particules chargées ayant lieu dans toute la matière qui se trouve devant les trackers. Elle se compose, pour les CJCs, du tube à faisceau, du CST et de la CIP. Dans le cas du FTD, la reconstruction des traces se complique à cause de la présence de l'électronique de lecture du tracker central.

3.5 Les autres sous-systèmes utilisés

3.5.1 Rejection du bruit de fond non-*ep*: ToF et VETO

Des détecteurs à scintillation appelés ToF (pour *Time Of Flight*) sont utilisés pour distinguer les interaction électron-proton des bruits de fond induits par les faisceaux hors collision. Ces détecteurs rapides avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde ($\sim 1/100$ du temps qui sépare deux croisement des faisceau) sont utilisés comme des compteurs de particules.

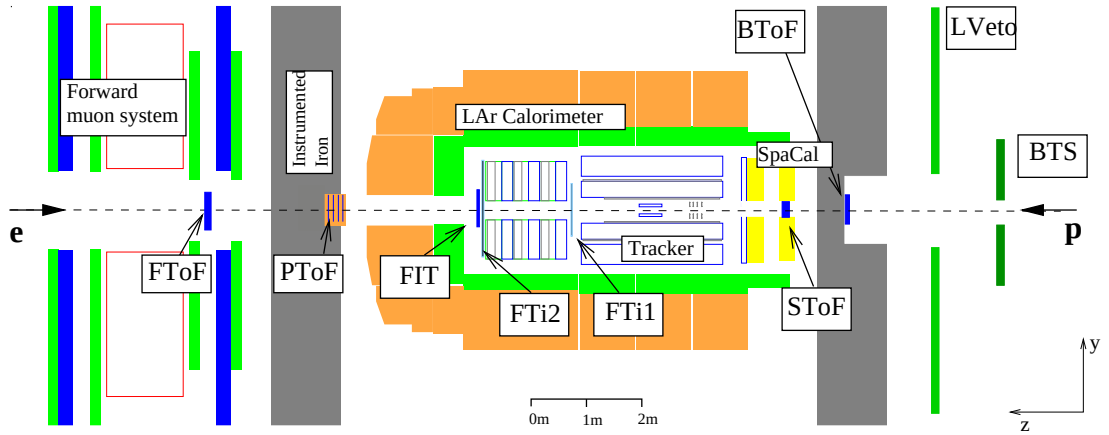


Figure 3.13: Le système ToF et VETO du détecteur H1.

Les particules produites par les bruits de fond non-*ep* parviennent au détecteur ToF avec un temps relatif et une direction de propagation différents de ceux produits lors des collisions des faisceaux. Elles peuvent être discriminées en définissant une fenêtre temporelle et spatiale autour du point d'interaction nominal. L'ensemble du système ToF dédié à cette tâche est formé de 9 détecteurs disposés tout au long du tube à faisceau à l'intérieur du détecteur H1 (voir la figure 3.13):

Le grand mur-veto (LVeto) et le petit mur-veto (SVeto) sont installés à -6.4 m et -8.1 m. Ils détectent les particules issues des interactions induites par le faisceau de protons en amont du détecteur H1. Ils sont suivis de l'arrière vers l'avant par BToF (pour *Backward ToF*), SToF (pour *SPACAL ToF*), FTi1, FTi2 et FIT (pour *Forward Inner Time*). Ce dernier est utilisé pour déterminer le profil longitudinal du faisceau de protons discuté dans le paragraphe 3.1.1. Enfin les détecteurs PToF (pour *PLUG ToF*) et FTOF (pour *Forward ToF*) couvrent la région la plus en avant.

3.5.2 L'identification de muons

Les muons énergétiques traversent l'ensemble du détecteur H1 en laissant une trace dans les trackers et peu d'énergie dans le calorimètre[11]. Il est possible de les identifier sans ambigüité en ajoutant des détecteurs dit chambres à muons à l'extérieur de l'enceinte du calorimètre à l'Argon liquide. Dans les interactions électron-proton les muons font partie du système final hadronique et à ce titre leur reconstruction est importante pour l'analyse jet. Le détecteur H1 est pourvu de deux systèmes de détection de muons, l'un central, CMD (pour *Central Muon Detector*), et l'autre vers l'avant, FMD (pour *Forward Muon Detector*). Ces systèmes servent à identifier les muons bien plus qu'à mesurer précisément leur trajectoire. Cette dernière tâche est bien mieux accomplie par les détecteurs de traces.

Le système de muons central CMD utilise le fer instrumenté qui couvre presque tout l'angle solide ($4.0° < \theta < 172.0°$). Le fer instrumenté possède la même structure octogonale que le calorimètre LAr. Il est formé de 10 plaques d'acier de 7.5 cm d'épaisseur équipées de 16 plans de tubes à décharge (*streamer*). Cinq d'entre eux sont composés de plaques d'électrodes orientées dans la direction transverse (*strips*) et 11 autres de blocs d'électrodes (*pads*). Les plaques de fer sont orientées parallèlement à l'axe du faisceau au milieu et perpendiculairement vers l'avant et l'arrière. Cette orientation permet de garder les plaques à grand angle d'incidence par rapport aux muons en optimisant ainsi la précision de la mesure angulaire. Le détecteur CMD sert d'une part à identifier les trajectoires des muons ayant une énergie comprise entre 1.5 et 170 GeV et d'autre

[11] A ces énergies les muons sont des *particules à minimum d'ionisation* (MIP).

beam gas interactions			50	kHz
cosmic μ in barrel			700	Hz
tagged γp	1.6	μb	25	Hz
$c\bar{c}$ total	1	μb	15	Hz
DIS low Q^2	150	nb	2.2	Hz
DIS high Q^2 (e in LAr)	1.5	nb	1.4	min^{-1}
Charged current DIS p_T >25 GeV	50	pb	3.0	h^{-1}
W production	0.4	pb	0.5	d^{-1}

Figure 3.14: Sections efficaces et taux de production d'événements à une luminosité de 15 $10^{30}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ (source [92]).

part comme élément de déclenchement. Dans ce cas-là, une coïncidence entre plusieurs couches (3 ou 4) est requise.

Le système à muons avant FMD est un spectromètre composé de six chambres à dérive disposées trois par trois de part et d'autre de l'aimant toroïdal. Il est situé après le fer instrumenté, entre les coordonnées z 6.4 et 9.4 m, et couvre la région angulaire de $3.0° < \theta < 17.0°$. Dans le cas des analyses utilisant les jets énergétiques vers l'avant (études des fonctions de structure à petit x) le FMD peut servir également de détecteur de fin de gerbe.

3.5.3 Le système de luminosité

Le système de luminosité de H1 [92, 111, 112, 110] utilise comme chandelle de référence le rayonnement de freinage produit par un électron dans le champ du proton (interaction Bethe-Heitler) dont le spectre est connu très précisément. Le photon énergétique rayonné par l'électron selon l'axe z est détecté en amont dans le tunnel (-105 m) par un calorimètre Cherenkov à échantillonnage composé de fibres de Quartz et de plaques de Tungstène. Ce détecteur, appelé *luminomètre*, est protégé du rayonnement synchrotron produit par le faisceau d'électrons par un filtre en béryllium. Un détecteur de pied de gerbe est intercalé entre les deux afin d'estimer les pertes d'énergie subies par les photons Bethe-Heitler qui ont commencé à développer une gerbe dans le filtre [113]. Les *electron taggers* complètent le dispositif en détectant les électrons diffusés lors de l'interaction Bethe-Heitler (*Electron taggers*).

3.6 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement ou *trigger* de H1 [92] a pour objectif de sélectionner parmi toutes les interactions produites au sein du détecteur H1 celles qui présentent un intérêt physique. Afin d'accomplir cette tâche il doit prendre une décision rapide, c'est à dire à une échelle de temps de l'ordre de la microseconde, à partir des informations fournis par les sous-détecteurs concernant l'enregistrement d'un événements produit par le système d'acquisition de données, *DAq*, de H1. Après une présentation rapide du système de déclenchement dans son ensemble, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux éléments de déclenchement (ou *trigger elements*) utilisés pour sélectionner les événements DIS en courants neutres à grand Q^2.

3.6.1 La description générale

Le temps entre deux croisements de faisceaux est de 96 ns, ce qui correspond à une fréquence d'environ 10 MHz. Le système d'enregistrement fonctionne quand à lui à une fréquence typique de 10.4 Hz. Le tableau 3.14 fournit les taux d'événements provenant de différentes sources pour une luminosité instantanée typique de la période HERA II. On remarque que le rapport du taux

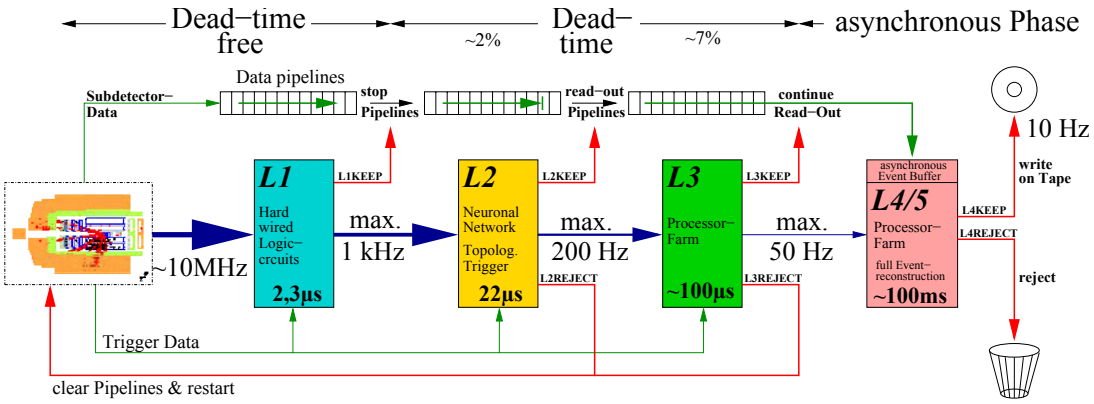


Figure 3.15: Une vue schématique des 4 niveaux du système de déclenchement de H1.

de collisions électron-proton au bruit de fond, notamment le taux d'interactions des faisceaux avec le gaz résiduel, est typiquement de 1/1000. Les interactions DIS se produisent avec une fréquence de une par seconde et DIS à grand Q^2 de une par minute.

Le *trigger* de H1 [92] a pour tâche de sélectionner les interactions électron-proton noyées dans un flux de bruits de fond. Durant le temps nécessaire à la prise de décision du système de déclenchement (appelé *temps mort* ou *dead time*), le détecteur reste insensible aux nouveaux événements. Le temps mort réduit l'efficacité de collection des données (voir définition 3.1.2) et par conséquent réduit la luminosité physique. Il est, donc, nécessaire de comprimer au maximum le temps de décision. Pour remplir ces objectifs le système de déclenchement de H1 utilise une mémoire tampon ou *pipeline* ainsi qu'un système de décision hiérarchisé en plusieurs niveaux.

Le premier niveau L1 fonctionne à une fréquence de 10 MHz et prends une décision à chaque croisement de faisceaux sans *temps morts*. Les données lues par les détecteurs sont écrites en permanence sur une mémoire tampon circulaire et en particulier pendant le temps de décision. Un temps de décalage maximal 2.3 μs entre l'événement et la décision est alloué afin de permettre la collection des données provenant des détecteurs les plus lents (cf. tab.3.15). Le trigger L1 accepte les événements avec une fréquence de 1 kHz et lorsqu'il a été déclenché l'écriture dans la mémoire tampon est arrêtée et sa lecture est démarrée.

Les informations fournies par les détecteurs sont combinées en expressions booléennes appelées éléments de déclenchement (ou TE pour *Trigger Elements*) qui sont au nombre maximal de 256. La plupart des *trigger elements* sont codés sur un bit, qui s'interprète comme: 0 = non déclenché, 1 = déclenché. Si le *trigger element* fournit des valeurs entières il peut-être codé sur plusieurs bits.

Les *trigger éléments* sont combinées à leur tour en 128 variables booléennes appelées *subtriggers*. Le niveau L1 décide de garder un événement si au moins un des 128 *subtrigger* a été déclenché. Une partie des *subtriggers* correspondent à une signature d'événements physiques dans le détecteur et une autre est dédiée au calcul de l'efficacité des *subtriggers* physiques (*monitoring*). Certains *subtriggers* sont associés à des événements intéressants, mais trop fréquents pour être enregistrés. Le niveau L1 prend alors aléatoirement la décision de les rejeter en fonction de facteurs de pondération W_{trig} défini au lancement de chaque run. Ces facteurs de pondération (en anglais *prescale factors*) doivent être appliqués lors de l'analyse aux événements acceptés par ce *subtrigger*. On parle alors du *subtrigger* réel L1AC, par opposition au *subtrigger* brut L1RAW défini précédemment. Dans l'analyse à grand Q^2 les événements sont suffisamment rares pour qu'aucun *subtrigger* physique ne soit pondéré.

Le second niveau L2 dispose de 20 μs pour une décision. Il est composé de deux systèmes parallèles: un réseau neuronal L2NN entrainé pour reconnaître le bruit et un système de déclenchement topologique L2TT basé sur une matrice dans l'espace $\theta \times \phi$ qui permet de calculer la "distance au bruit". Si le trigger L2 rend une décision positive la lecture des 270000 canaux du détecteur H1 est enclenchée, c'est le début du temps mort. Dans le cas contraire l'acquisition

width of proton bunch	1.4 ns
distance to next satellite bunch	5 ns
flight time to backward ToF	6 ns
flight time to barrel muon system	20 ns
bunch crossing interval	**96 ns**
longest drift time in CJC	1 μs
integration time of LAr preamplifier	1.5 μs
delay of first level trigger	2.5 μs
front end readout time	$\approx$1 ms

Figure 3.16: Les échelles de temps à HERA et à H1 (source [92]).

d'autres événements est relancée.

Le troisième niveau L3 Le troisième niveau L3 dispose de 100 μs pour prendre une décision. Une décision négative interrompt la lecture des détecteurs et l'acquisition de nouveaux événements redémarre. Le trigger L3 consiste d'un "software", qui permet d'utiliser des algorithmes complexes telles la reconstruction d'un D* ou de la masse invariante d'un J/Ψ. Avant la mise en service de ce niveau (en 2006), les événements acceptés au niveau L2 sont reconstruits au niveau L4.

Les niveaux quatre et cinq L45 procèdent à une reconstruction rapide des événements en approximativement 100 ms. La décision de L45 ouvre la voie à une écriture complète de l'événement sur les bandes magnétiques sur les POTs (pour *Production Output Tape*) et l'écriture des données reconstruites sur DST (pour *Data Summary Tape*) avec une fréquence de 5 à 10 Hz. Contrairement aux niveau de L1, L2 et L3, L45 fonctionne en mode non synchronisé avec l'horloge HERA.

3.6.2 Le trigger basé sur le calorimètre LAr

Le *LAr Trigger* est le principal système de déclenchement de H1 au niveau L1 [114, 115]. Il se base sur les informations fournies par les cellules du calorimètre à l'Argon liquide pour détecter des interactions électron-proton.

Compte tenu du temps très court disponible pour la prise de décision du niveau L1, il est impossible d'envisager une reconstruction détaillée du flux d'énergie dans le calorimètre. En fait l'ensemble des dépôts d'énergie est sommé en une série d'indicateurs booléens simples conçus pour détecter la présence d'un dépôt énergétique significatif d'une interaction: LAr_electron_1 indique la présence d'un dépôt d'énergie de quelques GeV localisé dans le calorimètre; LAr_Etmiss indique un manque significatif d'énergie transverse qui pourrait provenir d'un neutrino; LAr_T0 indique le temps ou le dépôt a été détecté.

Les signaux des 45000 cellules de lecture du LAr sont regroupées en plusieurs niveaux par combinaisons successives en 256 *Big Tower*[12] (BT) classés en *Big Towers* électromagnétiques (EM) et hadroniques (HA). Les 2*256 signaux analogiques des *Big Tower* sont numérisés sur 8 bits par des FADC (pour *Fast Analog to Digital Converter*). La réponse de chaque BT est uniformisée par un facteur de repondération de sorte qu'ils puissent être combinés en LAr *trigger éléments*.

Géométriquement les BT du LAr sont réparties en 14 groupes (1 à 4 par octant) suivant θ contentant chacun entre 8 et 32 BT en ϕ. La taille des BT est ajustée pour contenir soit un jet énergétique - plus concentré à l'avant qu'au milieu - soit l'électron diffusé. De plus, toutes les BT pointent en direction du point d'interaction nominal. Ainsi si l'une des BT mesure une énergie déposée de plusieurs GeV cela provient très certainement d'une interaction électron-proton au vertex nominal, qui peut être enregistrée.

[12] Le *LAr Trigger* contient aussi 4 BT dédiés au PLUG et 8 au SPACAL, bien que cela n'apparaisse pas clairement dans son nom.

Il faut remarquer que le calorimètre à l'Argon liquide est un détecteur lent, son temps de réponse étant limité par le temps de dérive des charges dans les cellules et le temps de préamplification électronique (cf. tab.3.16). Par conséquent les signaux FADC doivent donc être lus sur 9 croisements de faisceaux par rapport au temps de référence HERA (0 ± 4 croisements). Cependant pour associer sans ambigüité les dépôts énergétiques du calorimètre à l'événement qui les a produits il est nécessaire de déterminer leur temps d'apparition LAr_T0 avec une précision de 1 croisement de faisceaux, c'est à dire 10% par rapport au temps de collecte du signal. Le temps $T0$ est déterminé pour chaque BT avec la méthode dite de *Fraction Constante*. Le signal électronique du calorimètre est dédoublé en deux signaux identiques d'une durée de l'ordre de 1.5 μs. Le second signal est retardé de 0.5 μs par rapport au premier. L'intersection des deux courbes est un point fixe indépendant de l'amplitude du signal, qui fixe le T0 de la BT. Ce temps dit *asynchrone* est ensuite synchronisé avec l'horloge HERA et les autres détecteurs. Les indicateurs booléens du trigger LAr s'expriment à partir des BT:

Le LAr_electron_1 est un *trigger element* codé sur 1 bit conçu pour identifier les électrons diffusés. La valeur du LAr_electron_1 est 1 si l'énergie électromagnétique (EM) d'au moins un BT excède le seuil énergétique correspondant approximativement à quelques[13] GeV.

Le LAr_T0 est un *trigger element* codé sur 1 bit conçu pour marquer la coïncidence entre le temps T_0 d'au moins un des BT déclenchés et le temps de l'événement.

Le LAr_Etmiss est un *trigger element* numérisé sur 2 bits mesurant l'énergie transverse manquante dans le calorimètre. La valeur de Etmiss est calculée comme une somme algébrique des énergies transverses des BT:

$$\begin{aligned} Etmiss &= E_T^{\text{tot}}\sqrt{E_x^2 + E_y^2}, \\ E_x &= \sum_{BT_i} E_i \sin\theta_i \sin\phi_i, \\ E_y &= \sum_{BT_i} E_i \sin\theta_i \cos\phi_i \end{aligned} \tag{3.13}$$

avec E_i l'énergie du BT i, et θ_i et ϕ_i respectivement les angles polaires et azimutal de son barycentre. Les BT les plus proches du tube à faisceau (groupes 0 et 1) à l'avant sont éliminés de la somme pour éviter que la saturation du FADC ne déforme la mesure.

3.6.3 Le trigger basé sur la chambre CIP

La chambre proportionnelle CIP (cf. 3.4.1) fournit une information rapide au niveau L1 du trigger H1 sur la présence d'un vertex d'interaction et de traces pour permettre de distinguer les interactions électron-proton du bruit de fond [108, 116].

La méthode de reconstruction du vertex d'interaction est illustrée sur la figure 3.17. Des traces CIP sont combinées à partir des impacts provenant d'au moins 3 couches différentes (5 couches en tout) et prolongées ensuite jusqu'à l'axe du faisceau. La coordonnée longitudinale obtenue pour chaque trace est classé dans un histogramme en z constitué de 22 cases représentant chacune 16.4 cm de longueur. Les cases qui contiennent un nombre suffisamment important d'origines de traces sont des candidats potentiels pour donner la position du vertex de l'interaction $Z_{v,\text{CIP}}$. La précision de cette méthode qui est de 20 cm reste suffisante pour identifier et rejeter le bruit de fond produit soit loin du point d'interaction nominal soit sans vertex d'interaction clairement défini. Les traces sont classées en fonction de leur position dans l'histogramme en: avant (*forward*), milieu (*central*) et arrière (*backward*). Les traces arrières sont identifiées comme bruit de fond provenant de l'interaction du faisceau de protons avec les collimateurs C5A et C5B [108] (voir pour plus de détails §5.7.2).

Les différents éléments de trigger CIP sont:

La signifiance du pic central de l'histogramme des Z_v (CIPsig) est un *trigger element*, codé sur deux bits, permettant de quantifier la probabilité qu'une interaction centrale avec

[13] La valeur exacte de l'énergie seuil n'est pas importante pour le système de déclenchement.

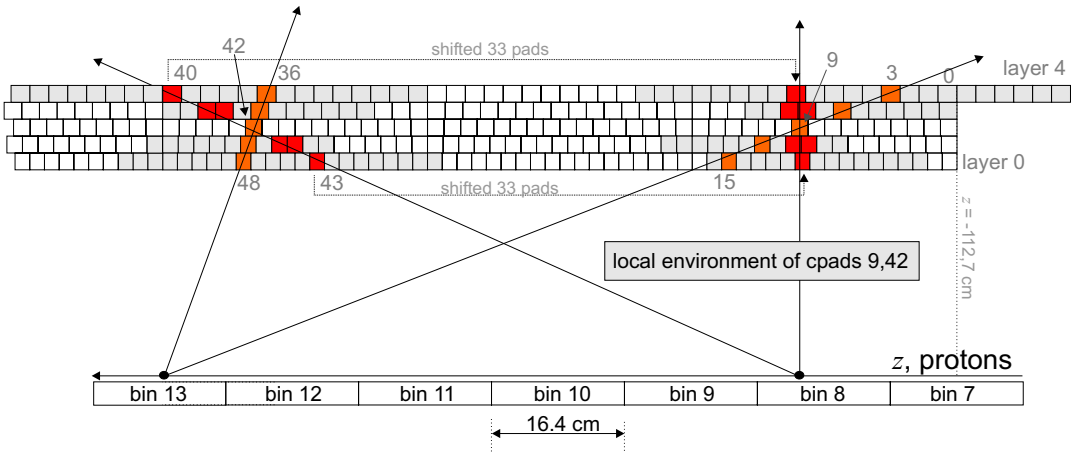


Figure 3.17: Schéma illustrant la méthode de reconstruction de traces à partir des impacts dans les différentes cellules de la chambre proportionnelles CIP.

un vertex bien défini a effectivement eu lieu: le nombre de traces considérées comme issues de l'interaction électron-proton (traces centrales) doit excéder celui des traces considérées comme issues du bruit de fond (traces avant et arrière) d'un certain facteur S, appelé signifiance:

$$N(central) > S \cdot (N(backward) + N(forward)) \tag{3.14}$$

La correspondance entre la valeur de CIPsig et S est donnée dans le tableau 3.3.

CIPsig	0	1	2	2	3
S	0	1	2	3	4

Table 3.3: La correspondance entre la valeur du *trigger element* CIPsig et la valeur de la signifiance S du pic central dans l'histogramme des Z_v.

La multiplicité de traces (CIPmul) est un *trigger element* qui digitalise sur 4 bits (3 bits avant le run 372641) le nombre de traces recombinées par la chambre CIP. Les seuils de digitalisation sont indiqués dans le tableau 3.4.

CIPmult	0	1	2	3	4	5	6	7	8	..	15
M	0	>0	>2	>6	>10	>20	>30	65	>100	..	>255

Table 3.4: La correspondance entre la valeur du *trigger element* CIPmult et la multiplicité de traces M.

Le T0 (CIP_T0 et CIP_T0_next_BC) est le temps d'interaction absolu du signal mesuré par la CIP. Puisque la chambre CIP est rapide comparée aux autres détecteurs et au temps de déclenchement ce temps peut être utilisé comme référence. La valeurs du "T0" est mise à 1 (accepté) si au moins une trace CIP a été reconstruite. Le même signal $T0$, mais émis au croisement de faisceau précédent est appelé Le CIP_T0_next_BC. Une coïncidence entre les éléments de trigger CIP_T0_next_BC et un autre élément trigger indique le décalage dans le temps de ce dernier.

3.6.4 Le *Trigger element* VETO

Les *trigger elements* qui permettent d'identifier les bruits de fond issus notamment des interactions entre les faisceaux et le gaz résiduel dans le tube à faisceau sont appelés *VETO*.

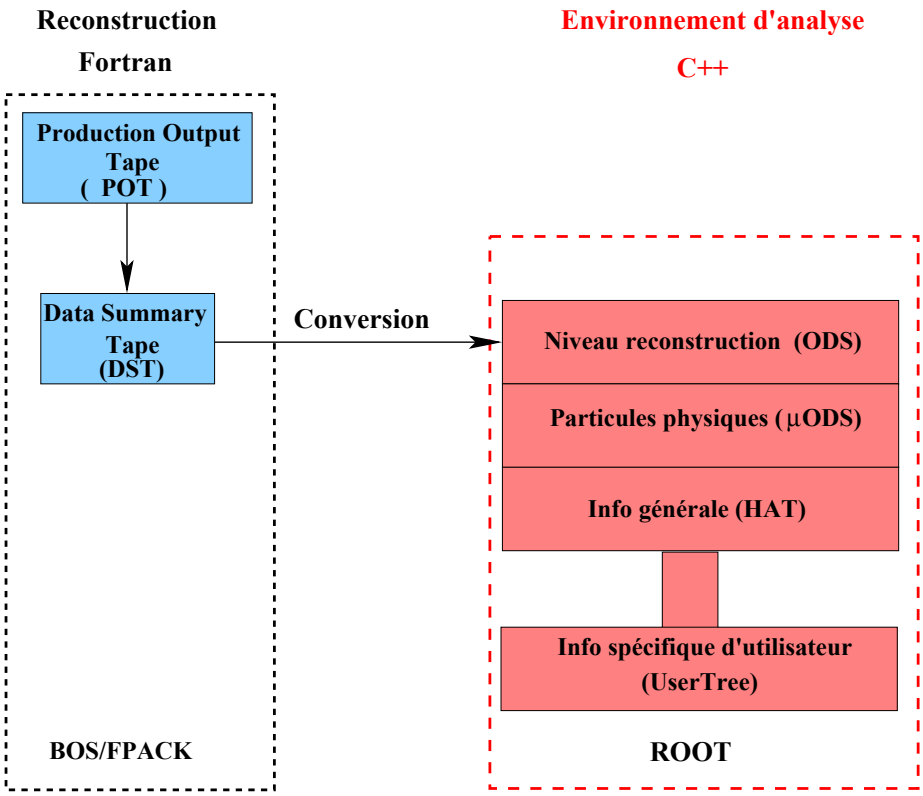


Figure 3.18: La structure des données de H1. Pour les analyses physiques sous H1OO (pour *H1 Object Oriented*) l'utilisateur n'accède en pratique qu'aux μODS et aux HAT, éventuellement accompagnés d'un User Tree.

Le ToF-VETO est un ensemble d'éléments trigger qui s'appuient sur les mesures temporelles des détecteurs ToF et VETO pour marquer les événements "bruit de fond" (BG): FIT_BG, SToF_BG, BToF_BG, VETO_BG (pour les détails voir 3.5.1). Les détecteur ToF centraux FIT servent à identifier la fenêtre temporelle des événements *ep* (IA): FIT_IA.

Le CIP-VETO permet d'identifier les bruits de fond produits au voisinage du point d'interaction central indiscernables par les coupures temporelles et spatiales. Les conditions (CIPmul == 7) et (CIPsig == 0) rejettent efficacement les bruits de fond caractérisés par une grande multiplicité de traces (>100) dont les origines sont étalées en z.

3.7 La base de données de H1

La base de données H1 (pour *H1 Data Base*)[92] est organisée en plusieurs couches accessibles aux différents niveaux d'analyse.

Pour un événement H1, les 250000 voies analogiques, une fois lues par le système d'acquisition de données (*DAq*) et digitalisées, représentent une taille de 3 Mo. La compression de ces données permet de réduire la taille d'un événement de 25 fois à 130 Ko qui sont écrits avec une fréquence de 10 Hz (1.3 Mo s^{-1}) sur bandes magnétiques appelés POT (pour *Production Output Tape*). Une version synthétique des POT appelée DST (*Data Summary Tape*) permet de conserver les informations sous format accessible aux analyses physiques en 10 Ko/événement. Les données brutes sont organisées en banques au format BOS[117] et accédées par le package FPACK [117]. L'ensemble du système de reconstruction des événements à partir des signaux fournis par les détecteurs, écrit dans l'environnement FORTRAN, est appelé *H1REC*.

Une simulation complète du détecteur dans les limites de $[-100, +220]$ m autour du point d'interaction, *H1SIM* [92], a été conçue dans l'environnement GEANT3[118]. Elle permet de simuler la réponse du détecteur aux particules générées dans les événements générés par des Monte Carlos et plus généralement de simuler la détection des événements MC produits au niveau hadronique. Après la simulation la chaîne d'analyse H1REC peut être identiquement appliquée aux MC et aux données réelles. Cette façon de procéder permet d'étudier statistiquement les effets de détection sur les observables que l'on cherche à mesurer.

Lors du passage de HERA I à HERA II le système d'analyse a été modifié pour passer du BOS/FPACK basé sur l'environnement Fortran à H1OO (pour *H1 Object Oriented*) [120, 134] basé sur l'environnement C++/ROOT [119]. Le principe de la transition consistait à rajouter une couche par dessus POTS/DST et du H1REC dans un environnement orienté objet:

- La couche fondamentale de l'environnement H1OO, ODS (pour *Object Data Store*), reproduit une-à-une les banques BOS de la couche DST. Elle contient les données reconstruites des sous-détecteurs. Elle occupe 13 Ko/événement.

- La seconde couche appelée μODS (pour *Micro Object Data Store*) contient des informations sur les particules (électrons photons, muons ou particules composées K^0, ρ etc...), reconstruites à partir des ODS avec des outils d'analyses codées dans l'environnent H1OO. Cette couche occupe 3 Ko/événement.

- La dernière couche appelée HAT (pour *H1 Analysis Tag*) contient des informations générales de l'événement comme les variables cinématiques globales ou informations du système de déclenchement. Près de 200 variables rapidement accessibles sont stockées dans un format de 0.4 Ko/événement.

- Une couche supplémentaire appelée *User Tree* peut être créée, notamment à partir des banques ODS pour contenir des informations propres à l'utilisateur.

L'environnement modulaire et standardisé qu'est H1OO permet une inclusion rapide des derniers développements des experts ainsi qu'un partage facile des différentes compétences. Lors des analyses physiques l'utilisateur n'accède en pratique qu'aux μODS et aux HAT, éventuellement accompagnés d'un User Tree. Certains outils d'analyse permettant de standardiser les procédures de sélection de données, de remplissage et de tracé d'histogrammes ainsi que de calcul de sections efficaces. Citons parmi eux H1Lt [121] que nous avons utilisé pour l'analyse jets, mais aussi MARANA [122].

Chapter 4

La reconstruction de la physique à HERA

Pour chaque événement enregistré le détecteur H1 fournit un ensemble de mesures (clusters et traces) qui permettent de reconstruire les quadrivecteurs des particules produites dans la collision. Ces informations sont alors utilisées pour accéder à la cinématique globale de l'événement et aux grandeurs physiques composites comme les quadrivecteurs des jets. La première partie de ce chapitre est consacrée aux méthodes de reconstruction des variables de Bjorken x, y et Q^2 qui permettent de décrire la cinématique en DIS. La seconde partie traite de la mesure des jets à partir des particules du système final hadronique.

4.1 Reconstruction de la cinématique DIS à HERA

La cinématique de l'interaction DIS en courants neutres peut être reconstruite en utilisant uniquement l'électron diffusé ou uniquement le système final hadronique (voir la figure 4.1). Cette redondance d'informations est exploitée pour concevoir une méthode optimale donnant accès aux variables de Bjorken.

4.1.1 Variables cinématiques primaires

Le quadrivecteur d'une particule de l'état final d'une interaction est reconstruit à partir de trois variables mesurées directement par le détecteur: l'énergie E (ou impulsion $\vec{P}$) et les angles polaire θ et azimutal ϕ. Ces grandeurs nous permettent de calculer les quadrivecteurs des particules P à condition de faire une hypothèse sur la masse de la particule. Dans la plupart des cas nous pouvons adopter l'hypothèse de la masse nulle[1] puisque $E \gg m_\pi$. Nous les appellerons, pour plus de clarté de la rédaction, *les grandeurs cinématiques primaires*. L'impulsion transverse p_T (ou énergie transverse dans le cadre de l'approximation sans masse), l'impulsion longitudinale p_z, Σ et la pseudorapidité η sont obtenues alors selon les relations cinématiques:

$$\begin{aligned} p_T = E\sin\theta, \quad p_z &= E\cos\theta, \\ \Sigma \equiv E - p_z &= E(1-\cos\theta), \\ \eta &= -\ln\tan\frac{\theta}{2}. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Le système initial d'une interaction est formé d'un électron et d'un proton incident de quadrivecteurs respectifs P_e^i et P_p qui sont supposés être connus et définis par l'énergie et la direction des faisceaux. Le système final d'une interaction DIS en courant neutre moins l'électron diffusé, qui

[1] Dans certaines analyses exclusives les muons, kaons ou pions identifiés sont considérées comme massifs.

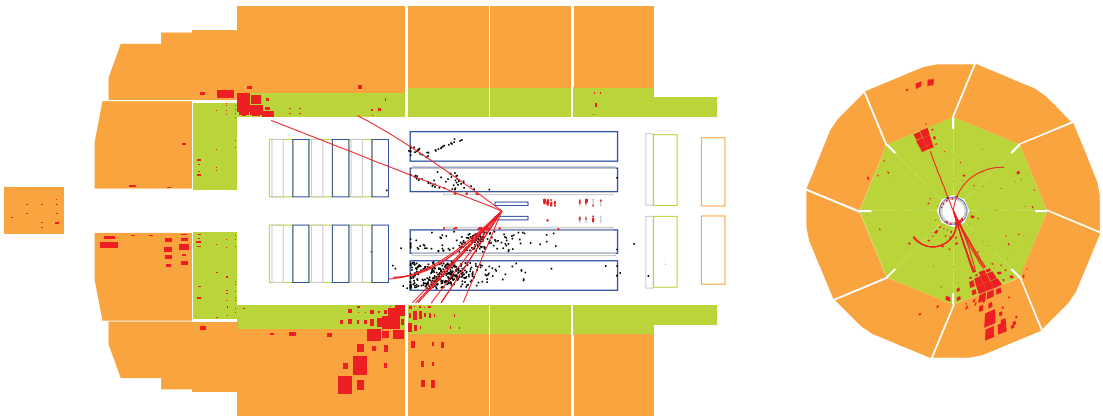


Figure 4.1: Un événement DIS NC à grand Q^2 donné en projection longitudinale (gauche) et radiale (droite). L'électron diffusé est visible en haut sur les deux images et le système final hadronique, formé d'un seul jet, en bas. L'électron et le HFS sont bien équilibrés en impulsion transverse. En outre une paire de particules chargées clairement séparées du reste du HFS a été produite durant l'interaction.

joue un rôle particulier, est appelé le *système final hadronique* (HFS pour *Hadronic Final State*). Le quadrivecteur de l'électron diffusé est noté P_e et celui du le système final hadronique[2] P_h. Ce dernier est calculé comme la somme des quadrivecteurs P_j des particules qui le composent et par construction il est massif (en conséquence les relations 4.1 sont légèrement différentes pour P_h puisque $E_h > \left|\overrightarrow{p_h}\right|$). A priori la connaissance d'un seul de ces deux quadrivecteurs suffit à déterminer l'ensemble de la cinématique DIS inclusive, caractérisée par deux grandeurs indépendantes. La reconstruction de la cinématique DIS dans H1 bénéficie donc d'une redondance d'observables primaires qui permet grâce aux différentes méthodes de reconstruction d'éliminer certaines des distorsions expérimentales qui les affectent. Parmi les biais systématiques les plus remarquables citons le rayonnement électromagnétique de l'électron (voir §2.4.3) et l'acceptance limitée du détecteur.

Le rayonnement électromagnétique à l'état initial (ISR pour *Initial State Radiation*) réduit la 4-impulsion P_e^i et par conséquent l'énergie disponible en centre de masse $\sqrt{s}$ sans que cet effet soit directement détectable, puisque les photons rayonnés sont perdus dans le tube à vide. Le rayonnement à l'état final (FSR pour *Final State Radiation*) se produit le long du parcours de l'électron diffusé dans les trackers. Il réduit sa 4-impulsion P_e de sorte que la courbure de sa trace augmente, alors que le photon se propage en ligne droite. En conséquence à une énergie suffisamment basse (électron fortement courbé) l'électron peut être reconstruit séparément du photon rayonné, qui est alors inclu dans le système final hadronique. Cet effet reste difficile à détecter événement par événement.

La reconstruction du système final hadronique souffre des limitations dans l'acceptance des détecteurs. Les particules échappées dans le tube à vide dans la direction de propagation du proton incident constituent la principale source des pertes. Il est donc important d'utiliser pour la reconstruction de la cinématique DIS des variables HFS aussi peu sensibles que possible à

[2] Par souci de simplicité de notation nous associons l'indice $_h$ aux variables HFS.

la perte de l'impulsion longitudinale. C'est notamment le cas de $P_{T,h}$ et de Σ_h. En effet une particule j qui se propage dans le tube à vide possède une très faible impulsion transverse et vérifie $\Sigma_j \approx 0$. Notons cependant que Σ_h est doublement sensible aux pertes en direction $-z$ puisque alors $\Sigma_j \approx 2E_j$. Cependant compte tenu de l'asymétrie des collisions la quasi totalité du HFS se propage en direction $+z$.

L'angle γ_h, qui représente dans le modèle partonique naïf (voir §1.2.3) l'angle polaire de diffusion du quark-parton, indique approximative la direction de la partie du système final hadronique issue de l'interaction dure. Calculé à partir de la relation

$$\tan\frac{\gamma_h}{2} \equiv \Sigma_h / p_{T,h}\,, \tag{4.2}$$

il est insensible aux pertes vers l'avant. Il convient de noter que γ_h est en règle générale très différent de l'angle polaire θ_h du quadrivecteur HFS, leur identité n'étant vraie que pour un système final hadronique très concentré avec une masse invariante quasi-nulle.

Les variables précédentes nous permettent d'exprimer les lois de conservation d'énergie-impulsion utiles pour la calibration de l'électron, du système final hadronique et la réjection des bruits de fond. Tout d'abord la valeur de Σ doit être conservée au cours de l'interaction:

$$\Sigma \equiv \Sigma_h + \Sigma_e = 2E_e^i = 55.2 \text{ GeV}. \tag{4.3}$$

Ensuite l'impulsion transverse nulle à l'état initial, doit être conservée. Par conséquent les impulsions transverses de l'électron $P_{T,e}$ et du système final hadronique $P_{T,h}$ doivent être égales ou *équilibrées*, ce qu'on exprime par

$$R_{\text{bal}} \equiv \frac{p_{T,h}}{p_{T,e}} = 1 \tag{4.4}$$

où R_{bal}, appelé balancier, indique si les impulsions transverses ont été bien reconstruites et calibrées.

4.1.2 Méthodes de reconstruction

La cinématique de la DIS est définie à partir de deux des trois variables de Bjorken Q^2, y, x ainsi que de l'énergie disponible dans le centre de masse : $\sqrt{s}$ (voir §1.2.2). Du point de vue théorique les différents choix entre les variables de Bjorken sont parfaitement équivalents puisque toutes les relations de conservation sont respectées. Cependant les biais expérimentaux affectent différemment les variables de Bjorken en fonction de la méthode de reconstruction choisie. Dans un premier temps nous allons passer brièvement en revue les différentes méthodes de reconstruction des variables de Bjorken et du quadrivecteur du boson q à partir des observables primaires (pour de plus amples informations voir [123]). Les formules donnant la propagation des incertitudes entre les variables primaires et les variables de Bjorken sont consignées dans le tableau 4.1. Dans un second temps nous allons mener une étude comparative pour le choix de la méthode la plus adaptée dans le domaine cinématique de notre analyse.

Méthode électron

La méthode de reconstruction la plus directe consiste à s'abstraire du système final hadronique avec ses défauts de mesure et d'utiliser uniquement l'électron diffusé qui est bien reconstruit en général (c'est la méthode la plus ancienne héritée de la diffusion sur cible fixe [25]):

$$Q_e^2 = 4E_e^i E_e \cos^2\frac{\theta_e}{2}\,, \quad y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^i}\sin^2(\frac{\theta_e}{2})\,, \quad x_e = \frac{Q_e^2}{sy_e}\,. \tag{4.5}$$

Très précise du point de vue de la reconstruction, cette méthode souffre de sa sensibilité au rayonnement QED. Plus précisément l'énergie de l'électron incident est systématiquement surestimée en cas de ISR, alors que celle de l'électron diffusé sous-estimée en cas de FSR (voir §4.1.1). Il en résulte une erreur systématique sur la mesure de Q^2 et de y telle que l'un est légèrement surestimé alors que l'autre sous-estimé. Cette erreur ainsi que la résolution est dégradée à bas y par le terme en $1/y$ (voir la table 4.1).

Méthode HFS

Une méthode alternative consiste au contraire à s'abstraire de l'électron diffusé et de se servir uniquement du système final hadronique. Le respect de la relation 4.3 sous la forme $\Sigma = 2E_e^i$ est néanmoins exigé. Cette méthode a été introduite pour la reconstruction des courants chargés (CC) par Jacquet-Blondel [124]:

$$Q_h^2 = \frac{P_{t,h}}{1-y_h}\,, \qquad y_h = \frac{\Sigma_h}{2E_e}\,, \qquad x_h = \frac{Q_h^2}{sy_h}\,. \tag{4.6}$$

Globalement la méthode HFS souffre d'une moins bonne résolution sur la mesure de l'énergie du HFS ($\approx 13\%$) comparé à celle de l'électron ($4-6\%$). De plus, par construction, la résolution de Q^2 est dégradée à grand y_h par un terme en $1/(1-y_h)$ (cf. tab.4.1). Par ailleurs la superposition à l'avant du bruit électronique dans le calorimètre à l'argon liquide et des bruits de fond physique augmentent systématiquement Σ_h et $P_{T,h}$. Ces effets sont surtout significatifs à petit Q^2 et y [3]. Enfin y_h reste sensible à ISR à travers la relation de conservation (4.3).

Tout ces défauts rendent la méthode HFS peu concurrentielle en courant neutre et restreignent son utilisation au cas de courant chargé où elle est la seule disponible.

Méthode Σ

La méthode Σ a été conçue pour corriger les biais spécifiques inhérents aux deux précédentes. L'idée consiste à combiner les informations provenant de HFS et de l'électron là où elles sont les plus précises. En effet, la grandeur combinée Σ nous permet de remonter indirectement à la vraie énergie de l'électron incident par le biais de la relation de conservation d'énergie (4.3). La sensibilité à l'ISR se retreint à la variable x_Σ à travers l'énergie disponible dans le centre de masse qui reste inchangée. D'un autre côté la sensibilité aux défauts de mesure des grandeurs HFS est sensiblement réduite (cf. tab. 4.1).

$$Q_\Sigma^2 = \frac{P_{T,e}}{1-y_\Sigma}\,, \qquad y_\Sigma = \frac{\Sigma_h}{\Sigma}\,, \qquad x_\Sigma = \frac{Q_\Sigma^2}{sy_\Sigma}\,. \tag{4.7}$$

Méthode Electron-Σ

Cette méthode combine la méthode Σ pour mesurer x, l'électron pour mesurer Q^2:

$$Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2\,, \qquad y_{e\Sigma} = \frac{Q_\Sigma^2}{sx_\Sigma} = 2E_e^i\frac{\Sigma_h}{\Sigma^2}\,, \qquad x_{e\Sigma} = x_\Sigma\,. \tag{4.8}$$

La reconstruction de y est optimale aux inélasticités intermédiaires autour de $y = 0.5$ puisque la sensibilité à la résolution du HFS y est supprimée par un facteur $1-2y$ (cf. tab.4.1). Cette propriété la rend particulièrement efficace pour notre analyse.

Méthode "Double Angle"

La calibration d'une échelle d'énergie absolue se fait par rapport à une référence dont l'énergie est supposée connue. Dans le cas des événements DIS à grand Q^2 nous ne disposons pas d'une telle référence. L'idée pour contourner cette difficulté consiste à utiliser une méthode de reconstruction cinématique faisant appel uniquement aux variables géométriques indépendantes, en première approximation, de la calibration absolue des échelles d'énergie électromagnétique et hadronique. En pratique les variables DIS peuvent être calculées uniquement en fonction des angles polaires θ_e et γ_h. L'énergie E_{DA} et l'impulsion transverse $P_{T,DA}$ sont obtenues par les formules suivantes:

[3] Notons que y_h est utilisée pour tester la qualité des algorithmes de soustraction des bruits de fond vers l'avant. Voir pour plus de détails §5.7.4.

Methode	**Electron**	**HFS (Jacquet-Blondel)**
$\delta_r Q^2$	$\delta_r E \oplus \delta\theta \tan\theta/2$	$\delta_r \Sigma_h \cdot \frac{y_h}{1-y_h} \oplus \delta_r P_{T,h}$
$\delta_r y$	$(\delta_r E \oplus \delta\theta \coth\theta/2) \cdot \frac{y-1}{y}$	$\delta_r \Sigma_h$
Methode	Σ	**Electron-Σ**
$\delta_r Q^2$	$\delta_r \Sigma_h \oplus \delta_r P_{T,e}$	$\delta_r Q_e^2$
$\delta_r y$	$(\delta_r \Sigma_h \oplus \delta_r \Sigma_e) \cdot (y_\sigma - 1)$	$\delta_r \Sigma_h (2y_\sigma - 1) \oplus \delta_r \Sigma_e \dot{2}(y_\sigma - 1)$

Table 4.1: La propagation des erreurs sur les variables de Bjorken Q^2 et y pour les différentes méthodes de reconstruction utilisées. Ici δ_r indique l'erreur relative et $\oplus$ la somme quadratique.

$$E_{DA} = \frac{2E_e \sin\gamma_h}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - sin(\theta_e + \gamma_h)}\,, \tag{4.9}$$

$$P_{T,DA} = \frac{2E_e}{\tan\gamma_h/2 + \tan\theta_e/2}\,. \tag{4.10}$$

Les variables de Bjorken sont reconstruites en utilisant les relations suivantes:

$$\begin{aligned} Q^2_{DA} &= \frac{4E_e^2 \sin\gamma_h (1-\cos\theta_e)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - sin(\theta_e + \gamma_h)}\,, \\ y_{DA} &= \frac{\sin\theta_e (1+\cos\gamma_h)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - sin(\theta_e + \gamma_h)}\,, \\ x_{DA} &= \frac{Q^2_{DA}}{s y_{DA}}\,. \end{aligned} \tag{4.11}$$

La méthode purement géométrique présuppose un respect parfait des relations de conservation d'énergie-impulsion (4.3, 4.4). Cette exigence restreint en conséquence son champ d'application aux événements particulièrement bien reconstruits et peu affectés par l'ISR.

4.1.3 Choix de la méthode de reconstruction

Lors du choix de la méthode de reconstruction on doit réaliser un compromis entre la résolution et les biais systématiques pour obtenir une mesure optimale des variables de Bjorken. Bien que de nombreuses études aient été menées à ce sujet [50, 123, 127], leurs résultats ne sont pas toujours directement transposables puisque le choix est dépendant du domaine cinématique particulier et des conditions expérimentales de l'analyse.

Pour pouvoir mener une étude comparative de différentes méthodes de reconstruction un échantillon d'événements a été généré avec le simulateur Monte Carlo `DJANGOH` (voir §2.4.4), puis la réponse du détecteur H1 a été simulée avec `H1SIM` et les événements reconstruits avec `H1REC` (voir §3.7). Pour chaque événement l'erreur relative $\delta_r Q^2$ définie par $\delta_r Q^2 = (Q^2_{rec} - Q^2_{gen})/Q^2_{gen}$, ainsi que $\delta_r y$ définie d'une façon analogue, est calculée avec les différentes méthodes de reconstruction. Nous obtenons alors une distribution de ces erreurs dans les différentes régions cinématiques en Q^2_{gen} et y_{gen}. Un exemple de la distribution de $\delta_r y$ est donné sur la figure (4.2.a-c) pour trois régimes en inélasticité différents. L'écart de la moyenne $\mu_{\rm rec}$ de cette distribution à 0 correspond au biais systématique induit par la méthode de reconstruction, alors que l'écart-type $\sigma_{\rm rec}$ donne la résolution. Dans la suite nous allons discuter la dépendance de ces paramètres de la méthode de reconstruction en nous aidant du tableau 4.1 ainsi que des résultats concernant la résolution en énergie de l'électron et du système final hadronique. Une étude plus détaillée à ce sujet sera présentée dans les chapitres 5 et 6, mais à ce stade il suffit de se souvenir de quelques valeurs intéressantes pour cette analyse: la résolution en énergie de l'électron - $4-6\%$ - et du HFS - $13-15\%$; l'incertitude sur la calibration absolue de l'énergie de l'électron - 1% et de l'énergie du HFS - $2-3\%$.

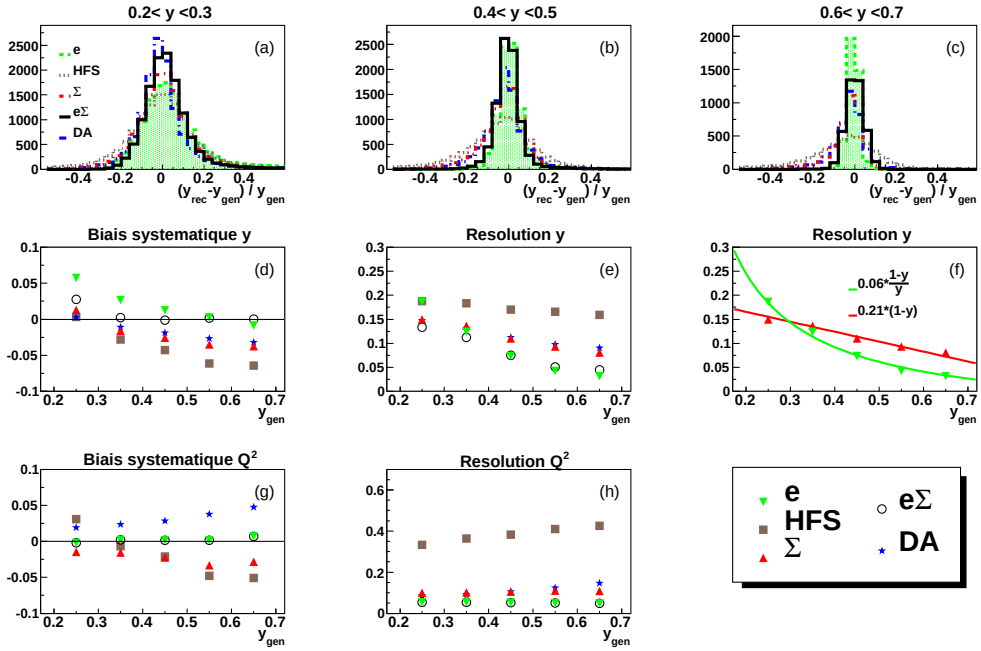


Figure 4.2: La reconstruction des variables de Bjorken Q^2 et y étudiée avec DJANGOH pour les différentes méthodes. Les graphiques (a, b, c) montrent à titre d'exemple les distributions d'erreurs de reconstruction sur y à bas, moyen et haut y_{gen}. La moyenne et l'écart-type des distributions d'erreurs de reconstruction sur y est donnée sur (d) et (e-f). La moyenne et l'écart-type des distributions d'erreurs de reconstruction sur Q^2 est donnée sur (g) et (h).

La dépendance de la valeur moyenne de $\mu_{\text{rec}}(Q^2)$ en fonction de y_{gen} est donnée sur la figure (4.2.g). En moyenne Q^2_Σ et Q^2_h sont reconstruits avec une valeur inférieure de $1-5\%$ à Q^2_{gen}. Cette différence s'explique par l'incertitude sur la calibration de l'énergie du HFS. Plus précisément le défaut systématique est relativement constant en fonction de y_{gen} pour Q^2_Σ et modulé par un facteur $y_h/(1-y_h)$ pour Q^2_h. On observe, comme attendu, la résolution particulièrement médiocre en Q^2 obtenue avec la méthode HFS, contrairement à celle obtenue avec la méthode Electron (et donc Electron-Σ). Cette dernière permet de reconstruire une valeur non biaisée de Q^2 avec une très bonne résolution comparable à la résolution de E_e.

La discussion concernant la reconstruction de y est très similaire. L'écart moyen de y_Σ et y_h $(1-6\%)$ par rapport à y_{gen}, donné en fonction de y_{gen} sur la figure (4.2.d), est dominé par la calibration insuffisamment précise de l'échelle d'énergie HFS. L'importance de cet écart est réduite pour Q^2_Σ par un facteur $1-y_h$. En fait le manque résiduel de l'impulsion transverse du HFS conduit ces méthodes à considérer un événement moins inélastiques qu'il ne l'est en réalité. Au contraire la méthode électron, sensible aux effets radiatifs réduisant l'énergie de l'électron incident et/ou diffusé, tend à surestimer l'inélasticité d'un événement. En revanche, comme on peut le constater sur (4.2.e), à l'exception de la méthode HFS toujours assez imprécise, la résolution de y obtenue avec les différentes méthodes est assez similaire. Par construction la méthode électron-Σ conduit à une compensation significative des effets de calibration et de résolution du HFS et de l'électron pour le régime en inélasticité qui caractérise notre analyse. Grâce à cette propriété remarquable

$y_{e\Sigma}$ est le meilleur estimateur de y_{gen}.

Il est intéressant de remarquer que la résolution sur y s'améliore lorsque les événements sont plus inélastique. Nous avons vérifié les prédictions théoriques de la dépendance $\sigma_r y = f(y)$ dans le cas des méthodes électron et Σ. Les résultats donnés sur la figure (4.2.f) confirment d'une part l'accord entre les lois de comportement simulées et prédites et d'autre part entre la résolution de y reconstruit avec les deux méthodes et celle de l'énergie de l'électron et du HFS.

Il apparait donc que c'est la méthode électron-Σ qui est optimale pour obtenir la mesure la plus précise des variables de Bjorken dans notre analyse: elle conduit à la meilleure résolution et n'introduit aucun biais systématique lors de la reconstruction. La méthode Double Angle quand à elle fournit une échelle de référence pour la calibration des échelles d'énergie de l'électron et du système final hadronique.

4.2 La reconstruction des jets à HERA

Après avoir rappelé la définition de jets utilisée à dans cette analyse, nous allons nous intéresser à la sensibilité des observables jet aux différents paramètres de l'algorithme d'agrégation.

4.2.1 L'algorithme d'agrégation

Les jets sont reconstruits dans le référentiel de Breit à partir de la liste des particules formant le système final hadronique. Nous utilisons l'algorithme d'agrégation k_T (voir §2.2.2), avec le choix standard du paramètre d'échelle $R = 1$. Les particules candidates sont recombinées avec le schéma P_T.

Le boost de Lorentz entre le référentiel du laboratoire et le référentiel de Breit est reconstruit pour chaque événement en utilisant le quadrivecteur q du photon virtuel. Il a été montré que la mesure la plus précise de q est obtenue à partir des variables de Bjorken reconstruites par la méthode électron-Σ [50]. L'énergie E_e^{reco} ainsi que les angles polaires θ_e^{reco} et azimutal ϕ_e^{reco} de l'électron diffusé sont calculés à partir des relations suivantes:

$$E_e^{\text{reco}} = \frac{Q^2}{4E_e^i} + E_e^i(1-y)\,, \tag{4.12}$$

$$\theta_e^{\text{reco}} = \arccos\frac{1-b}{1+b} \quad \text{avec} \quad b = 4E_e^{i2}\frac{1-y}{Q^2}\,, \tag{4.13}$$

$$\phi_e^{\text{reco}} = \phi_e\,. \tag{4.14}$$

4.2.2 La sensibilité face aux différents algorithmes d'agrégation

Le choix de la définition des jets influe directement sur la valeur de la section efficace. Puisque ce choix contient une part d'arbitraire il est important de bien interpréter la dépendance des observables en la définition exacte des jets. Pour cela commençons par rappeler quelques propriétés des algorithmes de jets décrits dans la section 2.2.

Dans un modèle naïf un jet provient d'un seul parton dur. Cependant compte tenu des divergences infrarouges et colinéaires dans le rayonnement QCD (cf. §2.1.3) cette association est ambigüe et dépendante *a priori* de l'algorithme de reconstruction. En fait, la définition du jet participe à la définition de l'observable. La modification de cette définition modifie aussi l'observable. Cependant les paramètres QCD (couplage fort et fonctions de structure), eux, restent indépendants de la définition des jets. Autrement dit, dans le cas idéal, les paramètres QCD mesurés doivent rester insensibles aux changements de la définition des jets à condition que la même définition soit appliquée aux données, aux simulations Monte Carlo et aux calculs NLO.

Dans ce paragraphe nous allons tester la sensibilité de la cinématique et de la structure des jets aux modifications des paramètres de l'algorithme d'agrégation: schéma de recombinaison et métrique. La sensibilité de la mesure de la constante de couplage α_s à ces paramètres sera étudiée dans le chapitre 8.

Impact du schéma de recombinaison

L'étude a été menée à partir des données en comptabilisant le nombre de total de jets reconstruits en fonction de la prescription de recombinaison. Les résultats consignés dans le tableau 4.2 indiquent une faible dépendance du nombre total des jets reconstruits, qui n'excède pas 1 à 4 %, à la modification de ce paramètre.

Schéma de Recombinaison	P_T	E_T	P_T^2	E_T^2	E
$N_{\text{INCL-JET}}^{\text{Scheme}}$	100	101	102	104	102

Table 4.2: Le nombre de jets reconstruits dans les données avec les différents schémas de recombinaison. La base est fixée à 100 pour le schéma de recombinaison P_T.

Impact du choix de la métrique

La métrique des algorithmes d'agrégation du type k_T, c'est-à-dire la distance d_{ij} entre deux particules i et j et d_{i0} entre a particule i et le reste du proton, a été définie dans le paragraphe 2.2.2 par la relation:

$$d_{ij} = \min\left(P_{T,i}^{2n}, P_{T,i}^{2n}\right)\frac{R_{ij}}{R_0}\,, \tag{4.15}$$

$$d_{i0} = P_{T,i}^{2n} \tag{4.16}$$

$$\text{avec} \quad R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2\ .$$

Le choix de la puissance entière n correspond à trois définitions différentes de jets chacune présentant un comportement qui lui est propre: $n = 1$ la définition k_T, $n = 0$ - *Cambrige/Aachen* et enfin $n = -1$ - anti-k_T. Les autres choix de n se ramènent au cas k_T ou anti-k_T [51].

Pour comprendre l'influence du choix de n sur la définition d'un jet considérons pour commencer un état final hadronique formé uniquement de deux particules *dures*, notées 1 et 2. Les particules sont agrégées dans un même jet si et seulement si $d_{12} < \min(d_{1,0}, d_{2_0})$. Trivialement cette condition revient à $R_{1,2} < R_0$ quelque soit le choix de n. Le comportement des trois algorithmes est alors identique et R_0 s'interprète comme le rayon géométrique du jet. Ajoutons maintenant aux particules primaires un certain nombre de particules molles comme indiqué sur la figure 4.3. L'ordre d'agrégation des particules est maintenant dépendant de la valeur de n:

- $n = 1$ (k_T): ce sont les particules les plus molles $P_{T,i} = P_{\min}$ qui seront recombinées d'abord;
- $n = 0$ (*Cambrige/Aachen*): ce sont les particules les plus proches qui seront recombinées d'abord;
- $n = -1$ (anti-k_T): ce sont les particules les plus dures $P_{T,i} = P_{\max}$ qui seront recombinées d'abord.

Cette différence de comportement est illustrée sur la figure 4.3. Nous partons d'une configuration où deux particules dures provenant probablement d'un même parton père sont accompagnées d'un nuage de radiation molle provenant de diverses sources: les produits du confinement, les événements superposés ou le bruit de fond calorimétrique. Dans le cas de l'algorithme k_T les particules les plus molles sont "aspirées" par les particules intermédiaires qui sont à leur tour recombinées aux particules de plus en plus dures pour former finalement un seul jet. Le jet k_T ramasse ainsi toute la radiation molle dans un rayon qui peut être nettement supérieur à R_0. Au contraire, dans une agrégation anti-k_T, la particule la plus dure aspire toute la radiation dans un cône de rayon R_0 et laisse à l'extérieur se former des jets mous. Les jets k_T sont dit à frontière irrégulière et adaptable à la radiation molle et anti-k_T à frontière fixe résistante à la radiation.

D'une manière plus formelle la surface de *captage* (pour *catchment area*) d'un jet est définie comme la région dans le plan $\eta \times \phi$ où la radiation molle sera *captée* par le jet [52]. Pour l'estimer,

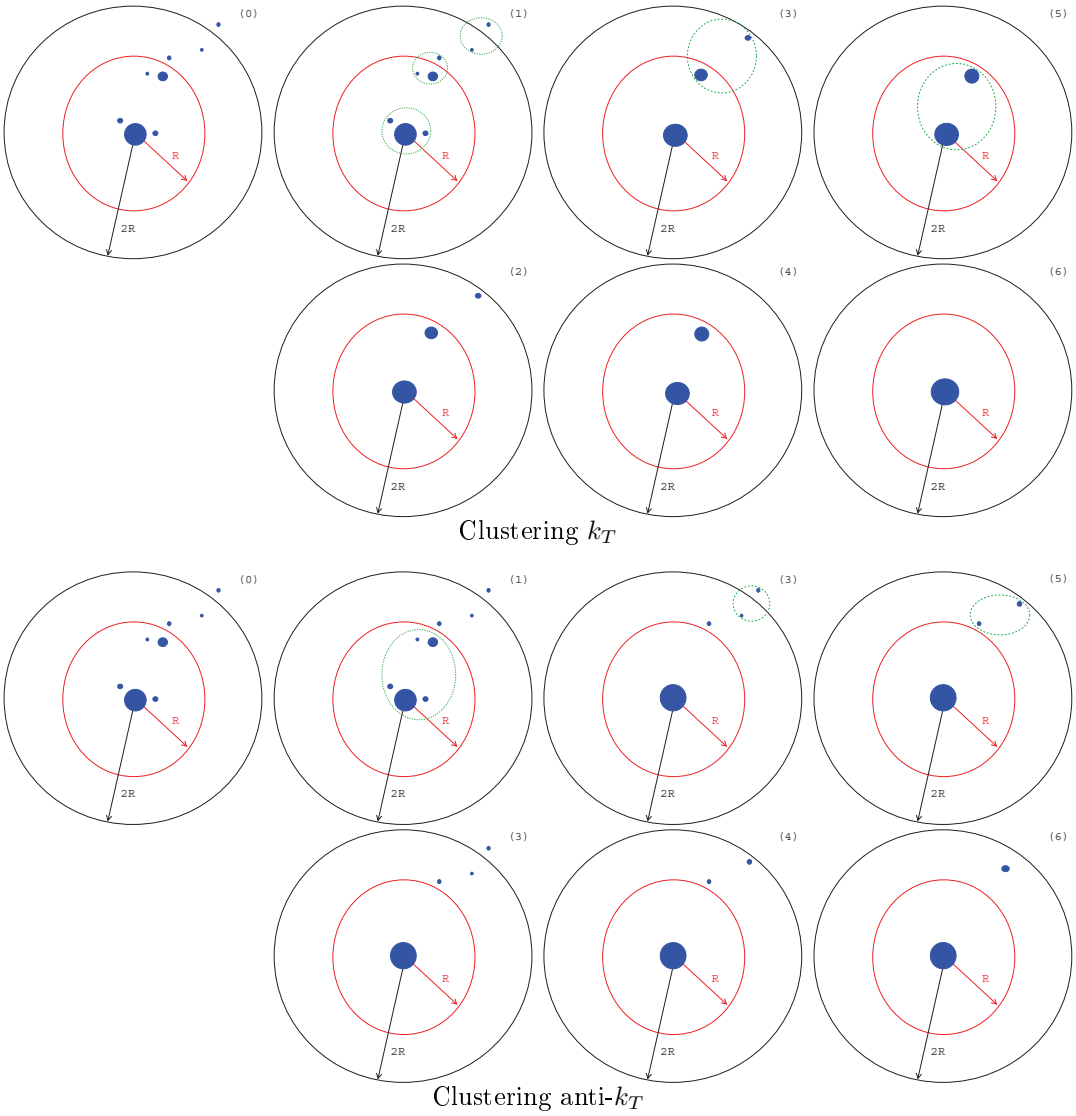


Figure 4.3: Exemple schématique de fonctionnement des algorithmes d'agrégation k_T et anti-k_T.

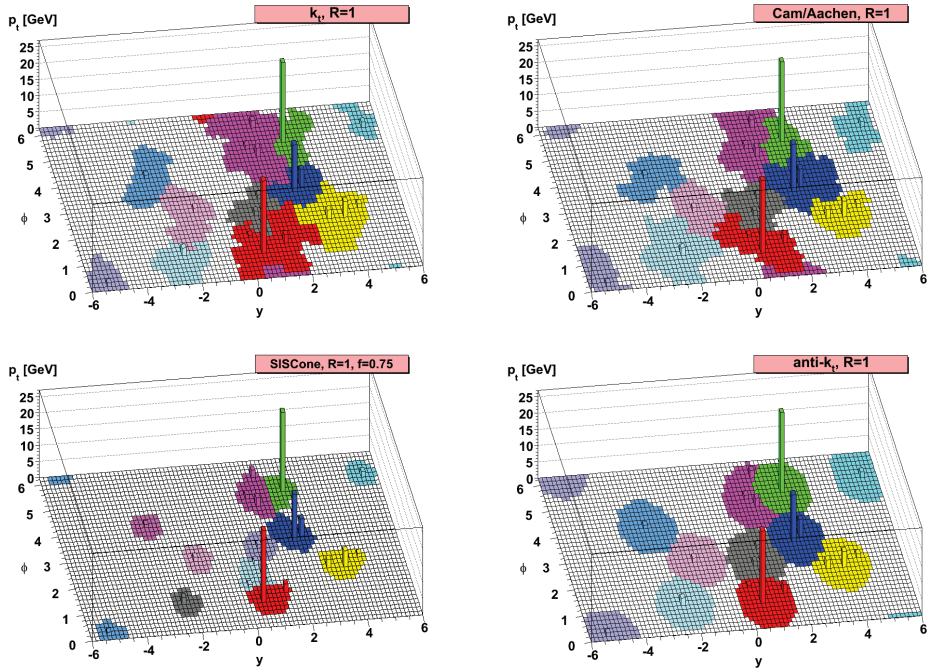


Figure 4.4: Exemple d'événements générés avec *HERWIG* et accompagné de fantômes aléatoirement générés. Les différentes couleurs représentent les jets avec leur aire de captage (source [51]).

en plus des particules physiques présentes dans un événement, l'espace des configurations est densément recouvert avec des particules *fantômes* d'impulsion infinitésimale aléatoirement réparties[4]. L'algorithme d'agrégation doit alors associer les *fantômes* aux jets durs s'ils sont dans leur surface de captage. Un exemple de la surface de captage des différentes définitions des jets est donné sur la figure 4.4. On observe un comportement commun de tous les algorithmes par rapport aux particules dures, mais un comportement très différent face au fond mou. Les jets k_T et *Cambrige/Aachen* sont irréguliers et s'étalent bien au delà du cône de rayon $R_0 = 1$. En revanche, les jets anti-k_T présentent une forme régulière d'un cône de rayon R_0 qui n'est altérée que par la présence d'autres jets durs au voisinage. Un comportement similaire est observé pour les jets *SISCone*.

A HERA nous disposons d'un environnement peu encombré propice à tester le comportement des différentes algorithmes. En particulier la calibration de l'échelle d'énergie absolue des jets est peu dépendante de la définition exacte contrairement aux collisionneurs purement hadroniques comme le Tevatron. L'étude suivante a été menée à partir des jets inclusifs réels ou simulés (Monte Carlo `DJANGOH` et `RAPGAP`) recombinés à partir des clusters et des traces (voir pour plus de détails le chapitre 6). La différence relative[5] entre les impulsions transverses dans le référentiel de Breit (P_T^B) des jets k_T et anti-k_T est donnée sur la figure 4.5 dans différentes régions en P_T^B. On observe une faible sensibilité des jets durs face à la définition de la métrique pour un R_0 fixé. Les jets contiennent approximativement les mêmes particules dures, mais les jets k_T captent légèrement plus de particules molles et sont par conséquent plus énergétiques. L'impact de ces particules se réduit avec l'impulsion transverse des jets. Le même comportement a été observé pour la

[4] Cette définition est dite active [52] puisque les fantômes peuvent se recombiner entre eux par opposition à la définition passive où les fantômes sont ajoutés un par un.

[5] Techniquement dans chaque événement les jets sont recombinés dans un cas avec l'algorithme k_T et dans un autre anti-k_T. Ils sont alors identifiés par ordre d'impulsions transverse décroissante et la différence relative des P_T^B est calculée pour le premier jet, second jet, etc. En produisant simultanément la différence des pseudorapidités dans le référentiel de Breit nous avons vérifié que les jets gardent dans plus de 90% du temps leur rang en P_T^B quelque soit la définition.

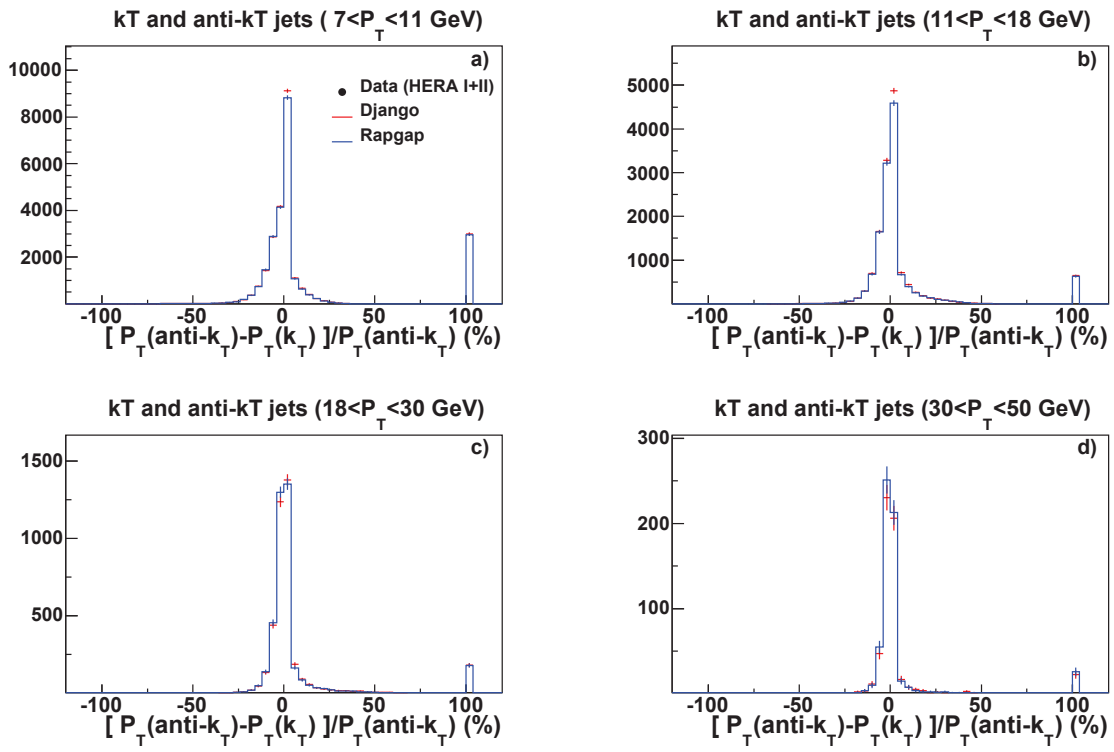
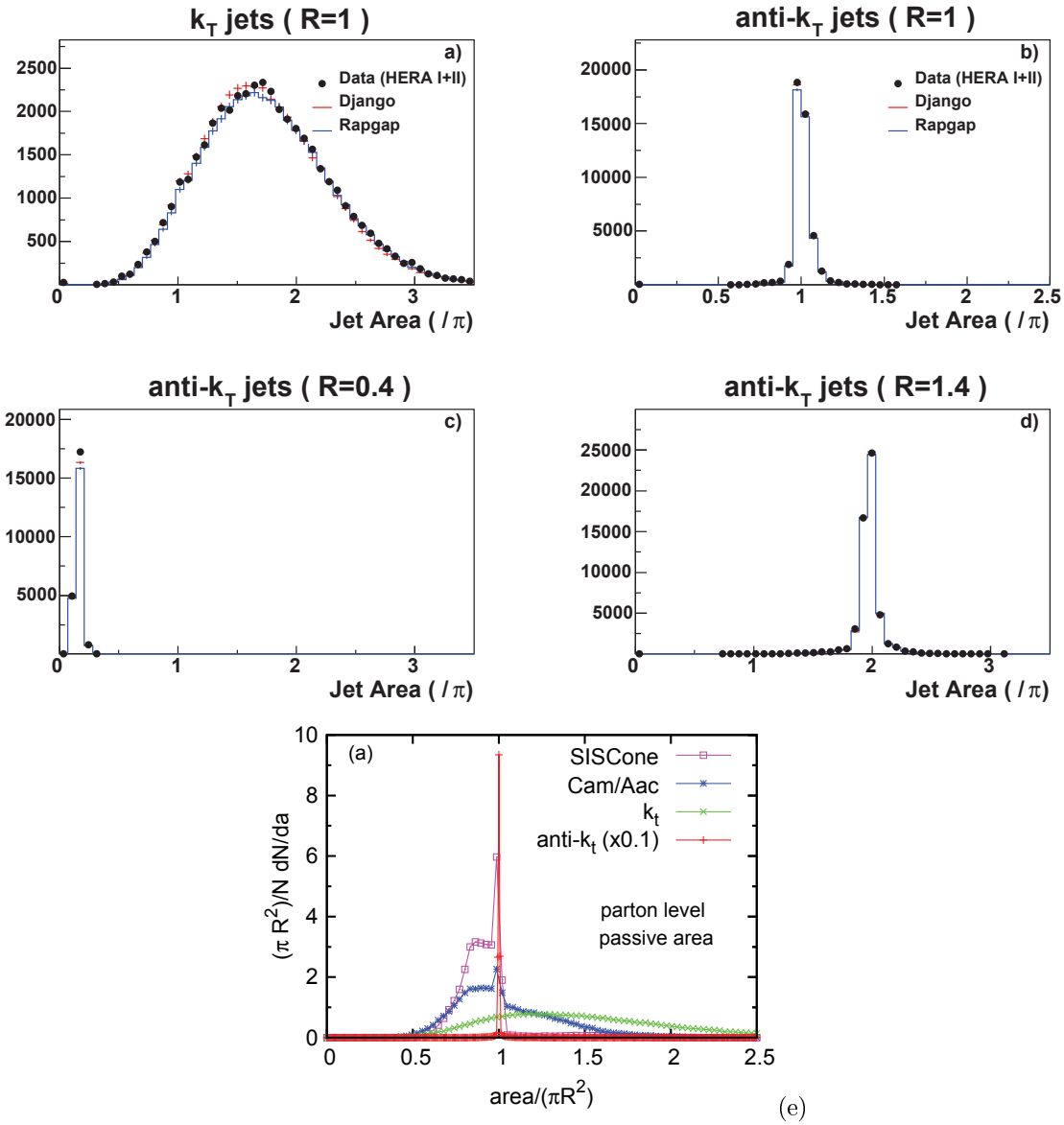


Figure 4.5: La différence relative en impulsion transverse dans le référentiel de Breit (P_T^B) des jets k_T et anti-k_T dans quatre régions en P_T^B correspondant au maillage de l'analyse. Le paramètre $R_0 = 1$. Bien que seul les MC soient représentés sur ce graphique le même comportement a été observé dans les données HERA I et HERA II.

pseudorapidité des jets.

L'air de captage des jets k_T, donné sur la figure 4.6, est en moyenne plus large que la surface d'un cercle de rayon $\pi R_0^2 = \pi$ et fluctue fortement d'un événement à l'autre. L'air des jets anti-k_T est au contraire très stable et piquée autour de la surface du cercle associé à son rayon. Ce résultat se confirme pour plusieurs rayons limites $R_0 = 0.2$, 1, 1.4 (fig. 4.6.b-d). La distribution des aires sont identiques dans la limite des incertitudes statistiques entre les données et les Monte Carlos. Ces résultats confirment les conclusions de l'étude statistique menée à partir d'une simulation des jets partonique dans les interactions p^+p^- au énergies du LHC (fig. 4.6.e), mais aussi les calculs théoriques fournis dans [52].

En conclusion on peut dire que le quadrivecteur des jets dans les événements DIS est peu dépendant à un rayon R_0 fixé de la définition exacte de la métrique. Il a été vérifié par ailleurs que la description des données par les simulations ne change pas significativement avec la valeur de R_0. En revanche la structure interne des jets et en particulier sa composante molle change avec la définition. Comme attendu les jets k_T montrent une frontière variable, adaptables à la radiation molle alors que les jets anti-k_T présentent un comportement rigide. Il a été proposé d'utiliser cette propriété dans les collisionneurs hadroniques pour soustraire événement par événement les bruits de fond et les interactions secondaires superposées [52]. A HERA c'est l'impact du bruit électronique dans le calorimètre (voir §3.3.2) qui pourrait être soustrait de cette manière. L'étude de la nouvelle classe de définitions de jets initiée dans le cadre de cette analyse est donc appelée à être poursuivie à HERA.



(e)

Figure 4.6: Les air de captage des jets k_T (a) pour $R_0 = 1$ et anti-k_T pour $R = 0.4$ (b), $R = 1.0$ (c) et $R_0 = 1.4$ (d) obtenues avec les données HERA I+II ainsi que les MC `DJANGOH` et `RAPGAP`. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données. La dernière figure représente l'air de captage des jets partoniques simulés dans les événements p^+p^- aux énergies du LHC (source [51]).

Chapter 5

Sélection des événements DIS NC

Dans ce chapitre nous allons présenter la procédure de sélection des événements DIS en courant neutre qui sont caractérisés par la présence d'un électron diffusé ajusté au vertex primaire de l'interaction. Dans un premier temps, après avoir expliqué le choix des périodes de prise de données, nous discuterons les méthodes d'estimation de l'efficacité du déclenchement des événements DIS NC. Dans un second temps nous allons présenter l'algorithme d'identification de l'électron diffusé, discuter la reconstruction du vertex et les conditions d'ajustement entre l'électron et le vertex. Enfin nous allons résumer la procédure de reconstruction et de calibration du quadrivecteur de l'électron. La dernière partie est consacrée à la procédure de réjection des bruits de fond. Un résumé des coupures de sélection des événements DIS en courant neutre conclut le chapitre.

5.1 La sélection des données H1

5.1.1 Les données H1

Les données prises par le détecteur H1 utilisées dans cette analyse proviennent de 2 périodes libellées HERA-I (1992-2000) et HERA-II (2002-2007). Chaque période se subdivise en sous périodes caractérisées par la polarité du lepton utilisé dans les collisions positron e^+ ou électron e^-. Le changement de leptons est une procédure complexe qui exige de la part de HERA quelques semaines d'adaptation de l'optique dans les zones d'interaction. Cette période est souvent mise à profit pour des changements de paramètres des faisceaux ou des mises à jour et réparation des détecteurs (pour l'histoire de la prise de données par HERA voir 3.1.4). Le tableau 5.1 recense les périodes globales de prise de données de HERA à grande énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ utilisées dans cette analyse, alors que la figure 5.1 fournit la luminosité accumulée par H1.

Période	Lepton	E_p	$\sqrt{s}$	Runs	L_{phys}	L_{anl}
HERA-I					**68**	**60**
99-00	$e+$	920	318.4	244968 - 279584	68.2	60.1
HERA-II					**449**	**335**
04	$e+$	920	318.7	367253 - 392213	60.3	50.1
05	$e-$	920	318.7	399098 - 436893	167.8	98.3
06	$e-$	920	318.7	444070 - 466997	69.7	54.7
06-07	$e+$	920	318.7	468529 - 500611	150.8	132.2
HERA					**517**	**395**

Table 5.1: Les principales périodes de prise de données de HERA à partir de 1999. La luminosité L_{phys}, donnée en pb^{-1}, représente les données disponibles pour l'analyse physique et L_{anl} effectivement utilisée dans notre analyse jets (pour les définitions voir 5.1.2) [110].

La prise de données entre 1992 et 1998 ont permis d'accumuler une luminosité 53 pb^{-1} qui

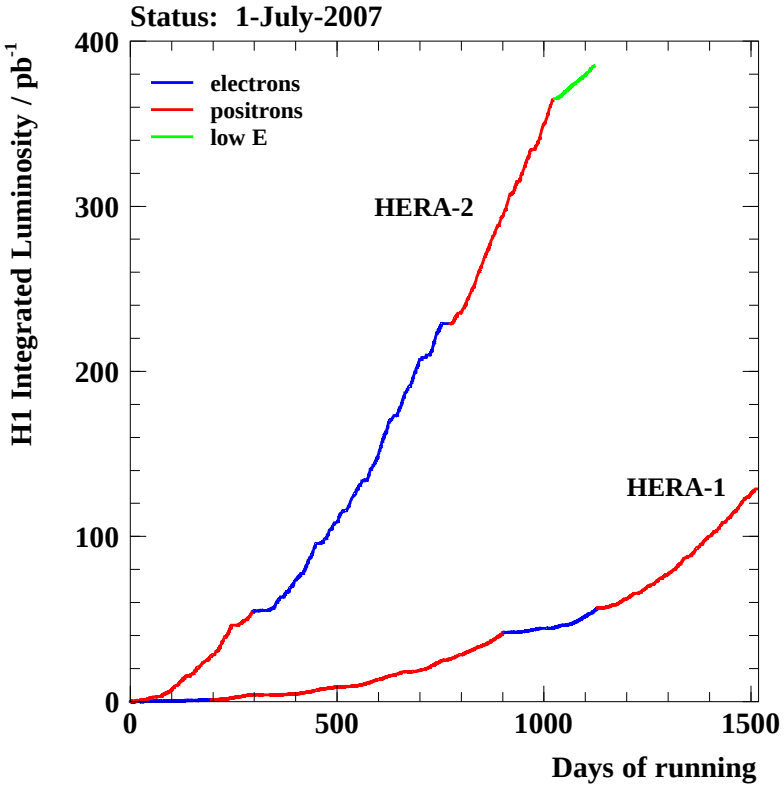


Figure 5.1: La luminosité utilisable pour les analyses physique accumulée par H1 entre 1992 et 2007 (source [110]).

a servi à plusieurs analyses jets à grand Q^2 ([4] et la thèse associée [50]). Pour ces analyses les erreurs statistiques ont représenté la source principale des incertitudes sur les sections efficaces pratiquement dans tout le domaine cinématique. Par ailleurs un volume de données accru permet une meilleure compréhension et calibration du détecteur. De nombreuses analyses jets publiées récemment portent sur les données HERA-I 99-00 dont notamment [5, 84]. Enfin cette analyse porte principalement sur le lot de données HERA-II (2004-2007) qui représentent cinq fois le lot HERA-I 99-00 (voir la figure 5.1 et le tableau 5.1). Nous avons vérifié cependant que les différences de conditions expérimentales entre HERA I 99-00 et HERA II sont suffisamment ténues pour pouvoir combiner les donnés issues des deux lots, ce qui permet d'accroitre la statistique disponible. Le lot de données[1] HERA disponible pour cette analyse est d'approximativement 400 pb^{-1}.

5.1.2 Sélection des runs et calcul de la luminosité

Une fois que les périodes globales de prise de données ont été choisies, une sélection des runs est opérée à l'intérieur de chaque période. Un run est caractérisée par un état donné de lecture des détecteurs et du système de déclenchement. Il est relancé chaque fois que l'un d'eux est modifié pour des raisons ayant attrait aux conditions de fonctionnement de la machine (pics de bruit de fond physique, ajustement des faisceaux etc.). Par définition, un run ne dépasse jamais la durée d'une heure. La base de données H1 accessible en ligne contient l'ensemble des informations sur les runs ainsi que sur l'état des hautes tensions (HV) des détecteurs mis à jour toutes les 10 secondes. Il convient de remarquer qu'en mode *luminosité* leur fluctuations peuvent être très fréquentes si

[1] Par souci de simplicité nous appellerons dorénavant la période HERA-I 99-00 simplement HERA-I. L'ensemble des donnés prises entre 1999 et 2007 sera libellé simplement HERA.

les conditions de faisceaux sont mauvaises. La haute tension d'un détecteur peut être éteinte et rallumée plusieurs fois au cours d'un run.

Du point de vue de la présélection des données un run est caractérisé par son type, sa qualité, sa luminosité ainsi qu'un mot logique contenant les bits associés aux détecteurs inclus dans la lecture et des éléments du déclenchement allumés.

Le type est défini par le mode de prise de données et la configuration du système de déclenchement. Le mode principal est le run physique (les autres étant run cosmique, protons uniquement, électrons uniquement etc.). La qualité est définie par un ensemble de critères qualifiant entre autre l'état de l'environnement physique au point d'interaction (taux de bruit de fond), la qualité des faisceaux (temps de vie des faisceaux, la taille des satellites dans le faisceau protons) et l'état des principaux détecteurs (état des hautes tensions et fréquence de leurs extinctions). Le classement se fait d'une façon automatique, sauf dans certains cas limites où une intervention à posteriori est nécessaire. Trois catégories sont définies *mauvaise, moyenne, bonne* (pour *poor, medium, good*). Les runs sont considérés comme *mauvais* si deux (ou plus) des détecteurs principaux (calorimètres LAr, SPACAL, trackers CJC ou luminomètre) n'étaient pas en mode *lecture*. En règle générale la qualité des données est moins bonne au début d'une période de prise de données qu'à la fin.

Le calcul de la luminosité et de sélection des runs sont fait en trois étapes d'une façon consistante avec le reste de l'analyse en se basant sur les informations contenues dans la base de données:

- La présélection des runs se fait en exigeant la présence dans la lecture d'une part des sous-détecteur nécessaires à l'analyse et d'autres part la présence dans le système de déclenchement des *subtriggers* servant à sélectionner les données;
- Les runs sont rejetés si ils sont de qualité *poor* ou si ils sont trop courts (moins de 1 nb^{-1} de luminosité accumulée). Il est également possible de rejeter des runs en cas de mauvais fonctionnement de un ou plusieurs détecteurs;
- La luminosité totale est l'intégrale sur le temps de la luminosité instantanée, en prenant en compte uniquement les périodes pendant lesquelles la haute tension des sous-détecteurs requis est allumée.

5.1.3 La sélection des runs pour l'analyse DIS NC à grand Q^2

La diffusion inélastique profonde en courant neutre à grand Q^2 et y intermédiaire est caractérisée par la présence d'un électron énergétique et d'un ensemble de jets hadroniques diffusés dans la région centrale du détecteur H1. Cette topologie est parfaite pour l'acceptance du tracker central CTD et du calorimètre à l'argon liquide LAr. Les sous-détecteurs exigés en mode lecture pour la sélection de runs sont les trackers CJC1-2, la chambre proportionnelle CIP ainsi que LAr. Les trackers centraux sont indispensables à la reconstruction des particules chargées, le calorimètre à l'Argon Liquide à la mesure de l'ensemble du système final hadronique et au système de déclanchement qui requiert les informations provenant de la chambre proportionnelle CIP. Enfin le détecteur de luminosité LUMI et le système de mesure du temps de vol ToF doivent être actifs. La borne inférieure en Q^2 de notre analyse est choisie de sorte à ce que l'électron soit diffusé dans le calorimètre LAr.

Le déclenchement du système d'acquisition de données (DAq) de H1 avec les événements DIS à grand Q^2 se fait en recherchant l'électron diffusé dans le LAr. Le *subtrigger*[2] S67 repose sur l'élément trigger LAr_electron_1 (5.2.a) conçu à cet effet, avec des conditions de bon timing T0 (5.2.b) et de rejection de bruits de fond reposant sur les conditions VETO fournies par ToF-VETO (5.2.c-d) et CIP-VETO (5.2.e) (voir §3.6 pour la définition des *trigger elements*). Formellement S67 est défini par

$$S67 \;=\; \text{LAr_electron_1} \;\&\&\; \text{VETO} \;\&\&\; \text{T0} \tag{5.1}$$

[2] Dans l'expression du mot logique du *subtrigger* nous utilisons les notations "&&" pour un ET, "||" pour un OU non exclusif et "!" pour un NON.

ou sous forme plus complète par:

$$
\begin{aligned}
S67 \;=\; & LAr_electron_1 \;\&\& \quad \text{(a)} \\
& (CIP_T0 \;\|\; (LAr_T0 \;\&\&\; !CIP_T0_next_BC)) \;\&\& \quad \text{(b)} \\
& (!VETO_BG \;\&\&\; !BToF_BG \;\&\&\; !SToF_BG) \;\&\& \quad \text{(c)} \\
& (FIT_IA \;\|\; !FIT_BG) \;\&\& \quad \text{(d)} \\
& (CIP_mul > 7 \;\&\&\; CIP_sig == 0) \quad \text{(e).}
\end{aligned} \tag{5.2}
$$

Compte tenu du seuil important de sélection de l'électron qui se situe aux alentours de 11 GeV d'énergie déposée, S67 a un taux de déclenchement faible (de l'ordre de 1 par minute).

Un petit nombre d'événements non déclenchés par le S67 peuvent être récupérés par le subtrigger S77:

$$
\begin{aligned}
S77 \;=\; & LAr_Etmiss > 1 \;\&\& \\
& CIP_T0 \;\&\& \\
& (!BToF_BG \;\&\&\; !SToF_BG) \;\&\& \\
& (FIT_IA \;\|\; !FIT_BG) \;\&\& \\
& !\,(CIP_mul > 7 \;\&\&\; CIP_sig == 0)
\end{aligned} \tag{5.3}
$$

qui utilise comme critère principal la valeur de l'énergie manquante au dessus de quelques GeV (le *trigger element* $\mathrm{LAr}_{\mathrm{Etmiss}} > 1$). Initialement S77 a été conçu pour détecter les événements DIS en courant chargé. Cependant l'impulsion transverse manquante peut apparaître soit à cause des défauts de mesure du HFS soit à cause de la saturation du FADC 8 bits d'une BT par un électron énergétique. Cependant, le nombre d'événements déclenchés par S77, mais pas par S67 reste assez faible (0.1%).

En conclusion, les runs sont acceptés dans cette analyse si et seulement si les sous-détecteurs CJC1-2, LAr, CIP, ToF, VETO et LUMI sont en mode lecture et les subtriggers S67 et S77 inclus dans le système de déclenchement.

5.2 Etude et correction de l'efficacité de déclenchement

Un subtrigger idéal, non downscalé, permet de collecter tous les événements produits pendants les collisions dans le canal pour lequel il a été conçu. Dans la réalité certains événements qui auraient dû être déclenchés ne le sont pas à cause des imperfections du détecteur et du système de déclenchement. Connaître le taux des événements réellement collectés parmi ceux qui auraient du l'être est nécessaire pour corriger la section efficace mesurée. L'estimation de l'efficacité de déclenchement d'un subtrigger met à profit une certaine redondance du système de déclenchement. Ainsi il existe des subtriggers dit moniteurs, qui sont redondants avec le subtrigger étudié, mais basé sur des informations indépendantes et souvent plus permissifs de sorte qu'ils doivent être downscalés. L'efficacité $\varepsilon_{\mathrm{TRIG}}$ peut alors être obtenue en calculant le taux d'événements déclenchés par le subtrigger étudié, $N\,(\mathrm{TRIG})$ parmi tous les événements déclenchés par le subtrigger moniteur $N\,(MON)$:

$$
\varepsilon_{\mathrm{TRIG}} = \frac{N\,(\mathrm{TRIG} \cap \mathrm{MON})}{N\,(\mathrm{MON})}\,. \tag{5.4}
$$

L'estimation de l'efficacité du subtrigger S67 est une procédure complexe puisque le système de déclenchement de H1 ne dispose pas d'un élément trigger de type moniteur unique permettant d'estimer l'inefficacité des trois éléments de l'équation (5.1) en une seule étape. Nous avons donc procédé à une estimation d'inefficacité de chaque élément séparément. Notons par ailleurs que les MC, utilisés pour la correction des effets de détection, sont simulés sans prendre en compte les imperfections du système de déclenchement. Pour pallier à ce défaut l'inefficacité de déclenchement doit être prise en compte dans les simulations sous forme de coefficient de pondération estimé à partir des données et appliqué à la reconstruction.

5.2.1 L'inefficacité du VETO

Un certain nombre d'événements DIS à grand Q^2 sont rejetés par la condition VETO si ils sont superposés à des bruits de fond, telles que les collisions entre le faisceau de protons et le gaz résiduel. Pour estimer l'efficacité de la condition VETO, $\varepsilon_{\mathrm{VETO}}$, il existe un subtrigger moniteur fortement pondéré (S57) car il est identique à S67, mais sans la condition VETO: S67 = S57&&VETO. En utilisant la relation (5.4) nous obtenons $\varepsilon_{(\mathrm{VETO})}$ par:

$$\varepsilon_{\mathrm{VETO}} = \frac{N\,(\mathrm{S67} \cap \mathrm{S57})}{N\,(\mathrm{S57})}\,. \tag{5.5}$$

Notons que le taux de ces superpositions dépendant de l'état de la machine, mais est *a priori* indépendant de la physique étudiée. Par conséquent l'efficacité (VETO) est estimée uniquement comme une fonction de la période de prise de données. Sa valeur varie entre 98.5% et 99.5% et atteint pratiquement 100% pour la période HERA compte tenu des meilleurs conditions de bruits. L'efficacité (VETO) est simulée dans les MC en appliquant $\varepsilon_{\mathrm{VETO}}$ comme facteur de normalisation. Une incertitude systématique de 0.5% sur la normalisation des sections efficaces est associée à cette procédure.

5.2.2 L'efficacité du LAr_electron_1 et du T0

L'estimation de l'efficacité des éléments LAr_electron_1 et T0 est plus complexe que celle de l'élément VETO puisque nous ne disposons pas de subtrigger moniteur approprié. L'idée directrice pour estimer l'efficacité dans une telle situation consiste à identifier dans l'ensemble des événements déclenchés par un subtrigger TRIG deux sous-ensembles aux critères de déclenchement indépendants TRIG1 et TRIG2 et de les utiliser à tour de rôle comme subtrigger moniteurs monitorer mutuellement. Ainsi les efficacités absolues de TRIG1 et TRIG2 sont obtenues par les relations (5.6.a et b) et l'efficacité totale de TRIG par la relation (5.7) via le théorème de Bayes:

$$\varepsilon_{\mathrm{TRIG1}} = \frac{N\,(\mathrm{TRIG1} \cap \mathrm{TRIG2})}{N\,(\mathrm{TRIG2})} \quad \text{(a)},$$

$$\varepsilon_{\mathrm{TRIG2}} = \frac{N\,(\mathrm{TRIG1} \cap \mathrm{TRIG2})}{N\,(\mathrm{TRIG1})} \quad \text{(b)}, \tag{5.6}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{TRIG}} = \frac{\mathrm{N(TRIG2)}}{\varepsilon_{\mathrm{TRIG2}}}\,. \tag{5.7}$$

L'efficacité de T0, $\varepsilon_{\mathrm{T0}}$, peut alors être obtenue en distinguant les conditions de temps produites par CIP_T0 et par LAr_T0, qu'on associe respectivement à TRIG1 et TRIG2. Le calcul de l'efficacité de LAr_electron_1 nécessite de rappeler quelques détail du fonctionnement du trigger LAr. L'élément de déclenchement LAr_electron_1 est activé si l'énergie déposée dans la partie électromagnétique d'au moins une des *Big Tower* (BT) a dépassé un seuil de l'ordre de quelques GeV (Le découpage du calorimètre LAr en 14 groupes de BT est donné sur la figure 5.2.a). Cette énergie peut être déposée, soit dans la partie EM par un électron (ensemble BT_ELEC) soit dans la partie EM et HAD par le système final hadronique (ensemble BT_HFS), soit par les deux (voir l'événement de la figure 5.3).

Afin d'identifier BT_ELEC et BT_HFS, on calcule dans le plan $z \times \phi$ la distance entre les coordonnées du point d'impact de l'électron à l'entrée du calorimètre LAr (z_{imp}, ϕ_{imp}) et les coordonnées du barycentre du BT activé (ϕ_{BT}, z_{BT}). L'exemple de la distribution de ces distances est donné sur la figure 5.2.b: les événements déclenchés par l'électron diffusé se regroupent au centre, alors que ceux déclenchés par le HFS se situent de part et d'autre hors des limites définies par $|\phi_{BT} - \phi_{imp}| > 50°$.

Finalement l'efficacité de l'élément de déclenchement de LAr_electron_1, $\varepsilon_{\mathrm{LAr_electron_1}}$, a été calculée par la relation (5.7) en associant à TRIG1 et TRIG2 les conditions BT_ELEC et

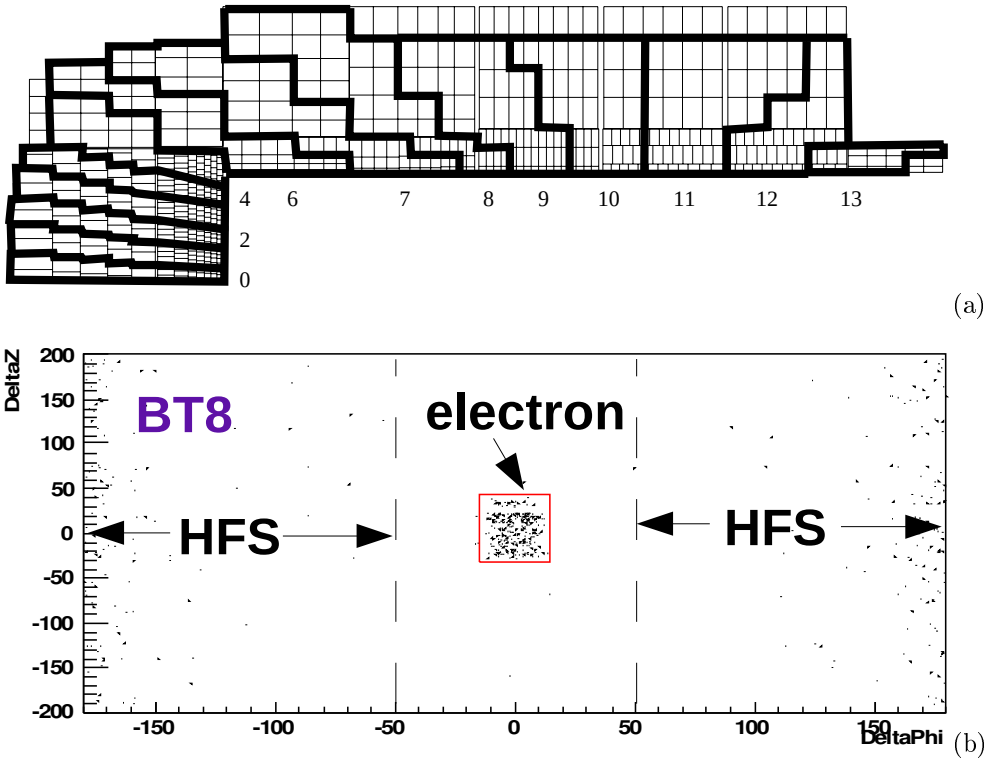


Figure 5.2: Le découpage des *Big Tower* (contours clairs) en 14 Groupes (contours noirs) dans le plan $r \times z$ (a) (source [97]). Un exemple du découpage (groupe de *Big Tower* numéro 8) entre les événements déclenchés par l'électron et le HFS dans le plan $\Delta\phi \times \Delta z$, ($\Delta\phi = \phi_{\mathrm{BT}} - \phi_{\mathrm{imp}}$, $\Delta z = z_{\mathrm{BT}} - z_{\mathrm{imp}}$) (b) (source communication interne de Shiraz Habib).

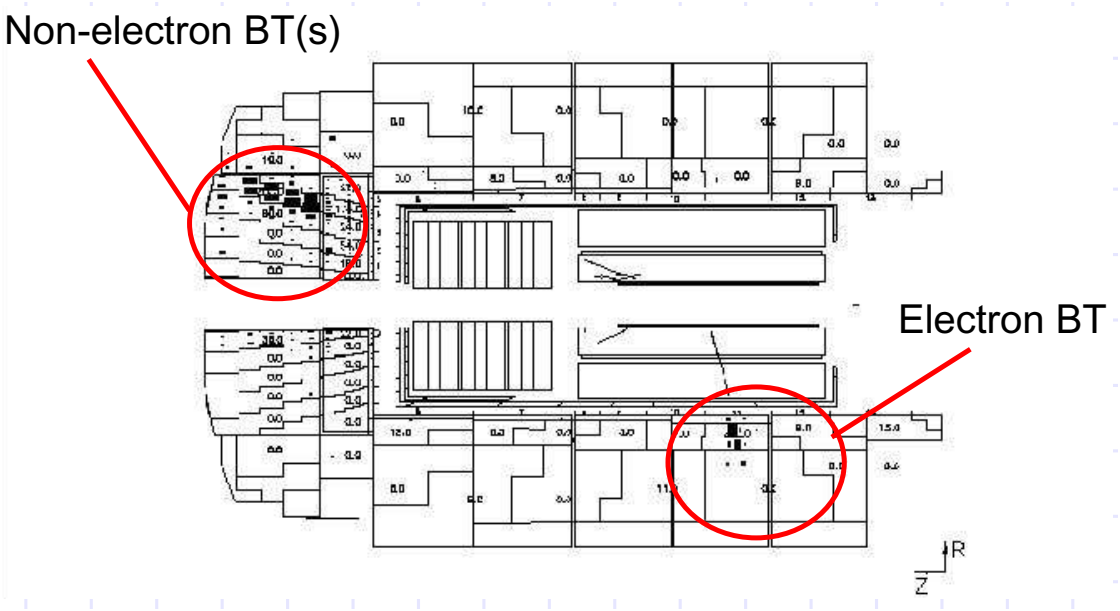


Figure 5.3: Exemple d'un événement où S67 a été déclenché par l'électron diffusé et le HFS (source communication interne de A. Nikifirov).

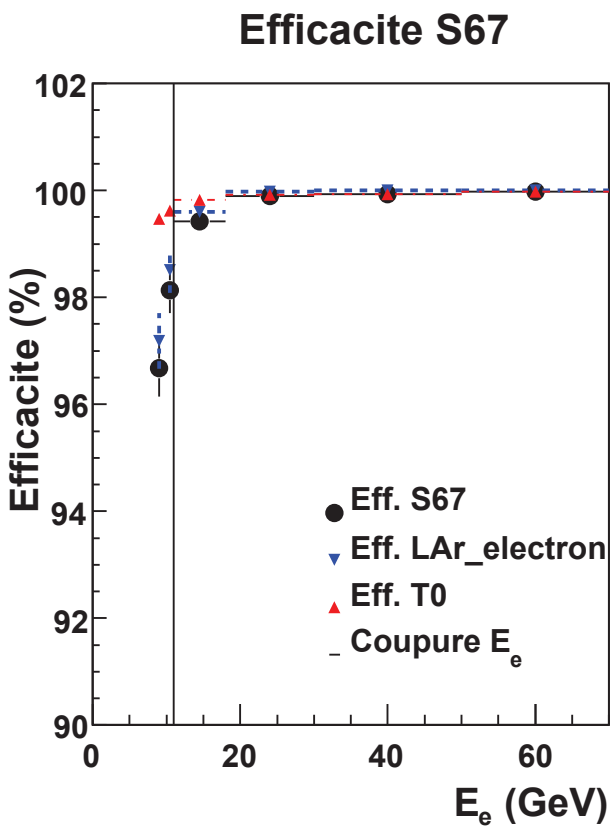


Figure 5.4: L'efficacité du subtrigger S67 ainsi que de ses composantes LAr_electron_1 et T0 en fonction de l'énergie de l'électron E_e.

BT_HFS. L'efficacité du subtrigger S67, ε_{S67}, une fois les effets de la condition VETO corrigés, est simplement le produit des efficacités de déclenchement de LAr_electron_1 et de $T0$:

$$\varepsilon_{S67} = \varepsilon_{\mathrm{LAr_electron_1}} \cdot \varepsilon_{\mathrm{T0}}. \tag{5.8}$$

Par construction, l'énergie de l'électron diffusé E_e est la variable principale dont doit dépendre l'efficacité du S67. La figure 5.4 montre l'efficacité de déclenchement de S67 et de deux composantes LAr_electron_1 et T0. On observe que les deux efficacités dépassent 99.5% au dessus de $E_e =$ 11 GeV, alors qu'en dessous $\varepsilon_{\mathrm{LAr_electron_1}}$ décroit significativement contrairement à $\varepsilon_{\mathrm{T0}}$. Nous imposons en conséquence dans notre sélection la coupure en énergie de l'électron:

$$E_e > 11 \text{ GeV}. \tag{5.9}$$

Une efficacité de déclenchement de $\approx 100\%$ en fonction de E_e au dessus de $E_e = 11$ GeV cache des inhomogénéités locales de réponse entre les différentes *Big Towers* qu'on peut localiser dans le plan $\phi \times z$. La réponse des BT dépend en fait de l'état du calorimètre à l'argon liquide et de son électronique d'acquisition qui varie légèrement au cours du temps. Ces effets sont par conséquent étudiés séparément pour chaque période de prise de données. La distribution typique de l'efficacité du subtrigger *S67* en fonction de $(\phi_{\mathrm{imp}}, Z_{\mathrm{imp}})$ est présentée sur la figure 5.5. Le maillage en face d'entrée du calorimètre est fait avec des mailles de 5 cm en z et 22.5° (un demi-octant d'une roue calorimétrique) en ϕ. Les zones hachurées, qui correspondent aux régions qui présentent des défauts de déclenchement ($\varepsilon_{\mathrm{S67}} < 98\%$), sont supprimées de la sélection. L'efficacité résultante après toutes les coupures et considérée comme proche de 100%, la faible différence étant négligée par la suite.

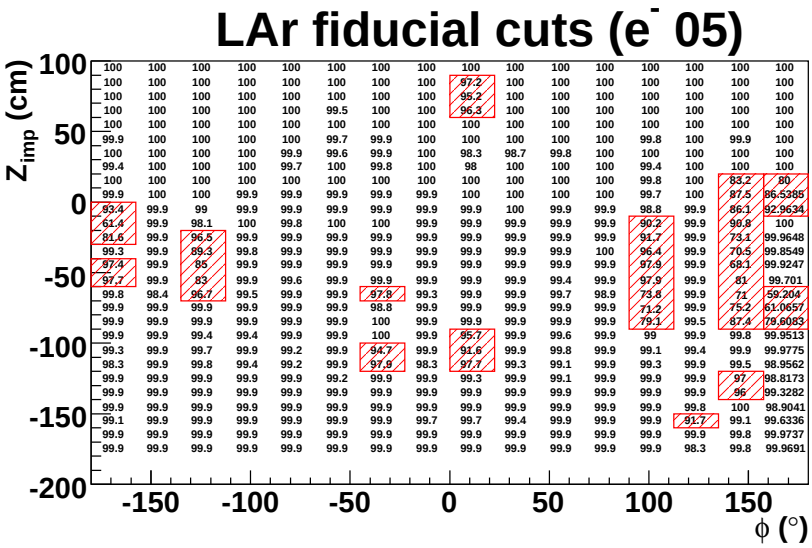


Figure 5.5: Exemple d'efficacité du *subtrigger* S67 dans le plan $\phi_{\text{imp}} \times z_{\text{imp}}$ avec $E_e > 11$ GeV pour la période e^-05. Les zones hachurées en rouge correspondent aux coupures fiducielles.

5.3 L'identification de l'électron diffusé

Les événements DIS NC à grand Q^2 sont caractérisés par la présence de l'électron diffusé dans le calorimètre LAr. Pour un petit nombre d'événements à un Q^2 proche de 150 GeV^2 l'électron diffusé peut être détecté dans le SPACAL si la collision se produit avant le vertex nominal ($z < 0$). Ils sont éliminés de la sélection par la condition sur Z_{imp}:

$$-190 < Z_{\text{imp,e}} \,. \tag{5.10}$$

Expérimentalement, l'électron diffusé est observé comme une trace chargée dans les trackers ainsi qu'un dépôt d'énergie isolé et très compact dans le calorimètre électromagnétique. L'algorithme communément utilisée dans H1 pour identifier les clusters électromagnétiques (désignés comme *candidats électrons*), s'appelle `QESCAT` [125, 126]. Si l'algorithme identifie plusieurs candidats électron, c'est le plus énergétique qui est associé à l'électron diffusé.

Le but de l'algorithme est d'identifier les bons candidats pour une gerbe électromagnétique de l'électron diffusé en parcourant l'ensemble des clusters identifiés dans la partie EM du LAr. L'identification se fait selon un ensemble d'estimateurs (7 en tout) caractérisant la gerbe tel qu'elle a été décrite dans le paragraphe 3.3.1. Un cône d'un demi-angle au sommet de 7.5° dans le plan $\eta - \phi$ (plusieurs rayons de Molière) est établi autour de l'axe reliant le centre de gravité de cet amas au vertex reconstruit de l'interaction. La totalité de l'énergie disponible dans cette enveloppe est associée au cluster initiateur. Le cluster est considéré comme bon candidat pour une gerbe électronique si il est suffisamment compact et énergétique (quelques GeV) contenu presque entièrement dans la partie EM du LAr et isolé du reste du système final hadronique (aucune particule énergétique du HFS présente dans un cône de rayon $R = 0.5$).

L'efficacité de l'algorithme `QESCAT` est testée en la monitorant avec une méthode alternative indépendante basée sur les traces[3] décrite dans [127]. Dans les octants du calorimètre LAr les électrons sont identifiés avec une efficacité de 99.5%. Cependant entre les octants dans les zones mortes ($\phi - crack$ décrits dans §3.3.2) elle tombe en dessous de 30%. Par ailleurs, l'efficacité reste faible entre les roues CB2 et CB3 qui se situe pratiquement à la verticale du vertex moyen des

[3] L'efficacité propre de cette méthode est insuffisante pour servir directement d'outil d'identification alternative.

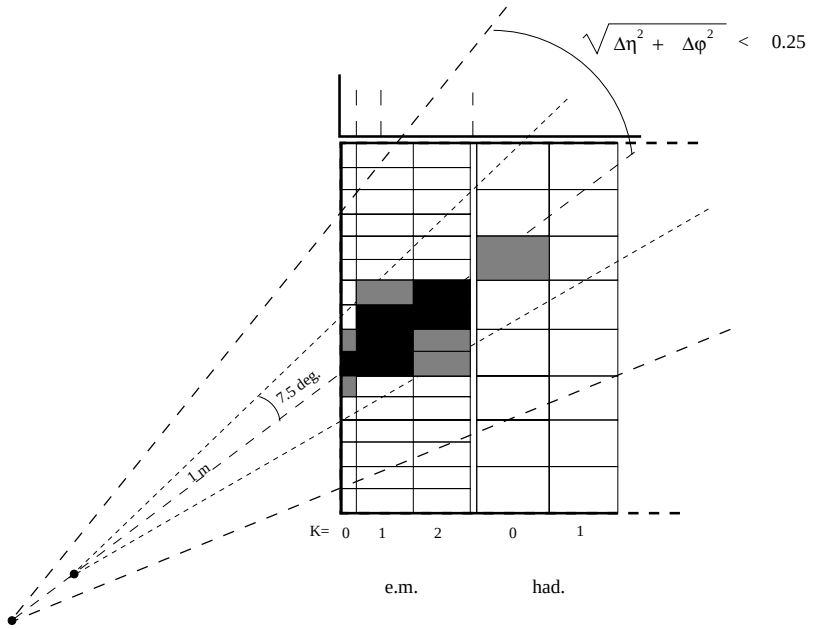


Figure 5.6: Vue schématique du signal d'un électron dans le calorimètre LAr, le cône du cluster et le cône d'isolation sont représentés (source [125]).

interactions. En effet l'électron arrivant dans les interstices peut échapper à la partie électromagnétique du LAr pour atteindre directement la partie hadronique où la faible granularité ne permet pas de le distinguer d'un hadron. Ces régions sont supprimées du lot de données sélectionnées par les coupures:

$$Z_{\mathrm{imp,e}} < 15 \text{ ou } Z_{\mathrm{imp,e}} > 25 \text{ cm}, \tag{5.11}$$

$$2^\circ < \phi_e\ [45^\circ] < 43^\circ. \tag{5.12}$$

L'inefficacité résiduelle après les coupures fiducielles est considérée comme une incertitude de normalisation de 0.5%.

La figure[4] 5.7 montre les distributions de la coordonnée longitudinale $Z_{\mathrm{imp,e}}$ et de l'angle azimutal ϕ_e du point d'impact de l'électron sur la face d'entrée du calorimètre LAr. La simulation MC reproduit bien le comportement des données ce qui est important pour la correction des effets dus aux coupures fiducielles. A bas Q^2 les électrons sont peu diffusés et leur point d'impact se situe donc à l'arrière du calorimètre, dans le pic cinématique de la distribution autour de -150 cm. La valeur de $Z_{\mathrm{imp,e}}$ augmente avec Q^2, alors que le taux d'événements décroit avec la section efficace DIS NC en $1/Q^4$ (voir §1.2.3). La structure du pic avec une pointe et un trou correspond à la frontière entre le BBE et CB1. Dans cette région l'électron entre par la face du CB1, mais est détecté dans le BBE. La valeur assignée au $Z_{\mathrm{imp,e}}$ est alors la coordonnée de la frontière -152.5 cm. La coupure fiducielle (5.11) entre CB2 et CB3 est nettement visible sur la distribution. Compte tenu de la symétrie azimutale de l'interaction la distribution en ϕ_e doit être plate exception faite des régions en ϕ supprimés par les coupures fiducielles (voir la figure 5.7.b).

[4] Dans la suite, sauf indication contraire, cette convention graphique sera maintenue: Données - points noirs, `DJANGOH` - ligne rouge, `RAPGAP` - ligne noire. La normalisation appliquée sera au nombre total d'événements dans les données.

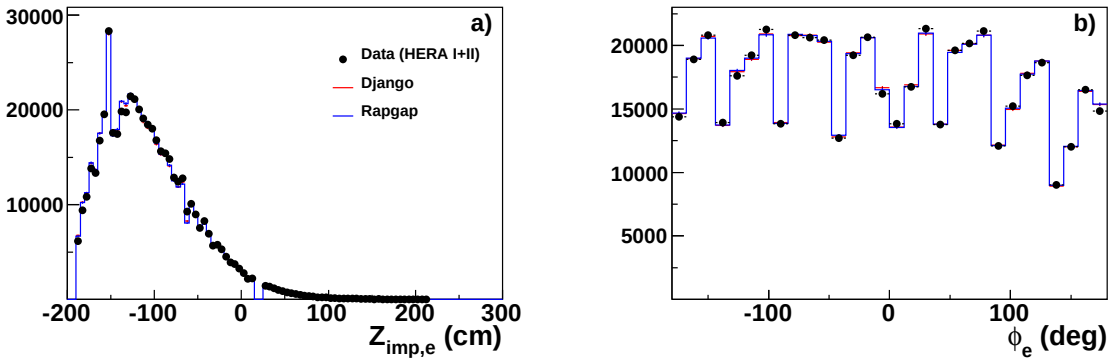


Figure 5.7: La distribution de la coordonnée longitudinale $Z_{\mathrm{imp},e}$ (a) et de l'angle azimutal ϕ_e (b) du point d'impact de l'électron dans les données (période HERA I+II - points noirs) et dans les MC (`DJANGOH` - rouge et `RAPGAP` - bleu) les MC étant normalisées au nombre total d'événements dans les données. Les distribution sont données après la suppression des régions à faible efficacité d'identification de l'électron.

5.4 La reconstruction du vertex et son efficacité

5.4.1 La reconstruction du vertex

Le vertex d'un événement DIS est le point où se produit l'interaction primaire entre l'électron et le proton. La distribution des vertices d'un ensemble d'interactions se produisant au cours d'une période suffisamment courte $V(x, y, z)$ est déterminée par la forme des paquets de particules et la topologie de leur croisement (cf. §3.1.1). En bonne approximation, on peut considérer que la collision des paquets se fait de façon frontale et que leur forme dans le plan $x \times y$ est indépendante de celle en z. Nous pouvons alors séparer $V(x, y, z)$ en $V_t(x, y)V_l(z)$.

Le profil transverse de la distribution des vertex $V_t(x, y)$ est une gaussienne avec des dimensions $\sigma_x \times \sigma_y = 110 \times 30\ \mu$m et résultante d'une convolution des profils gaussiens des paquets de protons et d'électrons. Notons cependant que ces paramètres nominaux représentent des valeurs moyennes sur des périodes longues et que la distribution des vertex est soumise à de légères variations temporelles. La plus remarquable d'entre elles se manifeste par une légère rotation (< 1 mrad) des axes $x \times y$ du faisceau autour de l'axe z par rapport au système de coordonnées de H1 (effet dit *Beam Tilt*). Cet effet peut avoir une influence non négligeable sur la mesure des angles soit des particules stables très proches du tube à faisceau soit des particules instables dont on cherche à déterminer le vertex secondaire. Son influence est en revanche réduite sur notre analyse qui se base principalement sur des jets la région centrale du détecteur H1, mesurés de façon inclusive. Par conséquent, dans notre cas une simulation MC qui ne tient pas compte desdites variations temporelles à l'intérieure d'une période est suffisante.

La distribution longitudinale $V_l(z)$ est quant-à-elle déterminée par la longueur des paquets de protons qui est de l'ordre de 20 cm alors que celle des électrons de 2 cm. La forme longitudinale de la partie centrale des paquets de protons (cf. 3.1.1) peut-être modélisée par une gaussienne d'écart type $\sigma_z \sim 10$ cm centré autour du point d'interaction $Z_{v,0} \approx 0$. Pour des raisons d'acceptance spatiale et temporelle du détecteur seul le paquet central est utilisé pour l'analyse. En pratique, nous exigeons que le vertex primaire de l'interaction soit à l'intérieur d'une fenêtre de trois déviations standard autour du vertex nominal de la période de prise de données:

$$Z_{v,0} - 3\sigma < Z_v < Z_{v,0} + 3\sigma\,. \tag{5.13}$$

Le point d'interaction central $Z_{v,0}$ peut varier lentement au cours du temps, en fonction des réglages de la machine, dans la limite de ± 3 cm autour du vertex nominal de H1. La distribution résultante des données, prises pendant une période, est donc une convolution temporelle de

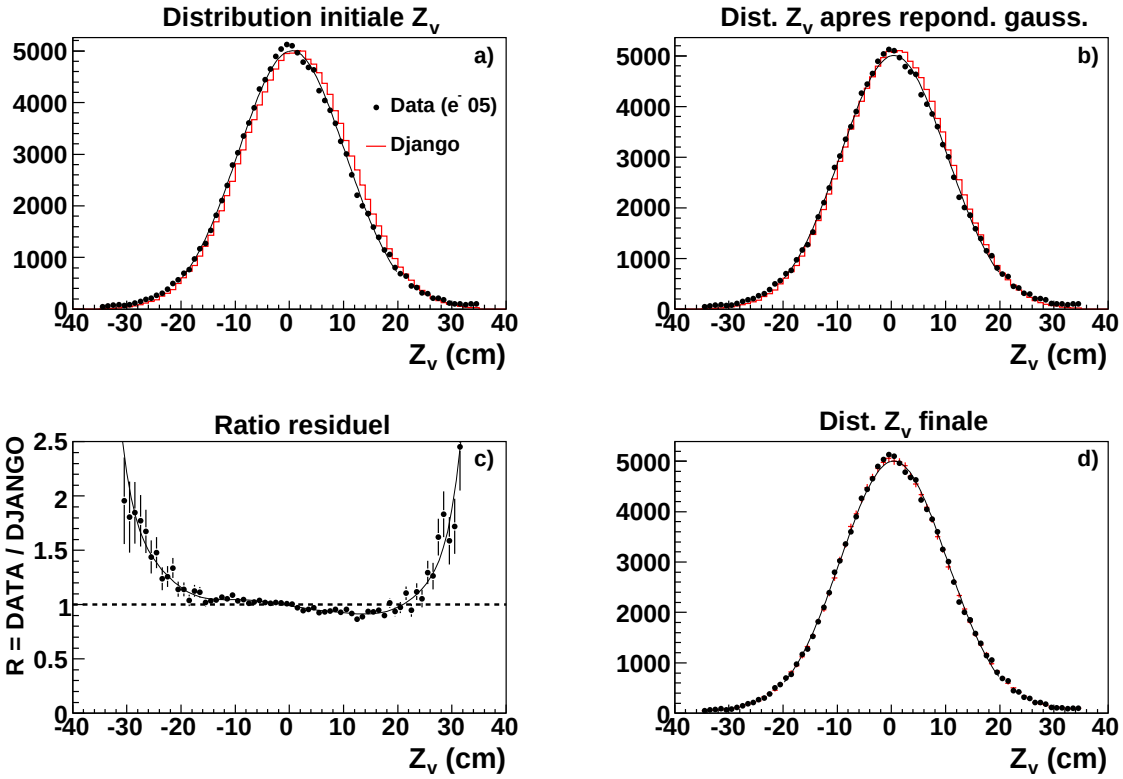


Figure 5.8: La distribution de la coordonnée longitudinale Z_v (a) pour l'ensemble des données et des MC normalisées au nombre total d'événements dans les données, accompagnés d'un exemple de procédure de repondération appliquée à la période e^-05: (b) avant repondération, (c) résidu après la repondération gaussienne (5.15) et (d) après la repondération finale.

gaussiennes avec des paramètres légèrement variables: $\int_P V_{l,t}(z)dt$. Sa forme peut être modélisée par une gaussienne centrale moyenne $G_P(Z_v, \mu_{\mathrm{DATA}}, \sigma_{\mathrm{DATA}})$ superposés à un piédestal dont la structure et la normalisation varie légèrement d'une période de prise de données à une autre.

Les MC doivent parfaitement bien décrire la distribution longitudinale des vertex car l'acceptance du détecteur pour un même événement est significativement dépendante de son vertex primaire. Pour des raisons pratiques il n'est pas utile de générer des MC reproduisant précisément la distribution $V_l(z)$ pour une période donnée. Il est en fait suffisant de les générer avec une distribution gaussienne $G_P(Z_v^{gen}, \mu_{\mathrm{MC}}, \sigma_{\mathrm{MC}})$ proche de celle de la période P (en ajoutant éventuellement un piédestal) et de repondérer les événements MC reconstruits aux données. Les distributions de départ du vertex (avant repondération) dans les données et dans les MC sont représentées sur la figure 5.8.a. Les facteurs de repondération $w(Z_v)$ (5.15) sont estimées à l'aide d'une procédure en deux étapes. Une repondération initiale entre les gaussiennes estompe le désaccord dans la partie centrale des distributions (cf. fig.5.8.b):

$$w_G(Z_v) = \frac{G_P(Z_v, \mu_{\mathrm{MC}}, \sigma_{\mathrm{MC}})}{G_P(Z_v, \mu_{\mathrm{DATA}}, \sigma_{\mathrm{DATA}})} \,. \tag{5.14}$$

Les différences résiduelles (figure 5.8.c) concentrées dans les queues non gaussiennes de la distribution sont corrigées à l'aide d'un polynôme de degré 11 en Z_v:

$$w(Z_v) = w_G(Z_v) \cdot \frac{1}{a_{11}} \cdot \sum_{i=0}^{10} a_i \cdot Z_v^i \,. \tag{5.15}$$

Après repondération la distribution du vertex dans les données est bien décrite (cf. fig.5.8.d). Notons que la procédure de pondération ne modifie pas la normalisation absolue des MC.

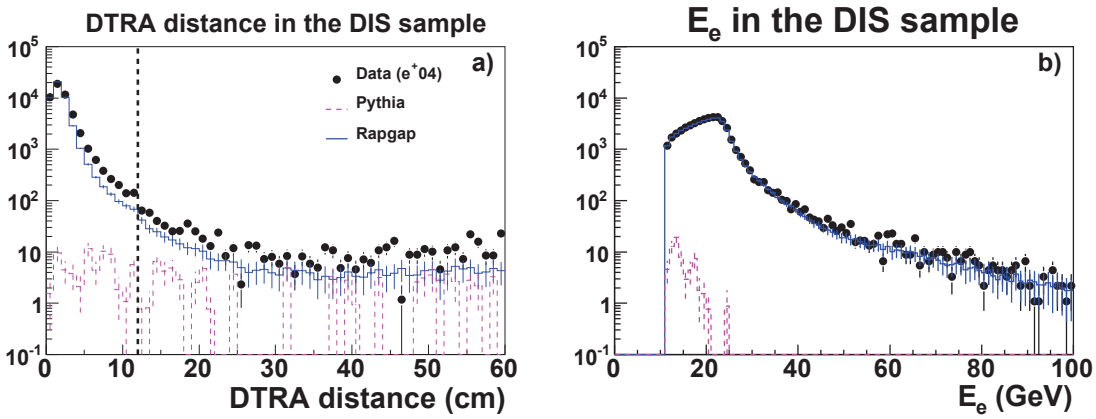


Figure 5.9: La distribution des données (points noirs) pour la période e^+04 est comparée à la simulation RAPGAP (ligne continue bleue) en DIS NC et PYTHIA (ligne en pointillés magenta) en photoproduction: (a) La distance entre la trace $DTRA$ et le cluster électron, la ligne en tirets indiquant la coupure appliquée; (b) L'énergie de l'électron E_e une fois la coupure sur la distance $DTRA$ appliquée. Les distributions sont normalisées à la luminosité des données. Le taux résiduel de photoproduction est négligeable après la coupure.

5.4.2 La corrélation entre l'électron et le vertex

L'algorithme QESCAT identifie l'électron diffusé comme le cluster électromagnétique le plus énergétique. Cependant il existe une probabilité faible, mais non négligeable, que ce cluster soit en réalité le dépôt d'un photon énergétique (rayonné par exemple par l'électron diffusé) ou d'un pion (produit en photoproduction). En exigeant la présence d'une trace chargée liée au cluster il est possible de réduire significativement le taux de telles confusions. L'algorithme de reconstruction de traces ayant été présenté dans le paragraphe 3.4.3, commençons par rappeler brièvement quelques faits utiles à la discussion ultérieure. Dans la région centrale les traces individuelles sont reconstruites à partir des impacts dans le tracker CJC, traces dites $DTNV$. La qualité de leur reconstruction peut-être améliorée en imposant dans la procédure d'ajustement global la contrainte du vertex primaire unique (appelé vertex hadronique) dont résultent les traces dites $DTRA$). Ainsi, en plus des traces l'algorithme d'ajustement fournit la valeur la plus probable de la coordonnée longitudinale du vertex d'interaction Z_v. Une trace est considérée associée à un cluster si la distance d'approche minimale[5] $\mathrm{DCA}_{\mathrm{tr-cl}}$ entre les deux est inférieure à 12 cm.

Le bruit de fond photoproduction ($Q^2 \sim 0$) est présent en petite quantité parmi les événements DIS NC comme on peut le voir sur la figure 5.9.a où il est représenté en fonction de la distance $DCA_{DTRA\text{-cl}}$. Pour l'éliminer nous imposons la condition sur la présence d'une trace $DTRA$ associée au cluster de l'électron diffusé (représentée en tirets):

$$DCA_{DTRA\text{-cl}} < 12 \text{ cm}\,. \tag{5.16}$$

Les traces avant (dans le FTD) n'étant pas utilisées dans notre analyse, cette exigence n'est pas appliquée aux candidats électrons (clusters) d'angle polaire θ_e inférieur à 30°. La présence résiduelle du bruit de fond photoproduction après l'application de la coupure peut être considérée comme négligeable comme on peut le voir sur la figure 5.9.b où il est représenté en fonction de l'énergie de l'électron E_e. Parmi les 5% d'événements rejetés par la coupure (5.16) se trouvent des interactions DIS NC. Cette fraction que l'on cherche à déterminer correspond à l'inefficacité de l'association entre le vertex, la trace et le cluster, $\varepsilon_{\mathrm{vtc}}$. Cette inefficacité est le résultat de la concordance de plusieurs effets redondants.

[5] Plus précisément la distance entre l'extrapolation hélicoïdale de la trace et le barycentre du cluster.

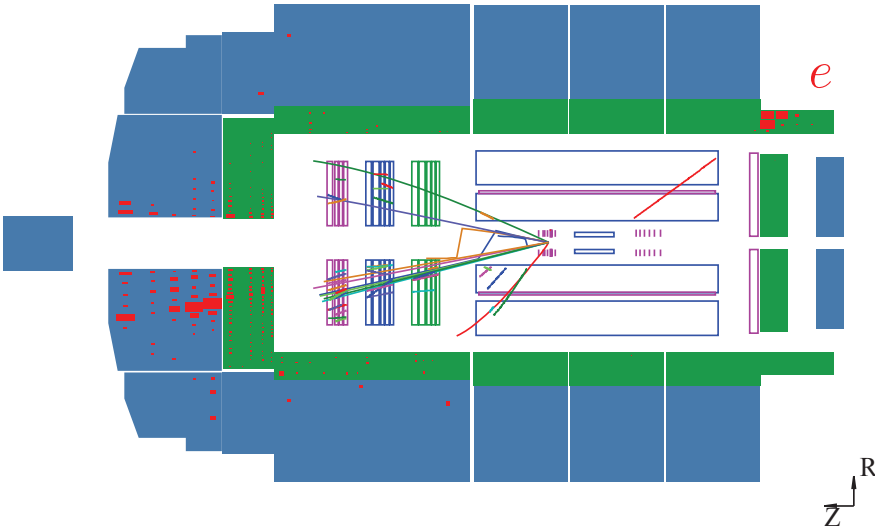


Figure 5.10: Un événement DIS NC avec une interaction nucléaire produite par une particule du système final hadronique dans le tube à faisceau. Les traces *DTNV* du système final hadronique pointent au vertex de l'interaction nucléaire, alors que la trace DTNV associée au cluster de l'électron provient du vertex primaire de l'interaction (source [127]).

L'inefficacité de reconstruction des traces: typiquement 2% sont de trop mauvaise qualité pour pouvoir être reconstruites (voir §3.4.3).

L'inefficacité d'association d'une trace au vertex: elle peut avoir de nombreuses sources. Tout d'abord les inefficacités dues à la procédure d'ajustement ou à l'algorithme `QESCAT` peuvent dévier la trace *DTRA* de plus de 12 cm du centre de gravité du cluster électronique. Par ailleurs, en cas d'interaction de l'électron avec la matière dans ou entre les trackers celui-ci peut rayonner un photon et être dévié de sa trajectoire initiale de sorte que la trace ne peut plus être ajustée au vertex. Enfin en cas de présence d'un autre cluster électromagnétique à proximité (par exemple celui du photon radiatif) l'association trace-cluster peut devenir ambigüe. La fraction de cette dernière catégorie d'événements a été estimée à moins de 0.5%. Nous pouvons réduire l'inefficacité de l'association entre la traces *DTRA* et le cluster électronique en acceptant les événements où la trace *DTNV* associée est proche du vertex hadronique (voir plus haut):

$$DCA_{DTNV\text{-v}} < 5 \text{ cm}. \tag{5.17}$$

Les modifications de la zone d'interaction introduites pendant la mise à jour HERA-II ont eu pour conséquence d'accroitre la quantité de matériaux morts à proximité du vertex. Par conséquent, le taux d'interactions secondaires induites par les particules du HFS a augmenté. Dans la suite nous utiliserons le terme générique *interactions nucléaires* pour ces événements. Cette interaction entre une particule énergétique et le tube à faisceau, amorce une gerbe hadronique secondaire avec un vertex décalé vers l'avant par rapport au vertex primaire. A titre d'exemple la figure 5.10 montre un événement typique où une interaction nucléaire secondaire est présente. Or, l'algorithme de reconstruction de traces, conçu pendant la période HERA I, repose sur l'hypothèse que toutes les traces proviennent du vertex primaire[6]. De ce fait, le vertex hadronique ainsi que les traces *DTRA* se retrouvent décalés vers l'avant ce qui affecte la reconstruction de la cinématique de l'événement. La trace *DTRA* de l'électron peut se retrouver trop éloignée de son cluster de sorte que la condition (5.16) n'est plus remplie.

[6] L'algorithme prend en compte la présence de vertex secondaires au point de désintégration des particules avec une durée de vie courte (K_S).

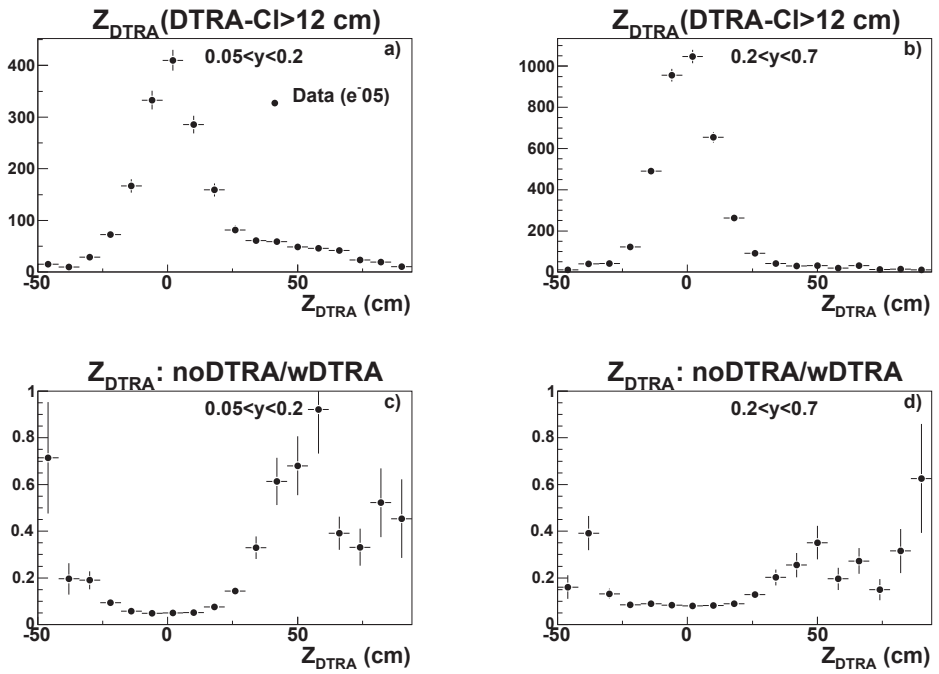


Figure 5.11: La distribution des vertices hadronique Z_{DTRA} dans l'échantillon où l'électron n'est pas associé à une trace *DTRA* (noDTRA) pour les données e^-05 dans le régime faiblement inélastique $0.05 < y < 0.2$ - colonne de gauche et le régime intermédiaire $0.2 < y < 0.7$ - colonne de droite. Les distribution (a-b) sont normalisées à la luminosité des données alors que (c-d) sont normalisées à la distribution des vertices hadroniques Z_{DTRA} dans l'échantillon où l'électron est associé à une trace *DTRA* (wDTNV).

La distribution des vertices hadroniques des événements rejetés par la condition (5.16) est représentée sur la figure 5.11 pour les événements peu inélastiques (a) et inélastiques correspondant au domaine cinématique de notre analyse (b). La queue non gaussienne vers les grands Z_v visible sur les rapports (5.11.c-d) particulièrement à petit y, correspond justement aux interactions nucléaires (schéma 5.12). La partie centrale de la distribution est peuplée principalement d'événements affectés par l'inefficacité de reconstruction ou d'association de traces. En fait, l'inefficacité de l'association des traces *DTRA* et du cluster est fortement corrélée à la reconstruction du vertex hadronique. Les deux doivent par conséquent être traités ensemble. Clairement les interactions nucléaires ne peuvent-être acceptés telles quelles dans la sélection. La solution la plus simple qui s'offre à nous est de les rejeter[7] en appliquant la coupure (5.16). Notons que la coupure (5.17) n'est plus suffisamment sélective pour la période HERA II où elle n'est pas appliquée.

La correction des données par les MC nécessite une bonne reproduction par ces derniers de l'inefficacité vertex-trace-cluster. Celle-ci est liée à la description par le programme de simulation du détecteur H1 (`H1SIM`) de matériaux utilisés autour de la zone d'interaction et de la perte d'énergie dans les trackers. Elle peut être estimée en monitorant la condition (5.16) à l'aide d'un sous-ensemble d'événements sans condition sur l'association de la trace, mais avec une méthode alternative pour identifier le vertex d'interaction primaire. Afin de s'assurer de la bonne qualité du sous-ensemble moniteur la conservation d'énergie-impulsion est requise[8] (voir §4.1.1) : $45 < E - P_z < 65$ GeV et $0.5 < p_{t,h}/p_{t,e} < 1.4$. En absence de conditions sur les traces d'électrons la

[7] Il convient de remarquer que des méthodes alternatives ont été développées récemment pour mieux séparer les interactions nucléaires des événements où la trace *DTRA* a été mal reconstruite grâce aux informations fournies les autres trackers (CIP, FTD, FST).

[8] $E - P_z$ est la nomenclature commune dans la collaboration H1 pour Σ.

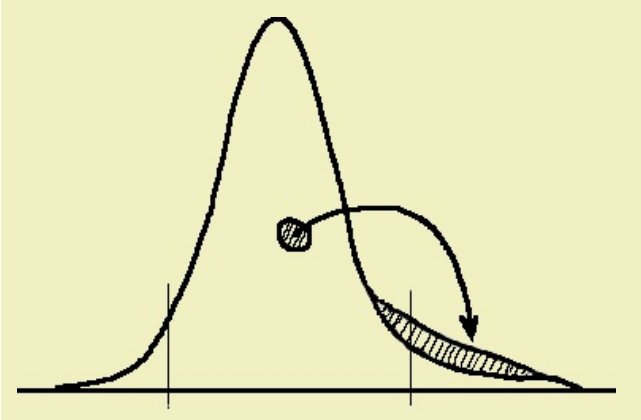


Figure 5.12: Le schéma de la migration des événements dans la distribution de Z_v induites par les interactions nucléaires.

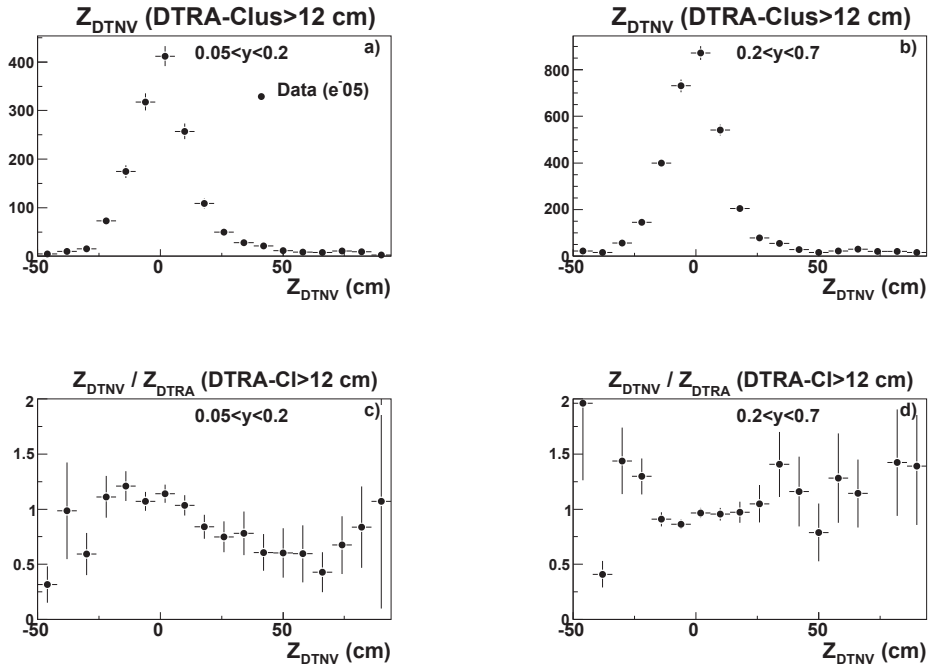


Figure 5.13: La distribution des vertices Z_{DTNV} dans l'échantillon où l'électron n'est pas associé à une trace pour les données $e^{-}05$ dans le régime faiblement inélastique $0.05 < y < 0.2$ - colonne de gauche et le régime intermédiaire $0.2 < y < 0.7$ - colonne de droite. Les distribution (a-b) sont normalisées à la luminosité des données alors que (c-d) sont normalisées à la distribution des vertices hadroniques Z_{DTRA} dans le même échantillon.

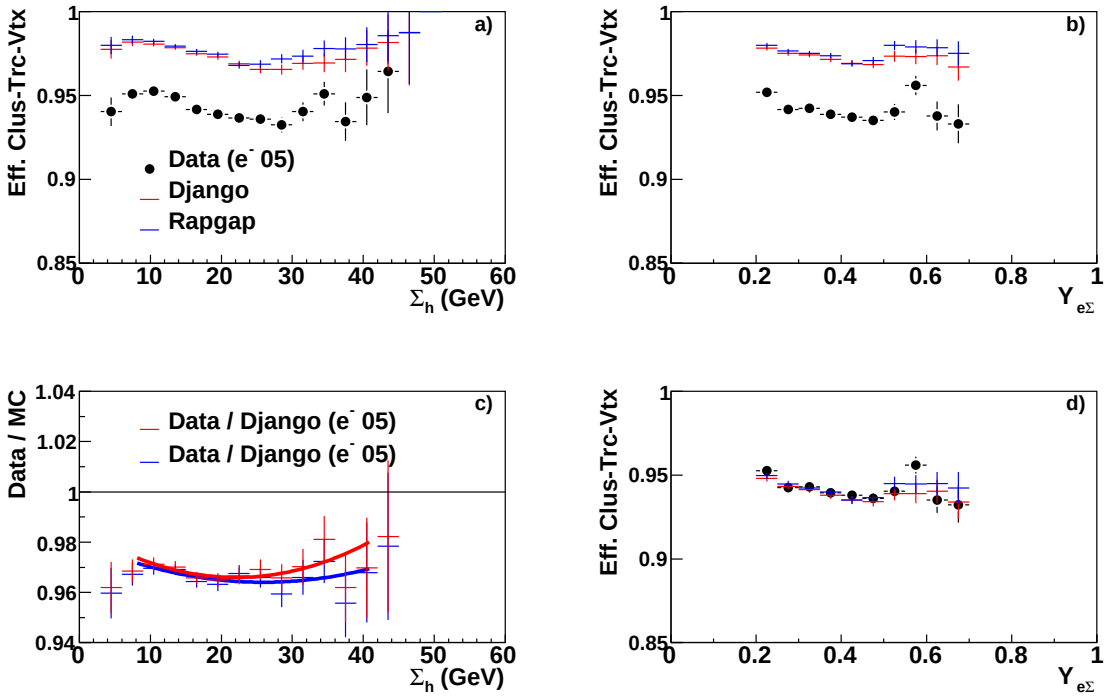


Figure 5.14: L'inefficacité de l'association vertex-trace-cluster pour la période $e^{-}05$ en fonction de Σ_h avant la repondération (a) ainsi que les facteurs de correction utilisés pour la repondération (c). L'effet de la repondération sur une variable hadronique alternative $y_{e\Sigma}$ avant la repondération (b) et après la repondération (d).

suppression du bruit de fond induit par la photoproduction impose d'augmenter la coupure sur l'énergie de l'électron: $E_e > 18$ GeV. La méthode alternative de la reconstruction du vertex utilise la trace $DTNV$ associée à l'électron. Le vertex $DTNV$ est le point d'approche minimal de la trace $DTNV$ à l'axe z. Afin de rendre ce vertex plus fiable la distance d'approche minimale associée doit être inférieure à 2 cm. Dans le cas contraire on fixe $Z_v = 0$. La distribution de ces vertex est donnée sur la figure 5.13.a-b. La coordonnée longitudinale du vertex $Z_{\mathrm{v,DTNV}}$ ainsi déterminée est indépendante des interactions nucléaires et permet d'estimer leur impact qui est significatif à petit y (figure 5.13.c), mais faible dans le régime propre à notre analyse fig. (5.13.d).

L'efficacité $\varepsilon_{\mathrm{vtc}}$ est alors estimée d'une façon similaire à l'efficacité d'un subtrigger (voir §5.2) en calculant le taux d'événement moniteur (MON) où l'électron est effectivement associé à une trace $DTRA$ de l'électron est associée par la relation:

$$\varepsilon_{\mathrm{vtc}} = \frac{N\left(\mathrm{MON} \cap \left(DCA_{DTRA-cl} < 12\mathrm{cm} \mid\mid \theta_e < 30^\circ\right)\right)}{N\left(\mathrm{MON}\right)} . \tag{5.18}$$

La figure 5.14 montre $\varepsilon_{\mathrm{vtc}}$ en fonction de Σ_h (a) et $y_{e\Sigma}$ (b). L'efficacité dans les MC est surestimée en moyenne de 3% avec une légère dépendance en fonction des variables cinématiques. Des facteurs de correction en fonction de Σ_h, $w_{\mathrm{vtc}} = \varepsilon_{\mathrm{vtc}}(\mathrm{DATA})/\varepsilon_{\mathrm{vtc}}(\mathrm{MC})$, montrés sur la figure 5.14.c, sont calculés période par période pour ajuster l'efficacité dans les MC $\varepsilon_{\mathrm{vtc}}(\mathrm{MC})$ à l'efficacité dans les données $\varepsilon_{\mathrm{vtc}}(\mathrm{DATA})$. Après cette repondération les MC décrivent bien l'efficacité $\varepsilon_{\mathrm{vtc}}(\mathrm{DATA})$ en fonction de la plupart des variables hadroniques, dont par exemple $y_{e\Sigma}$ donné sur la figure 5.14.d. Une incertitude systématique de 0.5% sur la normalisation des sections efficaces est associée à la procédure de repondération.

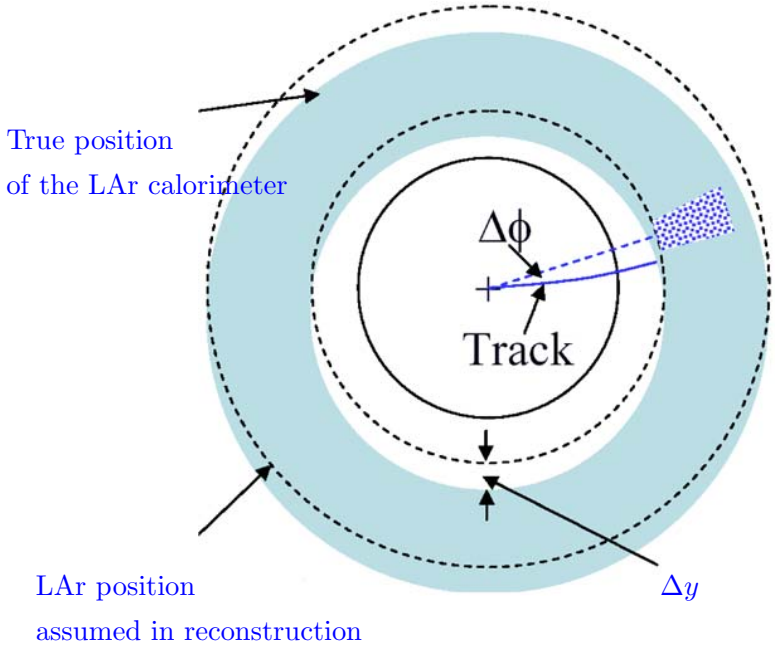


Figure 5.15: L'exemple schématique des défauts d'alignement entre le tracker CJC et le calorimètre LAr dans le plan $r - \phi$.

5.5 La reconstruction du quadrivecteur de l'électron

La reconstruction du quadrivecteur de l'électron est faite à partir de la mesure de l'énergie et des angles polaire et azimutal. Trois méthodes redondantes sont disponibles pour cette mesure: d'une part la trace *DTRA*, lorsqu'elle est disponible et liée au cluster, d'autre part la direction du développement de la gerbe électromagnétique trouvée par `QESCAT` et enfin le vecteur reliant le vertex primaire de l'interaction au cluster. La meilleure précision sur la mesure du quadrivecteur est obtenue en combinant ces méthodes selon un procédé similaire à celui de la reconstruction des variables de Bjorken (cf. § 4.1.2) [127].

5.5.1 La reconstruction des angles azimutal ϕ_e et polaire θ_e

Du point de vue technique, la combinaison des méthodes basées sur le calorimètre LAr et sur les trackers CTD nécessite d'une part un alignement relatif des deux instruments et d'autre part la bonne connaissance de l'orientation du faisceau dans le plan transverse. Le système de coordonnées du tracker CJC, qui est par définition celui de H1, et du calorimètre LAr, où sont repérés les clusters, sont légèrement différents. La source principale de ces différences provient de légers changements de position du tracker lorsqu'il est déplacé (sorti puis rentré de nouveau) pendant les arrêts prolongés de HERA. Ces mouvements affectent aussi l'alignement interne des trackers centraux qui est pris en compte lors de la reconstruction des traces. La transformation affine qui ramène le système de coordonnées du LAr à celui du CJC peut être séparée en une translation de quelques mm et une rotation de l'ordre du mrad. Les paramètres de la transformation sont déterminés période par période à partir des muons cosmiques ou à partir de l'alignement entre les traces *DTRA* et les clusters de l'électron. Par ailleurs une seconde transformation est appliquée pour tenir compte d'une torsion interne des coordonnées du LAr liée au refroidissement des roues à la température de 72°K [129]. Enfin une troisième rotation doit être appliquée aux système de coordonnées des faisceaux pour tenir compte du *Beam tilt* (cf. §5.4.1). Toutes ces transformations sont appliquées uniquement aux données puisque par construction l'alignement des données MC

est parfait. Les détails sur la procédure d'alignement peuvent être trouvés dans [127].

L'angle azimutal de l'électron ϕ_e est déterminé à partir de la trace $DTRA$ associée au cluster électronique. En effet, le tracker CJC avec COZ (avec les chambres CST lorsqu'elles sont opérationnelles) est l'instrument le plus précis pour la mesure dans le plan $r-\phi$ (170 μm pour de précision pour chaque dépôt, cf. 3.4.1). Lorsque la trace $DTRA$ n'est pas disponible (à l'avant par exemple) ce sont les coordonnées du cluster et du vertex qui sont utilisées. Notons que, compte tenu d'une faible dispersion des faisceaux dans le plan $x \times y$ (entre 30×110 μm voir §3.1.1), cette méthode reste compétitive avec la précédente, même si le vertex hadronique a été biaisé par une interaction secondaire.

L'angle polaire θ_e est déterminé avec le cluster électromagnétique. La précision absolue sur la mesure de l'angle azimutal est estimée à 3 mrad à partir de la comparaison entre les méthodes cluster et DTRA, considérée comme une erreur systématique pour notre analyse [127].

5.5.2 La mesure de l'énergie de l'électron E_e et sa calibration

L'énergie de l'électron E_e est déterminée à partir du cluster électromagnétique. Elle est initialement estimée au niveau de l'algorithme de clusterisation (voir §3.3.2) à partir d'une calibration primaire locale. Une seconde calibration qui profite des relations de conservation de l'impulsion transverse globale de l'événement (4.4) est appliquée au niveau de l'analyse. L'idée consiste à utiliser comme référence la méthode double angle (DA) dont les propriétés, telle qu'une faible dépendance aux échelles absolues d'énergie, sont décrites dans §4.1.2.

Tout d'abord le rapport $R = E_e/E_{DA}$ est mesuré à partir d'une sous-sélection "propre" de données avec des critères de qualité additionnelles (pour plus de détails voir [23, 127]). La valeur moyenne μ_R qui caractérise la calibration absolue et l'écart type σ_R qui caractérise la résolution sont déterminés à partir d'un fit gaussien. Initialement l'énergie du cluster électromagnétique est sous-estimée en moyenne de 2 à 5 % ($\mu_R = 0.95 - 0.98$). Dans la procédure de calibration elle est réajustée par un facteur multiplicatif $f_{e,cal} = 1/\mu_R$ calculé en fonction de Z_{imp} et ϕ_{imp} (coordonnées de l'impact de l'électron dans le calorimètre LAr) de sorte que la moyenne du rapport calibré se situe à 1 pour la sélection "propre". Les facteurs de calibration dépendent uniquement du fonctionnement du calorimètre LAr et sont identiques pour toutes les analyses.

La résolution de E_e, qui est de $4-6\%$ selon les régions du calorimètre, est légèrement sous-estimée ($0.5-1\%$) dans les MC par rapport aux données[9]. Afin de forcer un meilleur accord la résolution des MC est dégradée à l'aide de la procédure dite de *smearing* (estompe). Elle consiste à appliquer aléatoirement à E_e un facteur généré avec une gaussienne de moyenne nulle et d'écart type donné par la différence quadratique des résolutions $\sqrt{\sigma^2_{R,DATA} - \sigma^2_{R,MC}}$.

Après la calibration et le *smearing* la distribution E_e/E_{DA} dans les données est très bien reproduite par la simulation. L'effet avant et après application des facteurs de calibration est montré pour l'ensemble de nos données sur la figure 5.16.a et c en fonction de Z_{imp}. Si la moyenne du ratio est parfaitement ajustée à 1 dans une sous-sélection "propre", cela n'est à priori pas vrai dans l'ensemble de la sélection. Ainsi, la différence résiduelle entre les données et les MC après la calibration est prise comme incertitude systématique sur la calibration absolue de E_e. L'incertitude systématique est estimée dans les analyses DIS NC [23, 127] à partir du double rapport R_{DATA}/R_{MC}. Sa valeur est de 1% dans les roues BBE-CB2 où sont diffusés la plupart des électrons de notre analyse (voir fig. 5.7.a) et à 2% dans les roues CB3-FB.

Cette incertitude σ_{tot} se compose d'une partie corrélée σ_{cor} entre les différentes régions du calorimètre et des variations locales σ_{uncor}: $\sigma^2_{\text{tot}} = \sigma^2_{cor} + \sigma^2_{\text{uncor}}$. L'incertitude corrélée peut-être estimée à 0.5% (1/4 du total) en étudiant les variations systématiques du double ratio, moyennées roue par roue, données sur les figures 5.16.b et d. L'incertitude non-corrélée (3/4 du total) est alors 0.87%.

[9] La résolution est la moins bonne dans les cracks entre CB1-CB2 ($z = -65$ cm) et BBE-CB1 ($z = -150$ cm) où elle peut atteindre 8%.

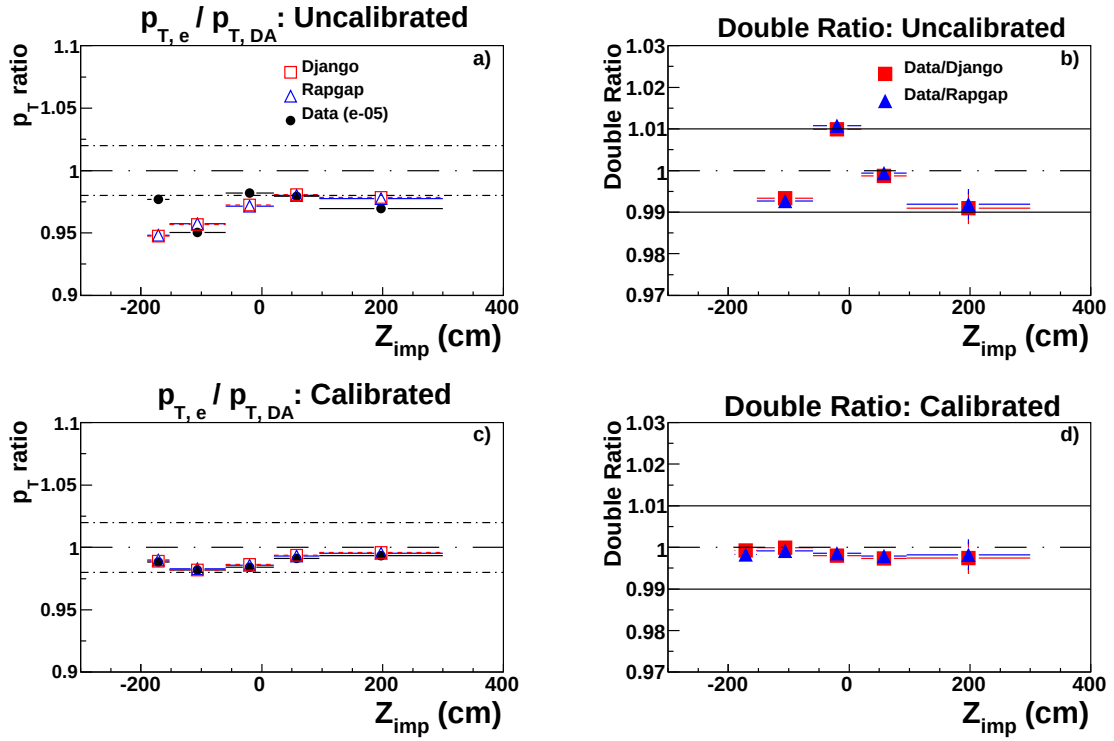


Figure 5.16: La calibration de l'électron: Ratio avant la calibration (a) et après la calibration (c) ainsi que le double ratio avant (b) et après (d) la calibration en fonction du Z_{imp}. Exemple de la période e^-05.

5.6 La conservation d'énergie dans les événements DIS NC

Une bonne reconstruction du système final hadronique est requise pour le calcul de la cinématique DIS et la reconstruction des jets. Le critère global quantifiant la qualité de la reconstruction nous est fourni par les lois de conservation d'énergie et d'impulsion.

Dans les événements correctement reconstruits l'impulsion transverse de l'électron est contrebalancée par celle du système final hadronique en vertu de la relation de conservation (4.4). La distribution du rapport $p_{T,h}/p_{T,DA}$, donnée sur la figure 5.17.a, est une gaussienne centrée approximativement autour de 1. La résolution des données (13%) déterminée par un fit gaussien sur la partie centrale dans la région $\pm 1.5\sigma$ est reproduite par celle des MC. Aucune coupure globale sur le balancier n'est appliquée au lot de données. Cependant les événements mal équilibrés sont des candidats privilégiés pour les bruits de fond physiques (voir plus loin §5.7).

Le pic central de la distribution $E-Pz$ donnée sur la figure 5.17.b se situe en vertu de la relation (4.3) autour de $2E_e = 55.2$ GeV. Sa largeur est de quelques GeV et dépend de la résolution de l'énergie du HFS et de l'électron (pour plus de détails voir §6.4.2). La queue non gaussienne de la distribution à basse énergie est peuplée par deux catégories d'événements: soit l'énergie de l'électron incident a été réduite significativement par le rayonnement d'un photon (ISR); soit Σ_h a été diminué par des pertes du système final hadronique vers l'arrière (cf. §4.1.1). La queue à haute énergie n'est plus décrite par les MC au-delà de 68 GeV. On peut supposer que l'excès de Σ_h mesuré dans cette région indique la présence d'un bruit de fond où de superposition d'événements, effets partiellement inclus dans la simulation H1. Nous plaçons la coupure de sélection appliquée en $E - Pz$ (voir la figure 5.18) à

$$35 < E - Pz < 65 \text{ GeV} \tag{5.19}$$

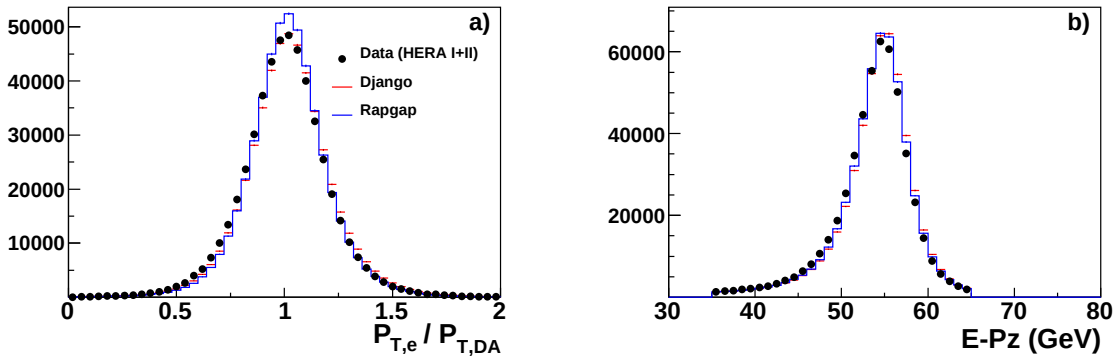


Figure 5.17: La distribution du rapport $P_{T,e}/P_{T,DA}$ (a) et $E - Pz$ (b) pour la période HERA I+II. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

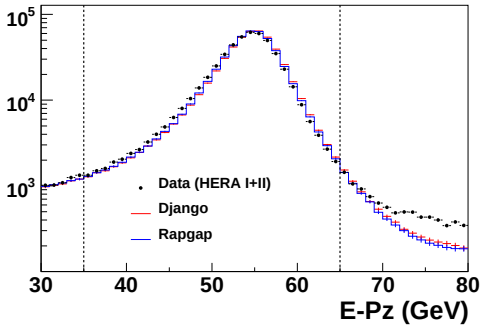


Figure 5.18: La distribution $E - Pz$ pour la période HERA I+II les coupures appliquées étant représentées par les lignes verticales en pointillés. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

de sorte à garantir une bonne description des données expérimentales par les MC.

5.7 Rejection du bruit de fond

Une quantité non négligeable d'événements qui ne sont pas des interaction DIS NC (bruits de fond) passe à travers la sélection cinématique décrite dans la première partie de ce chapitre. Dans cette section nous allons présenter les principales sources du bruit de fond avec leur signature spécifiques pour proposer ensuite les méthodes de leur rejection. D'une façon globale nous pouvons séparer les sources du bruit de fond en interactions *ep* et non-*ep*.

5.7.1 Traitement des bruits de fond issus des interactions *ep*

Les interactions *ep* qui sont candidats pour simuler les événements DIS NC à grand Q^2 peuvent être classées à leur tour en deux catégories: les processus où l'électron est effectivement diffusé dans l'argon liquide et les processus où il est simulé par une autre particule. Dans la première catégorie on classe la diffusion Compton élastique et la diffraction. Dans la seconde la photoproduction, la production de paires et enfin les interactions en courant chargé.

Diffusion Compton élastique, $ep \rightarrow ep\gamma$**:** est un processus QED où l'électron incident échange un photon quasi-réel $Q^2 \sim 0$ GeV^2 avec le proton (fig. 5.19.a et b). Après diffusion le proton n'acquiert aucune impulsion transverse alors que l'électron diffusé, qui est hors de la couche de masse, émet un photon γ. L'impulsion transverse globale du système $e\gamma$ est alors quasi-nulle et le proton qui reste intact est expérimentalement indétectable. Cette configuration spécifique

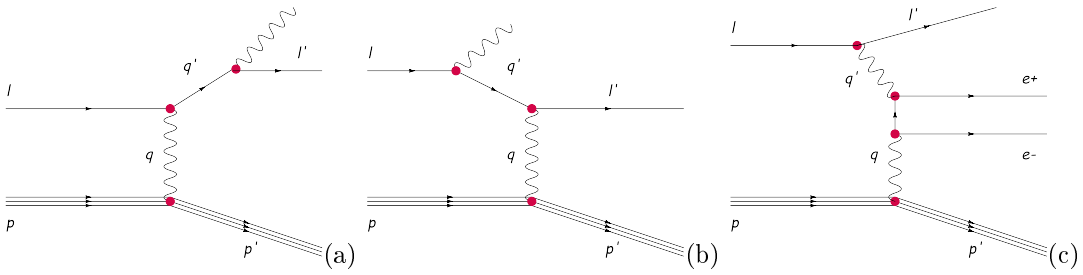


Figure 5.19: La diffusion Compton en DIS dans le canal s (a) et canal t (b). Le principal diagramme de production de paire élastique (c) (L'autre diagramme étant le processus de Cabibbo-Parisi).

permet de discriminer facilement ces événements en exigeant que l'événement DIS NC contienne au moins deux traces ou alors une activité hadronique significative ou alors une activité significative vers l'avant due à la dissociation du proton. La fraction d'événements rejetés est de 0.3 % de l'échantillon total.

La diffraction correspond à un échange d'un singlet de couleur ("ayant les nombres quantiques du vide") appelé poméron. Elle est détectable expérimentalement par une absence d'activité hadronique (appelée *gap de rapidité*) entre le proton, généralement intact, et la partie dure du HFS. Dans le régime à grand Q^2 la diffraction représente de l'ordre de 10% des événements. L'approche actuelle consiste à garder ces événements dans l'échantillon DIS.

La production de paires, $ep \to epe^+e^-$ **ou** $ep \to eXe^+e^-$ est un processus QED où une paire électron-positron est produite lors de l'interaction électron-proton (fig. 5.19.c). Si l'électron diffusé n'est pas détecté ou si son énergie est trop faible, c'est le lepton le plus énergétique de la paire qui sera choisi par l'algorithme *QESCAT*. Ces événements doivent être rejetés de la sélection puisque la cinématique reconstruite est fausse. Ils sont caractérisées par la présence d'un second électron d'une énergie comparable au premier et de charge opposée. Si l'interaction est élastique aucune activité hadronique significative n'est détectée et l'impulsion transverse globale de la paire est nulle. Si la diffusion est inélastique, l'association entre le second électron et une trace *DTRA* est requise, afin d'éviter toute confusion avec un photon. La fraction d'événements rejetés est de 0.2 % de l'échantillon total.

La photoproduction peut-être définie théoriquement comme l'interaction avec $Q^2 = 0$ GeV^2. Expérimentalement la photoproduction est définie comme une interaction où l'électron diffusé n'a pas été détecté, ce qui implique en pratique $Q^2 < 1$ GeV pour l'acceptance angulaire de H1. Cependant l'électron diffusé peut-être simulé par un photon ou une paire de photons provenant d'un pion neutre. La probabilité d'une telle confusion diminue significativement lorsque l'énergie de l'électron augmente et devient négligeable au delà de $E_e = 20$ GeV. Cependant la plupart des pseudo-électrons qui passent les critères de l'algorithme `QESCAT` ne peuvent être associés à une trace *DTRA* ou même *DTNV*. C'est donc la coupure (5.16) qui assure la suppression de la plus grande partie du bruit de fond de photoproduction, à l'exception de la région vers l'avant où cette association n'est pas requise. De plus en absence d'électron détecté la valeur de $E - Pz$ mesuré est de l'ordre de Σ_h et ne satisfait plus au critère (5.19).

Néanmoins, dans certaines configurations un événement photoproduction peut satisfaire les deux conditions précédentes. En effet une trace *DTRA* peut-être reliée au pseudo-électron, par exemple lorsqu'un photon s'est converti dans la matière morte entourant les trackers. La valeur de Σ_h peut être suffisante pour que l'événement passe la coupure en $E - Pz$. La fraction de ces événements est estimée avec le Monte-Carlo `PYTHIA` à 0.2% dans le lot de données DIS NC (voir fig. 5.9) et à 0.4% dans celui des jets inclusifs où il dépend légèrement du domaine cinématique, mais ne dépasse jamais 0.9%. Cette faible fraction résiduelle de photoproduction est négligée dans la suite.

L'interaction DIS en courant chargé (CC) est caractérisée expérimentalement par l'énergie manquante due au neutrino électronique dans l'état final. Certains événements CC peuvent contribuer au bruit de fond *ep* en cas de présence d'une particule simulant un électron diffusé

comme en photoproduction. Néanmoins la suppression due à la masse du boson W rend cet effet négligeable pour $Q \ll M_W$. A grand Q^2 ($Q^2 > 1000$ GeV^2) ce bruit de fond reste tout de même négligeable à cause de la condition d'association cluster-trace-vertex.

5.7.2 Les bruits de fond issus des interactions non-*ep*

Le lot de données DIS NC en plus des interactions *ep* contient une faible proportion d'événements parasites acceptés par les subtriggers S67 et S77. Deux raisons peuvent expliquer leur présence: soit la cinématique et la position spatio-temporelle de l'événement parasite simule un événement *ep*, soit il se superpose à un bon événement *ep*. Ces bruits de fond proviennent principalement de trois sources: l'interaction des *muons cosmiques* dans le détecteur H1, le passage des muons provenant du halo qui accompagne le faisceau de protons (que nous appellerons *muons halo*) et les interactions entre le faisceau proton et le gaz résiduel contenu dans le tube à faisceau (ou directement entre le halo du faisceau de protons et les parois du tube). Chaque type de bruit de fond est caractérisé par une signature topologique qui lui est propre.

Les muons cosmiques sont issus des désintégrations des hadrons instables produits dans les couches supérieures de l'atmosphère par les rayons cosmiques énergétiques. La plus grande partie du flux des muons atteint la surface terrestre avec un angle d'incidence θ quasi normal selon la loi en $\cos\theta$. Les muons cosmiques traversent, par conséquent, le détecteur H1 de haut en bas, en laissant ainsi une signature expérimentale bien particulière. La trace muonique qui traverse tout le détecteur (le fer instrumenté, le calorimètre LAr et le détecteur de traces CTD) apparaît comme coupée en deux lorsqu'elle traverse le tube à faisceau. Les deux traces qui en résultent se trouvent alors "dos à dos" en θ et en ϕ, la trace "supérieure" étant antérieure de quelques nanosecondes à la trace "inférieure" (algorithme `COSMUMU`).

Les muons halo sont issus des désintégrations de hadrons instables qui sont produits lors des collisions entre le halo du faisceau de protons (la queue non gaussienne) et le tube à faisceau. La partie hadronique étant rapidement arrêtée par les collimateurs, le halo est composé uniquement de muons, qui traversent le détecteur d'arrière en avant. Dans les calorimètres ils laissent une trame de clusters alignés, parallèle au tube à faisceau (algorithmes `HALAR`, `HAMULAR`). Les muons du halo sont particulièrement dangereux en superposition avec un événement *ep*. Si les dépôts parallèles à l'axe du faisceau ne sont pas préalablement supprimés, l'algorithme de reconstruction les associe à des particules fantômes neutres qui viennent s'additionner au HFS.

Les interactions entre le faisceau de protons avec des cibles fixes produisent des gerbes de particules distribuées de manière isotropique en angle azimutal et projetés vers l'avant par le boost du proton.

Les cibles peuvent être classées en deux catégories: le gaz résiduel et les éléments du détecteur. Bien qu'un vide quasi parfait soit constamment maintenu dans le tube à faisceau des molécules de gaz adsorbées aux parois se détachent lorsque le tube est chauffé sous l'effet du rayonnement synchrotron. A la pression résiduelle de quelques pbar, un paquet de protons sur une distance de 5 m (longueur du tracker H1) rencontre $\sim 10^5$ particules avec lesquelles il peut interagir tout le long du parcours (voir [90] pour une étude détaillée). Les parois du tube à faisceau, mais aussi les collimateurs disposés avant et après la zone d'interaction constituent une cible fixe pour le halo du faisceau de protons. Les interactions à l'avant (donc en aval) ne sont pas détectables compte tenu du boost du système final. En revanche les interactions à l'arrière (donc en amont) entre le faisceau de protons et les collimateurs[10] C5A et C5B (représentés sur la figure 5.20) contribuent majoritairement au bruit de fond (voir [89] pour une étude extensive).

5.7.3 Rejection des bruits de fond non-*ep*

Le bruit de fond non-*ep* est filtré de manière efficace par les contraintes imposées sur la position (coupure (5.13) sur la position du vertex Z_v) et le temps (coupure sur T0 dans les subtrigger DIS NC, voir §5.2) de l'interaction.

[10] Il s'agit des collimateurs de rayonnement synchrotron rétrodiffusé des absorbeurs en aval du faisceau électron.

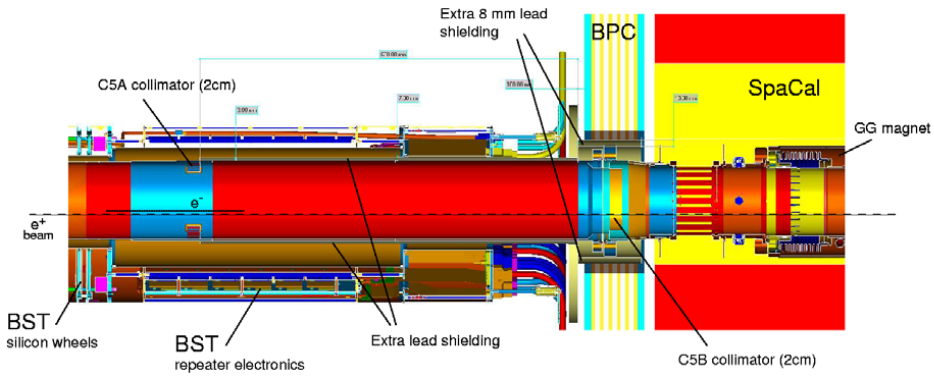


Figure 5.20: La région arrière du détecteur H1 ou se produisent la plupart des collisions faisceau-matière morte.

Identificateur	Algorithme	Bruit de fond	Description succinte
μ halo	Ibg 0	HALAR	Trame longitudinale de dépôts dans le LAr
μ halo	Ibg 1	HAMULAR	Trame longitudinale de dépôts dans le LAr avec un dépôt d'énergie déposée dans le bouchon arrière du fer instrumenté
μ cosmique	Ibg 5	COSMUMU	Deux traces de μ "dos à dos"
μ cosmique	Ibg 6	COSMULAR	Au moins un μ avec 90% de son énergie déposée dans un cluster LAr associé
μ cosmique	Ibg 7	COSTALAR	Deux clusters opposés dans le *TailCatcher* avec 85% de son énergie déposée dans les clusters LAr associés
μ cosmique	Ibg 8	COSTRACK	Deux traces CJC "dos à dos"
faisceau-gaz	Ibgam 0	BEAMGAS TRACK	Un grand nombre de traces CJC (DTNV) provenant de la partie arrière du détecteur ($z < -35$ cm)

Table 5.2: Les différents algorithmes d'identification des bruits de fond non-*ep* avec une brève description (colonne 4) et la nomenclature H1 (colonnes 2 et 3).

Parmi les bruits de fond qui passent néanmoins ce filtre, la plus grande partie peut être supprimée grâce à des identificateurs basées sur des critères topologiques fournis par les sous-détecteurs (*"non-ep background finders"* [128]): 35 identificateurs au total classés en 3 groupes (Ibg, Ibgam, Ibgf). Parmi eux sept, qui sont donnés dans le tableau (5.2), ont montré une bonne efficacité dans le domaine cinématique DIS NC correspondant à notre analyse. Afin d'augmenter leur efficacité discriminatoire, les algorithmes d'identification sont utilisés par paires en tenant compte de la conservation d'énergie dans l'événement. En effet, si l'on cherche à rejeter le bruit de fond pur (muons cosmiques ou halo), il convient de chercher préférentiellement parmi les événements où l'impulsion transverse n'est pas conservée. En revanche, si l'on cherche à identifier les superpositions l'impulsion transverse doit-être assez bien conservée. Un événement est considéré comme un bruit de fond si il est identifié par au moins une des combinaisons suivantes:

- Par Ibg0 et Ibg1 ou par au moins deux des identificateurs Ibg5-7 avec $P_{T,h}/P_{T,e} > 0.1$;
- Par Ibg7 avec $P_{T,h}/P_{T,e} < 0.1$;
- Par Ibg5 ou Ibg6 avec $P_{T,h}/P_{T,e} < 0.5$;
- Par Ibgam0 avec $E - Pz > 57$ GeV et $N_{part} > 50$.

Les conditions d'application des identificateurs de muons cosmiques et muons halo ont été étudiées extensivement dans [129]. Suite à leur application moins de 0.1% des événements ont été identifiés comme bruit de fond. Nous nous sommes penchés plus spécifiquement sur les identificateurs des bruits de fond induits par le faisceau de protons puisque ce type d'interaction peut affecter sensiblement la reconstruction de jets hadroniques à l'avant du détecteur H1.

L'étude a été menée en appliquant les différents identificateurs disponibles aux données et aux évenements DIS NC simulés par `DJANGOH` et `RAPGAP`. Cette opération a été répétée pour différentes configurations des paramètres des algorithmes d'identification. L'algorithme est considéré comme efficace s'il identifie correctement les bruits de fond dans les données, sans rejeter d'événements DIS NC tels qu'ils sont simulés par les MC. Le seul algorithme qui s'est avéré suffisamment discriminatoire est `BEAMGASTRACK` (Ibgam0) qui a été conçu pour détecter les collisions du faisceau avec les collimateurs C5A et C5B dans la région du SPACAL. Il recherche un grand nombre de traces CJC (au moins 10) non ajustées au vertex ($DTNV$), suffisamment longues (au moins 25 cm) provenant de la région arrière hors de la zone d'interaction ($z < -35$ cm). Ces traces sont alors attribuées à une collision faisceau-collimateur. Comme conditions supplémentaires nous avons requis un excès de Σ_h ($E - Pz > 57$ GeV) ainsi qu'un grand nombre de particules dans le système final hadronique ($N_{part} > 50$). La fraction des événements rejetés par `BEAMGASTRACK` est de 0.1% de l'échantillon total.

5.7.4 Soustraction du bruit de fond dans les événements *ep*

Les mesures reposant sur le calorimètre LAr sont affectées par un bruit de quelques GeV. Sa présence est due d'une part au bruit électronique dans le système d'acquisition de données et d'autre part aux superpositions des événements physiques non-*ep*, décrits précédemment. La contribution typique de ces bruits correspond à l'apparition d'un certain nombre de clusters d'énergie E_{Noize}, dont la contribution à $y_{e\Sigma}$ est croissante avec l'angle polaire de la cellule dans laquelle il est présent. En effet, plus l'interaction est élastique (plus $y_{e\Sigma}$ est petit), plus le système final hadronique est concentré vers l'avant et plus la contribution du bruit à Σ_h devient importante, pouvant même dépasser celle du signal.

La soustraction du bruit de fond est faite en plusieurs étapes [132]. Le premier filtre, dédié au bruit non cohérent, est appliqué lors de l'enregistrement du signal électronique des cellules calorimétriques (voir §3.3.2). Après la reconstruction, les clusters formés d'une seule cellule ou isolés et peu énergétiques ($E_B < 0.2$ GeV dans le LAr ou $E_B < 0.1$ GeV dans le SPACAL) sont exclus de l'événement. Des identificateurs topologiques semblables à ceux décrits dans le paragraphe 5.7.2 assurent la suppression des superpositions plus complexes tels que les bruits cohérents (corrélés entre plusieurs cellules), les muons cosmiques ou les muons halo [132]. Nous allons les décrire brièvement dans l'ordre de la complexité des structures qu'ils recherchent.

Les clusters isolés sont considérés comme du bruit si leur énergie est inférieure à 1 GeV. Ensuite les dépôts des muons halo sont retirés grâce à leur signature "longitudinale" bien identifiable décrite plus haut. Le bruit cohérent et les muons cosmiques sont plus difficiles à identifier dans un événement. D'une manière générale on exige une corrélation entre l'activité dans les parties hadroniques et électromagnétiques du LAr et celle des traces ajustées aux vertex.

A présent, aucun algorithme n'est prévu pour soustraire les contributions des interactions induites par le faisceau de protons lorsqu'elles se superposent aux événements DIS. En effet leur topologie est trop complexe et trop variable de sorte que l'on choisit de supprimer les empilements lorsqu'ils sont identifiés (voir plus haut §5.7.3).

5.7.5 Le bruit de fond dans l'échantillon DIS NC

En conclusion, nous pouvons dire que l'échantillon DIS NC utilisé est pur: moins de 1% des événements ont été identifiés et rejetés comme bruit de fond et le taux de bruit de fond résiduel (photoproduction et interactions faisceau-gaz purs) est significativement inférieur à 1%. Par ailleurs, dans les événements identifiés comme DIS NC, la contribution du bruit électronique à $y_{e\Sigma}$ est contenue sous la barre des 5% pour la région en inélasticité qui caractérise notre analyse. Finalement

Bruit de fond	Identifiés (% du total)
photoproduction	0.2 (0.4% des jets inclusifs)
Compton élastique	0.3
Production de paires	0.2
Muons cosmiques	<0.1
Muons halo	<0.1
Faisceau gaz	<0.1
Total identifié	<1

Table 5.3: Le taux d'événements identifiés et rejetés de l'échantillon DIS NC.

c'est la présence d'un électron diffusé avec une grande impulsion transverse qui reste le meilleur filtre du bruit de fond.

5.8 Sélection expérimentale DIS NC à grand Q^2

5.8.1 Choix du domaine cinématique

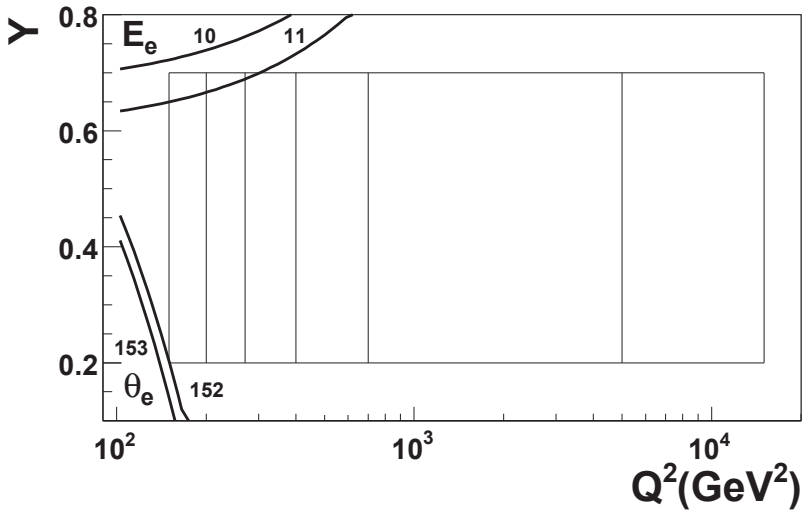


Figure 5.21: Le domaine cinématique dans le plan $Q^2 \times y$ est défini par le rectangle. Les courbes d'énergie et de l'angle polaire de l'électron sont représentées des valeurs de coupures expérimentales (exactes ou proches).

La frontière entre les calorimètres LAr et SPACAL définit une séparation naturelle du lot d'événements DIS NC à grand Q^2 ($Q^2 > 130$ GeV^2) et petit Q^2 ($Q^2 < 100$ GeV^2). Dans l'analyse présente nous nous limiterons à la partie à grand Q^2. Les résultats préliminaires pour la production de jets inclusifs à petit Q^2 mesurés pour les lot de données HERA I peuvent être trouvés dans [130]. Dans le chapitre 8 nous discuterons leur apport à la mesure de la constante de couplage forte. La définition du domaine cinématique de l'analyse à grand Q^2:

$$150 < Q^2 < 15000 \text{ GeV}^2, \tag{5.20}$$

$$0.2 < y < 0.7 \tag{5.21}$$

est illustrée sur la figure 5.21. Les lignes verticales représentent la grille en Q^2, alors que les lignes obliques représentent les courbes de niveau à l'énergie de l'électron E_e angle θ_e constants

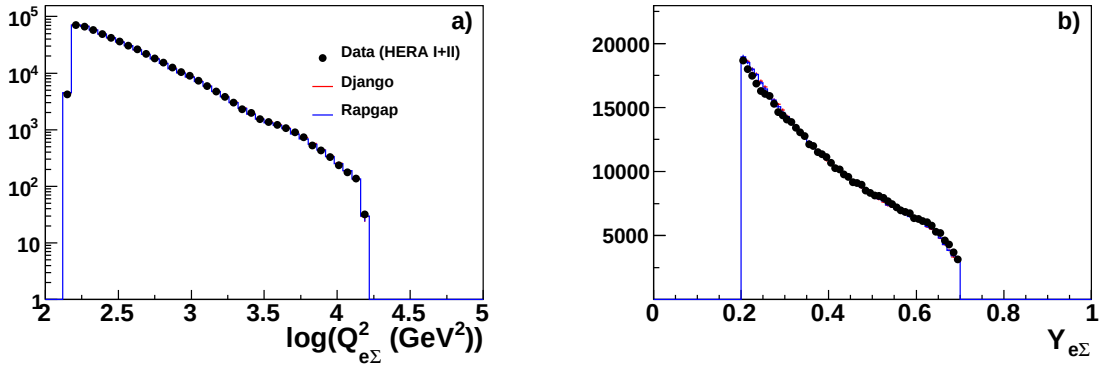


Figure 5.22: La distribution de Q^2 et de y pour l'ensemble de la période HERA I+II. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

(les courbes sont donnés par deux pour indiquer la direction du gradient). Les courbes de niveau en E_e indique l'effet de la coupure à 11 GeV en E_e motivée par l'efficacité du subtrigger S67 (voir §5.2) et celle en θ_e indique l'angle de diffusion maximal ($\theta_e^{\max} = 153°$) tel que l'électron soit détecté dans le LAr pour une interaction au vertex nominal. Autrement dit 50% des événements avec θ_e^{max} sont rejetés par la coupure fiducielle (5.10).

La limite supérieure en y et la limite inférieure en Q^2 ont été choisies afin d'obtenir une acceptance dans la plus petite case en Q^2 supérieure à 50%. La borne inférieure en y est imposée pour garder une bonne qualité de données. La borne supérieure en Q^2 a été fixée à 15000 GeV^2, une virtualité que très peu d'événements dépassent. Sa présence, expérimentalement neutre, est requise par les calculs pQCD qui nécessitent une borne supérieure.

Les distributions de Q^2 et de y dans l'échantillon DIS NC sont données sur la figure (5.22), les MC étant normalisées au nombre total d'événements dans les données. La description est bonne dans l'ensemble du domaine cinématique. Notons que l'accord entre les données et les MC en normalisation absolue dépend à hauteur de quelques % de la fonction de structure utilisées pour simuler les MC. Les données MC, montrées sur les diagrammes, sont générés avec la fonction CTEQ5L [131] qui prédit des sections efficaces typiquement quelques % plus faibles que celles mesurées ($\approx$ 5% pour la période de prise de données e^-05). Nous avons vérifié cependant que le désaccord se réduit sensiblement ($\approx$ 2% pour la période de prise de données e^-05) lorsque la fonction de structure H1PDF est utilisée [23]. Ceci dit la procédure de correction des données ne dépend pas de la normalisation absolue des distributions des MC, mais seulement de la description en forme des données. Il a été vérifié par ailleurs que la procédure de correction est peu sensible à la fonction de structure.

5.8.2 Récapitulatif des critères de sélection des événements DIS NC

Les critères de sélection des événements DIS NC à grand Q^2 sont:

1. Sélection des runs: qualité "good" ou "medium";
2. Evénements déclenchés par les subtriggers S67 et S77;
3. Electron identifié à partir d'un cluster sélectionné par `QESCAT`;
4. Electron détecté dans le LAr avec $Z_{\text{imp}} > -190$ cm;
5. Coupure contre les ϕ-*crack* entre les octants $2° < \phi_e$ [45°] $< 43°$ et du z-*crack*; entre CB2 et CB3 $15 < Z_{\text{imp}} < 25$ cm pour garantir l'efficacité de `QESCAT`;
6. Coupures fiducielles pour l'efficacité du trigger;
7. Electron validé par sa trace DTRA pour angle polaire au delà de 30°;
8. Energie de l'électron $E_e > 11$ GeV;
9. Vertex hadronique "central" avec $-35 < Z_v < 35$ cm;
10. Conservation de l'énergie: $35 < E - Pz < 65$ GeV;
11. Rejection des bruits de fond *ep* (diffusion Compton et production de paires) et non-*ep* (muons cosmiques, muons halo et interactions faisceau-gaz);
12. $0.2 < y_{e\Sigma} < 0.7, \quad 150 < Q_e^2 < 15000$ GeV.

Chapter 6

Sélection des jets dans les événements

Les jets hadroniques sont recombinés à partir de particules stables du système final hadronique reconstruites par un algorithme de flux d'énergie, `HADROO II`. La définition des jets utilisée dans cette analyse a déjà été donnée dans la section 4.2: les jets sont recombinés dans le référentiel de Breit par un algorithme inclusif k_T avec le paramètre $R = 1$ et le schéma de recombinaison non massif P_T. Dans ce chapitre nous allons nous intéresser plus particulièrement aux propriétés expérimentales des jets issus de l'interaction QCD *dure* sensible au couplage fort.

Dans un premier temps nous allons commencer par présenter les échantillons contenant des jets durs et discuter leur sélection. Nous allons alors décrire la procédure de calibration de l'échelle d'énergie hadronique et estimer l'incertitude systématique associée. L'une des particularités de l'interaction DIS se situe au niveau de la redondance d'informations entre l'électron et le système final hadronique. L'utilisation judicieuse des relations de conservation permet ainsi de disposer d'une référence géométrique quasiment indépendante des échelles d'énergie qu'est la méthode double angle (DA). L'échelle d'énergie hadronique peut être ajustée à cette référence avec une très bonne précision de l'ordre de 2%. Cette méthode n'est bien malheureusement pas applicable dans un environnement purement hadronique, en collision proton-proton par exemple, où la calibration de l'énergie hadronique est beaucoup plus difficile.

Dans un second temps nous allons étudier les distributions des principales variables cinématiques, notamment les variables de Bjorken Q^2 et y et les composantes du quadrivecteur des jets. L'objectif de cette étude est d'une part de bien comprendre du point de vue de la physique le comportement cinématique des événements dans les échantillons jets. D'autre part elle nous permet de vérifier l'accord et de corriger d'éventuels désaccords entre les données et les simulations qui seront utilisées pour la correction des effets de détection.

6.1 La reconstruction du système final hadronique avec l'algorithme `HADROO II`

Les particules stables composant le système final hadronique, appelées *candidats particules*, sont reconstruites par un algorithme de flux d'énergie (`HADROO II`) qui combine les informations de différents sous-détecteurs disponibles. L'algorithme qui se base sur les clusters et les traces suit quatre étapes décrites brièvement dans la suite. De plus amples détails peuvent être trouvés dans [132, 133, 134].

Initialisation de listes de clusters et de traces

La liste des clusters a été filtrée par la procédure de soustraction du bruit (voit §5.7.4) et leur position corrigée pour les effets de *beam tilt* et d'alignement. Les cellules des calorimètres PLUG

et de Tail Catcher qui sont inclues dans les clusters mixtes avec le calorimètre LAr sont supprimées de la sélection à cause de leur mauvaise résolution. La liste[1] des traces contient les traces CJC de bonne qualité ajustées au vertex hadronique (cf. §3.4.3). Enfin la liste de candidats particules est initialement vide.

Reconstruction des particules chargées

Tous d'abord, les leptons (électrons et muons), identifiés par des algorithmes de recherche dédiés, sont déplacés dans la liste des candidats particules et les clusters et traces associés supprimés de leurs listes respectives.

Les autres particules chargées bénéficient souvent d'une redondance d'information entre une trace chargée et un cluster. Les traces chargées mesurées dans les trackers sont extrapolées à la surface du calorimètre. L'extrapolation suit l'approximation d'une trajectoire en hélice caractéristique d'une particule chargée se propageant dans un champ magnétique (cf. §3.4.3). Un "cylindre" est défini autour du point d'impact extrapolé par l'intersection d'un cône[2] d'ouverture de 60° et d'un cylindre de 20(50) cm dans la partie électromagnétique (hadronique) du calorimètre LAr. L'ensemble des clusters se trouvant dans le "cylindre" sont considérés comme le dépôt énergétique pouvant résulter de l'activité liée à la particule chargée. Ils sont appelés clusters *associé à la trace.*

La particule candidate est reconstruite en utilisant exclusivement l'objet - trace ou cluster - dont la résolution en énergie est supposée être la meilleure. L'énergie d'une trace E_{trace} est calculée à partir de son impulsion $\vec{p}_{\text{trace}}$ en supposant qu'elle a été engendrée par un pion:

$$E^2_{\text{trace}} = P^2_{\text{trace}} + m^2_\pi \,. \tag{6.1}$$

La résolution en énergie des traces est obtenue en propageant les incertitudes sur l'impulsion transverse $P_{T,\text{trace}}$ ($\sigma_{P_T,\text{trace}}$) et sur l'angle polaire θ_{trace} (σ_θ) de la trace. Ces incertitudes sont considérées comme gaussiennes et non corrélées[3]:

$$\varepsilon_{\text{trace}} = \frac{\sigma_{E_{\text{trace}}}}{E_{\text{trace}}} = \frac{1}{E_{\text{trace}}}\sqrt{\frac{P^2_{T,\text{trace}}}{\sin^2\theta}\cos^2\theta\sigma^2_\theta + \frac{\sigma^2_{P_{T,\text{trace}}}}{\sin^2\theta_{\text{trace}}}}\,. \tag{6.2}$$

La résolution de l'énergie du cluster est estimée par une version simplifiée de la relation (3.12):

$$\varepsilon_{\text{cluster,attendue}} = \frac{50\%}{\sqrt{E_{\text{trace}}}} \tag{6.3}$$

où l'énergie de la particule est donnée par la trace. En effet, l'énergie du cluster ne peut être utilisée directement dans ce cas-là puisque le cluster peut contenir une composante neutre. En fait, la décision concernant le choix d'une trace ou d'un cluster est prise en se basant uniquement sur l'information provenant de la trace.

La résolution des traces est dégradée lorsque l'énergie augmente, tandis que celle des clusters est améliorée. Il existe donc un seuil de transition (25 GeV dans la région centrale et 12 GeV vers l'avant) qui sépare les particules qui sont mieux mesurées par leur trace de celles qui sont mieux mesurées par leur cluster (voir la figure 6.1). L'arbre de décision de l'algorithme, basé sur des intervalles de confiance à 95% (1.96 fois la résolution en énergie des traces σ_{trace} ou des clusters σ_{cylindre}), est présenté ci-dessous et illustré de manière schématique sur la figure 6.2:

[1] Pour la période HERA I les traces avant (tracker FTD) et les traces mixtes (trackers CJC-FTD) sont aussi utilisées.

[2] La taille caractéristique du "cylindre" `HADROO II` est à rapprocher de celle du cylindre de 12 cm utilisé pour associer une trace DTRA à l'électron diffusé. Les contraintes imposées dans `HADROO II` sont moins strictes puisque l'activité et la forme des gerbes des hadrons chargés est moins bien connue que celle d'un électron.

[3] Ces incertitudes proviennent de la procédure d'ajustement de la trace. Il a été montré que la prise en compte de leur corrélation affecte peu le résultat [132] .

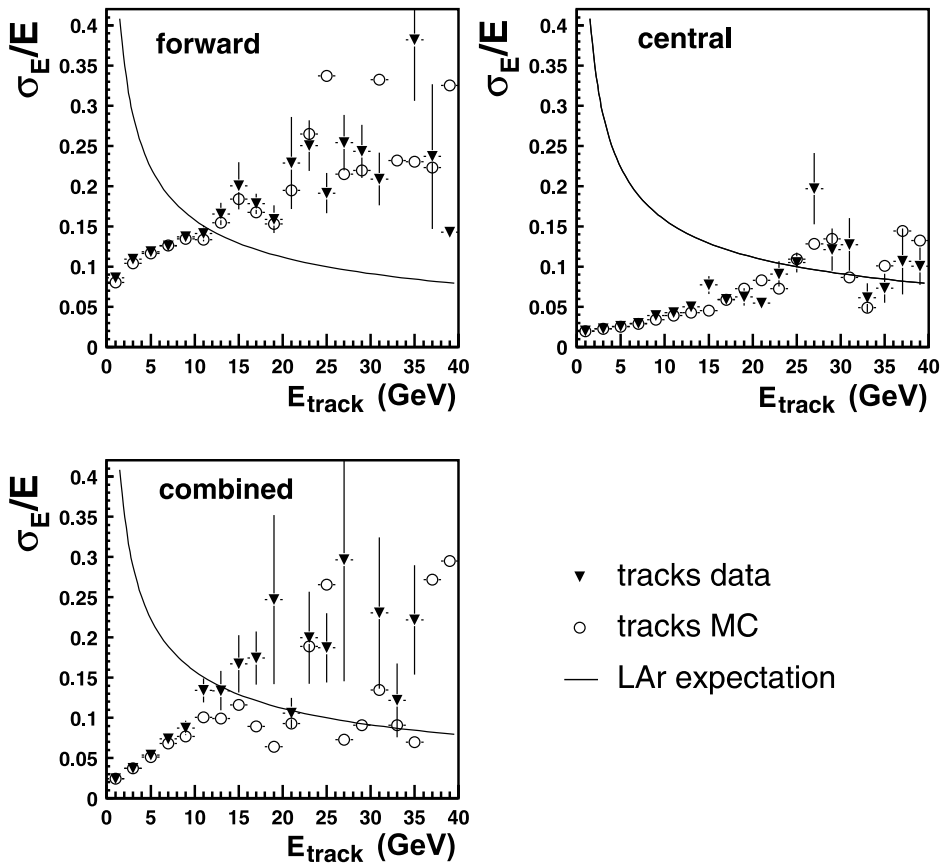


Figure 6.1: La résolution relative des traces comparée à celle attendue pour les clusters LAr (source [132]). Cette figure correspond à la méthode de reconstruction de traces utilisées dans l'analyse (DST3), mais ne tient pas compte des développements plus récents disponibles à partir de 2008, qui ont permis d'améliorer cette résolution (DST5).

1. La trace est considérée comme la plus précise. Si

   (a) $\boldsymbol{E_{\text{cylindre}} < E_{\text{trace}} + 1.96\,\sigma_{\text{trace}}}$ (6.2.a), alors l'énergie des clusters est associée à la particule chargée. La trace devient candidat particule et toute l'énergie calorimétrique associée est supprimée (6.2.b).

   (b) $\boldsymbol{E_{\text{cylindre}} > E_{\text{trace}} + 1.96\,\sigma_{\text{trace}}}$ (6.2.c), alors on considère qu'une particule neutre accompagne la trace. La trace devient candidat particule et son énergie est retirée à celle des clusters associés (6.2.d).

2. Le cluster est considérée comme le plus précis. Si

   (a) $\boldsymbol{|E_{\text{trace}} - E_{\text{cylindre}}| < 1.96\,\sigma_{\text{cylindre}}}$, alors l'énergie des clusters et de la trace sont considérés comme compatibles. Le candidat particule est défini à partir du dépôt calorimétrique, mais avec une trace associée utile aux études d'efficacité.

   (b) $\boldsymbol{E_{\text{trace}} > E_{\text{cylindre}} + 1.96\,\sigma_{\text{cylindre}}}$ (6.2.e), alors l'énergie des clusters est associée à la particule chargée. Le candidat particule est défini à partir du dépôt calorimétrique, mais sans la trace associée qui est rejetée comme trop imprécise (6.2.f).

   (c) $\boldsymbol{E_{\text{trace}} < E_{\text{cylindre}} - 1.96\,\sigma_{\text{cylindre}}}$ on revient à la situation (1.b).

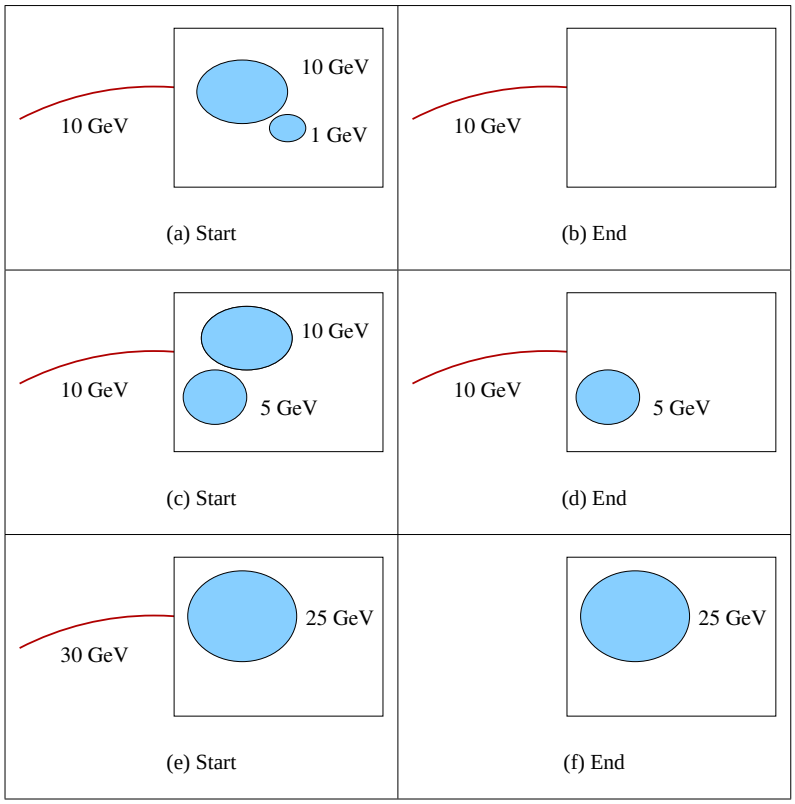


Figure 6.2: Les trois situations de départ correspondant à l'arbre de décision. Dans la situation (a) l'énergie de la trace est comparable à celle de(s) cluster(s), mais mesurée plus précisément. La trace devient candidat particule et le(s) cluster(s) est(sont) retiré(s). La situation (c) est semblable à la situation (a), mais une particule neutre accompagne le cluster associé à la trace. Enfin dans la situation (e), le cluster devient candidat particule et la trace est rejetée comme trop imprécise (source [132]).

Reconstruction des particules neutres

Les clusters restants après la sélection des particules chargées sont associés par défaut aux candidats particules neutres. En effet, à ce niveau de l'algorithme il n'est pas possible de faire la différence entre les particules neutres et les particules chargées sans trace associée. Notons qu'il reste possible dans des analyses plus exclusives d'identifier certaines particules neutres à partir de la forme des gerbes (par exemple des photons [135]).

6.2 La sélection des jets

Les jets sont recombinés à partir des candidats particules par un algorithme inclusif k_T avec le paramètre $R = 1$ et le schéma de recombinaison P_T (voir §4.2). Dans cette section nous allons établir les coupures appliquées pour sélectionner les jets durs dans différents échantillons associés aux observables jets étudiés dans la section 2.3.5.

6.2.1 La sélection des jets *durs*

Les partons produits durant l'interaction QCD dure se manifestent dans le référentiel de Breit par une forte transversalité P_T^B contrairement aux restes du proton ou au *jet de courant*, produit dans le diagramme en arbre de l'interaction DIS. Par conservation d'impulsion transverse au moins deux jets durs sont produits dans le référentiel de Breit (voir §2.1.2).

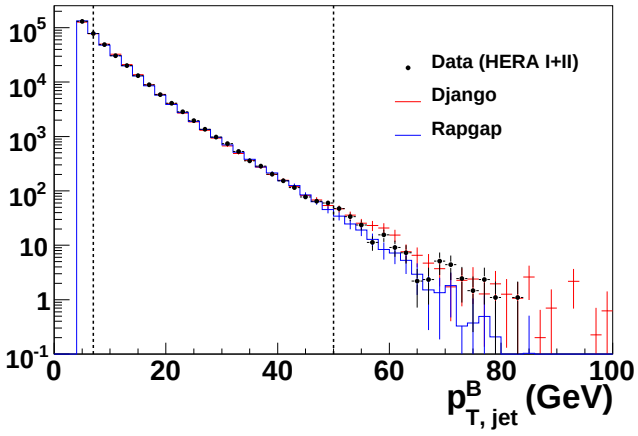


Figure 6.3: Le spectre des jets inclusifs en fonction de leur impulsion transverse dans le référentiel de Breit $P^B_{T,jet}$ pour l'ensemble de la période HERA I+II. Les coupures appliquées aux jets sont représentées par les lignes verticales en pointillés.

Le spectre de l'impulsion transverse des jets inclusifs $P^B_{T,\mathrm{jet}}$ est donné sur la figure (6.3). Les jets les plus énergétiques ont été observés à HERA avec impulsion transverse inférieure à 100 GeV. La section efficace de production de jets suit approximativement une loi exponentielle décroissante, $\sigma_0 \cdot e^{-\lambda P_T}$ avec $\lambda \approx 0.15$ GeV^{-1}, de sorte que très peu de jets dépassent une impulsion transverse de 50 GeV. Par conséquent, la limite supérieure en impulsion transverse, requise dans les calculs pQCD, a été fixée à 50 GeV.

La limite inférieure qui définit les jets durs se situe en fonction des observables entre 5 et 7 GeV. En dessous de cette limite, sauf pour le jet de courant ou les restes du proton, nous parlerons de jets *mous*[4]. Du point de vue théorique les jets mous sont associés aux régions infrarouges et/ou non perturbatives de la QCD[5]. Du point de vue expérimental, les jets mous sont souvent diffus, autrement dit leur direction centrale est mal définie, et formés d'un petit nombre de particules peu énergétiques. Par conséquent, leur impulsion fluctue significativement sous l'effet de l'hadronisation et de la détection et leur résolution est moins bonne que celle des jets durs.

La reconstruction de la cinématique d'un parton dur nécessite la détection de l'ensemble des produits de sa fragmentation. Cependant une partie des hadrons finaux risque d'être perdue si un parton a été rayonné trop près de la limite de l'acceptance du LAr. Dans ce cas-là, même si un jet

[4] Cette définition se transpose aussi dans le référentiel du laboratoire, puisqu'une correspondance assez intuitive peut-être établie entre le référentiel de Breit et celui du laboratoire pour des virtualités de photon inférieures à l'énergie des jets (typiquement jusqu'à $Q \approx 30$ GeV).

[5] C'est justement pour étudier ces phénomènes que les jets *mous*, appelés aussi *mini-jets*, sont utilisés. Ils servent notamment de signature aux interactions secondaires entre les protons et le photon virtuel [136] ou d'outil d'investigation de la structure sous-jacente des jets durs [137].

dur auvait-pu être reconstruit, son quadrivecteur ne représente qu'une partie du quadrivecteur du parton initial. Afin d'éviter les biais expérimentaux qui en résultent, les jets reconstruits dans le référentiel de Breit sont boostés de nouveau dans le référentiel du laboratoire, où ils sont acceptés seulement si leur pseudorapidité $\eta^L_{\rm jet}$ reste dans les limites d'acceptance du calorimètre LAr,

$$-0.8 < \eta^L_{\rm jet} < 2.0\,. \tag{6.4}$$

La définition (6.4) des limites d'acceptance peut apparaître comme trop restrictive comparée aux analyses précédentes [5]. Les raisons d'un tel choix seront discutés plus loin dans le paragraphe 6.3.2.

6.2.2 Les échantillons jets

Les échantillons, ou ensembles d'événements, contenant des jets hadroniques *durs* sont définis à partir des observables jets décrites dans la section 2.3.5. Leur définition expérimentale est donnée ci-dessous accompagnée d'une brève description ainsi que d'un tableau statistique 6.1. Rappelons que les jets hadroniques dans les événements sont classés par ordre de transversalité décroissante comme dans l'évolution DGLAP classique.

Echantillon	0-JET	1-JET	2-JET	3-JET	4-JET	5-JET	INCL-JET
Statistique HERA I+II	421200	104000	47300	7000	530	33	143700

Table 6.1: La taille des échantillons arrondie à la centaine dans les données HERA I+II.

DIS NC (ou **0-JET**) est l'ensemble des événements DIS NC sans aucune condition sur la présence de jets hadroniques dans le référentiel de Breit.

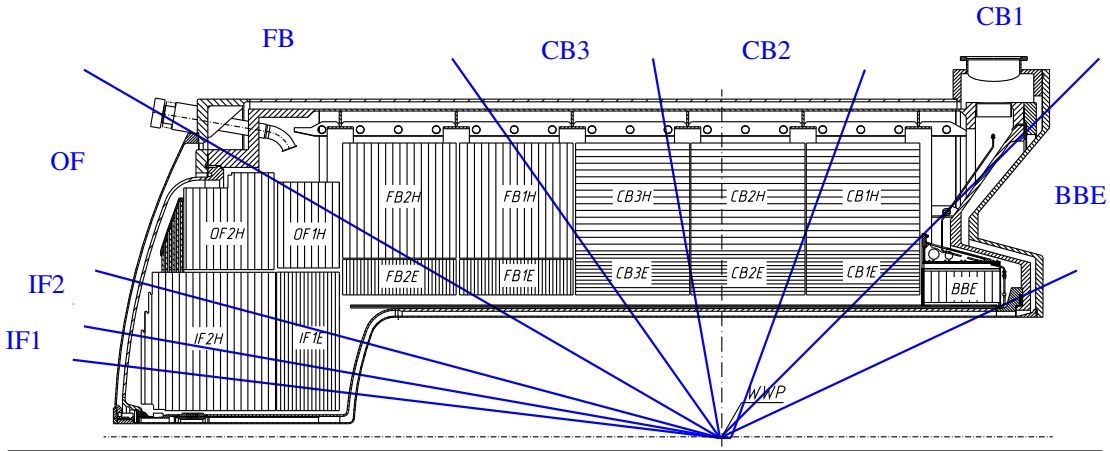
1-JET est l'échantillon "Breit jet" le plus général, formé d'événements contenant au moins un jet hadronique avec $P^B_{T,\rm jet} > 7$ GeV. Cet ensemble n'a pas de signification physique directe, puisque deux jets au moins sont produits dans le référentiel de Breit. Cependant un des deux jets peut être rejeté sous l'effet d'une coupure de sélection.

INCL-JET est l'échantillon des jets hadroniques de l'échantillon 1-JET. Il est important de noter qu'un événement apparaît dans cet échantillon autant de fois qu'il contient de jets durs. Les motivations théoriques pour l'observable inclusive jet ont été fournies dans la section 2.3.5.

2-JET est l'échantillon contenant au moins deux jets avec pour chacun $P^B_{T,\rm jet} > 5$ GeV. C'est l'échantillon principal de notre analyse qui contient des événements directement sensibles au couplage fort. A l'ordre dominant il est décrit par la fusion boson-gluon et l'interaction Compton QCD (voir §2.3.5). Une masse invariante minimale est imposée aux deux premiers jets $M_{12} >$ 16 GeV pour supprimer les divergences infrarouges dans les calculs pQCD NLO. Cette condition impose dans 98% des cas $P^B_{T,\rm j1} > 7$ GeV, de sorte que les événements à deux jets sont pratiquement tous inclus dans l'échantillon 1-JET.

3-JET est l'échantillon contenant au moins trois jets avec pour chacun $P^B_{T,\rm jet} > 5$ GeV. Les événements 3-JET sont sensibles à α_s^2. Du point de vue du diagramme en arbre, ce sont typiquement des événements où l'un des partons de la paire initiale rayonne un gluon supplémentaire. La conservation d'énergie impose alors $P^B_{T,j1} \approx P^B_{T,j2} + P^B_{T,j3}$ et $P^B_{T,j1} \geq 10$ GeV. L'échantillon 3-JET est donc inclus dans l'échantillon 1-JET. Une coupure en masse invariante, identique à celle de l'échantillon 2-JET, est appliquée: $M_{12} > 16$ GeV. Cette condition n'est pas requise pas les calculs NLO, mais permet d'inclure l'échantillon 3-JETS dans celui de 2-JETS. On préserve ainsi la définition intuitive du nombre de jets dans un événement: un événement qui contient "trois jets" en contient aussi "deux".

4-JET est l'échantillon contenant au moins quatre jets avec pour chacun $P^B_{T,\rm jet} > 5$ GeV et $M_{12} > 16$ GeV. La taille de cet échantillon (quelques dizaines d'événements), l'absence de calculs NLO disponibles et l'importance des effets d'hadronisation (50%) rend la mesure des sections efficaces 4-JETS peu utilisable.



IF1	IF2	OF	FB	CB3	CB2	CB1	BBE
7°-10°	10°-15°	15°-30°	30°-55°	55°-80°	80°-110°	110°-135°	135°-155°

Figure 6.4: La définition des différentes régions angulaires du calorimètre LAr.

CURRENT-JET est l'échantillon associé au diagramme en arbre de l'interaction DIS. Les événements qui le composent doivent contenir exactement un jet bien reconstruit dans le référentiel du laboratoire. Dans cet échantillon l'angle polaire dans le référentiel du laboratoire du jet $\theta_{\rm jet}$ coïncide avec γ_h. L'échantillon CURRENT-JET permet de tester d'une part l'efficacité de la suppression des événements avec un jet de courant dans le référentiel de Breit et d'autre part de calibrer les jets.

6.3 La calibration de l'énergie du système final hadronique

6.3.1 La calibration `HADROO II`

Le principe de la calibration[6] de l'énergie du HFS est similaire à celui de l'énergie de l'électron (voir §5.5.2): l'impulsion transverse du HFS, mieux mesurée que l'énergie (voir §4.1.1), est ajustée par rapport à une référence fournie par la méthode de reconstruction "Double Angle" (DA).

Contrairement à l'électron, formé d'un seul cluster bien localisé, le système final hadronique est formé de plusieurs dizaines de candidats particules disséminés dans l'espace des configurations. L'échantillon où le système final hadronique se rapproche le plus de celui de l'électron diffusé est le CURRENT-JET. Dans ces événements le système final hadronique est formé principalement d'un seul jet localisé dans l'espace. On s'attend donc à ce que son impulsion transverse soit bien équilibrée par celle de l'électron. Des coupures de qualité assurent l'absence de toute autre activité transverse significative à l'exception du jet de courant et de l'électron. Les contributions des calorimètres SPACAL, PLUG et TailCatcher à l'impulsion transverse ne doivent pas dépasser 1% chacune. La reconstruction et l'identification de l'électron est assurée par les coupures $P_{T,e} >$ 10 GeV et $P_{T,e}/P_{T,\rm DA} > 0.8$.

La valeur moyenne du rapport $R = P_{T,h}/P_{T,\rm DA}$, telle qu'elle est obtenue après la calibration de l'échelle d'énergie de l'électron, est représentée sur la figure 6.5.a pour l'échantillon 1-JET. La variation de R est donnée en fonction de l'angle polaire du premier jet $\theta^L_{\rm j1}$ dans différentes régions angulaires du calorimètre LAr, qui correspondent grossièrement aux roues du LAr (voir le schéma 6.4). On constate que sans une calibration supplémentaire l'échelle d'énergie hadronique est sous-estimée typiquement de 10% dans les données et 7% dans les MC.

[6] Pour plus de détails voir les mêmes références que pour l'algorithme `HADROO II` [132, 133, 134].

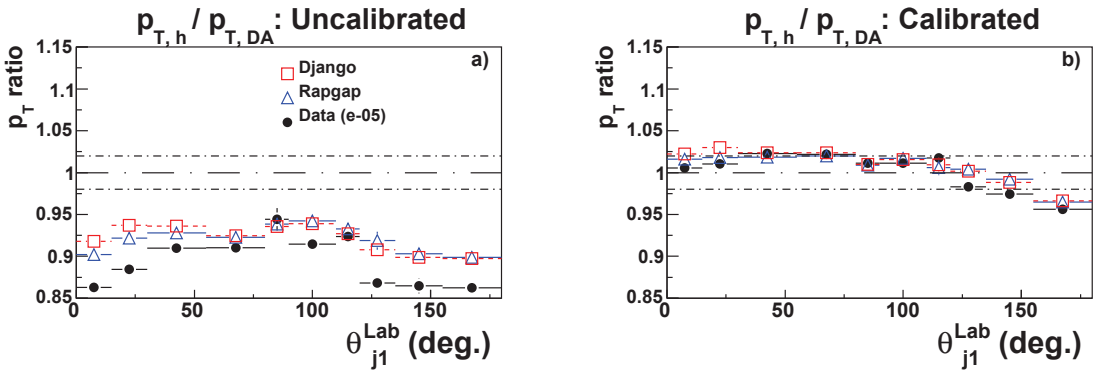


Figure 6.5: L'effet de la calibration sur l'échantillon 1-JET: la valeur moyenne du rapport $R = P_{T,h}/P_{T,\mathrm{DA}}$ est donné en fonction de l'angle polaire du premier jet θ^L_{j1} avant la calibration (a) et après la calibration (b).

Le système final hadronique produit par l'algorithme `HADROO II` est formé de candidats particules qui proviennent soit des traces soit des clusters. Les traces DTRA sont considérées comme parfaitement calibrées[7]. Le manque d'énergie provient, donc, uniquement des clusters qui doivent être recalibrés. La distribution du rapport avant la calibration R_{uncal} est ajustée par une fonction de l'impulsion transverse $P_{T,\mathrm{DA}}$ paramétrée par des coefficients dépendants de l'angle polaire des jets θ^L_{jet}, noté simplement θ dans les formules pour alléger les notations:

$$R_{\mathrm{uncal}}(P_{T,\mathrm{DA}}) = A_\theta(1 - e^{(-B_\theta - C_\theta P_{T,\mathrm{DA}})}). \tag{6.5}$$

Le facteur de calibration $f_\theta(P_{T,DA})$ est alors déterminé par

$$f_\theta(P_{T,\mathrm{DA}}) = \frac{1 - R_{\mathrm{uncal}}(1 - C_{\mathrm{cls}})}{R_{\mathrm{uncal}} \cdot C_{\mathrm{cls}}} \tag{6.6}$$

$$\text{avec} \quad C_{\mathrm{cls}} = \frac{P_{T,\text{cluster non calibré}}}{P_{T,\text{traces}} + P_{T,\text{cluster non calibré}}}$$

la partie de l'impulsion transverse totale du HFS portée par les clusters avant la calibration.

Dans un événement DIS quelconque la calibration est appliquée sur les jets inclusifs reconstruits dans le référentiel du laboratoire. Un même coefficient multiplicatif, déterminé à partir de θ^L_{jet} et de $P^L_{T,\mathrm{jet}}$, est appliqué à tous les clusters du jet. Pour compléter, un coefficient individuel calculé en fonction de θ^L_{part} et de $P_{T,\mathrm{part}}$ est appliqué aux particules non agrégées dans un jet. Notons que les jets ou les clusters dont l'angle polaire correspond aux régions hors de l'acceptance du calorimètre LAr, c'est à dire la région "arrière" du SPACAL ($\theta > 155°$) ou la région "avant" ($\theta < 7°$), ne sont pas calibrés par cette méthode. Pour palier aux pertes dans le tube à vide l'énergie des jets à l'avant est rehaussée par un facteur moyen de 10%.

L'efficacité de la calibration `HADROO II` est visible sur la figure 6.5.b: après l'application de la calibration l'impulsion transverse du HFS dans l'échantillon 1-JET est bien équilibrée par celle de l'électron, le désaccord maximal étant de l'ordre de 2%. On dit que l'échelle d'énergie hadronique est connue dans l'échantillon 1-JET avec une précision de l'ordre de 2%.

[7] La calibration des traces DTRA a été testée à partir de la masse invariante du kaon neutre, K^0, dans le canal de désintégration en deux pions chargés, qui a pu être reconstruite avec une précision supérieure à 1% [132].

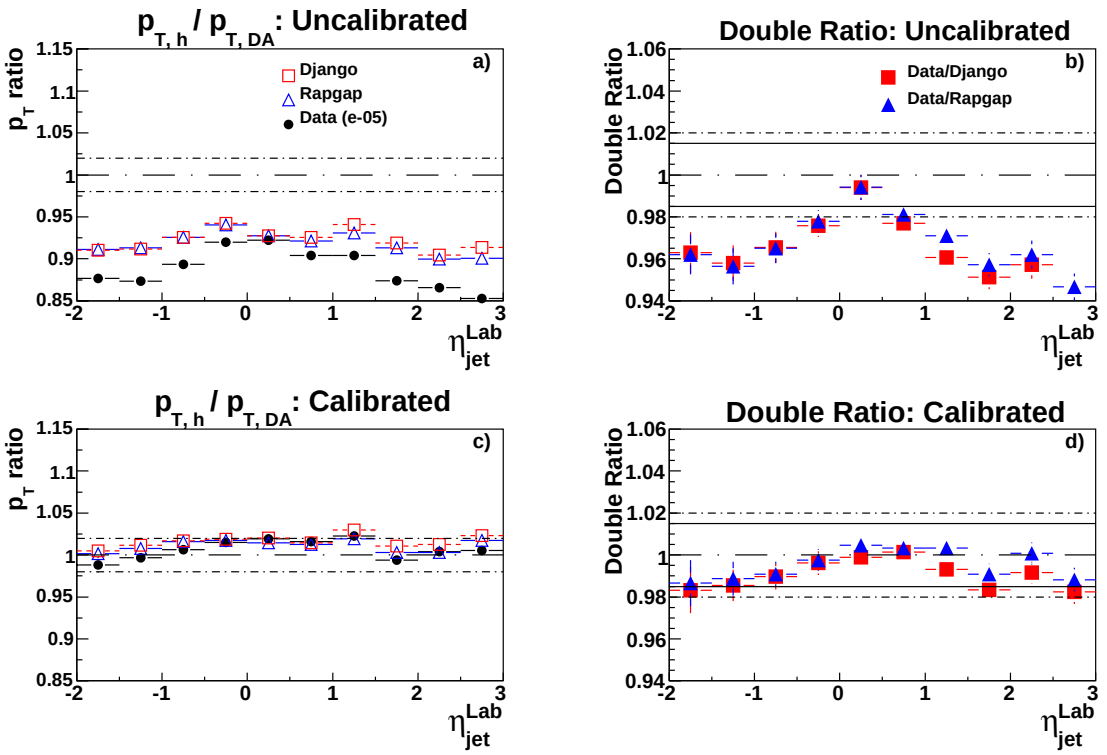


Figure 6.6: L'effet de la calibration sur l'échantillon INCL-JET: la valeur moyenne du rapport $R = P_{T,h}/P_{T,\mathrm{DA}}$ (à gauche) et double rapport DR (à droite) est donnée en fonction de la pseudorapidité des jets dans le référentiel du laboratoire η^L_{jet}: avant la calibration (a-b) et après la calibration (c-d).

6.3.2 La calibration des jets dans le référentiel de Breit

Les particules du système final hadronique sont calibrées dans le référentiel du laboratoire par la méthode `HADROO II`. Elles sont alors boostées dans le référentiel de Breit où elles sont agrégées dans des jets[8]. Il faut noter qu'en règle générale les jets reconstruits dans ces deux référentiels ne coïncident pas exactement. Par conséquent, un jet dans le référentiel de Breit peut contenir des clusters provenant de plusieurs jets du laboratoire, chacun corrigé avec des coefficients de calibration différents. La calibration des jets par la méthode HADROII a été ajustée pour les jets dont l'impulsion transverse dans le laboratoire est supérieure à $P^{min}_{T,e} = 10$ GeV, cependant il apparaît que dans le régime à grand Q^2 l'extension aux impulsions transverses de 5 GeV reste valable. En revanche dans le régime à bas Q^2 une calibration plus spécifique est nécessaire entre 5 et 10 GeV [138].

Le système final hadronique peut-être considéré comme parfaitement calibré si le rapport $R = P_{T,h}/P_{T,\mathrm{DA}} = 1$. En revanche, si l'échelle d'énergie hadronique n'est parfaitement calibrée dans les données, c'est-à-dire $R_{\mathrm{DATA}} \neq 1$, la section efficace mesurée sera affectée par des migrations systématiques entre les cases. Cependant, si la simulation reproduit bien ces défauts de calibration, c'est-à-dire si le double rapport défini par $DR = R_{\mathrm{DATA}}/R_{\mathrm{MC}}$ est proche de 1, on s'attend à ce que les migrations soient bien reproduites et corrigées. Par conséquent, c'est l'écart entre DR et 1, et non entre R_{DATA} et 1, qui permet de quantifier l'erreur systématique sur la mesure de l'énergie

[8] Les procédures de calibration et de reconstruction de jets ne sont *a priori* pas commutatives, puisque l'impulsion transverse entre dans la procédure d'agrégation des jets. Il a été montré cependant qu'en moyenne les effets du commutateur sont marginaux. Pour cela, l'ordre des opérateurs à été inversé les jets étant reconstruits avant la calibration des particules qui les composent [139].

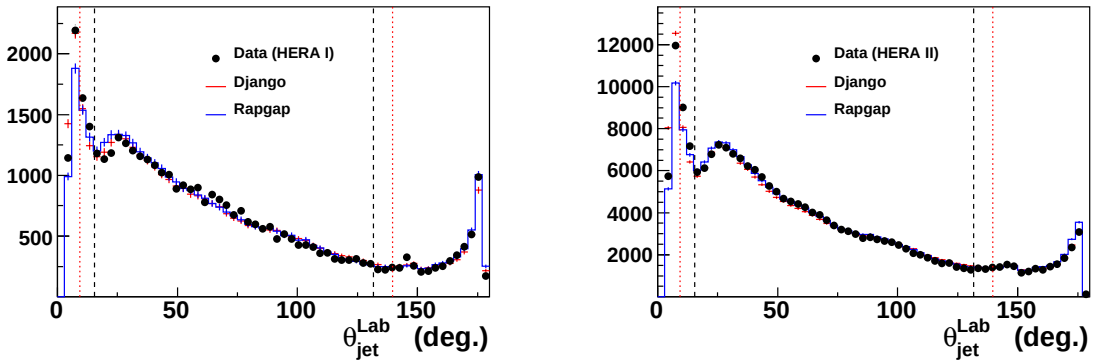


Figure 6.7: La distribution de l'angle polaire des jets inclusifs $\theta^L_{\rm jet}$ pour la période HERA I (a) et HERA II (b), les coupures appliquées dans notre analyse (analyse HERA I [5]) étant représentées par les lignes verticales en pointillés noires (rouges).

hadronique après la correction des données.

Sur la figure 6.6 est représenté l'impact de la calibration `HADROO II` sur le l'échantillon INCLJET en fonction de la pseudorapidité des jets dans le référentiel du laboratoire $\eta^L_{\rm jet}$: le rapport R et le double rapport DR avant la calibration 6.6.a-b et après 6.6.c-d. L'effet de la calibration est typiquement de 10 à 15% pour les données et de 5 à 10% dans les MC. L'impact est minimal dans la région centrale du LAr et maximal à l'avant et à l'arrière. Le désaccord entre l'échelle d'énergie hadronique dans les données et les MC est significativement réduit de 4 à 2%, avec un décalage moyen des données vers le bas de 1%. La différence reste maximale à l'avant et à l'arrière du calorimètre LAr.

Dans les analyses jet précédemment menées les jets ont été acceptés dans la limite de pseudorapidité $-1 < \eta^L_{\rm jet} < 2.5$ ($9^\circ < \theta^L_{\rm jet} < 140^\circ$) [4, 5]. A l'arrière dans la région du BBE ($135^\circ < \theta^L_{\rm jet} < 155^\circ$), la reconstruction des jets souffre de l'absence de section hadronique. En effet, la section électromagnétique dans le BBE représente moins de 1λ d'épaisseur (voir la figure 3.6). En fait, dans cette région le système final hadronique est dominé par les traces et sa composante neutre est mal connue (voir un exemple d'un tel événement sur la figure 6.8.a). Une étude détaillée du double rapport nous a conduit à supprimer les jets BBE (complètement ou partiellement) de notre analyse en déplaçant la coupure de sélection à $-0.8 < \eta^L_{\rm jet}$ ($132^\circ > \theta^L_{\rm jet}$).

La problématique est différente dans la région avant. La roue IF2 est composée d'une section hadronique de 7λ, mais les traces ne sont pas disponibles. Par conséquent, la région avant est plus sensible que la région arrière au bruit électronique et à la superposition éventuelle des bruits de fond faisceau-gaz. Par ailleurs elle peut être "contaminée" par la présence des restes du proton ayant subi des diffusions multiples. Cet effet, sensible à la distribution de la matière morte au voisinage du tube à vide et aux modèles d'hadronisation, est mal reproduit par les simulations. Après avoir scanné un par un des événements contenant des jets projetés fortement vers l'avant nous avons constaté une coïncidence fréquente entre les jets détectés dans la roue IF et l'une activité dans le calorimètre PLUG qui pourrait-être révélatrice d'une partie du jet restée hors de l'acceptance du calorimètre LAr (voir l'exemple d'un tel événement sur la figure 6.8.b).

Du point de vue statistique on voit que le spectre des jets inclusifs, donné sur la figure 6.7, est assez bien simulé dans la région avant pour la période HERA I (a), mais pas pour la période HERA II (b). Plus précisément, la multiplicité des jets à l'avant, entre $2 < \eta^L_{\rm jet} < 2.5$ ($9^\circ < \theta^L_{\rm jet} < 15^\circ$), augmente significativement pendant la période HERA II comparé à la période HERA I, sans que cet accroissement soit compris par les simulations. Afin d'améliorer la qualité de la mesure nous avons exclu la région de la roue IF du domaine cinématique de l'analyse jet en imposant la coupure $\eta^L_{\rm jet} < 2$ ($15^\circ < \theta^L_{\rm jet}$).

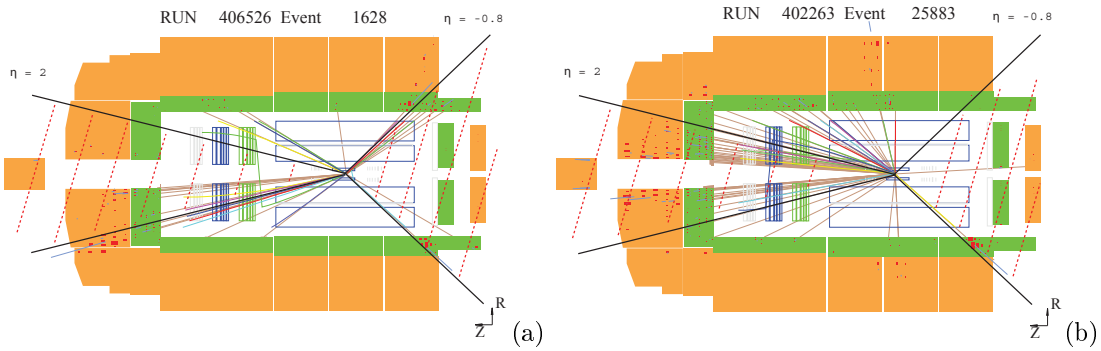


Figure 6.8: (a) un événement contenant un jet dans le BBE ($\eta^B_{\text{jet}} = -0.95$). Des lignes noires indiquent la position approximative des limites du domaine d'acceptance, (b) un événement contenant un jet dans le IF ($\eta^B_{\text{jet}} = 2.4$) avec présence d'un signal dans le PLUG.

6.3.3 L'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique

L'incertitude sur la calibration absolue de l'échelle d'énergie hadronique, notée ε_h, a été estimée dans l'analyse précédente à 2% [5]. La figure 6.6 semble néanmoins indiquer que dans l'intervalle angulaire de notre analyse l'échelle d'énergie hadronique est connue avec une précision de 1.5%. Pour étayer cette hypothèse nous avons conduit une étude systématique que nous allons décrire brièvement.

L'incertitude ε_h est estimée d'une manière conservative comme l'écart maximal du double rapport DR par rapport à 1. Afin de déceler des effets de compensation éventuels, le double rapport doit être étudié dans tous les échantillons jet mesurés, en fonction de plusieurs variables complémentaires dont peut dépendre la calibration: impulsions transverses - $P_{T,h}$, $P_{T,e}$ et angles - θ_e, γ_h. Le double rapport en fonction de γ_h et η^L_{jet} est donnée sur la figure 6.9 pour différent échantillons jet. L'écart du double rapport par rapport à 1 reste compatible dans la limite des incertitudes statistiques avec 1.5%.

La notion d'incertitude statistique dans le cas du rapport et du double rapport mérite d'être précisée. La partie centrale de la distribution du rapport des impulsions transverses R peut être modélisée par une gaussienne dont l'écart-type σ_R correspond à la résolution du détecteur H1. La définition du rapport utilisée jusqu'à lors correspond à la valeur moyenne μ_R de la gaussienne. Celle-ci est obtenue par un ajustement gaussien avec une incertitude statistique $\sigma_R/\sqrt{N}$ où N est le nombre d'événements utilisés pour l'ajustement (Théorème de la limite centrale). L'intervalle d'ajustement, choisi symétrique pour minimiser les biais, peut s'écrire comme $\mu_R \pm f \cdot \sigma_R$, où f est un facteur arbitraire à définir. Nous avons choisi $f = 1$ pour estimer μ_R et un intervalle élargi, $f = 1.3$, pour estimer σ_R. Pour stabiliser le résultat, la procédure d'ajustement est itérative, les paramètres obtenus au pas numéro i servant à définir l'intervalle de départ du pas numéro $i + 1$. Nous avons estimé, en variant f entre 0.9 et 1.5, que l'impact du choix de l'intervalle d'ajustement sur la valeur de μ_R ne dépasse pas 0.5%, autrement dit 1/3 de l'incertitude totale sur l'échelle d'énergie hadronique ($\varepsilon_h = 1.5\%$). On peut interpréter ce résultat comme le fait que l'incertitude ε_h inclut non seulement la différence systématique entre les échelles d'énergie hadronique dans les données et les MC, mais aussi une composante statistique. Celle-ci est liée à la méconnaissance de la valeur réelle de l'échelle hadronique dans les données: plus le nombre de données acquises est grand mieux l'échelle d'énergie hadronique est connue.

Pour confirmer la conclusion de la méthode du double rapport nous avons mené une étude plus quantitative permettant de prendre en compte les incertitudes statistiques sur la détermination de μ_R. La distribution du rapport R a été mesurée, période par période, pour l'échantillon INCL-JET dans une grille en angle polaire du θ^L_{jet} (grille de `HADROO II` - voir la figure 6.4) et en impulsion transverse $P^B_{T,\text{jet}}$ (voir le tableau 7.2). Un exemple de ces distributions pour la période $e + 05$ est donné sur la figure 6.10. Pour chaque distribution du rapport R la valeur de la moyenne μ_R

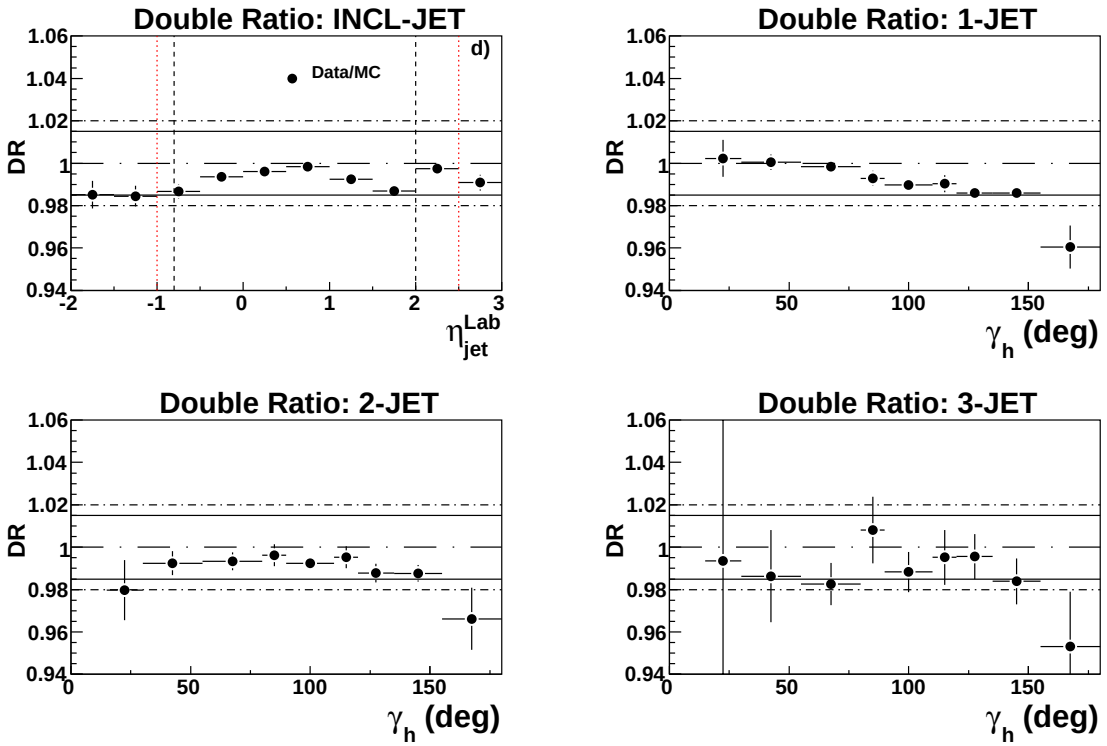


Figure 6.9: L'incertitude sur la calibration absolue de l'échelle d'énergie hadronique: le double rapport est donné pour l'échantillon INCL-JET en fonction de $\eta^L_{\rm jet}$ (a) et pour les échantillons 1-JET (b), 2-JET (c) et 3-JET (d) en fonction de γ_h.

a été ajustée par un fit gaussien décrit plus haut. L'incertitude statistique ε sur la valeur de μ_R a été fournie par l'algorithme d'ajustement TMinut [119]. Il a été toutefois vérifié que cette erreur est compatible avec le théorème de la limite centrale. Pour chacune des 5 périodes, la grille $\theta^L_{\rm jet} \times P^B_{T,jet}$ contient 20 cases. Nous disposons donc en tout de 100 valeurs de μ_R avec leur incertitude statistique ε.

La valeur du χ (ou *Pull* en anglais) définie par

$$\chi = \frac{\mu_{DATA} - \mu_{MC}}{\epsilon_{DATA} \oplus \epsilon_{MC} \oplus \epsilon_h} \tag{6.7}$$

est calculée pour tous les points considérés comme statistiquement fiables (74 points avec $\epsilon < 50\%$ et $0 < \mu_R < 3$). La distribution des χ est donnée sur la figure 6.11 pour différentes hypothèses sur la valeur de ϵ_h. Dans l'hypothèse où toutes les incertitudes suivent une statistique gaussienne[9], le *Pull* est une distribution gaussienne de paramètres $\mu_{\rm PULL}$ et $\sigma_{\rm PULL}$. La moyenne $\mu_{\rm PULL}$ correspond à la partie corrélée de ϵ_h et l'écart-type $\sigma_{\rm PULL}$ à la partie non corrélée. L'hypothèse ϵ_h est a été considérée comme la plus probable si la somme des deux erreurs est de l'ordre de 1: $|\mu_{\rm PULL}| + \sigma_{\rm PULL} \approx 1$. Dans le cas où $|\mu_{\rm PULL}| + \sigma_{\rm PULL} > 1$, ϵ_h est probablement sous-estimée et dans le cas contraire surestimée. La valeur de ϵ_h la plus probable est estimée par cette méthode bayesienne entre 1 et 1.5%.

L'incertitude ϵ_h en composée d'une partie corrélée $\epsilon_{h,\rm cor}$ entre les différentes régions du LAr et des fluctuations locales $\epsilon_{h,\rm uncor}$, incluant entre autre les fluctuations statistiques sur la détermination de μ_R. Si la déconvolution exacte de ces deux composantes apparaît extrêmement difficile compte tenu de l'extension transverse du HFS (même un jet pris à part peut avoir une extension

[9] Sachant que cette hypothèse est arbitraire pour ϵ_h, les prédictions quantitatives de cette méthode doivent être prises avec précaution et croisées avec la méthode du double rapport.

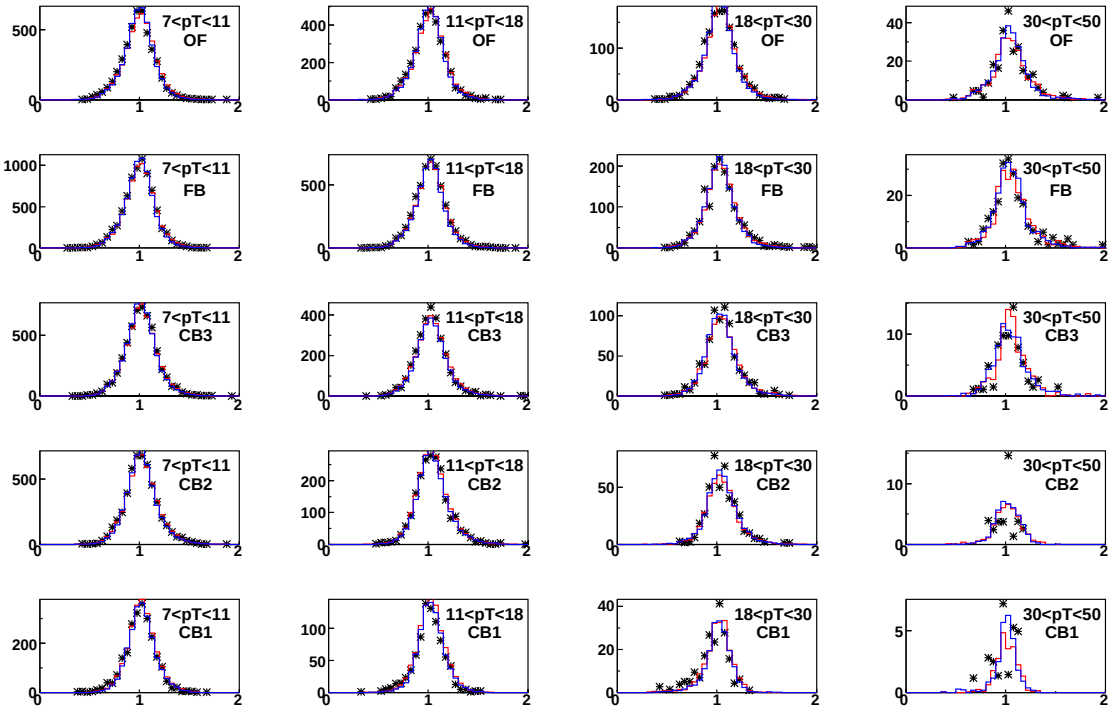


Figure 6.10: Les distributions du rapport R dans l'échantillon INCL-JET, tracées pour la période $e^{-}05$, dans les différentes roues du LAr où le jet a été détecté et dans différents régimes en $P^{B}_{T,jet}$. ces distributions sont utilisées pour le calcul du *Pull*. Les données sont représentées avec des croix noires, `DJANGOH` en rouge et `RAPGAP` en blueu.

transverse de 1 m au niveau de la face d'entrée du LAr), il est possible d'estimer la valeur typique de $\epsilon_{h,\mathrm{cor}}$ à 1%, c'est-à-dire le décalage moyen entre les échelles d'énergie hadroniques dans les données et les MC constaté dans les différentes distributions du double rapport. En conséquence nous avons fixé $\epsilon_{h,\mathrm{cor}} = \epsilon_{h,\mathrm{uncor}} = \epsilon_h/\sqrt{(2)}$ de sorte que $\epsilon_h^2 = \epsilon_{h,\mathrm{cor}}^2 + \epsilon_{h,\mathrm{uncor}}^2$.

Notons pour finir que l'amélioration de la précision sur la mesure d'énergie hadronique de 2 à 1.5% est liée aux progrès dans les méthodes de calibration et à l'accroissement de la statistique des données permettant d'affiner la connaissance du détecteur. Son impact sur la mesure des sections efficaces est significatif puisque l'incertitude sur l'échelle hadronique est l'erreur systématique dominante.

6.3.4 La résolution de l'énergie hadronique

La résolution des données et des MC est estimée comme l'écart-type σ_R du rapport R déterminé selon la procédure décrite dans le paragraphe précédent. La comparaison des distributions de rapport avant et après l'application de la calibration `HADROO II` sont données sur la figure (6.12.a-b). On constate que la résolution, qui est typiquement de 13%, est peu modifiée par la procédure de calibration. Par ailleurs, contrairement à ce qu'on pourrait penser, la résolution reste assez peu dépendante de E_h (voir la figure 6.12.f), probablement grâce à l'effet de compensation entre les traces et les clusters introduite par l'algorithme `HADROO II` (voir la figure 6.1). Les queues non gaussiennes de la distribution du rapport dans les données, qui sont visibles en échelle logarithmique sur la figure 6.12.c, sont bien décrites par les MC. Dans les simulations nous disposons de la référence en énergie idéale qu'est le niveau hadronique. En mesurant la distribution $P^{\mathrm{REC}}_{T,h}/P^{\mathrm{GEN}}_{T,h}$, donnée sur le graphique 6.12.d et $P^{\mathrm{REC}}_{T,\mathrm{jet}}/P^{\mathrm{GEN}}_{T,\mathrm{jet}}$, sur le graphique 6.12.e, nous obtenons une valeur de résolution alternative et comparable avec celle produite à partir du rapport R.

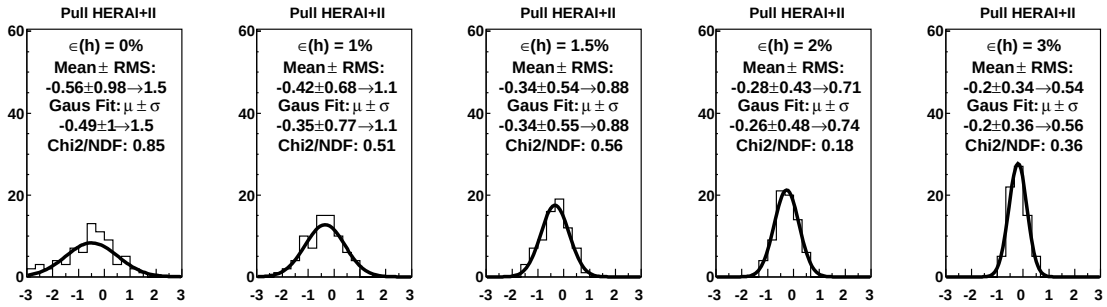


Figure 6.11: Les distributions de *Pull* pour différentes hypothèses de l'incertitude hadronique ε_h: de gauche à droite $\epsilon_h = 0\%$, 1%, 1.5%, 2%, 3%.

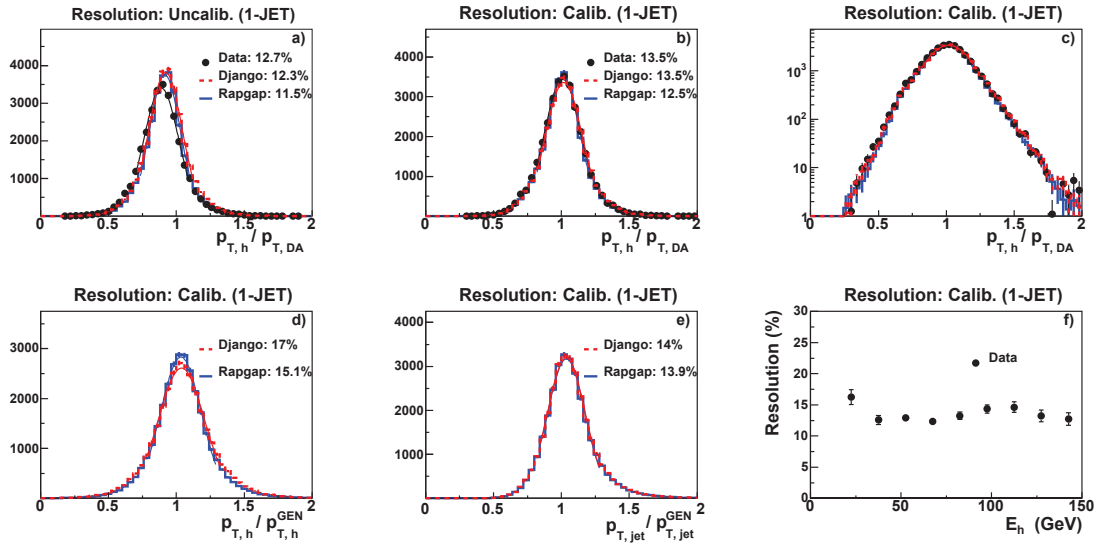


Figure 6.12: Différentes méthodes d'estimation de la résolution du HFS: à partir du rapport $P_{T,h}/P_{T,DA}$ avant et après la calibration (a,b); à partir du rapport $P_{T,h}^{REC}/P_{T,h}^{GEN}$ (d); à partir du rapport $P_{T,jet}^{REC}/P_{T,jet}^{GEN}$ (e). La figure (f) donne la résolution en fonction de E_h. Enfin la description des queues non gaussiennes dans le rapport est fournie sur la figure (c).

Pour finir mentionnons la résolution sur la variable 2-jet ξ (voir §2.3.5) qui est typiquement de 15%. Elle est dominée par la résolution sur l'échelle d'énergie hadronique à travers la masse invariante M_{12} des deux premiers jets.

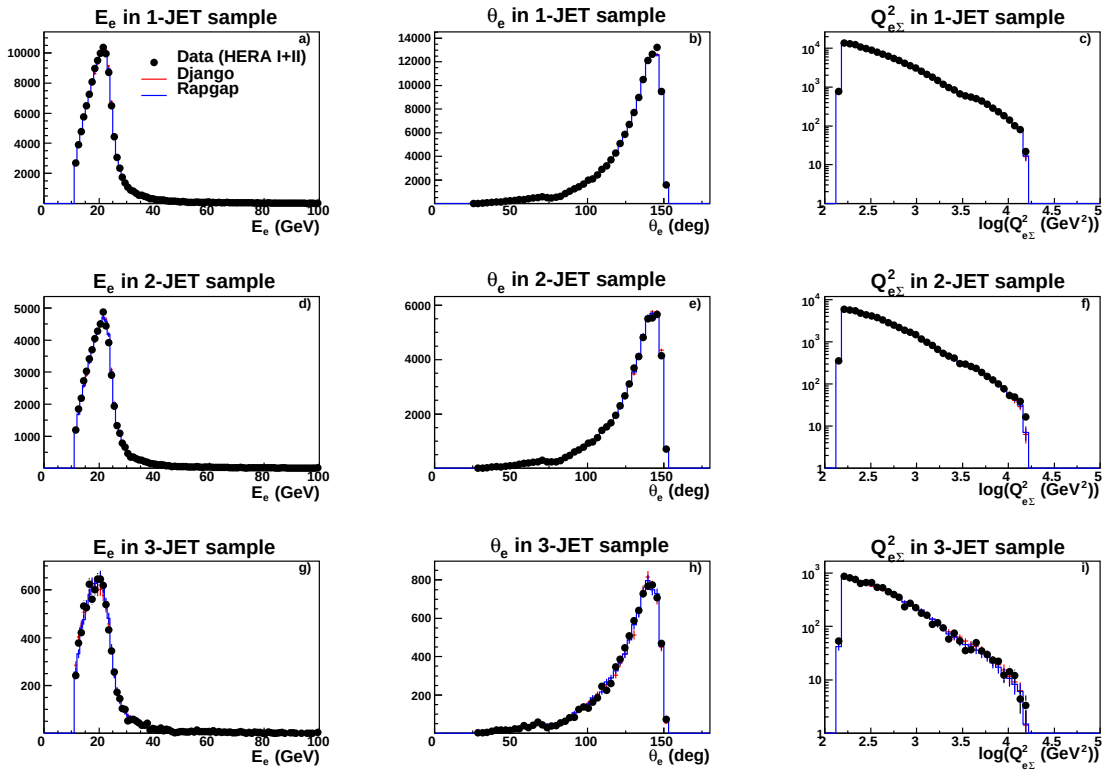


Figure 6.13: Les distributions (de gauche à droite) de E_e , θ_e et $Q^2_{e\Sigma}$ dans (de haut en bas) les échantillons 1-JET, 2-JET et 3-JET pour l'ensemble de la période HERA I+II. Les MC sont normalisés au nombre total d'événements dans les données.

6.4 Les distributions des variables de Bjorken dans les échantillons jet

Les distributions de contrôle des variables DIS dans les échantillons jet seront présentées dans cette section. Une attention particulière est consacrée aux variables de Bjorken qui sont utilisées pour reconstruire le boost entre le référentiel du laboratoire et le référentiel de Breit (voir §2.1.2). L'objectif de cette étude est tout d'abord de bien comprendre du point de vue de la physique les distributions des variables cinématiques afin de contrôler la reconstruction des données. En même temps il est nécessaire de vérifier le bon accord entre les données et les simulations qui seront utilisées pour la correction des effets de détection. En cas de désaccord notable il est important de quantifier l'impact sur la procédure de correction et éventuellement de corriger les simulations par une procédure de repondération ou par l'introduction des coupures de qualité supplémentaires. Sauf indication contraire, dans toutes les distributions étudiées les MC seront normalisés au nombre total d'événements dans les données puisque la normalisation absolue n'influe pas sur la méthode de corrections de données (voir pour plus de détails §7.2.1).

6.4.1 Les variables de l'électron et la virtualité de l'interaction $Q^2_{e\Sigma}$

Dans la méthode électron-Σ la variable de Bjorken Q^2 est reconstruite à partir de l'énergie E_e et l'angle polaire θ_e de l'électron diffusé (relations 4.5 et 4.8): $Q^2_{e\Sigma} = Q^2_e = 4E^i_e E_e \cos^2 \frac{\theta_e}{2}$. Les distributions des variables (de gauche à droite) E_e, θ_e et $Q^2_{e\Sigma}$ sont représentées pour les échantillons (de haut en bas) 1-JET, 2-JET et 3-JET sur la figure 6.13 (pour l'échantillon DIS NC voir la figure 5.22.a) .

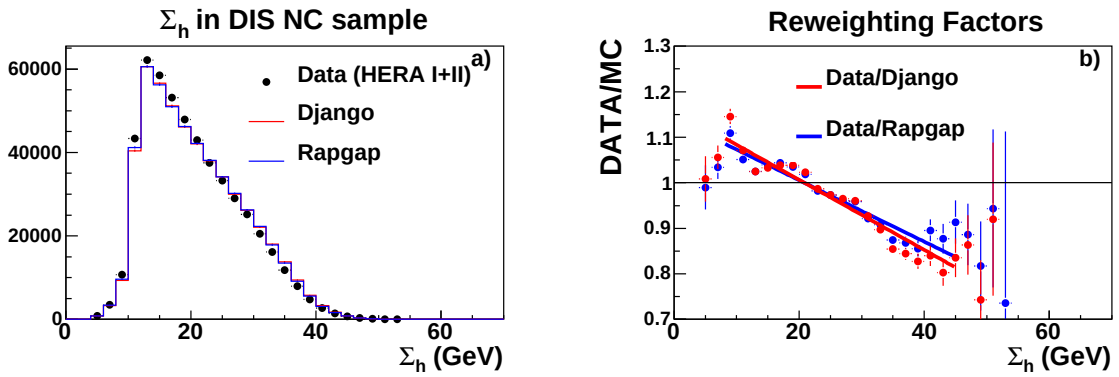


Figure 6.14: La distribution de Σ_h (a) et le rapport entre les distributions de Σ_h des données et des MC (b) ajusté par une fonction affine (courbe rouge pour le rapport entre les données et DJANGOH et bleue pour le rapport entre les données et RAPGAP). La distribution est donné dans l'échantillon DIS NC pour l'ensemble de la période HERA I+II. Sur le graphique (a) les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

Le spectre de θ_e, dur vers les petits angles, présente un pic cinématique[10] prononcé autour de 143°. Ce comportement reflète la dépendance en $1/Q^4$ de la section efficace DIS que nous retrouvons dans le spectre en Q^2 représenté sur la figure 5.22.a. Le spectre de E_e est séparé en deux parties par le pic cinématique à 23 GeV. Au dessus du pic sa chute rapide suit celle de la section efficace DIS, en dessous le spectre est dominé par les événements fortement inélastiques $y \sim 0.7$ à bas Q^2 en vertu de la relation (4.12). Enfin, le spectre en Q^2 montre le même comportement pour l'échantillon 1-JET et 2-JET (les événements 1-jet étant des événements 2-jet dégénérés à cause des coupures cinématiques, cf. §6.2.2), alors qu'il durcit dans l'échantillon 3-JET. On peut expliquer cela dans le cadre d'une approche cinématique naïve où l'émission d'un troisième jet dans un événement 2-jet est favorisée par une plus grande impulsion de transfert Q ou, ce qui revient au même, une plus grande énergie disponible dans le centre de masse électron-parton.

En conclusion la simulation MC reproduit bien les variables de l'électron et le spectre en Q^2 et ce indépendamment du nombre de jet produits.

6.4.2 Les variables HFS transverses et l'inélasticité $y_{e\Sigma}$

Dans la méthode électron-Σ la variable de Bjorken $y_{e\Sigma}$ est reliée à Σ_h et à $E - Pz$ par la relation (4.8): $y_{e\Sigma} = 2E_e^i \frac{\Sigma_h}{(E-Pz)^2}$. Le spectre de Σ_h dans l'échantillon DIS NC est représenté sur la figure 6.14.a. Son comportement au dessus du pic cinématique à 13 GeV peut être modélisé par une fonction affine décroissante. La partie du spectre entre 0 et 13 GeV correspond à une queue radiative.

La pente du spectre des données, au dessus du pic cinématique de 13 GeV, est plus raide que celle prédite par la simulation. Le rapport entre la distribution des données et des MC représenté sur la figure 6.14.b, confirme cette observation. Plus quantitativement dans une distribution normalisée la simulation (DJANGOH ou RAPGAP) sous-estimée les données de 10% autour du pic cinématique et surestime dans la queue à grand Σ_h. Après avoir vérifié que ce comportement est peu dépendant de la période de prise de données et ne peut être expliqué par un bruit de fond non-*ep*, il a été décidé d'appliquer un facteur de repondération linéaire $W_\Sigma = a \cdot \Sigma_h + b$ aux événements simulés. Ce facteurs a été ajusté à partir du rapport entre les données et les MC dans l'échantillon DIS NC (voir la figure 6.14.b).

Dans les procédures de repondérations décrites précédemment, par exemple la correction de

[10] La section efficace, dans le domaine cinématique accessible, est maximale pour $Q^2 \sim 150$ GeV^2 et $y \sim 0.2$ (voir la figure 5.22). A partir de ces valeurs et des relations (4.3), (4.12) et (4.13), il est possible d'estimer la position des pics cinématiques de différentes variables DIS: $E_e \approx 23$ GeV, $\theta_e \approx 143°$, $\Sigma_e \approx 43$ GeV et $\Sigma_h \approx 12$ GeV.

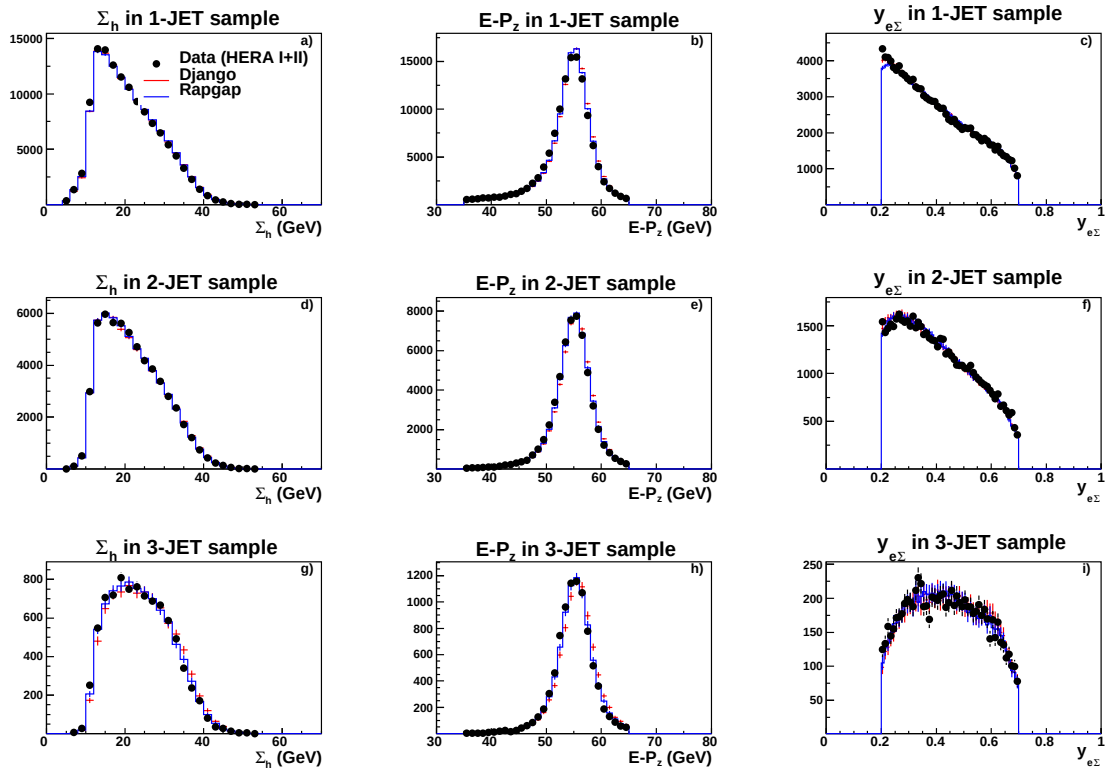


Figure 6.15: Les distributions (de gauche à droite) de Σ_h , $E - Pz$ et $y_{e\Sigma}$ dans (de haut en bas) les échantillons 1-JET, 2-JET et 3-JET pour l'ensemble de la période HERA I+II après la repondération de Σ_h dans l'échantillon DIS NC. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

l'inefficacité VETO (cf. §5.2.1), l'objectif poursuivi était de corriger un effet de détection connu et compris qui modifie une distribution générée, mais n'est pas pris en compte dans les programmes de simulation et de reconstruction de H1. Cependant dans le cas de la repondération en Σ_h le principe est différent. Le désaccord entre les données et les MC est imputé aux défauts de description du spectre DIS NC au niveau générateur. Il convient, donc, d'appliquer la procédure de repondération à un événement dès le niveau générateur en utilisant Σ_h^{GEN} au lieu de Σ_h^{REC}. Le même facteur multiplicatif est alors appliqué au même événement au niveau reconstruit. Finalement, cette procédure de correction, qui vise à améliorer la description des variables hadroniques tant dans l'échantillon DIS NC que dans les échantillons jets, est appliquée à toutes les distributions montrés à partir du chapitre 5 à l'exception de la figure 6.14.

Les distributions des variables (de gauche à droite) Σ_h, $E - Pz$ et $y_{e\Sigma}$, obtenues après la repondération en Σ_h, sont représentés pour les échantillons (de haut en bas) 1-JET, 2-JET et 3-JET sur la figure 6.15. On observe un bon accord entre les distributions des variables Σ_h et $y_{e\Sigma}$ dans les données et dans les MC pour tous les échantillons jets. Il est intéressant de remarquer que dans les échantillons DIS NC (fig. 5.22.b) et 1-JET la distribution de $y_{e\Sigma}$ est en bonne approximation une droite avec un "genou" à $y \approx 0.6$ induit par la coupure $E_e > 11$ GeV (voir la figure 5.21). Lorsque le nombre de jets requis augmente les événements deviennent en moyenne de plus en plus inélastiques et la forme des distributions de Σ_h et de $y_{e\Sigma}$ change en conséquence.

La structure de la distribution de $E - Pz$ a été discutée dans le paragraphe 5.6. Le pic cinématique de l'électron à 23 GeV correspond à $\Sigma_e = 43$ GeV et par complémentarité à $\Sigma_h = 12$ GeV et $y_{e\Sigma} = 0.22$. La contribution moyenne de Σ_h (2/5) et Σ_e (3/5) à $E - Pz$ correspond à la valeur moyenne de l'inélasticité de l'événement $\langle y_{e\Sigma} \rangle \approx 0.4$. La résolution de l'énergie de l'électron étant deux à trois fois meilleure $(4 - 6\%)$ que la résolution en énergie hadronique (13%),

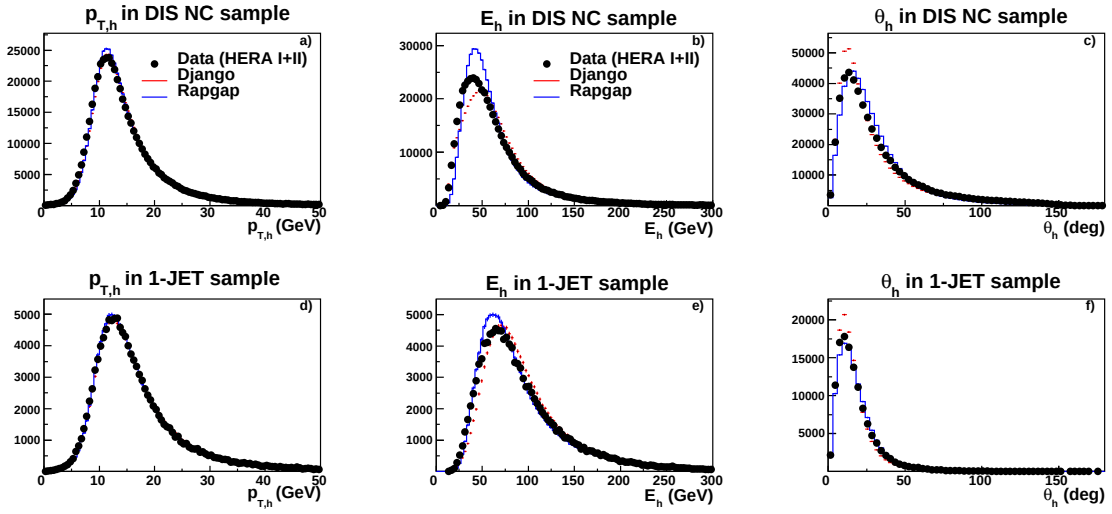


Figure 6.16: La distributions (de gauche à droite) de E_h, θ_h et $P_{T,h}$ dans (de haut en bas) les échantillons DIS NC et 1-JET pour l'ensemble de la période HERA I+II après la repondération de Σ_h dans l'échantillon DIS NC. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

nous pouvons en déduire que les contributions de Σ_h et Σ_e à la largeur de la gaussienne centrale de $E - Pz \approx 3$ GeV sont comparables. Cependant, même après la repondération en Σ_h, la position exacte du pic $E - Pz$ reste légèrement décalée par rapport à 55.2 GeV de -0.4 GeV dans les données et de -0.2 GeV (-0.3 GeV) dans les échantillons `DJANGOH` (`RAPGAP`) respectivement. Cette différence entre les données et la simulation peut s'expliquer par le décalage moyen vers le bas de 1% de l'échelle d'énergie hadronique dans les données par rapport aux MC (voir §6.3.3) qui se répercute par un décalage de 0.22 GeV sur le pic de $E - Pz$.

6.4.3 Les autres variables HFS

Les variables hadroniques transverses, discutées jusqu'à lors, étaient toutes insensibles aux pertes à l'avant dans le tube à vide et au bruit électronique dans le calorimètre. La bonne compréhension de ces variables est suffisante pour la reconstruction de la cinématique DIS, mais ne l'est pas pour celle des jets.

La figure 6.16 montre l'énergie E_h, l'angle θ_h et l'impulsion transverse $P_{T,h}$ du HFS pour les échantillons DIS NC et 1-JET. Dans l'échantillon DIS NC les distributions de E_h et θ_h des données sont mal simulés en dessous de 60 GeV. Si à ces énergies `RAPGAP` prédit un surplus de $\sim 20\%$ du nombre d'événements par rapport aux données, `DJANGOH` montre un manque de $\sim 5\%$. Cependant `DJANGOH` prédit en moyenne un plus grand angle polaire θ_h que `RAPGAP`, de sorte que le spectre de l'impulsion transverse $P_{T,h}$ coïncide dans les deux cas.

La présence de un ou de plusieurs jets à grande impulsion transverse, chacun d'une énergie moyenne de 20 GeV dans le référentiel du laboratoire, contribue à accroître E_h au delà de 60 GeV. Cette partie du spectre à grande énergie est assez bien décrite par les MC dans les deux échantillons DIS NC et 1-JET. On peut supposer que les MC à l'ordre dominant décrivent mieux le système final hadronique à grande énergie, qui est dominé par plusieurs jets durs issus de l'élément de matrice 2-jet ou 3-jet, qu'à basse énergie où c'est l'émission de partons mous et l'hadronisation qui joue un rôle important.

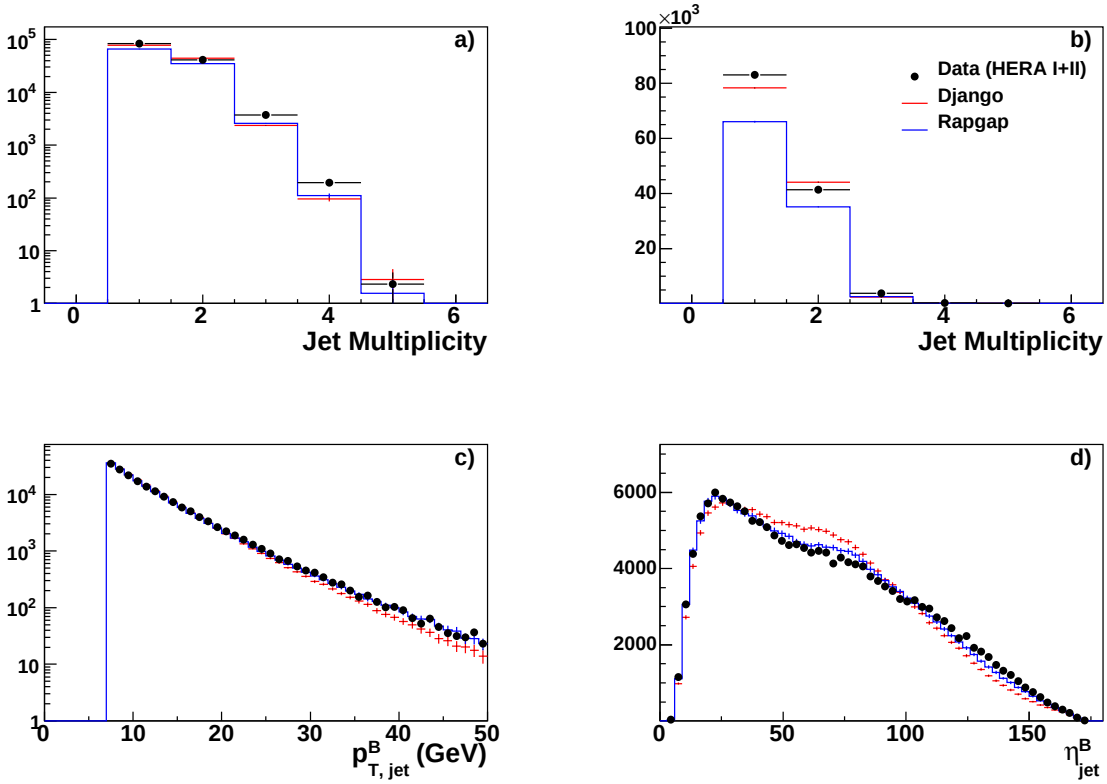


Figure 6.17: La multiplicité de jet inclusifs représentée en échelle logarithmique en ordonnée (a) et en échelle linéaire (b) ainsi que les distributions de l'impulsion transverse des jets inclusifs $P^B_{T,jet}$ (c) et de l'angle polaire θ^B_{jet} mesurées pour l'ensemble de la période HERA I+II. Les MC dans les distributions (a) et (b) sont normalisées à la luminosité des données alors dans (c) et (d) au nombre total d'événements dans les données.

6.5 Les distributions des variables jet

Cette section est consacrée à l'étude des distributions des variables cinématiques liés aux jets: l'impulsion transverse, l'angle polaire et radial et la masse invariante. De la même manière que pour les variables DIS, l'objectif de cette étude est la compréhension physique derrière les distributions et la description des données par les simulations.

6.5.1 Le spectre des jets inclusifs

Dans la partie précédente il a été montré que la description des principales variables du HFS est satisfaisante lorsque la présence de jets durs est requise dans les événements. Cependant, dans les Monté Carlo à l'ordre dominant (LO), le taux d'événements où ces jets sont présents ainsi que leur nombre est fortement dépendant du modèle de rayonnement QCD. La figure 6.17.a-b montre la multiplicité de jets dans l'échantillon INCL-JET, les MC étant normalisés cette fois-ci à la luminosité des données. Le taux d'événements avec un ou deux jets prédit par le modèle de cascades de partons, (ME+PS - `RAPGAP`, voir §2.4) est inférieur à celui prédit par le modèle de dipôle de couleur, (CDM - `DJANGOH`). Au contraire le taux d'événements avec trois jets prédit par les deux MC est comparable avec les mesures. Tout se passe comme si la probabilité d'émission d'un troisième jet dans les événements 2-jets est supérieure dans le modèle MEPS comparé au CDM.

Les distributions de l'impulsion transverse $P^B_{T,jet}$ et de l'angle polaire θ^B_{jet} des jets inclusifs

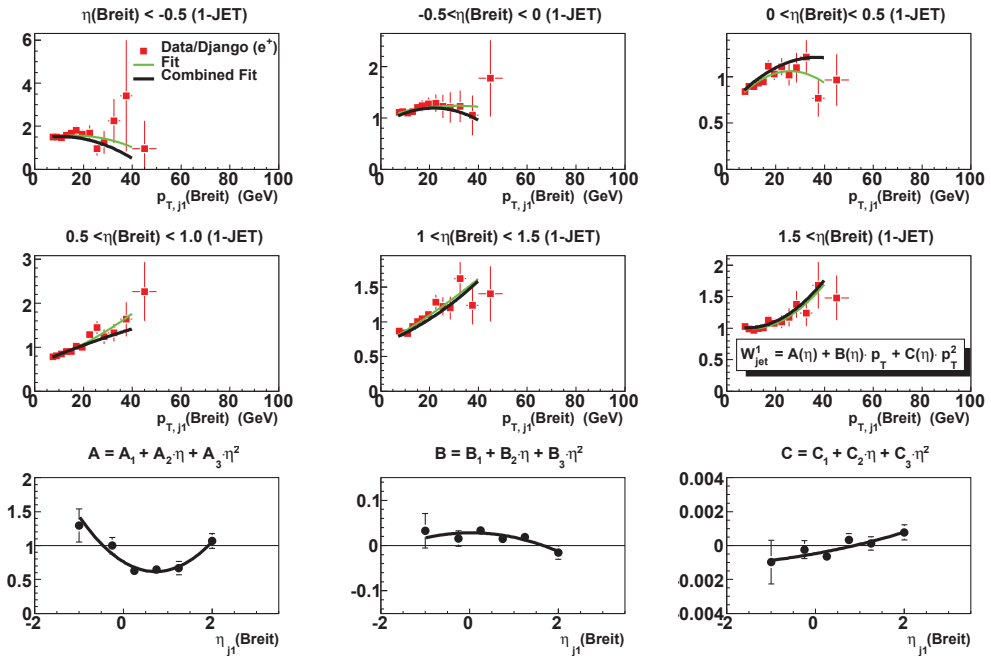


Figure 6.18: La première étape de la procédure de repondération. Le rapport entre les données et DJANGOH (points rouges) est donné en fonction de $p^B_{T,j1}$ dans six régions en η^B_{j1}. Dans chaque maille en η^B_{j1} le rapport est ajusté par un polynôme de second degré $W^1_{\text{jet}} = A(\eta) + B(\eta) \cdot P_T + C(\eta) \cdot P^2_T$ (courbes vertes). Les coefficients A, B, C de ces polynômes sont donnés sur les 3 graphiques du bas en fonction de η^B_{j1} (points noirs). Ils sont lissés par des polynômes de second degré (courbes noires). Le polynôme de second degré obtenu par un ajustement global du rapport en fonction de $p^B_{T,j1}$ et η^B_{j1} est représenté par les courbes noires dans chaque maille en η^B_{j1}.

dans le référentiel de Breit sont données sur la figure 6.17.c-d. La distribution angulaire dans le référentiel de Breit est significativement moins bien décrite par les MC que dans le référentiel du laboratoire (voir la figure 6.7), avec un décalage maximal de $\sim 5\%$ entre 30 et 80°. De plus le spectre des MC en $P^B_{T,jet}$ est plus dur que celui des données, particulièrement à grande impulsion transverse. Cette différence influe sur la prise en compte des migrations entre les différentes mailles en P^B_T dans les données et dans les MC. Par conséquent elle peut biaiser la procédure de correction des effets de détection. Pour y remédier nous avons appliqué une procédure de repondération sur les distributions cinématiques des jets.

6.5.2 La repondération du spectre des jets

Le choix des variables pour paramétrer les poids à appliquer est fait parmi les grandeurs cinématiques primaires, même si elles ne sont pas invariantes de Lorentz. En pratique nous avons à notre disposition les quadrivecteurs de l'électron (incident P^i_e et diffusé P_e), du HFS (P_h) et des jets lorsqu'ils existent (P_{j1}, P_{j2} et P_{j3}). Le quadrivecteur du proton incident se déduit à partir des autres avec la loi de conservation d'énergie-impulsion. Les jets ayant été recombinés avec un schéma non massif (voir §2.2.2 et §6.2.1) leurs quadrivecteurs dépendent de trois variables. Nous

avons choisi l'impulsion transverse $P^B_{T,jet}$, la pseudorapidité $\eta^B_{\rm jet}$ et l'angle azimutal $\phi^B_{\rm jet}$ dans le référentiel de Breit. L'interaction DIS est invariante par rotation autour de l'axe z dans le référentiel du laboratoire et, par conséquent, la valeur absolue de ϕ ne porte pas d'information sur les jets[11] [54]. Le nombre de variables suffisant à la repondération a été estimé à partir de celui de degrés de liberté à l'ordre dominant (voir 2.3.1): ils sont au nombre de 2 pour un événement DIS NC (Q^2 et x), de 5 pour un événement 2-jet (2 variables DIS NC et $P^B_{T,j1}$, η^B_{j1}, ϕ^B_{j1}) et 8 pour un événement 3-jet (5 variables 2-jet et $P^B_{T,j3}$, η^B_{j3}, ϕ^B_{j3}). Mettant de côté les azimutaux il nous reste quatre variables pour un événement 2-jet et deux variables additionnelles pour un événement 3-jet.

La procédure de repondération itérative est conduite en plusieurs étapes successives (similaires à la pondération Σ décrit dans 6.4.2) suivant la hiérarchie des échantillons du plus global vers le plus détaillé. Les poids calculés à une étape i, sont appliqués et servent du point de départ à l'étape $i+1$. A chaque étape les poids $W^i_{\rm jet} = f(x^i_1, x^i_2)$, dérivés à partir du rapport des distributions de données et des MC en fonction d'une ou deux variables cinématiques (x^i_1, x^i_2), sont ajustés avec une fonction f qui est un polynôme de $2^{\rm nd}$ degré (lorsque le terme quadratique est significatif). Pendant la procédure d'ajustement, certaines coupures de sélection ont été relâchées, notamment celles en masse invariante afin de mieux prendre en compte les migrations à la frontière de l'espace de phases. Durant de la procédure de repondération chaque événement simulé reçoit un poids en fonction des variables ($x^{i,\rm GEN}_1$, $x^{i,\rm GEN}_2$), si elles sont disponibles, autrement aucun poids n'est appliqué.

Les poids sont calculés individuellement pour `DJANGOH` et `RAPGAP` et séparément pour les données e^+ et e^-, la dernière précaution étant importante à grand Q^2 où les effets électrofaibles sont différents. La procédure d'ajustement des poids est illustrée sur la figure 6.18 avec la première étape de la procédure de repondération. La fonction de poids W_1 est dérivée ici pour `DJANGOH` pour les données e^+ en fonction des variables η^B_{j1} et $p^B_{T,j1}$. La procédure est arrêtée à l'étape n lorsque les rapports entre les données et les MC des différentes variables jets sont compatibles avec 1 dans la limite des incertitudes statistiques. A partir de cette étape la procédure de repondération est dominée par les fluctuations statistiques. Le poids total $W_{\rm jet}$ appliqué événement par événement au niveau généré et au niveau reconstruit s'exprime alors comme le produit des poids obtenus à chaque étape$W_{\rm jet} = W^1_{\rm jet} \cdot W^2_{\rm jet} \cdot ... \cdot W^n_{\rm jet}$.

Etape	Variables	Echatillon
0	Σ	DIS NC
1	$p^B_{T,j1}$, η^B_{j1}	1 JET
2	$p^B_{T,j1}$, $\log Q^2$	1 JET
3	$p^B_{T,j2}$, $\log Q^2$	2 JET
4	$p^B_{T,j3}$, $\log Q^2$	3 JET

Table 6.2: Les différentes étapes de la procédure de repondération du spectre des jets.

Les différentes étapes avec les fonctions associées sont consignées dans le tableau 6.2. La repondération en Σ_h correspond à un degré de liberté de l'échantillon DIS NC. Les trois étapes suivantes correspondent aux échantillons 1-JET et 2-JET (les événements 1-jet étant des événements 2-jet dégénérés à cause des coupures cinématiques, cf. §6.2.2). Après la repondération en y les trois degrés de liberté disponibles pour les événements 2-jet ont été repondérées en deux étapes: une repondération en ($P^B_{T,j1}$, η^B_{j1}) (illustrée sur la figure 6.18) suivie d'une autre en ($P^B_{T,j1}$, $\log(Q^2)$). Une itération supplémentaire sur l'échantillon 2-JET et ensuite 3-JET en fonction de ($P^B_{T,j2}$, $\log(Q^2)$) et de ($P^B_{T,j3}$, $\log(Q^2)$) a suffi pour atteindre les conditions d'arrêt.

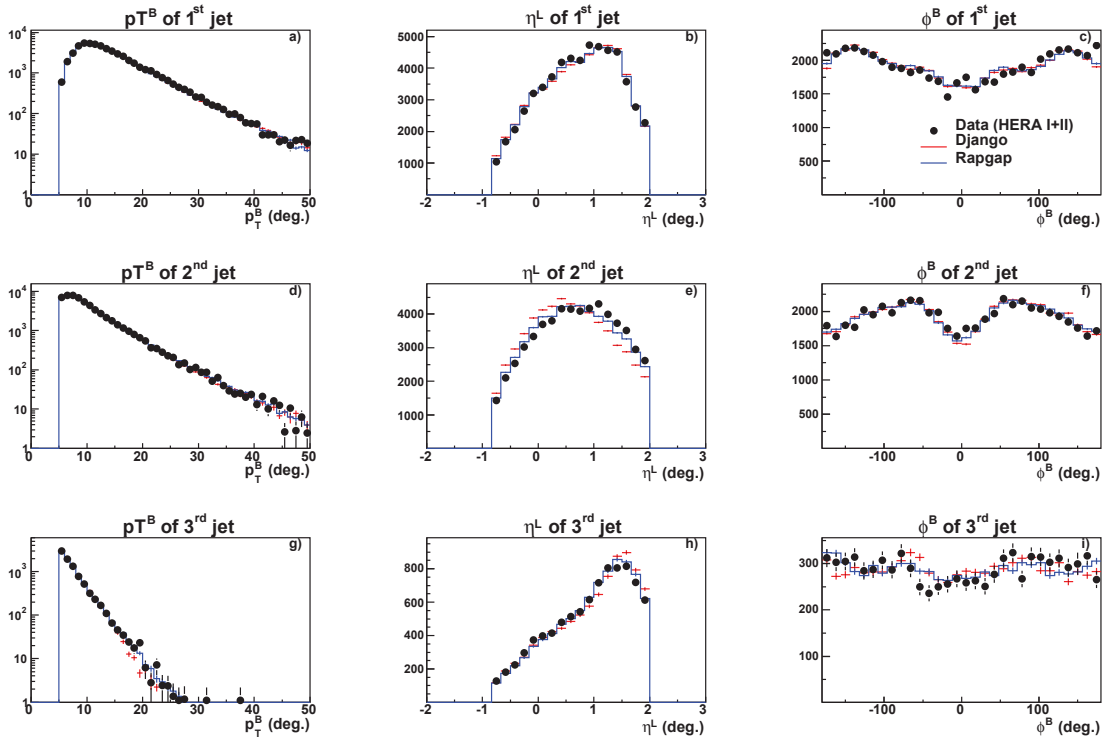


Figure 6.19: Les distributions repondérées de (de gauche à droite) P_T^B, η^L et ϕ_B du (de haut en bas) 1er, 2nd et 3ème jet pour l'ensemble de la période HERA I+II. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

6.5.3 Le spectre des jets après repondération

Les distributions de (de gauche à droite) P_T^B, η^L et ϕ_B du (de haut en bas) 1er, 2nd et 3ème jet sont donnés après la procédure de repondération sur la figure 6.19. Les distributions en η^B et ϕ_B sont bien simulés par les MC. De même, la simulation décrivent désormais bien le spectre en impulsion transverse qui suit approximativement une loi exponentielle décroissante - $N = N_0 \cdot e^{-\lambda P_T}$. Le spectre du premier jet ($\lambda \approx 0.15$ GeV^{-1}) est comparable au spectre du second ($\lambda \approx 0.2$ GeV^{-1}), en revanche le spectre devient significativement plus mou pour le troisième jet ($\lambda \approx 0.4$ GeV^{-1}). En effet, l'énergie disponible pour l'émission du troisième jet ($\sim P_{T,2}/2$) est significativement inférieure à celle accessible aux deux premiers ($\sim Q$), de sorte que le taux d'événements 3-jet est quasi-nul pour $P_{T,3} \approx 50/2$ GeV.

Les distributions de la masse invariante des deux premiers jets M_{12} dans les échantillons 2-JET et 3-JET et de la variable ξ (voir §2.3.5) dans l'échantillon 2-JET sont données sur la figure 6.20. Les spectres en masse invariante sont bien décrits par la simulation, à l'exception du voisinage de la coupure à 16 GeV où une légère différence est observée. Pour s'assurer de sa stabilité face aux migrations, la coupure en masse invariante a été relâchée pour vérifier que la distribution est toujours raisonnablement bien décrite en dessous de 16 GeV. Enfin, la distribution en ξ qui est bien décrite indique le domaine de sensibilité de la section efficace 2-jet en x_{Bj}. Cette distribution nous sera particulièrement utile lors de l'étude de la sensibilité des observables jet aux fonctions de structure.

[11] En revanche les valeurs relatives entre les différents composent du HFS, appelés corrélations azimutales, portent des informations intéressantes sur la QCD [140].

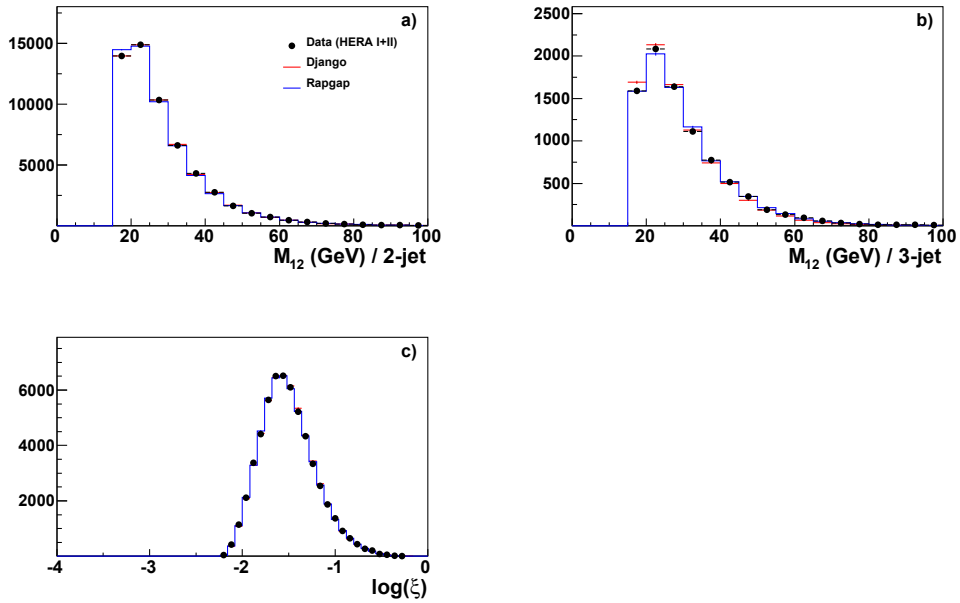


Figure 6.20: Les distributions repondérées de M_{12} dans l'échantillon 2-JET (a) et 3-JET (b) et de ξ dans l'échantillon 2-JET (c) pour l'ensemble de la période HERA I+II. Les MC sont normalisées au nombre total d'événements dans les données.

6.6 Résumé des critères de sélection expérimentales des jets hadroniques

Pour conclure rappelons les points les plus importants concernant la sélection des jets hadroniques dans les évenements DIS NC. Les critères de sélection des jets hadroniques associés aux différents échantillons sont:

- Sélection des évenements DIS NC suivant les critères résumés dans le paragraphe 5.8.2.
- Les jets sont recombinés dans le référentiel de Breit par un algorithme k_T avec $R = 1$ et le schéma de recombinaison non-massif P_T;
- La coupure en acceptance du LAr est $-0.8 < \eta^L_{\text{jet}} < 2.0$;
- Les coupures spécifiques aux échantillons jet sont
  - INCL-JET: $7 < P_{T,jet} < 50$ GeV,
  - 1-JET: $7 < P_{T,j1} < 50$ GeV,
  - 2-JET: $5 < P_{T,j1}, P_{T,j2} < 50$ GeV et $M_{12} > 16$ GeV,
  - 3-JET: les mêmes que 2-JET avec en plus $5 < P_{T,j3} < 50$ GeV.

La résolution de l'énergie hadronique dans les données est bien décrite par la simulation. L'incertitude sur la calibration absolue de l'échelle d'énergie hadronique ε_h est estimée à 1.5% séparée équitablement entre une partie corrélée $\varepsilon_{h,\text{cor}} = \varepsilon_h/\sqrt(2)$ et une partie non corrélée $\varepsilon_{h,\text{uncor}} = \varepsilon_h/\sqrt(2)$ avec $\varepsilon_h^2 = \varepsilon_{h,\text{cor}}^2 + \varepsilon_{h,\text{uncor}}^2$.

Enfin, les distributions importantes pour la sélection des jets Q_e^2, $P_{T,\text{jet}}$, η_{jet} et M_{12} et le boost dans le référentiel de Breit Q_e^2 et de $y_{e\Sigma}$ sont bien simulées par le MC et comprises dans les données. Nous avons donc tous les éléments en main pour pouvoir mesurer les sections efficaces.

Chapter 7

La mesure des sections efficaces

Dans le chapitre précédent nous avons défini les échantillons de jets avec leur sélection et démontré une bonne description des données par les simulations Monte Carlo. Ce chapitre est dédié à la mesure des sections efficaces. Pour commencer, nous allons donner la définition théorique des observables associées aux différents échantillons de jets. Nous présenterons ensuite la procédure de correction des effets expérimentaux dans les données et des effets non perturbatifs dans les prédictions théoriques. Enfin nous allons détailler les différentes sources d'incertitude qui affectent les mesures expérimentales.

Dans le principe, d'un côté nous allons extraire à partir d'un taux brut d'événements mesurés dans le détecteur H1 (*niveau détecteur*) des sections efficaces au niveau des hadrons stables (*niveau hadronique*). De l'autre coté nous allons superposer aux calculs QCD NLO (*niveau partonique*) les effets de confinement des partons en hadrons stables. Dans la dernière section de ce chapitre, les données seront confrontées aux prédictions QCD *au niveau hadronique* en tenant compte des incertitudes expérimentales et théoriques.

7.1 La définition théorique des observables

Nous allons commencer par donner la définition théorique des observables jet utilisées dans cette analyse. Elle se compose d'un ensemble de critères de sélection ainsi que d'un maillage de l'espace des phases où l'observable a été mesurée.

7.1.1 Les critères de sélection

Les critères de sélection communs à toutes les observables sont:

- Le domaine cinématique DIS: $0.2 < y < 0.7$ et $150 < Q^2 < 15000$ GeV;
- La définition des jets: les jets sont reconstruits dans le référentiel de Breit avec un algorithme k_T en utilisant un schéma de recombinaison non-massif P_T;
- Les limites de l'acceptance du calorimètre LAr: $-0.8 < \eta^L_{\text{jet}} < 2.0$.

Les critères spécifiques aux différentes observables sont pour la section efficace:

- Inclusive jet: $7 < P_{T,jet} < 50$ GeV;
- 2-jet: $5 < P_{T,j1}, P_{T,j2} < 50$ GeV et $M_{12} > 16$ GeV;
- 3-jet: les mêmes coupures que 2-jet avec en plus $5 < P_{T,j3} < 50$ GeV.

Les différentes observables, répertoriées dans le tableau 7.1, ont été mesurées en fonction de la virtualité du boson échangé Q^2, de l'impulsion transverse des jets dans le référentiel de Breit[1] P_T^B et enfin de ξ, qui représente dans les événements 2-jet la fraction de l'impulsion du proton portée par le parton entrant la diffusion dure. La définition de la grille de mesure pour chaque variable cinématique est le dernier élément qui manque à la définition complète des observables de cette analyse. Pour l'obtenir nous allons commencer par introduire les contraintes liées aux migrations qui limitent significativement les choix possibles.

Observable	Echantillon	Var. Bjorken	Impulsion transverse
σ_{jet} ($/\sigma_{\text{NC}}$)	INCL-JET (/DIS NC)	Q^2	P_T
$\sigma_{\text{2-jet}}$ ($/\sigma_{\text{NC}}$)	2-JET (/DIS NC)	Q^2, ξ	
		Q^2	$< P_T >= (P_{T,\text{j1}} + P_{T,\text{j2}})/2$
$\sigma_{\text{3-jet}}$ ($/\sigma_{\text{NC}}$)	3-JET (/DIS NC)	Q^2	
$R_{3/2}$	3-JET/2-JET	Q^2	

Table 7.1: Les observables jet utilisées dans l'analyse (1ère colonne) avec les échantillons associés (2nde colonne) et les variables DIS (3ème colonne) et jet (4ème colonne) dont elles dépendent. Toutes les sections efficaces ont été mesurées non-normalisées et normalisées par la section efficace indiqué entre parenthèses.

Le rapport entre le nombre de jets détectés et produits est appelé acceptance $\mathcal{A}$. Autrement dit la valeur de l'acceptance indique le taux de jets produits qui ont été "acceptés" par le détecteur. Généralement générale $\mathcal{A} < 1$. D'une part une fraction d'événements DIS NC produits, de l'ordre de 10 à 20%, n'est pas sélectionnée à cause des inefficacités de détection de l'électron diffusé. D'autre part, dans les événements sélectionnés une fraction des jets produits est rejetée à cause des défauts de mesure du système final hadronique et de l'acceptance limitée des détecteurs.

Dans une grille différentielle, l'acceptance est une convolution entre les inefficacités de détection et les migrations internes induites par la résolution expérimentale et les défauts de calibration du système final hadronique. Soit C_i une case donnée de la grille peuplée au niveau généré par N_{GEN} et au niveau reconstruit par N_{REC} événements. Soit C_j une autre case, éventuellement hors des limites de la grille (on parle alors de case *overflow*). La population de C_i est composées au niveau généré ou reconstruit des classes suivantes (schématiquement représentées sur la figure 7.1).

7.1.2 L'acceptance et les migrations

- N_{STAY} est le nombre d'événements générés et reconstruits dans la case C_i. On parle d'événements qui sont restés dans la case d'origine: $C_{\text{GEN}} = C_{\text{REC}} = C_i$.
- N_{OUT} est le nombre d'événements générés dans la case C_i, mais reconstruits dans une autre case C_j. On parle d'événements qui ont émigré: $C_{\text{GEN}} = C_i$ et $C_{\text{REC}} = C_j$.
- N_{IN} est le nombre d'événements reconstruits dans la case C_i, mais générés dans une autre case C_j. On parle d'événements qui ont immigré: $C_{\text{GEN}} = C_j$ et $C_{\text{REC}} = C_i$.
- N_{LOST} est le nombre d'événements générés dans la case C_i, mais non reconstruits: $C_{\text{GEN}} = C_i$ et pas de C_{REC}.
- N_{GAIN} est le nombre d'événements reconstruits dans la case C_i, mais rejetés au niveau généré: pas de C_{GEN} et $C_{\text{REC}} = C_i$.

Les catégories STAY, OUT et IN correspondent aux migrations à l'intérieur de la grille, alors que LOST et GAIN correspondent à d'autres coupures que celles qui ont servi à établir les limites de la grille. Les deux populations REC et GEN peuvent alors s'exprimer comme suit:

[1] Désormais pour alléger les notations nous omettrons systématiquement l'exposant ^{B} pour indiquer l'impulsion transverse dans le référentiel de Breit. De plus, l'impulsion transverse des jets inclusifs sera notée simplement P_T et si le jet porte le numéro n, $P_{T,jn}$.

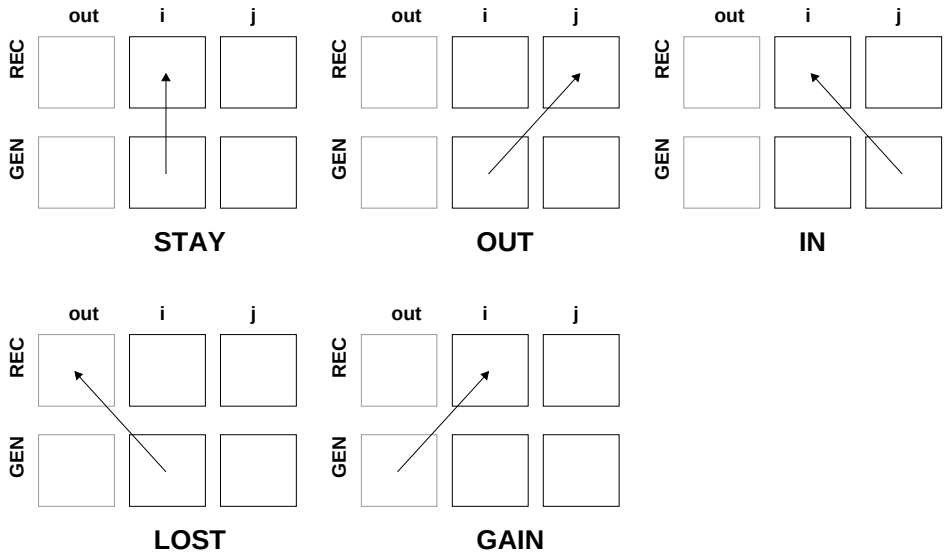


Figure 7.1: Les différentes situations représentant les migrations possibles à l'intérieur d'une grille.

- $N_{\mathrm{GEN}} = N_{\mathrm{STAY}} + N_{\mathrm{OUT}} + N_{\mathrm{LOST}}$,
- $N_{\mathrm{REC}} = N_{\mathrm{STAY}} + N_{\mathrm{IN}} + N_{\mathrm{GAIN}}$.

Les migrations sont traditionnellement quantifiés par la pureté et la stabilité[2]:

- La pureté $\mathcal{P} = N_{\mathrm{STAY}}/N_{\mathrm{REC}}$ quantifie la proportion d'événements originaires de la case parmi ceux qui y ont été reconstruits. La pureté associée purement aux migrations est donnée par $\mathcal{P}_m = N_{\mathrm{STAY}}/(N_{\mathrm{STAY}} + N_{\mathrm{IN}})$.
- La stabilité $\mathcal{S} = N_{\mathrm{STAY}}/N_{\mathrm{GEN}}$ quantifie la proportion d'événements reconstruits dans la case parmi ceux qui y ont été générés. La stabilité associée purement aux migrations est donnée par $\mathcal{S}_m = N_{\mathrm{STAY}}/(N_{\mathrm{STAY}} + N_{\mathrm{OUT}})$.
- L'acceptance s'écrit $\mathcal{A} = N_{REC}/N_{GEN}$. Dans le cas où les poids au niveau généré et reconstruit sont égaux $W_{\mathrm{REC}} = W_{\mathrm{GEN}}$ une relation simple peut être établie: $\mathcal{A} = \mathcal{S}/\mathcal{P}$.

La stabilité[3] dépend principalement de la largeur relative des cases en unité de résolution σ des variables qui définissent la grille. Dans une grille unidimensionnelle, en supposant que les migrations soient gaussiennes, une case de largeur 2σ, centrée sur la quantité générée, recueille typiquement 68% des événements générés. Plus généralement, la stabilité d'une case de largeur $2n\sigma$, où n est un entier naturel, est typiquement la valeur associée à l'intervalle de confiance gaussien à $n\sigma$. Dans une grille à d dimensions, cette relation se généralise en remplaçant $n\sigma$ par $(n\sigma)^d$.

La pureté, quand à elle, dépend de la statistique relative des cases avoisinantes, qui est liée à son tour à la taille relative des cases et à la pente du spectre mesuré. Deux situations extrêmes sont illustrées sur le schéma 7.2 qui représente une grille à deux cases remplie de $N = N_1 + N_2$ événements:

[2] Une ambiguïté technique doit être prise en compte lors des calculs pratiques associés à ces définitions. En effet, les nombres d'événements définis ici sont en réalité pondérés par les poids. Or durant la reconstruction le poids associé à l'événement au niveau générateur W_{GEN} est modifié par des poids additionnels pour donner W_{REC}. Ainsi le nombre d'événements pondéré change légèrement s'il est calculé au niveau généré ou au niveau reconstruit. Ceci étant dit cette subtilité ne modifie pas les résultat de notre discussion.

[3] Dans la suite de la discussion nous allons utiliser les définitions de la pureté et de stabilité associés uniquement aux migrations à l'intérieur d'une grille.

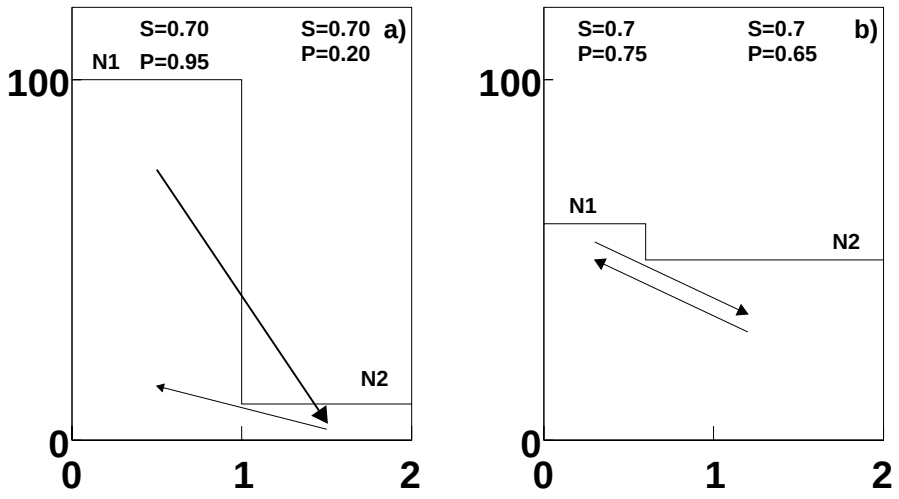


Figure 7.2: Deux situations typiques d'une observable mesurée différentiellement dans une grille à deux cases. La case de gauche contient N_1 événements et celle de droite N_2. Pour chaque case la pureté P et la stabilité S sont indiquées.

- Dans le premier cas (figure 7.2.a), le choix de la grille conduit à $N_1 \gg N_2$. Par conséquent pour une stabilité de 70% nous obtenons $\mathcal{P}_1 \approx 1$, mais $\mathcal{P}_2 \ll 1$. L'extraction de l'observable au niveau généré est aisée pour la case de droite, mais ne peut être sérieusement envisagée pour la case de gauche. En effet sa population au niveau reconstruit est formée à 80% d'événements immigrés de la maille de droite.

- Dans le second cas (figure 7.2.b), le choix de la grille a été optimisé de façon à obtenir $N_1 \approx N_2$. Par conséquent pour une stabilité de 70% nous obtenons une pureté de 65% dans les deux mailles. L'acceptance est alors proche de 1 et l'observable au niveau généré peut être extraite pour chaque case.

7.1.3 Le maillage de l'espace de phases

Lorsque l'on cherche à extraire une section efficace à partir des données réelles, il est nécessaire que le nombre d'événements produits et mesurés soient proches, mais aussi que ces événements soient en grande partie identiques. Plus la pureté, la stabilité et l'acceptance sont proches de 1, moins les sections efficaces sont dépendantes des biais et des approximations propres à toute procédure de correction. En pratique, on cherchera:

1. A partitionner l'espace des phases en cases dont la largeur dans toutes les directions soit supérieure à 2σ, afin que $\mathcal{S} > 0.68^d$ (avec d dimension de la grille).

2. A accorder la taille des cases en fonction de la dureté du spectre de sorte que le nombre d'événements dans les cases voisines soit comparable, autrement dit que $\mathcal{P} \approx \mathcal{S}$ et $\mathcal{A} \approx 1$.

Suivant ces prescriptions, une grille optimale a été conçue pour chacune des variables cinématiques dont dépendent les sections efficaces: Q^2, E_T et ξ. Lorsque cela est apparu possible, nous avons préservé les grilles de l'analyse HERA I déjà publiée afin de faciliter la comparaison [5]. Les résultats sont consignés dans le tableau 7.2.

La résolution en Q^2 ($\sigma_{Q^2} \approx 4\%$) n'est pas un paramètre déterminant pour la largeur des cases, qui mesurent en moyenne[4] de 5 à $10\,\sigma_{Q^2}$. Sans surprise la stabilité de la grille en Q^2, donnée sur

[4] La taille d'une case en unités de résolution est déterminée approximativement en multipliant la résolution de la variable en % par la valeur moyenne arithmétique de la case. Par exemple, la taille de la première case en Q^2 est estimée par: $(200 - 150) \,/\, [(200 + 150) \,/ 2 \cdot 4\%] \approx 7$.

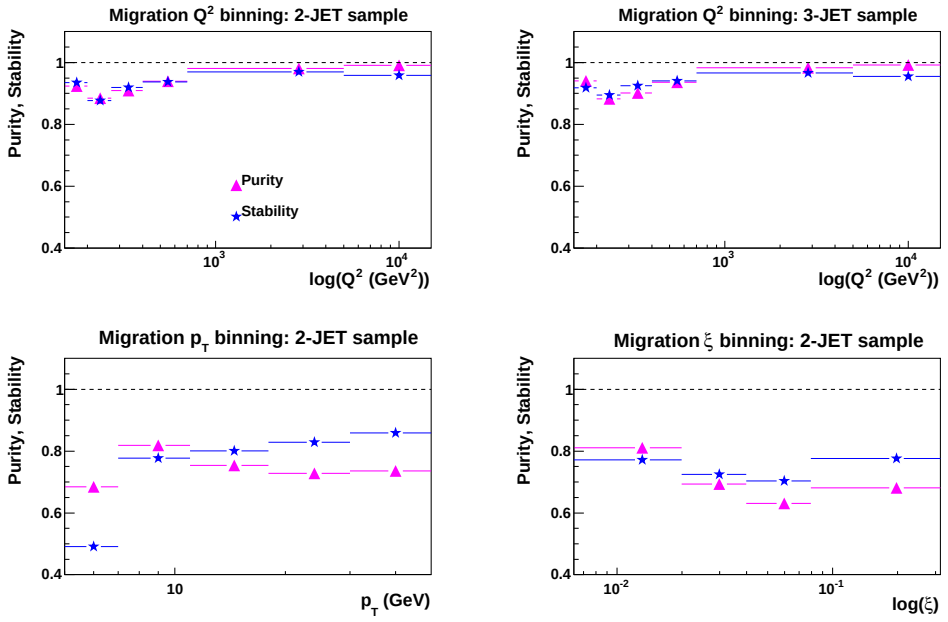


Figure 7.3: La pureté $\mathcal{P}$ et la stabilité $\mathcal{S}$ pour les grilles en Q^2, P_T et ξ estimée pour les échantillons 2-JET et 3-JET.

Cases	0	1	2	3	4	5	6
Q^2 (GeV^2)		150	200	270	400	700	$5000 \div 15000$
Q^2 (σ_{Q^2})		5	5	6	10	25	17
P_T (GeV)	5	7	11	18	$30 \div 50$		
P_T (σ_{E_T})	2.5	3.5	3.5	4	4		
$\log \xi$		-2.20	-1.70	-1.40	$-1.10 \div -0.5$		
ξ		0.0063	0.02	0.04	$0.08 \div 0.316$		
ξ (σ_ξ)		7	4	4	8		

Table 7.2: Les grilles des variables utilisées pour les sections efficaces: Q^2, impulsion transverse des jets P_T et ξ. Les résolutions relatives utilisées pour définit la taille sont: $\sigma_{Q^2}/Q^2 = 6\%$ (voir §5.5.2), $\sigma_{E_T}/E_T = 13\%$ et $\sigma_\xi/\xi = 15\%$ (voir §6.3.4).

la figure 7.3.a-b, dépasse 90% et ce indépendamment de l'observable. Dans le souci de garder une statistique équivalente entre les cases, la largeur des cinq premières suit approximativement une loi en $2 \cdot \log(Q^2)$ afin de tenir compte de la chute du spectre DIS NC en $1/Q^4$. La sixième et dernière case est moins peuplée que les cinq autres et contient la queue de la distribution à grand Q^2. Les cases de la grille restent par conséquent très pures, $\mathcal{P} > 90\%$.

La grille en P_T est en revanche entièrement dictée par la résolution. La largeur des cases 1 à 4 est fixée à approximativement $3\,\sigma_{P_T}$, autrement dit en première approximation un intervalle de confiance à 86%. C'est typiquement la valeur de la stabilité (et de pureté) obtenue pour la grille sur la figure 7.3.c. En revanche, la case 0, de largeur $2\,\sigma_{P_T}$ est moins stable et plus affectée par les migrations, tout en restant dans les limites tolérées.

Finalement la grille en ξ, dont le choix est illustré sur le schéma 7.4, est un compromis entre la taille en unités de résolution (au moins $4\sigma_\xi$) et la statistique des cases (pas moins de 10% des événements par case). La pureté et la stabilité de la grille, données sur la figure (7.3.d), restent supérieures à 60%.

Le maillage de l'espace des phases est le dernier élément nécessaire pour compléter la définition théorique des observables jet du paragraphe 7.1.1. La prochaine étape consiste à établir la

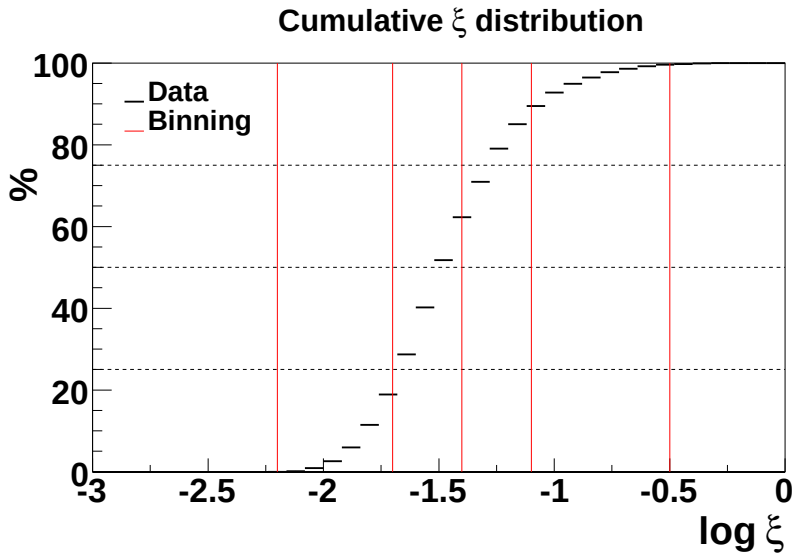


Figure 7.4: Distribution cumulative de ξ dans l'échantillon 2-JET. Les lignes verticales représentent la grille en ξ et les lignes horizontales le 1er quartile, la médiane et le 3ème quartile.

procédure de correction qui permet de passer de la définition expérimentale des observables telle qu'elle est donnée dans la section 6.6 à la définition théorique établie dans cette section.

7.2 La correction des données

Une section efficace mesurée σ_{MES} est en première approximation le rapport entre le nombre d'événements comptabilisé N_{MES} et la luminosité intégrée L:

$$\sigma_{\text{MES}} = \frac{N_{\text{MES}}}{\text{L}}. \tag{7.1}$$

Cependant, des corrections doivent être apportées à cette formule simple. D'une part ce sont les corrections d'acceptance du détecteur. D'autre part, ce sont des effets induits par d'autres phénomènes physiques superposés à l'élément de matrice pQCD que l'on cherche à extraire: rayonnement électromagnétique, échange de boson Z et les effets du confinement.

7.2.1 Correction des effets de détection

Le nombre d'événements effectivement produits N_{TRUE} est relié au nombre d'événements mesurés N_{MES} par l'acceptance du détecteur $\mathcal{A}$. En estimant l'acceptance à l'aide d'une simulation Monte Carlo nous pouvons corriger la section efficace mesurée pour obtenir la "vraie" section efficace σ_{TRUE} :

$$\sigma_{TRUE} = \frac{N_{\text{MES}}}{L} \cdot f_{\text{DET}} \tag{7.2}$$
$$\text{avec } f_{\text{DET}} = \frac{N^{\text{MC}}_{\text{GEN}}}{N^{\text{MC}}_{\text{REC}}} = 1/\mathcal{A}$$

le facteur de correction des effets de détection.

La relation 7.2 est appliquée individuellement pour chaque case, de sorte que ce procédé porte le nom de *correction case par case* (en anglais *bin by bin correction*). Cette approche simple cache cependant une réalité plus complexe. La section efficace mesurée σ_{MES} est une convolution de σ_{TRUE} avec une fonction de résolution (généralement gaussienne) et des fonctions créneaux

représentant les coupures. L'extraction de σ_{TRUE} doit passer, en toute rigueur, par une déconvolution numérique (*unfolding*) de σ_{MES}. Mathématiquement ce procédé implique l'inversion de la matrice de convolution, une procédure sensible aux fluctuations statistiques dans les données et confrontée à l'apparition de singularités difficilement contrôlables. De nombreuses méthodes, dont certaines décrites dans [141, 142], ont été développées pour stabiliser la procédure de déconvolution. Elles restent cependant assez complexes et d'application "aléatoire" (au sens où leurs succès dépend du problème posé et ne peut être connu à l'avance). En fait, sous certaines conditions la méthode de correction *bin by bin* produit des résultats très satisfaisants comparé aux méthodes plus sophistiquées. Ces conditions sont [142]:

1) La section efficace σ_{TRUE} doit être assez bien connue et simulée. Dans notre cas, particulièrement après les repondérations des observables jets décrites dans le paragraphe 6.5.2, les spectres de données ainsi que la résolution en énergie sont bien simulés par les MC, de sorte que l'on attend une bonne reproduction de σ_{TRUE} par le niveau généré $\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{GEN}}$.

2) L'observable à mesurer ne doit pas contenir de pics à résoudre et doit être de préférence monotone. Dans ces conditions les effets de migration sont faciles à estimer et la dépendance fonctionnelle de σ_{TRUE} et de σ_{MES} assez proches en forme. Cette condition est bien remplie par les sections efficaces jet étudiées.

3) Les biais des variables reconstruites par rapport aux vraies variables doivent être faibles. Dans notre cas les variables DIS (Q^2 et y, voir §4.1.3) et les variables jet (P_T et ξ, voir §6.3.2) sont reconstruites avec un biais systématique inférieur à 2%.

4) La taille des cases doit-être grande comparativement à la résolution. Autrement dit, la stabilité et la pureté doivent être supérieures à 0.68^d où d est la dimension de la grille. Cette condition est bien remplie dans le maillage de l'espace des phases que nous avons établi.

Toutes les conditions requises étant remplies, nous pouvons considérer que la correction *bin by bin* est probablement aussi efficace que les méthodes alternatives. En revanche, elle possède l'avantage de rester simple, intuitive et facilement contrôlable.

7.2.2 Correction des effets radiatifs

L'impact du rayonnement électromagnétique ne fait pas partie à proprement parler des effets de détection. Ce processus bien connu est décrit par des modèles basés sur la QED avec une précision de 1% (voir §2.4.3). Il se superpose d'une façon intrinsèque et non séparable à l'élément de matrice DIS qui nous intéresse. Cependant le rayonnement QED n'affecte que le tenseur leptonique de l'interaction DIS et c'est pourquoi elle n'est pas prise en compte dans les calculs pQCD. La relation entre le rayonnement QED et la matrice QCD n'est qu'indirecte à travers la violation d'échelle de Bjorken. En effet, en réduisant l'énergie dans le centre de masse, le rayonnement d'un photon à l'état initial modifie la position de l'événement dans le plan $Q^2 \times x$. Les sections efficaces mesurées doivent donc être corrigés de cet effet préalablement à une confrontation avec les prédictions pQCD.

L'effet du rayonnement QED a été estimé avec `HERACLES` ajusté au `DJANGOH` et `RAPGAP`. Contrairement aux effets de détection il est impossible de suivre les migrations induites par le rayonnement QED événement par événement. Cela vient du fait que les éléments de matrice associés au rayonnement d'un photon et à l'interaction DIS ne sont pas commutatifs. Le facteur de correction radiative f_{RAD} doit donc être estimé globalement à partir des sections efficaces. Ainsi le facteur f_{RAD} est estimé *bin by bin* comme le rapport des sections efficaces générées sans ($\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{noRAD}}$) et avec ($\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{RAD}}$) le rayonnement électromagnétique:

$$\sigma_{\mathrm{noRAD}} = \sigma_{\mathrm{TRUE}} \cdot \frac{\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{noRAD}}}{\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{RAD}}} = \sigma_{\mathrm{MES}} \cdot f_{\mathrm{RAD}} \cdot f_{\mathrm{DET}} \,. \tag{7.3}$$

La figure 7.5 donne la sensibilité ses sections efficaces 2-jet et 3-jet au rayonnement QED en fonction de Q^2. Les facteurs de correction radiative représentés, dont la dépendance au modèle MC est typiquement de l'ordre du %, ont été moyennés entre `DJANGOH` et `RAPGAP`. Le rayonnement

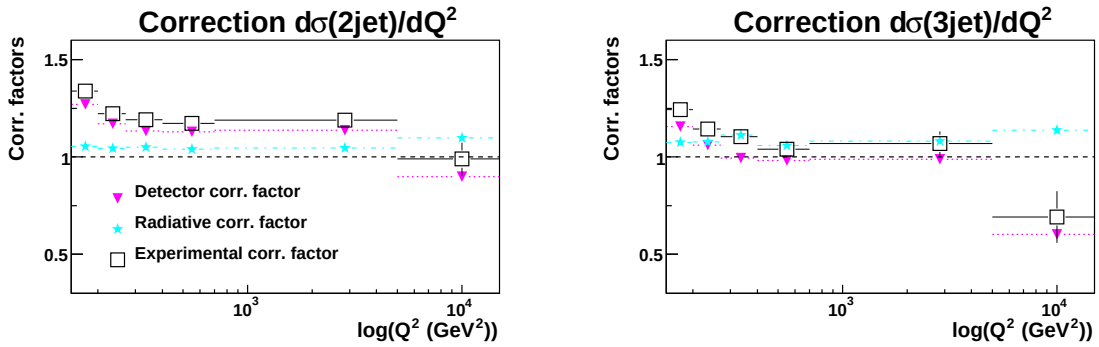


Figure 7.5: Le facteur de correction des effets de détection (triangles inversés magenta) et des effets radiatifs (étoiles bleu) ainsi que le facteur de correction total des effets expérimentaux (carré ouverts) donné pour les sections efficaces 2-jet et 3-jet en fonction de Q^2. La valeur des facteurs de correction a été calculée comme la moyenne des facteurs prédits par `DJANGOH` et par `RAPGAP`.

d'un photon à l'état initial réduit l'énergie disponible dans le centre de masse et produit un décalage moyen vers la gauche du spectre DIS, qui se traduit en pratique par une réduction de la section efficace à un Q^2 donné. La conséquence, en terme de migrations, est le déplacement d'événements entre les cases suivant la direction du Q^2 décroissant. Les cases ayant été choisies de taille statistique équivalente, les facteurs de correction sont presque constants en fonction de Q^2 et varient entre 5 et 10%.

7.2.3 Correction des effets expérimentaux

Le facteur de correction expérimental, qui est le produit des facteurs de correction de détection et radiative,

$$f_{\mathrm{EXP}} = f_{\mathrm{RAD}} \cdot f_{\mathrm{DET}} = \frac{f_{\mathrm{RAD}}}{\mathcal{A}}, \tag{7.4}$$

est donné sur la figure 7.5 pour les sections efficaces 2-jet et 3-jet en fonction de Q^2. On peut voir que la composante radiative reste stable entre 5 et 10%, alors que l'acceptance diminue avec Q^2 pour atteindre $\frac{1}{1.3} \approx 75\%$ à 150 GeV^2. Cet effet s'explique par l'impact croissant à bas Q^2 des coupures de sélection appliquées à l'échantillon DIS NC et en particulier de la coupure en $Z_{\mathrm{imp,e}}$ (5.10), alors que l'effet des migrations reste contenu en dessous de 10% (voir la figure 7.3). Plus généralement, on observe que le facteur de correction expérimentale est dominé par l'acceptance du détecteur quelque soit l'observable.

Le facteur de correction expérimental pour les sections efficaces 2-jet et inclusive jet en fonction de l'impulsion transverse est donné dans les différentes régions en Q^2 sur la figure 7.6. On constate que les corrections de détection sont toujours plus importantes pour la section efficace 2-jet que pour la section efficace inclusive jet. Par ailleurs, en première approximation, pour une case donnée en Q^2, les facteurs de correction sont peu dépendants de l'impulsion transverse des jets et comparables à ceux de la grille en Q^2 (voir la figure 7.5). En effet le choix de la grille en P_T, donnée dans le tableau 7.2, conduit à un rapport $S/P \sim 1$ dans les cases 1 à 4 (voir la figure 7.3), de sorte que les migrations en P_T se compensent. Ce raisonnement n'est pas valable pour la case 0 de la grille qui est fortement affectée par la coupure en masse invariante (voir §7.1.1). Par ailleurs, une inversion des facteurs de correction se produit dans le dernière case en Q^2 où plus de jets sont détectés que produits en réalité.

Les facteurs de correction expérimentaux tels qu'ils sont estimés par `RAPGAP` et `DJANGOH` pour la section efficace 2-jet sont donnés sur la figure 7.7 en fonction de ξ dans les six cases en Q^2. Nous retrouvons le même comportement que celui décrit précédemment avec les facteurs de correction dépendant principalement de Q^2 et relativement stables avec ξ.

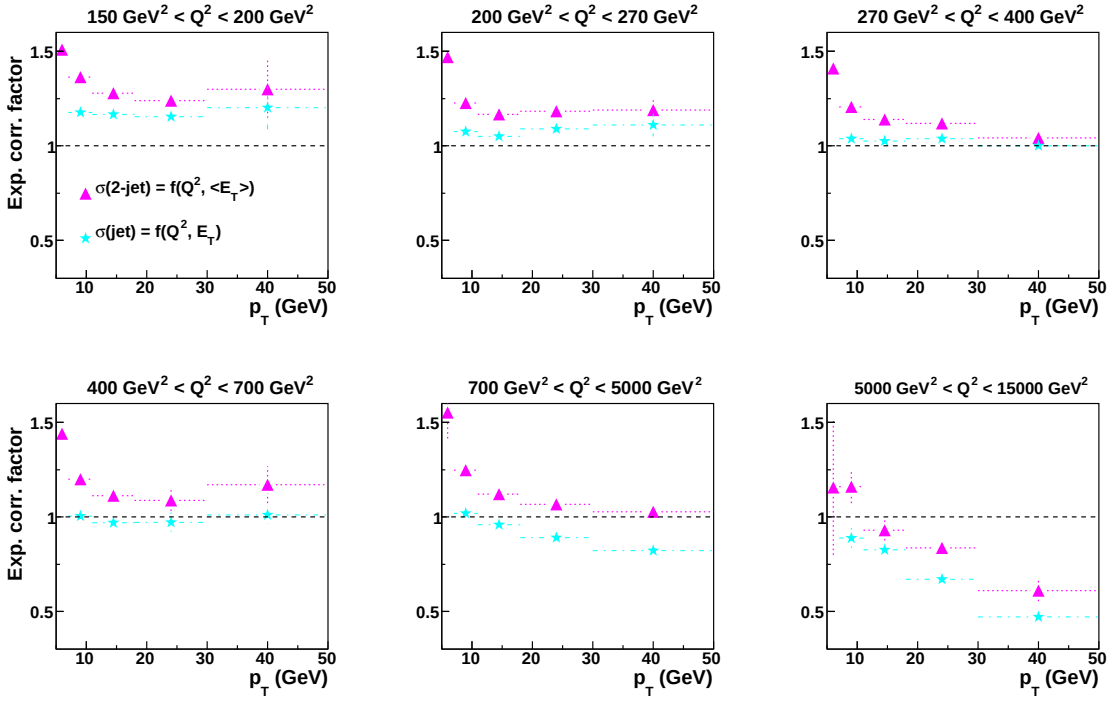


Figure 7.6: Le facteur de correction expérimental pour la section efficace 2-jet (triangles inversés magenta) et inclusive jet (étoiles bleu) en fonction de P_T dans différentes cases en Q^2. Les facteurs de correction ont été calculés comme une moyenne des facteurs prédits par DJANGOH et par RAPGAP.

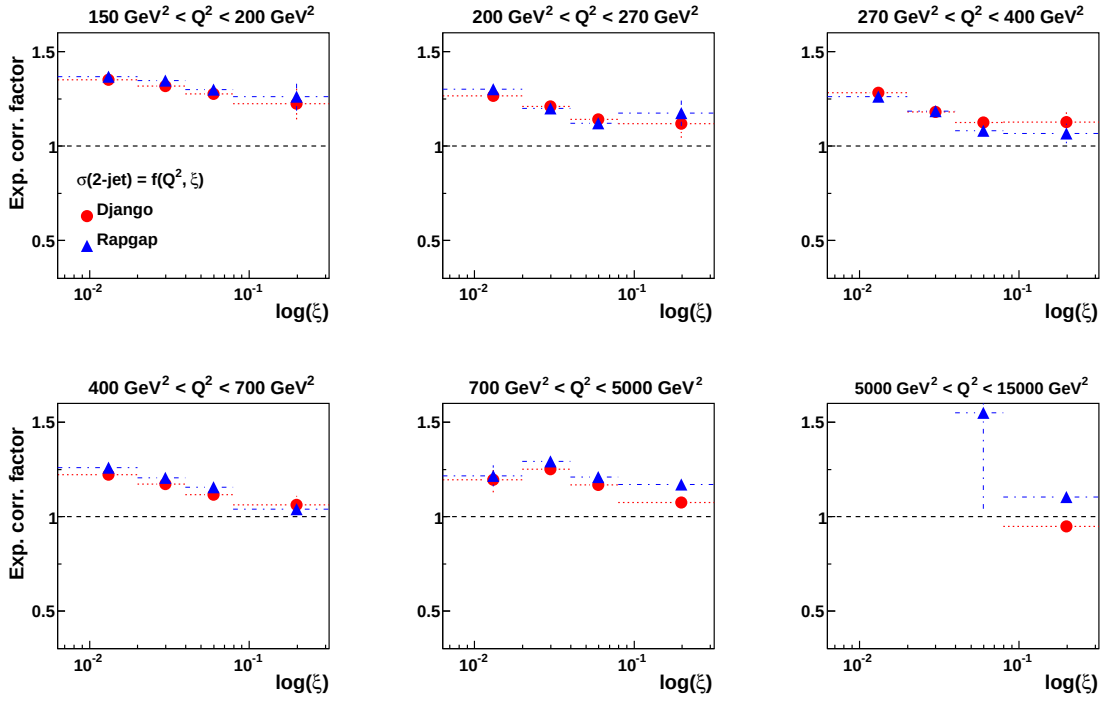


Figure 7.7: Le facteur de correction expérimental estimé pour la section efficace 2-jet avec DJANGOH (cercles rouges) et avec RAPGAP (triangles bleu) en fonction de ξ dans différentes régions en Q^2.

Globalement on observe un bon accord entre les facteurs de correction prédits par les deux modèles de rayonnement QCD et ce indépendamment de l'observable. Ce résultat n'est pas surprenant puisque les facteurs de correction sont dominés par les migrations. L'ampleur des migrations dépend de la forme du spectre en Q^2, P_T et autres variables intervenant dans la définition des observables. Or ces distributions sont assez bien décrites par les simulations MC, en particulier après l'application de la procédure de repondération, comme nous l'avons observé dans le chapitre 6.

L'incertitude sur la procédure de correction est estimée comme étant moitié de la différence résiduelle entre les facteurs de correction calculés avec `DJANGOH` ($f_{\mathrm{EXP}}^{\mathrm{DJ}}$) et `RAPGAP` ($f_{\mathrm{EXP}}^{\mathrm{RP}}$) :

$$\varepsilon_{\mathrm{mc}} = \left| \frac{f_{\mathrm{EXP}}^{\mathrm{RP}} - f_{\mathrm{EXP}}^{\mathrm{DJ}}}{2} \right|. \tag{7.5}$$

Idéalement, un grand nombre de modèle alternatifs (ou modèles identiques avec différents jeux de paramètres) aurait été nécessaire pour estimer le facteur de correction moyen, ainsi que l'écart-type qu'on aurait pu associer à $\varepsilon_{\mathrm{MC}}$. Le fait que dans notre cas, seulement deux modèles soient disponibles[5] introduit un biais potentiel sur l'incertitude estimée. En effet, dans de nombreuses cases les facteurs de correction prédits par les modèles sont quasiment identiques et l'erreur estimée nulle. Pour tenir compte de ces coïncidence probablement fortuites, l'incertitude est moyennée entre plusieurs cases en Q^2 dans différents domaines en P_T ou ξ. Ce choix s'explique par le fait que nous avons observé une faible dépendance de l'erreur avec Q^2. L'incertitude est alors considérée comme complètement non corrélée entre les cases, puisque toutes les corrélations potentielles ont été effacées par la procédure de repondération des jets et la moyenne en Q^2.

7.2.4 Correction des effets électrofaibles

Les programmes de calcul NLO (`DISENT` et `NLOJET`) ne prennent pas en compte la probabilité d'échange d'un boson Z ni l'interférence γ/Z. Si cet effet peut être négligé à $Q^2 < 1000$ GeV^2, pour des transferts d'impulsion proches de la masse du boson Z ($Q^2 \approx m_{\mathrm{Z}}^2 = 8317$ GeV^2) sa contribution à l'élément de matrice DIS NC devient significative: constructive pour les collisions e^-p et destructive pour e^-p. L'impact sur la section efficace DIS NC, discuté dans le paragraphe 1.2.3, dépend principalement de Q^2 *via* le propagateur du boson Z et dans une moindre mesure de x_{Bj}.

Afin de pouvoir combiner les mesures obtenues pour deux leptons différents et de les confronter aux prédictions des programmes de calcul NLO, il est nécessaire de corriger les données des effets électrofaibles[6]. Le facteur de correction électrofaible f_{EW} est défini comme le rapport de la section efficace électromagnétique avec échange de γ (σ_γ) à la sections efficace électrofaible avec échange de γ et de Z ($\sigma_{\gamma\mathrm{Z}}$),

$$f_{\mathrm{EW}} = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{\gamma\mathrm{Z}}}. \tag{7.6}$$

Il est estimé avec le programme de simulation Monte Carlo `LEPTO` (voir §2.4.4) individuellement pour chaque observable. L'impact des effets électrofaibles est négligeable en dessous de 700 GeV^2 ($f_{EW} - 1 < 0.5\%$) en revanche il ne peut être négligé pour $Q^2 > 700$ GeV^2. Par conséquent, dans les deux dernières cases en Q^2 le facteur de correction est appliqué aux données pour obtenir une section efficace purement électromagnétique au niveau hadronique:

$$\sigma_{HAD} = \sigma_{MES} \cdot \frac{f_{RAD} \cdot f_{EW}}{\mathcal{A}}. \tag{7.7}$$

[5] La simulation et la reconstruction complète des données, réelles ou MC, est très couteuse en temps de calcul. Ceci limite considérablement le nombre de lots MC pourvus d'une statistique suffisante qui peuvent être reconstruits pour la procédure de correction.

[6] A priori l'échange du boson Z aurait dû être inclue dans les calculs NLO. C'est pourquoi dans certaines analyses où seul un type de lepton a été utilisé la correction électrofaible est appliquée aux sections efficaces NLO et non aux données [5].

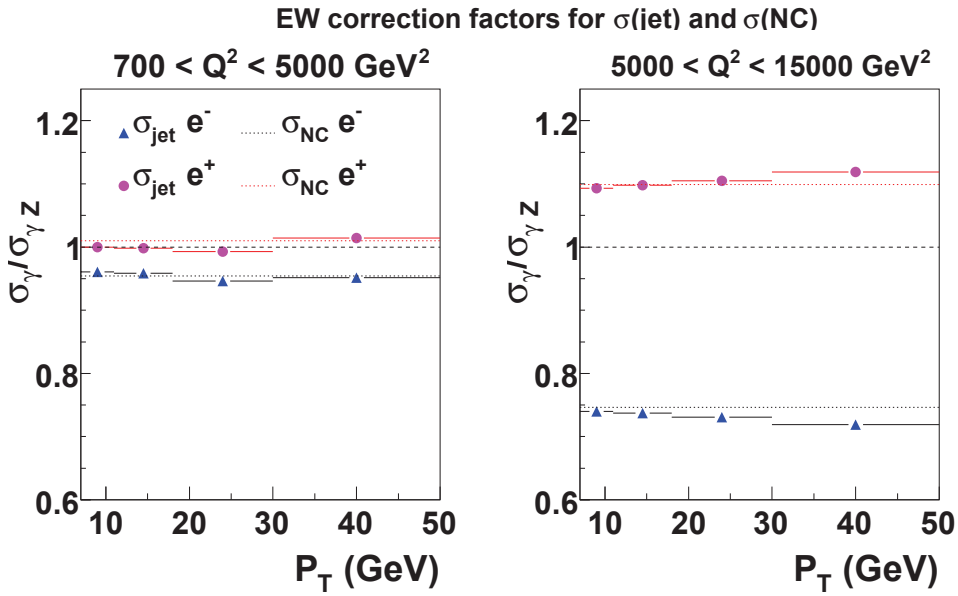


Figure 7.8: Le facteur de correction des effets électrofaibles estimé pour les sections efficaces inclusive jet et DIS NC en fonction de P_T au dessus de $Q^2 = 700$ GeV^2. Le facteur est obtenu avec le programme de simulation Monte Carlo `LEPTO` comme le rapport de la section efficace avec échange du photon à la section efficace avec échange du photon et du boson Z.

Le facteur de correction f_{EW} en fonction de P_T dans les deux dernières cases en Q^2 est fourni sur la figure 7.8 pour la section efficace inclusive jets et DIS NC. Comme prévu le rôle du boson Z dans les sections efficaces dépend uniquement de Q^2 et ce indépendamment du nombre de jets requis. L'accroissement léger de f_{EW} avec P_T s'explique par l'augmentation du Q^2 moyen avec l'impulsion transverse.

7.2.5 Correction des effets d'hadronisation

Correction avec les modèles d'hadronisation Monte Carlo

Avant que les prédictions des calculs perturbatifs disponibles *au niveau partonique* ne puissent être confrontées aux mesures corrigées *au niveau hadronique*, il est nécessaire d'estimer la taille des *corrections d'hadronisation*, c'est-à-dire l'impact sur la section efficace NLO du confinement des partons en hadrons stables. Il n'existe cependant pas de manière unique et non ambigüe de séparer les contributions perturbatives des contributions non perturbatives. En DIS nous disposons de deux approches alternatives déjà présentées dans le paragraphe 2.4.2: les modèles de confinement phénoménologiques, notamment le modèle des cordes et le modèle des clusters, et des prédictions analytiques basées sur la prise en compte de l'émission radiative des gluons mous.

Les corrections d'hadronisation sont estimées par simulation MC à partir du rapport entre la section efficace $\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{HAD}}$ au niveau hadronique et la section efficace au niveau partonique $\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{PART}}$:

$$f^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{HAD}} = \frac{\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{HAD}}}{\sigma^{\mathrm{MC}}_{\mathrm{PART}}} \,. \tag{7.8}$$

La moyenne des facteurs de corrections estimés avec `DJANGOH` $f^{\mathrm{DJ}}_{\mathrm{HAD}}$ et `RAPGAP` $f^{\mathrm{RP}}_{\mathrm{HAD}}$, est appliquée *case par case* aux prédictions NLO, $\sigma^{\mathrm{THR}}_{\mathrm{NLO}}$, pour tenir compte des effets du confinement:

$$\sigma^{\mathrm{THR}}_{\mathrm{HAD}} = \sigma^{\mathrm{THR}}_{\mathrm{NLO}} \cdot f_{\mathrm{HAD}} \tag{7.9}$$

$$\text{avec} \quad f_{\mathrm{HAD}} = \frac{f^{\mathrm{DJ}}_{\mathrm{HAD}} + f^{\mathrm{RP}}_{\mathrm{HAD}}}{2} \,. \tag{7.10}$$

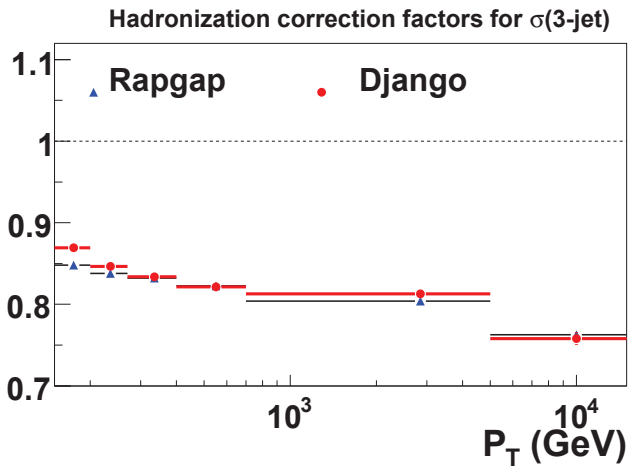


Figure 7.9: Les facteurs de correction d'hadronisation, définis comme le rapport de la section efficace au niveau hadronique à la section efficace au niveau partonique, estimés pour la section efficace 3-jet avec DJANGOH et RAPGAP.

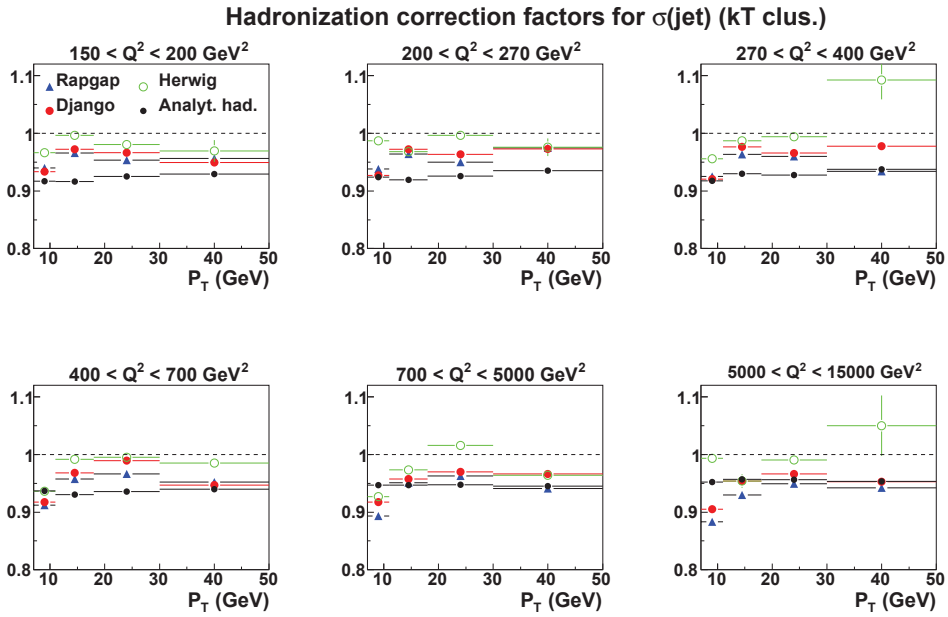
L'incertitude sur la procédure de correction est estimée comme la différence des facteurs de correction prédits par DJANGOH et RAPGAP:

$$\varepsilon_{\text{had}} = \left| \frac{f_{\text{HAD}}^{\text{DJ}} - f_{\text{HAD}}^{\text{RP}}}{2} \right| . \tag{7.11}$$

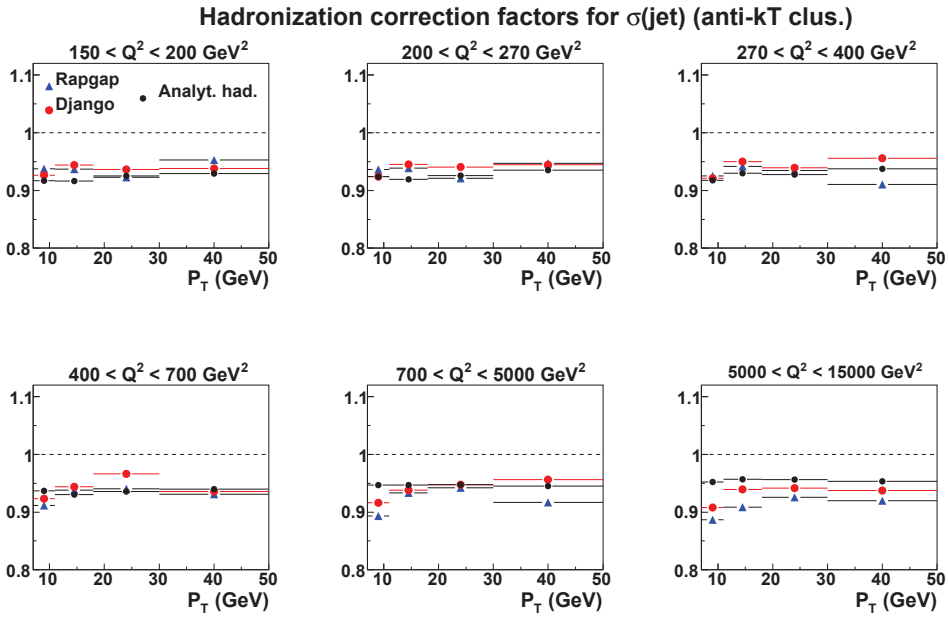
Les facteurs de correction pour la section efficace 3-jet sont données en fonction de Q^2 sur la figure 7.9. L'effet du confinement varie typiquement entre 15 et 20% avec une incertitude absolue de l'ordre de 2%. L'impact de l'hadronisation se réduit pour les sections efficaces 2-jet et inclusive jet pour atteindre 5 à 10%, toujours avec une incertitude absolue de 0.5 à 2% (voir par exemple la figure 7.10.a).

Il apparait donc, à première vue, que les effets d'hadronisation soient connus avec une précision de l'ordre du %. Il convient cependant nuancer cette conclusion. En effet les deux programmes MC, DJANGOH et RAPGAP, différent uniquement par le modèle de cascades de partons utilisé pour décrire les rayonnement QCD au-delà l'ordre dominant. En revanche, ils sont identiques dans leur approche face à l'hadronisation, le confinement étant simulé dans les deux cas par *le modèle de fragmentation de cordes*. Ainsi, la différence résiduelle entre les corrections hadroniques prédites par DJANGOH et RAPGAP reflètent uniquement l'impact de la structure fine du système final partonique sur le processus du confinement dans les événements DIS. Pour tester le véritable impact du modèle de fragmentation nous disposons d'une part du modèle de *clusters* implémenté dans le programme HERWIG et d'autre part des prédictions d'hadronisation analytique (voir 2.4.2). Les facteurs de correction d'hadronisation estimés avec les différentes méthodes sont donnés sur la figure 7.10.a pour la section efficace inclusive jet.

Les prédictions de HERWIG (en vert), qui s'écartent typiquement de 3% de l'unité, suggèrent une quasi absence des corrections d'hadronisation. De plus l'écart systématique de HERWIG avec DJANGOH et supérieur à l'écart entre DJANGOH et RAPGAP dans la moitié des cases. En pratique pour décider entre les deux modèles il faudrait connaitre celui qui décrit le mieux la fragmentation dans les données DIS. Les mesures récentes menées par la collaboration H1 ont montré que la production d'hadrons chargés en DIS, une observable expérimentalement sensible à la fragmentation des partons de l'état final, est significativement mieux décrite par DJANGOH et RAPGAP que par HERWIG ajusté aux données LEP[143]. Par conséquent nous avons mis de côté les prédictions de HERWIG en attendant un meilleur ajustement de ses paramètres aux données DIS.



(a)



(b)

Figure 7.10: Les facteurs de correction d'hadronisation estimés en fonction de P_T dans différentes régions en Q^2 pour la section efficace inclusive jet par `DJANGOH` (cercles rouges) et `RAPGAP` (triangles bleus) qui utilisent le *modèle de cordes* pour simuler l'hadronisation. Les facteurs du haut ont été calculés pour l'algorithme d'agrégation k_T et ceux du bas pour l'algorithme anti-k_T. Les résultats du haut sont comparés à HERWIG (cercles ouverts verts) qui utilise le *modèle de cluster* pour simuler l'hadronisation et ceux du haut et du bas à l'hadronisation analytique (points noirs).

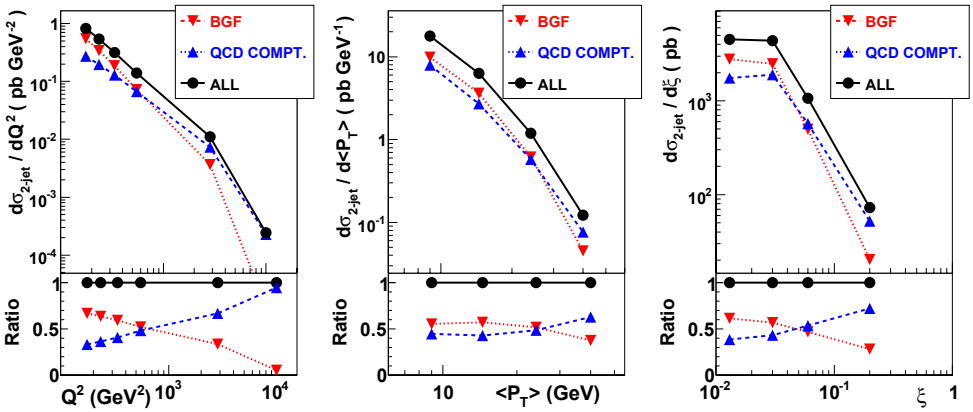


Figure 7.11: La section efficace différentielle de production des jets inclusifs à l'ordre dominant en α_s (cercles noirs) séparée entre la Fusion Boson-Gluon (triangles rouges inversés) et le Compton QCD (triangles bleues). A gauche en fonction de Q^2, au milieu en fonction de $\langle P_T \rangle$ moyen des deux premiers jets et à droite en fonction de ξ. Sur chaque diagramme la partie du haut donne les sections effaces absolues et celle du bas normalisées à la section efficace totale.

Comparaison avec l'hadronisation analytique

L'hadronisation analytique modélise la fragmentation par émission radiative de gluons mous à partir des dipôles formés par les partons présents à l'état initial et à l'état final [69]. Par exemple en DIS la section efficace 2-jet ou inclusive jet est calculée à partir de l'interaction photon γ et parton initial p_i qui produit une paire de partons durs $\gamma + p_i \rightarrow p_1 + p_2$. Trois dipôles différents pourront donc être formés à partir de p_i, p_1 et p_2. Les corrections d'hadronisation pour la section efficace inclusive jet résulte en un décalage moyen du spectre en impulsion transverse dans chaque région en Q^2:

$$\frac{\sigma^{\mathrm{had}}(P_T)}{\mathrm{d}P_T \mathrm{d}Q^2} = \frac{\sigma^{\mathrm{NLO}}\left(P_T - \langle \delta P_T \rangle_{\mathrm{NP}}\right)}{\mathrm{d}P_T \mathrm{d}Q^2}. \tag{7.12}$$

Le décalage non perturbatif $\langle \delta P_T \rangle_{\mathrm{NP}})$ est obtenu par la relation :

$$\langle \delta P_T \rangle_{\mathrm{NP}} = \frac{-2}{R_0} \mathcal{A}(\mu_i)(f_q C_F + f_g C_A) \tag{7.13}$$

où $C_F = 3$ et $C_A = 4/3$ représentent les facteurs de couleur et f_q et f_g représente le taux de jets initiés par un gluon ou par un quark. La figure 7.11 donne la proportion des fusions boson-gluon f_{BGF} et de Compton QCD, $f_{\mathrm{cQCD}} = 1 - f_{\mathrm{BGF}}$, en fonction de Q^2 et de P_T estimés à l'ordre dominant avec la fonction CTEQ6.1 [153]. Dans chaque fusion boson-gluon à l'ordre dominant deux jets "quark" sont produit et dans chaque interaction QCD Compton un jet "quark" et un jet "gluon". On en déduit aisément que $f_q = (2\, f_{\mathrm{BGF}} + f_{\mathrm{cQCD}})/2 = 1 - f_g$. Le paramètre de rayon R_0 est celui utilisé dans l'algorithme d'agrégation, c'est-à-dire dans notre cas $R_0 = 1$. La dépendance en $1/R_0$ des corrections d'hadronisation représente les "fuites" hors des frontières du jet liées à la fragmentation des partons durs. Cette formule est valable en DIS où la présence éventuelle d'interactions secondaires peut être négligée. Enfin le premier moment du couplage non-perturbatif en dessous de l'échelle infrarouge $\mu_i = 2$ GeV est donné par:

$$\mathcal{A}(\mu_i) = \frac{2}{\pi}\mathcal{M} \cdot \frac{1}{\pi}\left[\alpha_0(\mu_I) - \alpha_s(\mu_r) - \frac{\beta_0}{2\pi}\left(\ln\frac{\mu_r}{\mu_i} + \frac{K}{\beta_0} + 1\right)\alpha_s(\mu_r)^2\right] \tag{7.14}$$

$$\text{avec} \quad K = C_A \cdot \left(\frac{67}{18} - \frac{\pi^2}{6}\right) - \frac{5}{9}\, n_f$$

où μ_r est l'échelle de renormalisation, β_0 le premier coefficient de la fonction d'évolution du couplage fort donné par la relation (1.12), $n_f = 5$ le nombre de saveurs de quarks actifs, $\alpha_0 \approx 0.5$ le paramètre de couplage effectif considéré comme universel mesuré par la collaboration H1 à partir de la forme des événements [155]. Enfin $\mathcal{M}$, appelé aussi facteur de Milan, permet de prendre en compte les corrections à deux boucles [69]. c'est-à-dire la fragmentation d'un gluon virtuel en une paire de quarks ou de gluons réels, dont l'un des membres peut être produit hors de la frontière du jet principal. Cette image naïve permet de relier la notion de la frontière du jet aux corrections radiatives. Le calcul du facteur de Milan apparait naturellement plus aisé pour les jets à la frontière régulière du type anti-k_T que pour les jets à la frontière fluctuante du type k_T. Actuellement la valeur de ce facteur n'est connue pour les jets anti-k_T, $\mathcal{M} \approx 1.49$. Nous l'utiliserons aussi pour les jets k_T tout en sachant que c'est une approximation "grossière".

La figure 7.10 fournit les facteurs de correction analytiques (cercles noirs), estimés à l'ordre subdominant avec `NLOJET++`, pour les jets k_T (b) et anti-k_T (b). Les effets d'hadronisation prédits par les modèles MC sont en bon accord avec les résultats de l'hadronisation analytique pour les jets anti-k_T, en revanche une différence de 3 à 5% apparait pour les jets k_T. Ce résultat reste toutefois en accord avec les incertitudes liées au facteur de Milan dans une métrique k_T.

La méthode analytique permet d'estimer les corrections d'hadronisation et d'expliquer leur stabilité avec P_T et Q. En effet, un calcul approximatif permet d'estimer $\mathcal{A}(\mu_i) \approx 0.085$ et donc $\langle \delta P_T \rangle_{\mathrm{NP}} \approx 0.5$ si tous les jets étaient initiés par des gluons et 0.25 dans le cas contraire. Nous avons observé que le spectre en impulsion transverse des jets inclusifs suit une loi exponentielle décroissante $\sigma = \sigma_0 \cdot \exp(-\lambda P_T)$ avec $\lambda \approx 0.15$ (voir §6.2.1). On en déduit immédiatement $f_{\mathrm{HAD}}^{\mathrm{calc.}} = \exp(-\lambda \langle \delta P_T \rangle_{\mathrm{NP}})$, qui est stable en première approximation avec P_T et de Q^2. Une légère dépendance provient d'une part de la valeur de $\alpha_s(\mu_r)$ dans $\mathcal{A}(\mu_i)$ et d'autre part de la violation d'échelle de Brjorken dans la structure du proton qui interviennent à travers f_q et f_g dans la relation (7.13). A bas Q^2 la production de jets est dominée par la fusion boson gluon avec $f_q \approx 0.85$, d'où $f_{\mathrm{HAD}}^{\mathrm{calc.}} \approx 0.96$ et à l'inverse à grand Q^2 où $f_q \approx 0.95$ on obtient $f_{\mathrm{HAD}}^{\mathrm{calc.}} \approx 0.95$. On retrouve avec ces calculs approximatifs l'ordre de grandeur des corrections d'hadronisation fournies sur la figure 7.10. La différence pourrait s'expliquer par la dépendance de λ avec Q^2 dont nous n'avons pas tenu compte.

Cependant même si ces résultats sont encourageants, les prédictions de la méthode analytique en DIS ne sont pas encore suffisamment matures. Pour être utilisées quantitativement il manque:

- Le moment $\mathcal{A}(\mu_i)$ donné par la relation (7.14) a été calculé dans le cas des collisions proton-proton. Si le terme en $1/R_0$ est indépendant du processus utilisé, les termes d'ordre R et R^2 doivent être reconsidérés dans le cadre de la configuration partonique qui caractérise la DIS.

- Le facteur de Milan devrait être soit dérivé pour la métrique k_T, soit l'analyse devrait être menée la métrique anti-k_T.

- Une méthode est nécessaire pour estimer l'incertitude.

Pour conclure les corrections d'hadronisation sont estimées avec le modèle de fragmentation de cordes implémenté dans `DJANGO` et `RAPGAP` en prenant la différence totale comme incertitude. La moitié de la différence, utilisée traditionnellement [5], entre les deux prédictions ne permet pas d'expliquer l'écart avec les prédictions du modèle de fragmentation de cluster implémenté dans `HERWIG`. Cependant il a été montré que `HERWIG` ajusté aux données LEP décrit mal l'hadronisation à HERA et à ce titre il ne peut être utilisé sans ajustements additionnels. Enfin un bon accord entre l'hadronisation Monte Carlo et l'hadronisation analytique a été observé, en particulier pour la métrique k_T. Cette dernière présente un avantage incontestable de pouvoir inclure les effets non-perturabatifs directement dans les calculs NLO pQCD, mais quelques développements additionnels sont nécessaires pour la rendre pleinement opérationnelle.

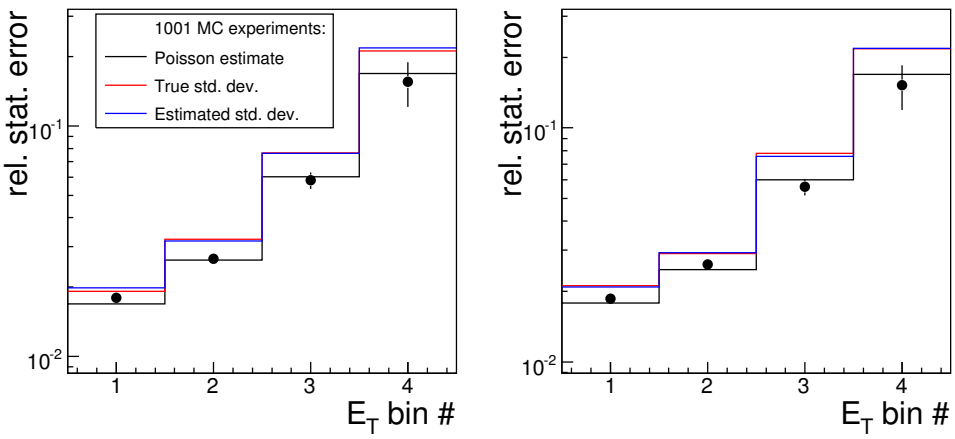


Figure 7.12: L'étude Monté Carlo sur la propagation des erreurs statistiques dans l'échantillon de jets inclusifs menée à partir de 1001 "expériences" statistiquement indépendantes générées par le programme RAPGAP (source communication interne de Thomas Kluge).

7.3 Les incertitudes expérimentales

Dans cette section nous allons rassembler ensemble les différentes sources des incertitudes expérimentales évoquées dans les chapitres 5 à 7 afin de les propager aux sections efficaces mesurées.

7.3.1 Incertitudes statistiques

L'incertitude statistique sur le nombre d'événements attendus dans une case de l'échantillon multi-jet où N_{evt} événements ont été mesurés, se déduit par une approximation poissonienne:

$$\delta^{\text{stat}} N_{\text{evt}} = \sqrt{N_{\text{evt}}}. \tag{7.15}$$

L'hypothèse sous-jacente à cette approximation est la production indépendante des événements successifs. L'incertitude statistique sur le nombre de jets attendus dans une case de l'échantillon de jets inclusifs suit une loi plus complexe. En effet, les jets sont produits de façon corrélée par groupes de un à trois dans les événements multi-jet. Soit un échantillon contenant N_{jet} jets inclusifs. Il se décompose en sous-ensembles contenant chacun des jets provenant des événements où *exactement* n jets ont été produits. En notant $N_{\text{n-jet}}$ le nombre de tels événements on obtient:

$$N_{\text{jet}} = 1 \cdot N_{\text{1-jet}} + 2 \cdot N_{\text{2-jet}} + 3 \cdot N_{\text{3-jet}} + 4 \cdot N_{\text{4-jet}} + \cdots . \tag{7.16}$$

Sachant que le nombre d'événements fluctue selon une loi poissonienne, la propagation des erreurs donne:

$$\delta^{\text{stat}} N_{\text{jet}} = \sqrt{1^2 \cdot N_1^2 + 2^2 \cdot N_2^2 + 3^2 \cdot N_3^2 + 4^2 \cdot N_4^2 + \cdots}. \tag{7.17}$$

La validité des hypothèses qui ont amené la relation (7.17) a été vérifiée par une étude Monte Carlo illustrée sur la figure 7.12 dans la grille en P_T pour les deux premières cases en Q^2. L'étude à été menée a partir de 1000 d'échantillons DIS NC statistiquement indépendants, qui ont été générés par le programme RAPGAP chacun avec une luminosité proche de celle des données HERA I. Le nombre de jets inclusifs $N_{\text{jet},i}$ obtenus dans chaque "expérience" Monte Carlo pour une case i donnée a été classé dans un histogramme d'occurrences. La valeur moyenne de cet histogramme μ_i est le meilleur estimateur du nombre de jets attendus N_{thr} avec une incertitude $\delta N_{\text{jet},i}$ estimée à partir de l'écart-type σ_i: $\delta N_{\text{thr}} = \sigma_i/\sqrt{\mu_i}$ (ligne rouge). La valeur de δN_{thr} est supérieure de 1/5 à l'incertitude obtenue dans l'approximation poissonienne où l'émission de jets serait indépendante,

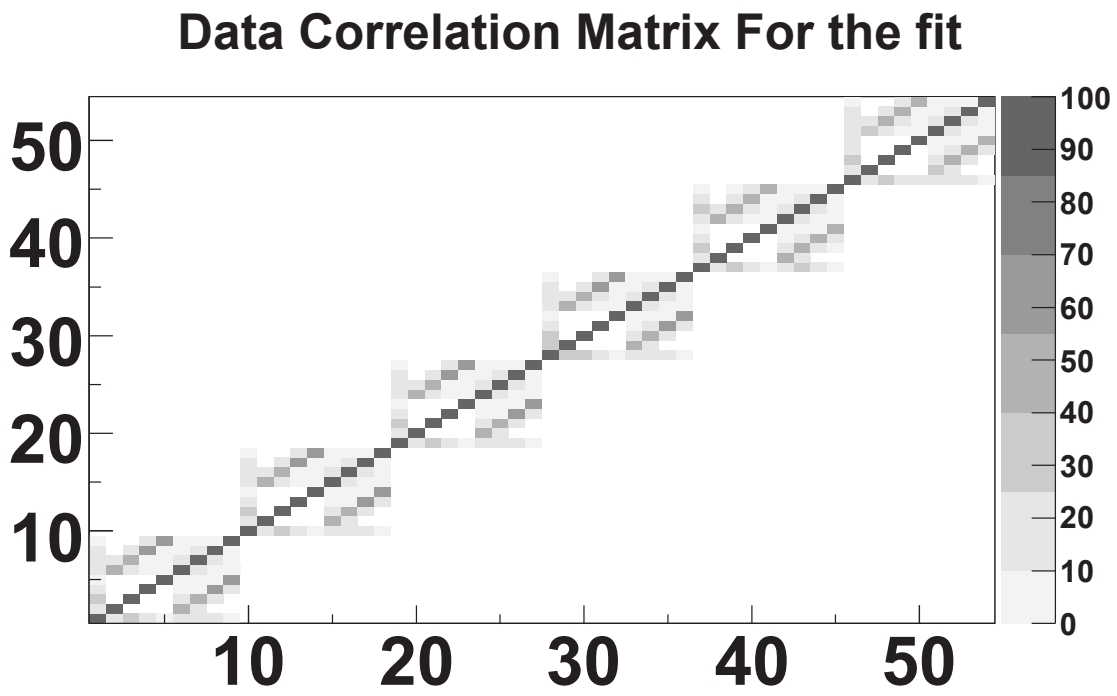


Figure 7.13: La matrice de corrélation des observables jet utilisée dans la procédure d'extraction de $\alpha_s(m_Z)$. Elle est formée de 6 blocs carrés correspondant aux différents domaines en Q^2. A l'intérieur de chaque bloc la première composante correspond à la section efficace 3-jet, les composantes 2 à 5 aux quatre dernières cases en $\langle P_T \rangle$ de la section efficace 2-jet et enfin les composantes 6 à 9 aux quatre cases en P_T de la sections efficace inclusive jet.

$\delta N_{\rm thr} = \sqrt{\mu_i}/\mu_i$ (ligne noire - `RAPGAP`, points noirs - données). En revanche, elle est compatible avec la propagation d'erreurs par la relation (7.17) (ligne bleue - `RAPGAP`).

Toutes les observables jet sont mesurées avec le même lot de données HERA I+II. Le même événement peut par conséquent contribuer à plusieurs observables pour peu qu'il remplisse tous les critères de sélection. Par exemple, un événement de l'échantillon 3-JET appartient aussi à l'échantillon 2-JET et ses jets pour peu qu'ils dépassent 7 GeV d'impulsion transverse seront inclus dans l'échantillon INCL-JET. De plus, lorsque les jets d'un même événement se répartissent dans différentes cases en P_T de la section efficace inclusive jet ils introduisent des corrélations statistiques entre ces cases. Ces corrélations sont prises en compte dans l'ajustement de $\alpha_s(m_Z)$ *via* une matrice de corrélation représentée sur la figure 7.13. Cette matrice a été déterminée à partir des données moyennant les mêmes approximations que celles qui ont permis d'estimer l'incertitude statistique. Elle est formée de six blocs carrés 9×9 statistiquement indépendants correspondant aux différents domaines en Q^2. Dans chaque bloc on trouve dans l'ordre de gauche à droite: la section efficace 3-jet, les quatre dernières cases en $\langle P_T \rangle$ de la section efficace 2-jet et enfin les quatre cases en P_T de la sections efficace inclusive jet. La plupart les coefficients de ne dépassent pas 20%. Les plus fortes corrélations autour de 40% sont identifiées entre les cases 2-JET et INCL-JET où $\langle P_T \rangle \approx P_T$.

7.3.2 Incertitudes systématiques

Les incertitudes liées à la performance du détecteur et à sa modélisation dans la procédure de correction des sections efficaces sont appelées *incertitudes systématiques expérimentales*. Lors de la propagation des erreurs la distinction est faite entre les incertitudes corrélées et non corrélées entre les cases de la grille de mesure. Les premières tirent leur source des effets globaux affectant tout (ou une grande partie) du détecteur alors que les secondes sont sensibles aux fluctuations

locales. Les erreurs peuvent être classées en plusieurs catégories selon la source expérimentale:

1. L'incertitude sur la normalisation absolue des sections efficaces est corrélée entre les cases et estimée à 2.7%. Elle est liée aux incertitudes sur la mesure de la luminosité, données en fonction de la période de prise de données dans le tableau 7.3.

Période	e^+9900	e^+04	e^-05	e^-06	e^+0607	HERA I+II
Incertitude (en %)	1.5	1.3	2.0	4.0	4.0	2.7

Table 7.3: L'incertitude affectant la mesure de la luminosité en fonction des périodes de prise de données (source [110]).

2. L'incertitude sur l'efficacité de détection et de sélection des événements DIS NC, considérée comme non corrélée entre les cases, représente 0.85%. Elle est estimée en prenant la somme quadratique des différentes efficacités de déclenchement et de sélection:
   - L'efficacité d'identification des électrons qui est connue à 0.5% près (voir §5.3);
   - L'efficacité de déclenchement qui est connue à 0.5% près (voir §5.4.2);
   - L'inefficacité due à la coupure sur la position longitudinale du vertex Z_v estimée à 0.5% (voir §5.4.2).
3. L'incertitude sur la procédure de correction des données contient
   - Une composante de 1%, non corrélée entre les cases, due à la dépendance au modèle de rayonnement QED [23];
   - Une composante, non corrélée entre les cases, due à la dépendance au modèle de rayonnement QCD (voir §7.2.3).
4. L'incertitude induite par les erreurs de mesure du quadrivecteur de l'électron et du système final hadronique affecte la cinématique des événements et conduit aux migrations entre les cases de la grille. On estime que:
   - L'énergie du système final hadronique E_h est connue avec une précision de 1.5% (voir §6.3.3). Cette erreur systématique est équitablement répartie entre la partie corrélée et non corrélée: 50% corrélée et 50% non corrélée;
   - L'énergie de l'électron E_e est connue avec une précision de 1% dans les roues BBE à CB2 du calorimètre LAr, où sont diffusés la plupart des électrons de notre analyse, et avec une précision de 2% dans les roues CB3 à FB (voir §5.5.2). Cette erreur systématique est considérée comme corrélée à 25% et non corrélée à 75%;
   - L'angle polaire de l'électron θ_e est connu avec une précision de 3 mrad (voir §5.5.1). Cette erreur systématique est considérée comme totalement corrélée.

7.3.3 Combinaison des sections efficaces

Les observables au niveau hadronique mesurées pour chaque période de prise de données sont combinées pour accroitre la précision de la mesure. Préalablement à la procédure de combinaison les données produites avec différents leptons doivent être corrigés des effets électrofaibles. Les sections efficaces σ_i, mesurées pour les cinq périodes de prise de données, sont additionnées pondérées par leur luminosité respective L_i pour obtenir la section efficace combinée σ_{comb}:

$$\sigma_{\text{comb}} = \frac{1}{L_{\text{tot}}} \sum_{i=1}^{5} \sigma_i \cdot L_i \tag{7.18}$$

$$\text{avec} \quad L_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^{5} L_i.$$

Les erreurs statistiques δ^{stat} sont propagés en quadrature et les erreurs systématiques, vers le haut δ^+ et vers le bas δ^-, linéairement:

$$\delta^{\text{stat}}\sigma_{\text{comb}} = \frac{1}{L_{\text{tot}}}\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(\delta^{\text{stat}}\sigma_i \cdot L_i)^2}\,, \tag{7.19}$$

$$\delta^{\pm}\sigma_{\text{comb}} = \frac{1}{L_{tot}}\sum_{i=1}^{5}(\delta^{\pm}\sigma_i \cdot L_i)\,. \tag{7.20}$$

7.3.4 La propagation des incertitudes aux sections efficaces

La propagation des incertitudes de normalisation (catégories 1 à 3) aux sections efficaces expérimentales σ_{HAD} est immédiate: $\delta\sigma_{\text{HAD}} = \sigma_{\text{HAD}} \cdot \varepsilon$, où ε est la valeur relative de l'erreur. Si l'incertitude est considérée comme non corrélée entre les cases elle est ajoutée en quadrature à l'erreur statistique, sinon elle est gardée comme source séparée.

La propagation des incertitudes sur la mesure des variables cinématiques (catégorie 4) est plus complexe. Considérons la section efficace mesurée $\sigma_{\text{HAD}}(x)$ qui dépend d'une variable cinématique $x(= E_h,\ E_e,\ \theta_e)$ connue avec une précision δx. L'analyse est répétée à l'identique avec la variable x pour obtenir la section efficace centrale et $x \pm \delta x$ pour obtenir la section efficace[7] maximale et minimale $\sigma^{\pm}_{\text{HAD}} = \sigma_{\text{HAD}}\,(x \pm \delta x)$. L'erreur sur l'observable est alors estimée par $\delta^{\pm}\sigma_{\text{HAD}} = \sigma_{\text{HAD}}\,(x) - \sigma_{\text{HAD}}\,(x \pm \delta x)$. L'incertitude sur la section efficace est symétrique dans l'approximation linéaire, $\delta\sigma_{\text{HAD}} = \frac{\partial\sigma_{\text{HAD}}}{\partial x} \cdot \delta x$, l'asymétrie apparaissant avec le terme de second ordre $\delta\sigma^{+}_{\text{HAD}} - \delta\sigma^{-}_{\text{HAD}} = \frac{\partial^2\sigma_{\text{HAD}}}{\partial x^2} \cdot \delta^2 x$. Si ce dernier terme est trop petit devant les fluctuations statistiques[8], comme dans le cas de variables cinématiques de l'électron, l'incertitude est symétrisée par $\delta\sigma_{\text{HAD}} = \left(\left|\delta\sigma^{+}_{\text{HAD}}\right| + \left|\delta\sigma^{-}_{\text{HAD}}\right|\right)/2$.

Incertitudes	$\delta_r E_e$	$\delta_r Q^2$	$\delta_r y_{e\Sigma}$	$\delta_r P_{T,\text{jet}}$ $\delta_r M_{12}$	Total
$\delta_r E_e > 0$	$\delta_r E_e > 0$ $\delta_r\sigma \sim 0.5\%$	$\delta_r E_e > 0$ $\delta_r\sigma \sim 2\%$	$\delta_r E_e \cdot 2(y-1) > 0$ $\delta_r\sigma \sim -1\%$		$\delta_r\sigma \sim 1.5\%$
$\delta\theta_e > 0$		$\delta\theta_e \tan(\theta_e/2) > 0$ $\delta_r\sigma \sim 0.5\%$	$\delta\theta_e \coth(\theta_e/2)$ $\cdot 2(y-1) < 0$ $\delta_r\sigma \sim -0.5\%$		$\delta_r\sigma \sim 0.5\%$
$\delta_r E_h > 0$			$\delta_r E_h \cdot (2y-1) > 0$ $\delta_r\sigma \sim -1\%$	$\delta_r E_h$ $\delta_r\sigma \sim 4\%$	$\delta_r\sigma \sim 3.0\%$

Table 7.4: La propagation théorique des incertitudes de mesure des variables cinématiques. Chaque ligne correspond à une variable (E_e, θ_e ou E_h), qu'on varie d'une déviation standard δ vers le haut. Les incertitudes relatives sont notées avec un indice $_r$. Chaque colonne donne l'impact des variations précédentes sur les variables DIS - E_e, Q^2_e et $y_{e\Sigma}$ - et les variables jet - P_T et M_{12} - ainsi qu'un ordre de grandeur de l'impact sur la section efficace. La dernière colonne donne l'ordre de grandeur de l'effet total sur la section efficace.

Une méthode analytique a été utilisée pour confirmer les résultats de la simulation. Chaque variable cinématique "primaire" parmi E_e, θ_e, E_h est utilisée pour mesurer d'autres variables cinématiques de l'événement ($E_e, Q^2,\ y_{e\Sigma}$) ou des jets ($P_{T,\text{jet}}, M_{12}$) auquel sont appliquées des coupures de sélection. La sensibilité des sections efficaces aux incertitudes de mesure apparait à travers la variation du taux d'événements rejetés par les coupures de sélection. Ces taux peuvent être calculés analytiquement à partir des distributions cinématiques dans les échantillons jet et des

[7] Pour la discussion suivante nous allons admettre σ^{+}_{HAD} est aussi $\sigma^{\max}_{\text{HAD}}$ sinon il suffit d'inverser les définitions.
[8] Pour réduire ces fluctuations les erreurs sont estimées avec les MC au lieu des données. Les deux résultats restent compatibles, mais les MC bénéficient d'une plus grande statistique.

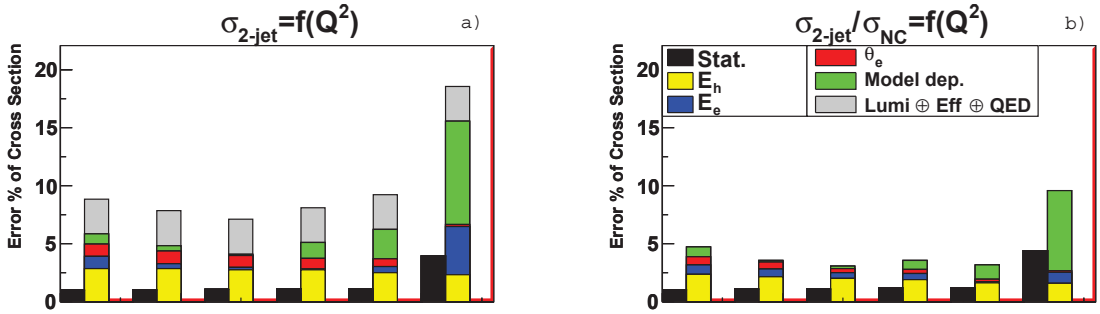


Figure 7.14: Les incertitudes sur la section efficace 2-jet (a) et 2-jet normalisée à la section efficace DIS NC (b) mesurées dans une grille en Q^2 (six cases). Les incertitudes sont séparées en fonction des sources: incertitude statistique (noir); incertitude sur la mesure de E_h (jaune), de E_e (bleu) et de θ_e (rouge); dépendance au modèle de rayonnement QCD (vert); incertitudes de normalisation ajoutées en quadrature (gris) - incertitude sur la mesure de la luminosité, sur l'efficacité de détection et de sélection des événements DIS NC et la dépendance au modèle de rayonnement QED.

relations données dans les paragraphes 4.1.2 et 6.2.1. Les résultats des calculs, qui sont consignés dans le tableau 7.4, confirment l'ordre de grandeur des erreurs estimées par la simulation: une incertitude totale de l'ordre du pourcent pour les variables électron, E_e et θ_e, et de l'ordre de 3% pour E_h. Néanmoins compte tenu de la complexité du domaine cinématique et de la corrélation entre les variables, c'est la simulation qui doit être utilisée pour toute estimation quantitative.

7.3.5 La propagation des incertitudes aux sections efficaces normalisées

De nombreuses incertitudes se compensent lorsque l'observable calculée est une section efficace jet normalisée σ_{norm}, définie comme le rapport entre une section efficace jet (inclusive jet - σ_{jet}, 2-jet - $\sigma_{\text{2-jet}}$ ou 3-jet - $\sigma_{\text{3-jet}}$) et la section efficace DIS NC - σ_{NC} (voir le tableau 7.1). La seule exception à cette définition est l'observable R_{32} définie comme le rapport entre les sections efficaces 3-jet et 2-jet. En pratique, on calcule le rapport entre le nombre d'événements (ou de jets) mesurés au numérateur $\mathcal{N}$ et le nombre d'événements DIS NC (ou 2-JET) mesurés au dénominateur $\mathcal{D}$. Le résultat est corrigée par le rapport des facteurs de correction $\frac{f_{\mathcal{N}}}{f_{\mathcal{D}}}$ pour obtenir l'observable au niveau hadronique:

$$\sigma_{\text{norm}} = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}} \cdot \frac{f_{\mathcal{N}}}{f_{\mathcal{D}}}. \tag{7.21}$$

Dans notre cas l'échantillon au numérateur $\mathcal{N}$ est toujours significativement plus petit et inclus dans l'échantillon au dénominateur. La section efficace normalisée peut alors s'interpréter comme la probabilité qu'un événement $\mathcal{D}$ soit aussi $\mathcal{N}$. L'erreur sur la mesure de σ_{norm} suit alors une statistique binomiale:

$$\begin{aligned} \delta^{\text{stat}}\sigma_{\text{norm}} &= \frac{\sqrt{\sigma_{\text{norm}} \cdot (1-\sigma_{\text{norm}})}}{\mathcal{D}} \\ &= \sqrt{(\delta^{\text{stat}}\sigma_{\mathcal{N}})^2 - (\delta^{\text{stat}}\sigma_{\mathcal{D}})^2} \\ &\approx \delta^{\text{stat}}\sigma_{\mathcal{N}}. \end{aligned} \tag{7.22}$$

Les incertitudes systématiques sont considérées comme complètement corrélées entre le numérateur et le dénominateur. L'erreur associé $\delta^{\pm}\sigma_{\text{norm}}$ est donnée par:

$$\delta^{\pm}\sigma_{\text{norm}} = \frac{\sigma^{\pm}_{\mathcal{N}}}{\sigma^{\pm}_{\mathcal{D}}} - \frac{\sigma_{\mathcal{N}}}{\sigma_{\mathcal{D}}}. \tag{7.23}$$

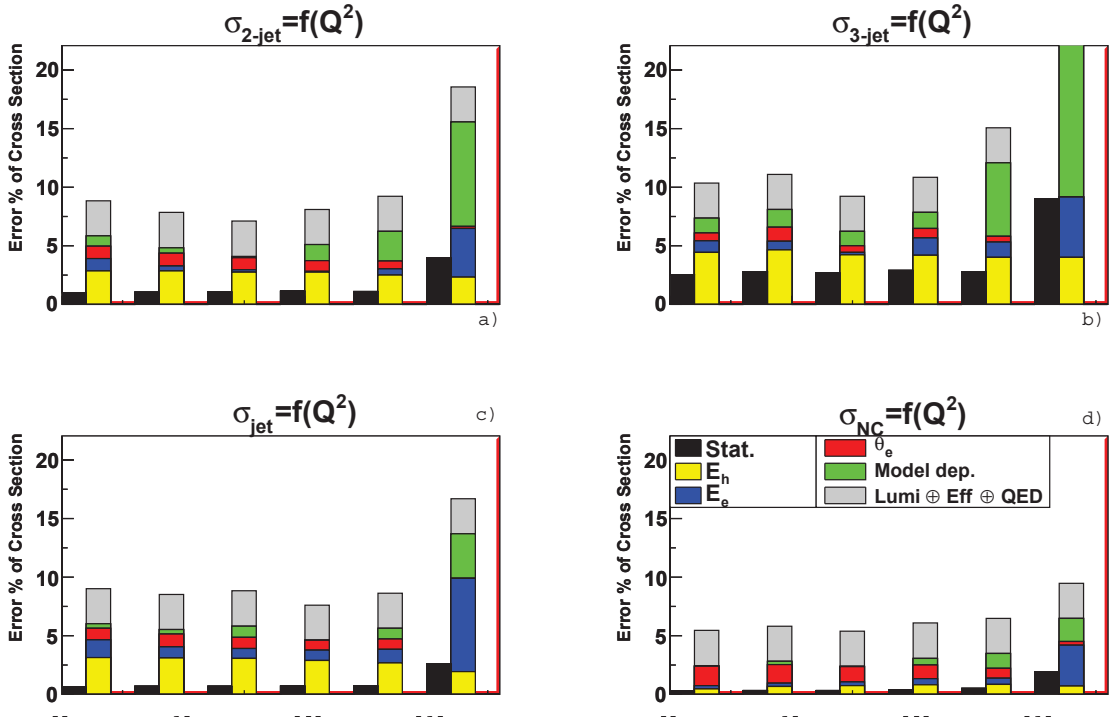


Figure 7.15: Les incertitudes sur les sections efficaces 2-jet (a), 3-jet (b), inclusive jet (c) et DIS NC (d) mesurées dans une grille en Q^2 (six cases). Les notations sont identiques à celles de la figure 7.14.

Le fonctionnement du mécanisme de compensation est illustré sur la figure 7.14 dans le cas de la section efficace 2-jet mesurée en fonction de Q^2. Le diagramme 7.14.a montre la sensibilité de la section efficace 2-jet et 7.14.b de la section efficace normalisée aux différentes sources d'incertitude:

- L'incertitude statistique (en noir) est toujours dominée par l'incertitude sur la mesure du numérateur.
- Les incertitudes de normalisation (en gris) affectent de la même manière le numérateur et le dénominateur. Elles tirent leur source des incertitudes de mesure de la luminosité (catégorie 1) et des incertitudes sur l'efficacité de détection et de sélection des événements DIS NC (catégorie 2). Ces erreur, qui atteignent 3% de la section efficace, se compensent complètement dans les observables normalisées.
- Les incertitudes sur la procédure de correction (catégorie 3) se compensent partiellement. On considère que la dépendance au modèle de rayonnement QED, estimée à 1% (en gris), affecte de la même manière toutes les observables DIS NC et se compense lors de la normalisation. En revanche, il apparait que la dépendance au modèle de rayonnement QCD (en vert) affecte d'autant plus les observables que leur état final est exclusif (voir la figure 7.15). Ainsi l'observable la moins sensible est la section efficace DIS NC ($\sim 0.5\%$ de la section efficace) et la plus sensible la section efficace 3-jet ($2-5\%$ de la section efficace). La sensibilité au modèle de rayonnement QCD des sections efficaces jet est donc réduite de 0.5% grâce à la normalisation par la section efficace DIS NC.
- Les incertitudes de mesure des variables cinématiques (catégorie 4) se compensent partiellement. La compensation est la plus forte pour les incertitudes liées à la mesure du quadrivecteur de l'électron qui affectent peu et de manière similaire toutes les sections efficaces (en bleu et rouge sur la figure). En revanche l'incertitude de mesure sur E_h (en jaune)

affecte d'autant plus les observables que le nombre de jets requis est grand (voir la figure 7.15). L'erreur sur la section efficace inclusive jet et 2-jet ($\sim 2\%$ de la section efficace) ou 3-jet ($\sim 4\%$ de la section efficace) est donc réduite de 0.5% grâce à la normalisation par la section efficace DIS NC.

Les incertitudes expérimentales pour l'ensemble des section efficaces jet normalisées mesurées dans cette analyse sont données sur la figure 7.16. Globalement, on constate que c'est l'incertitude liée à la mesure de l'énergie hadronique E_h, qui varie entre 1 et 5%, et la dépendance au modèle de rayonnement QCD, qui varie entre 1 et 10%, qui domine l'ensemble des incertitudes dans la plus grande partie de l'espace des phases.

L'incertitude sur la mesure de E_h induit des migrations particulièrement visibles dans les spectres en P_T. On constate que ces migrations affectent le plus fortement la dernière case en P_T ($30 < P_T < 50$ GeV). Au contraire la dépendance au modèle de rayonnement QCD affecte plus particulièrement la première case en $\langle P_T \rangle$ ($5 < \langle P_T \rangle < 7$ GeV) de la section efficace 2-jet (a). Cet effet s'explique par la présence de la coupure en masse invariante ($M_{12} > 16$ GeV) dont l'effet, particulièrement important dans ce domaine de l'espace des phases, dépend fortement de la structure exacte du système final hadronique. Dans le cas particulier de la section efficace 3-jet, qui est la plus affectée par les incertitudes systématiques, l'effet de compensation est plus fort lorsqu'elle est normalisée par la section efficace 2-jet (e) plutôt que DIS NC (d). Notons pour finir que l'incertitude statistique, significativement réduite comparé aux mesures précédentes [5], joue un rôle important dans la mesure de la dernière case en Q^2 ($5000 < Q^2 < 15000$ GeV^2), en ξ ($0.08 < \xi < 0.32$) et en P_T ($30 < \langle P_T \rangle < 50$ GeV).

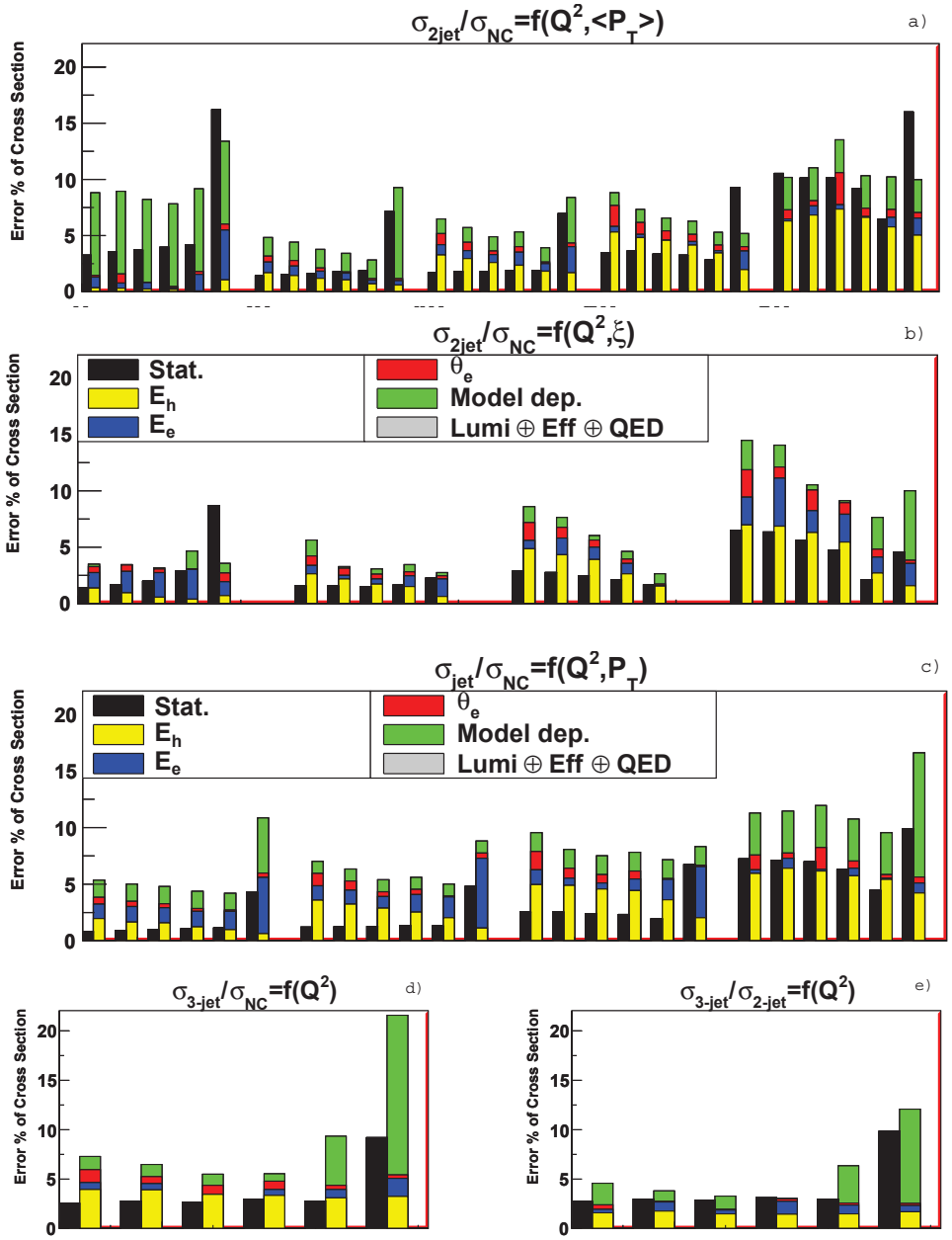


Figure 7.16: Les incertitudes expérimentales sur les sections efficaces jet normalisées à la section efficace DIS NC: 2-jet en fonction de Q^2 dans 5 cases en $< P_T >$ (a) (un double espace est laissé entre chaque case en P_T pour faciliter la lecture); 2-jet en fonction de Q^2 dans 4 cases en ξ (b); inclusive jet en fonction de Q^2 dans 4 cases en P_T (c); 3-jet en fonction de Q^2 (d). Les incertitudes sur la section efficace 3-jet normalisée à la section efficace 2-jet en fonction de Q^2 (e). Les notations sont identiques à ceux de la figure 7.14.

7.4 Les sections efficaces

A ce stade de l'analyse nous disposons de tous les éléments pour passer à la comparaison entre les mesures des observables jet et les prédictions théorique. Résumons-les brièvement:

Les observables jet - sections efficaces inclusive jet, 2-jet et 3-jet - sont définies dans le paragraphe 7.1.1 et le maillage de l'espace des phases est donné dans le tableau 7.2. Le choix de ces observables du point de vue de leur sensibilité aux prédictions de la Chromodynamique quantique a été discuté dans la section 2.3.3.

Les mesures expérimentales sont obtenues à partir des échantillons jets définis dans le paragraphe 6.6. Elles sont corrigées des effets de détection et de radiation QED, ainsi que des effets électrofaibles. Les résultats portent sur l'ensemble des données H1 prises entre 1999 à 2007, un échantillon d'approximativement 400 pb^{-1} appelé HERA I+II (voir le tableau 5.1). Les incertitudes expérimentales on été estimées en fonction des différentes sources et additionnées en quadrature pour obtenir l'incertitude totale (voir la section 7.3) et l'annexe A.

Les prédictions théoriques sont fournies au niveau partonique par les programmes de calcul NLO: `NLOJET++` pour les sections efficaces jet et `DISENT` pour les sections efficaces DIS NC (voir §2.3.3). Rappelons que les prédictions perturbatives en QCD sont dépendantes d'un certain nombre de paramètres libres dont l'intensité du couplage fort α_s et la paramètrisation des fonctions de structure du proton. Pour comparer les calculs théoriques aux mesures expérimentales la valeur de $\alpha_s(m_\mathrm{Z})$ a été prise proche de la moyenne mondiale, $\alpha_s(m_\mathrm{Z}) = 0.118$, et une paramètrisation récente CTEQ6.5M a été choisie pour les densités de partons [33]. Les programmes de calcul théorique sont interfacées avec le progiciel `FastNLO` qui permet d'atteindre un gain considérable en terme de temps de calcul [61]. Enfin le confinement des partons en hadrons est pris en compte par les facteurs de correction d'hadronisation appliquées aux sections efficaces NLO (voir §7.2.5). Les incertitudes sur les prédictions théoriques tiennent compte d'une part de l'impact des ordres manquants de la série parturbative *via* la dépendance à la procédure de factorisation et de renormalisation (voir §2.3.6). D'autre part elles incluent la dépendance au modèle d'hadronisation et l'incertitude sur la paramètrisation des densités de partons au sein du proton estimée avec la fonction CTEQ6.5.

Sur les figures 7.17 à 7.21 la partie supérieure représente la valeur absolue de l'observable et la partie inférieure le rapport entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques. Les mesures sont représentées par des points noirs positionnés au centre statistique de la case et entourés par des barres d'erreur correspondant à l'erreur statistique (barre intérieure) et à l'erreur totale (barre extérieure). Les prédictions théoriques avec leurs incertitudes sont représentées par une bande grise. Lorsqu'elles sont disponibles les mesures précédentes publiées par la collaboration H1 sont représentées par des cercles ouverts.

Dans la suite de ce chapitre nous allons mener une comparaison entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques dans le but de savoir si une mesure viable du couplage fort est possible. Nous allons commencer par présenter les sections efficaces mesurées en fonction de la virtualité de boson échangé Q^2. Ensuite nous allons nous intéresser aux observables mesurées en double différentielle en fonction de Q^2 et de l'impulsion transverse des jets dans le référentiel de Breit P_T, ou de la variable ξ équivalente dans les événements 2-jet à x_Bj.

7.4.1 Sections efficaces en fonction de Q^2

Les sections efficaces jet mesurées en fonction de Q^2 sont données sur la figure 7.17. De haut en bas sont représentées les sections efficaces inclusive jet, 2-jet et 3-jet. La colonne de droite représente les sections efficaces simples et la colonne de gauche normalisées à la section efficace DIS NC. La chute brutale du spectre est bien décrite sur deux ordres de grandeur en Q^2 par les calculs NLO dans la limite des incertitudes expérimentales et théoriques. Nous avons vu que certaines sources d'incertitude se compensent dans les sections efficaces normalisées. Ce constat est corroboré par une meilleure description des observables normalisées par les prédictions théoriques, en particulier dans les cas de la section efficace 3-jet.

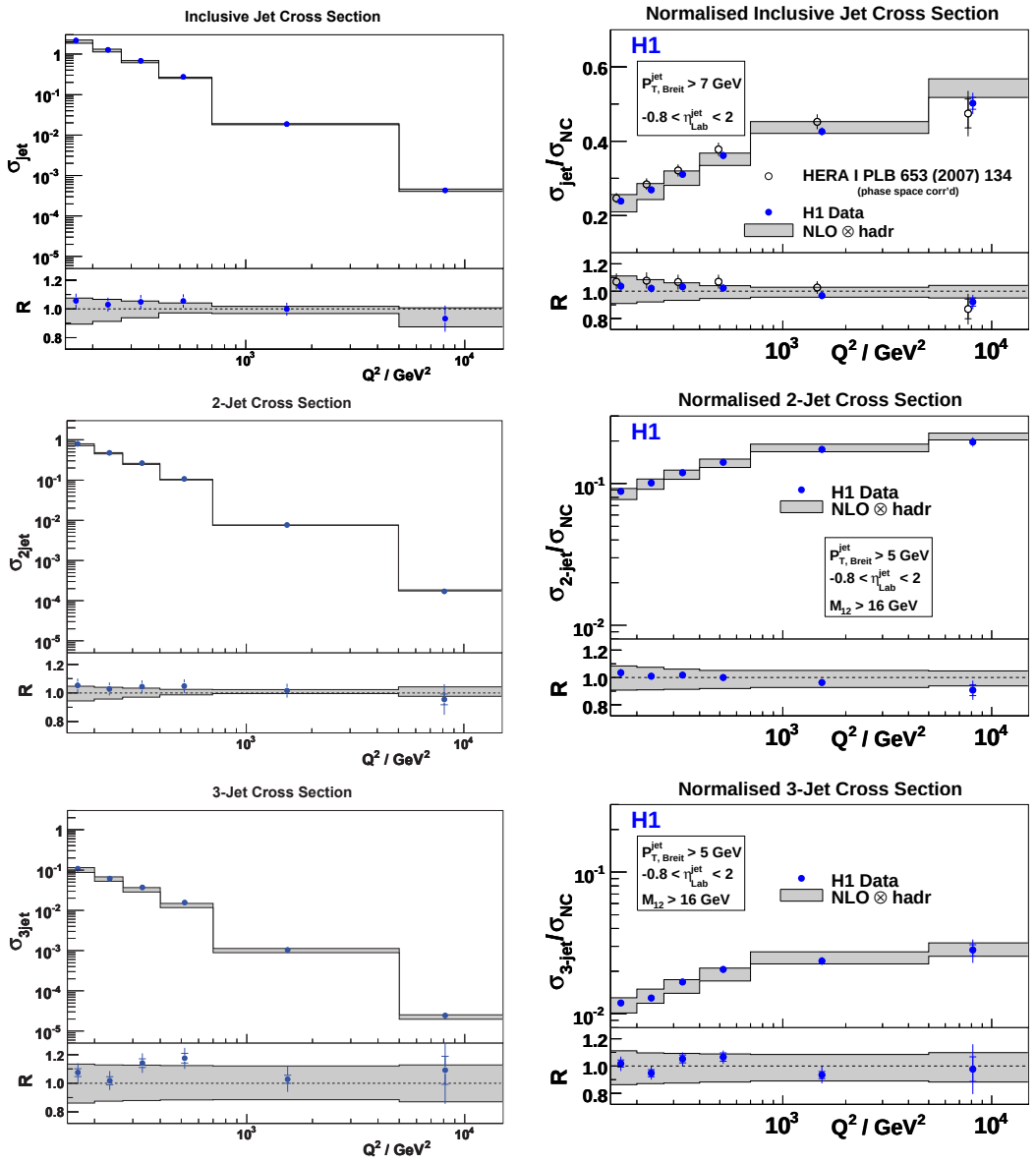


Figure 7.17: Les sections efficaces jet mesurées en fonction de Q^2. De haut en bas sont représentées les sections efficaces inclusive jet, 2-jet et 3-jet. La colonne de droite représente les sections efficaces simples et la colonne de gauche normalisées à la section efficace DIS NC. Ces dernières sont des résultats préliminaires de la collaboration H1 [144]. Sur chaque graphique la partie supérieure représente la valeur absolue de l'observable et la partie inférieure le rapport entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques. Les mesures sont représentées par des points noirs positionnés au centre statistique de la case et entourés par des barres d'erreur correspondant à l'erreur statistique (barre intérieure) et à l'erreur totale (barre extérieure). Les prédiction théoriques avec leurs incertitudes sont représentées par une bande grise. Lorsqu'elles sont disponibles les mesures précédentes publiées par la collaboration H1 sont représentées par des cercles ouverts.

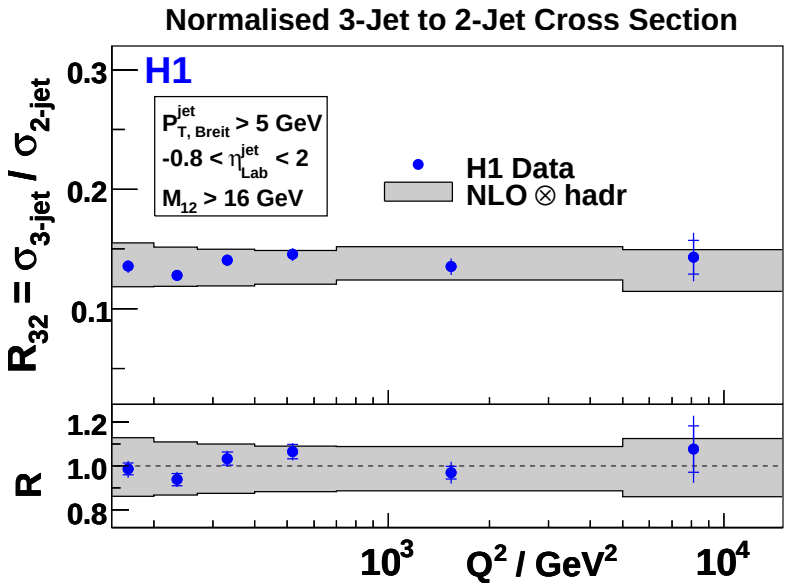


Figure 7.18: La section efficace 3-jet normalisée à la section efficace 2-jet mesurée en fonction de Q^2. Les conventions des notations sont données sur la figure 7.17.

Le comportement du spectre en Q^2 est dominé par le propagateur du photon $1/Q^2$ qui intervient au carré dans le calcul des observables jet. Cependant si la section efficace diminue avec Q^2, la multiplicité de jets elle augmente lentement suivant une loi linéaire en $\log Q$. L'explication la plus simple de ce phénomène serait que l'augmentation de l'énergie disponible dans le référentiel de Breit, qui est typiquement proportionnelle à Q, favoriserait la production de jet durs. Cette approche naïve doit cependant être nuancée par d'autres phénomènes concurrents comme la violation d'échelle de Bjorken dans la structure du proton et l'affaiblissement du couplage fort avec l'échelle d'énergie.

Un événement DIS NC contiendrait en moyenne 0.2 jets à $Q \sim 10$ GeV, mais 0.5 à $Q \sim 100$ GeV. De même sur 100 événements DIS NC, 10(20) contiendrait au moins deux et 1(3) au moins trois jets à $Q \sim 10$ GeV ($Q \sim 100$ GeV). En fait la probabilité de la production du troisième jet dans les événements 2-jet, qui est donnée par l'observable $R_{32} = \sigma_{3\text{-jet}}/\sigma_{2\text{-jet}}$ représentée sur la figure 7.18, reste constante avec Q. En comparant la multiplicité de jet inclusifs avec la multiplicité totale des jets produits dans les événements multi-jet on retrouve approximativement le taux d'événements contenant exactement un jet:

$$\sigma_{1\text{-jet}} \approx \sigma_{\text{jet}} - (2\,\sigma_{2\text{-jet}} + \sigma_{3\text{-jet}}) \ . \tag{7.24}$$

Ainsi approximativement 5 événements sur 100 ont exactement un jet à $Q \sim 10$ GeV et 7 à $Q \sim 100$ GeV. L'observable inclusive jet contient donc les informations complémentaires aux sections efficaces multi-jet portant sur les événements 1-jet qui représentent 1/3 des événements jet.

7.4.2 Sections efficaces double différentielles

Les sections efficaces inclusive jet et 2-jet en fonction P_T pour la première et de $\langle P_T \rangle = (P_{T,j1} + P_{T,j2})/2$ pour la seconde sont représentées dans différentes régions en Q^2 sur les figure 7.19 et 7.20. Sur chacune des figure les six graphiques du haut représentent la section efficace simple et les six du bas normalisée. On voit que le spectre en P_T est plus mou que celui en Q^2, mais durcit lorsque Q^2 augmente. Naïvement on pourrait invoquer de nouveau l'énergie disponible dans le référentiel de Breit pour expliquer le fait que la section efficace de production de jets se découple

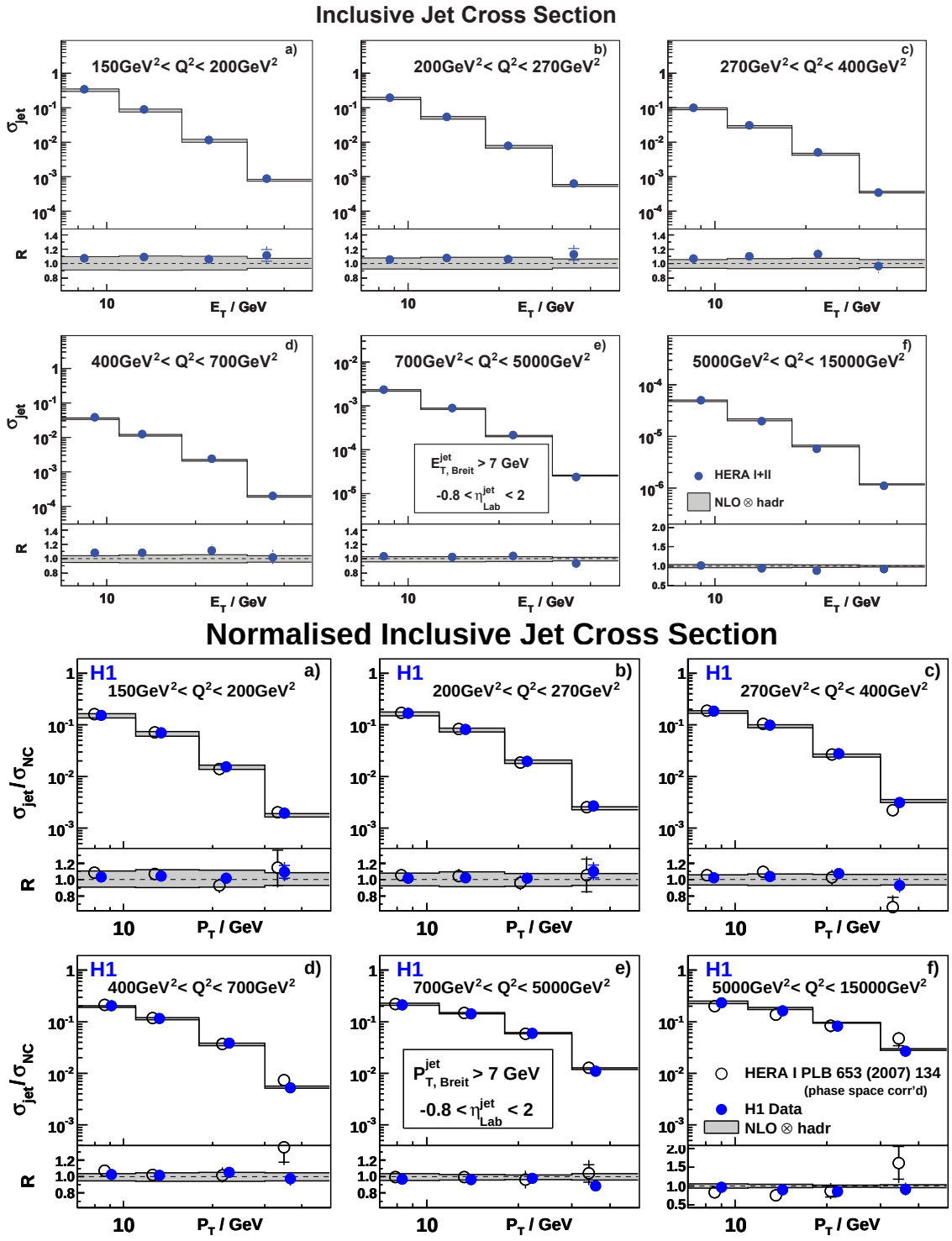


Figure 7.19: La section efficace inclusive jet mesurée en fonction de P_T dans différents domaines en Q^2. Les six graphiques du haut représentent la section efficace simple et les six du bas normalisée. Les conventions des notations sont données sur la figure 7.17.

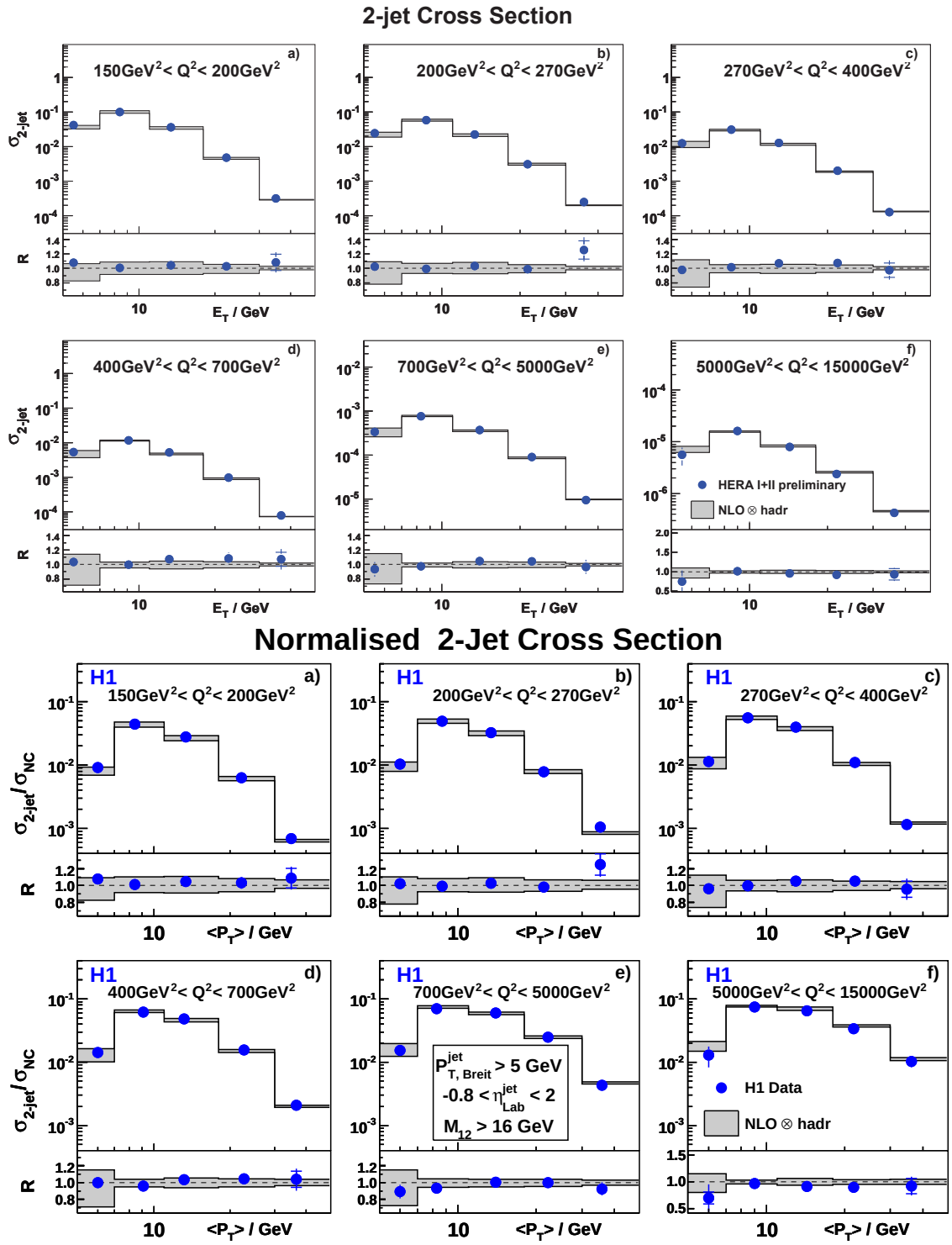


Figure 7.20: La section efficace 2-jet mesurée en fonction de P_T dans différents domaines en Q^2. Les six graphiques du haut représentent la section efficace simple et les six du bas normalisée. Les conventions des notations sont données sur la figure 7.17.

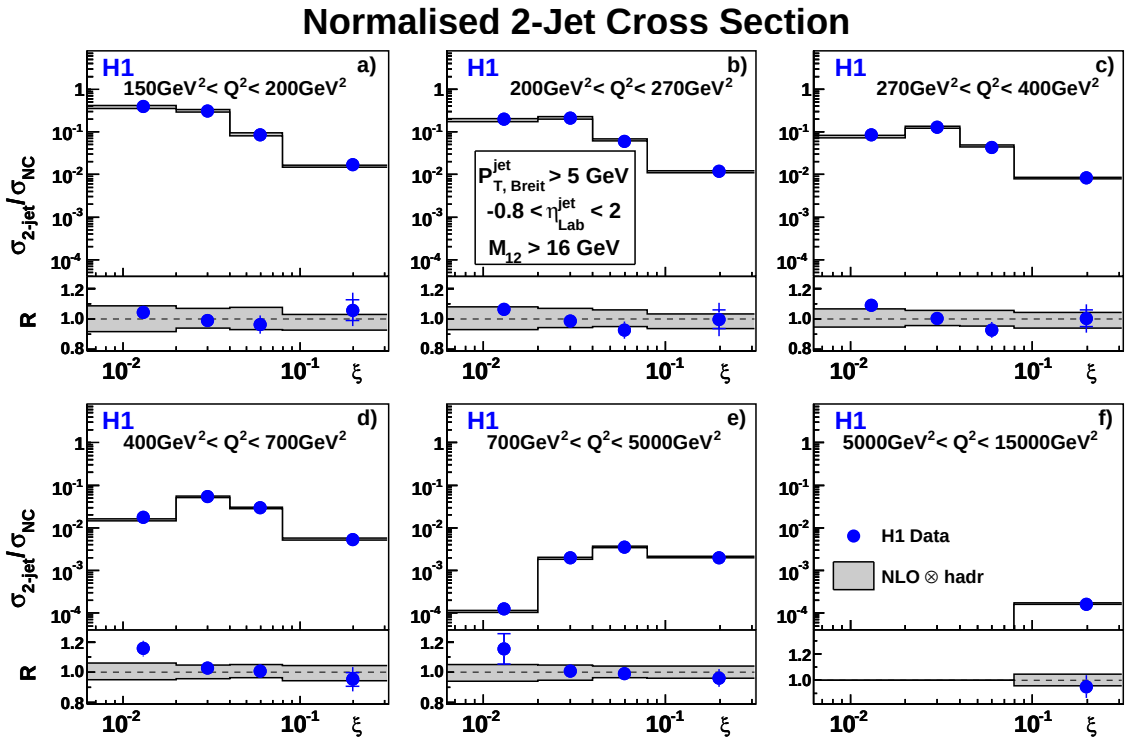


Figure 7.21: La section efficace 2-jet normalisée à la section efficace DIS NC mesurée en fonction de ξ dans différents domaines en Q^2. Les conventions des notations sont données sur la figure 7.17. Les incertitudes données à titre indicatif ne contiennent que la composante μ_r estimée en variant 0.5 et 2 fois la valeur de l'échelle de renormalisation centrale $\mu_{r,0}$. La prise en compte de l'ensemble des incertitudes théoriques est prévue ultérieurement.

de P_T lorsque Q^2 augmente. Cela est d'autant plus vrai que $Q \gg P_T$, comme on le voit sur les figure 7.19.f et 7.20.f.

Globalement on observe une bonne description des sections efficaces par les prédictions théoriques dans la limite des incertitudes. Notons cependant que la théorie est peu prédictive pour la première case en P_T de la section efficace 2-jet, comme nous l'avions déjà observé dans le paragraphe 2.3.6. La précision de nouvelles données augmente significativement par rapport à la précédente mesure des sections efficaces inclusive jet basée sur le lot des données HERA I (voir la figure 7.19). Cela s'explique d'une part par la taille du lot de données actuellement disponible qui dépasse six fois celui de la précédente analyse (65.4 pb^{-1}). D'autre part une meilleure compréhension de l'échelle d'énergie hadronique a permis de réduire l'incertitude sur E_h de 2 à 1.5%. Enfin la repondération des distributions jet a permis de réduire les biais dans la procédure de correction.

La section efficace normalisée 2-jet mesurée en fonction de ξ dans différentes domaines en Q^2 est donnée sur la figure 7.21. Les mesures sont bien décrites par les prédictions théoriques à l'exception de la première case en ξ ($0.006 < \xi < 0.002$) où un excès des données est observé par rapport aux prédictions théoriques. Cette observable, similaire aux distributions de la section efficace DIS inclusive en fonction de Q^2 et x_{Bj}, est sensible à l'ordre dominant (LO) à la composante gluonique du proton [50]. A ce titre elle devrait apporter des contraintes supplémentaires à la fonction de densité des gluons à $x_{\mathrm{Bj}} > 10^{-2}$ dans un fit global avec la section efficace DIS inclusive. En effet cette dernière est sensible à l'ordre dominant (LO) à la présence des quarks, mais seulement à l'ordre subdominant (NLO) à la présence des gluons (voir la figure 7.11 et [150]).

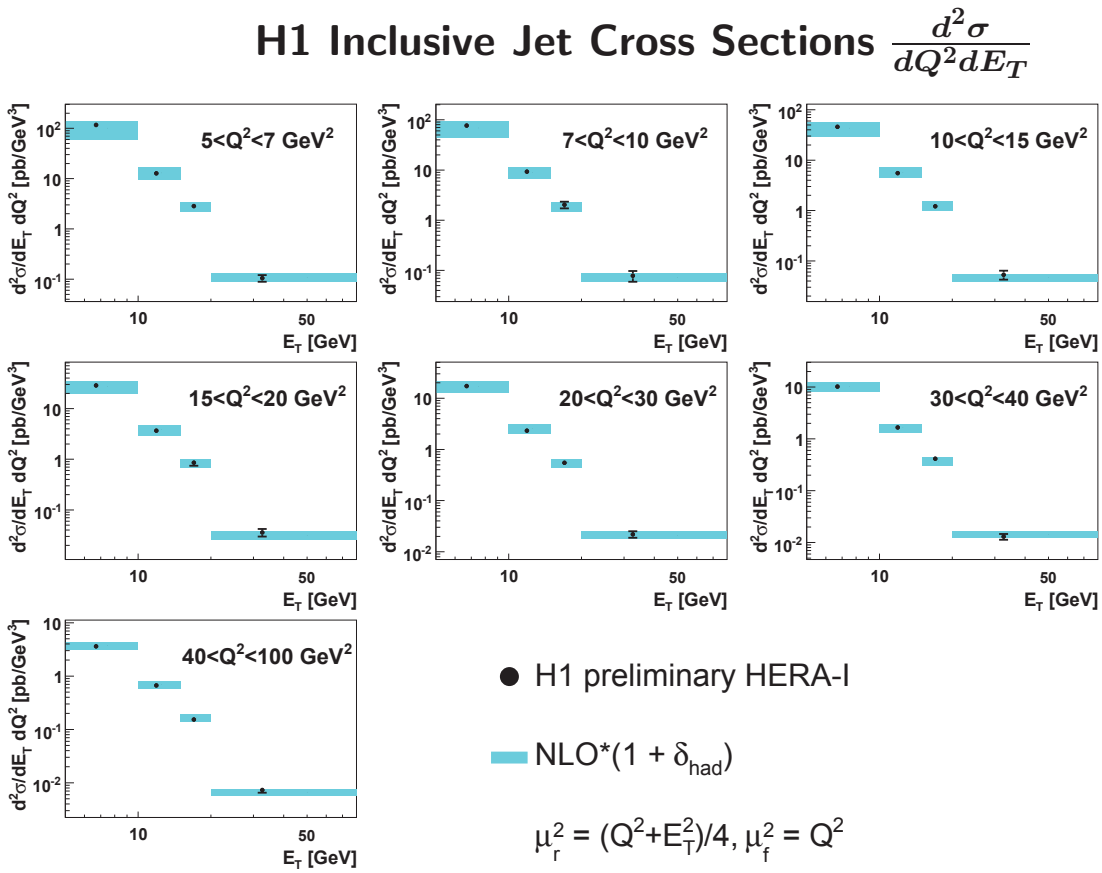


Figure 7.22: La section efficace inclusive jet mesurée en fonction de P_T dans différentes domaines en Q^2 avec les données HERA I. Les mesures sont représentées par des points noirs positionnés au centre statistique de la case et entourés par des barres d'erreur correspondant à l'erreur expérimentale totale. Les prédiction théoriques avec ses incertitudes est représentée par une bande bleue (source [130]).

7.4.3 Sections efficaces à bas Q^2

Pour compléter la couverture du domaine cinématique à grand Q^2 la section efficace inclusive jet a été mesurée par la collaboration H1 pour des impulsions de transfert inférieure à 10 GeV ($Q^2 < 100$ GeV^2) [130]. Le lot de données utilisé a été celui de HERA I et la définition de l'observable très proche de celle à grand Q^2: l'inélasticité $0.2 < y < 0.7$, une définition de identique des jets, une coupure similaire en impulsion transverse des jets $P_T > 5$ GeV et enfin des limites comparables en acceptance du calorimètre LAr $-1 < \eta^L_{\text{jet}} < 2$. Les mesures en fonction de Q^2 et de P_T sont comparées sur la figure 7.22 aux prédictions NLO fournies par le programme de calcul `NLOJET++`. Les données sont bien décrites par les calculs, même si la théorie s'avère être bien moins prédictive qu'à grand Q^2.

Pour conclure les sections efficaces jet sont assez bien décrites par les prédictions théoriques dans la limite des incertitudes. Les observables normalisées étant le plus précisement mesurées elles apparaissent les mieux à même de fournir un mesure précise de α_s. Les décalages observés ne doivent pas nous étonner puisque la valeur de $\alpha_s(m_Z)$ mesurée peut être à priori différent de la moyenne mondiale $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ utilisée de cette section. En fait, la valeur de $\alpha_s(m_Z)$ mesurée est par définition celle qui assure "le meilleur accord" entre les données et la théorie.

Chapter 8

L'extraction du couplage fort α_s

Ce chapitre est dédié au sujet principal de cette analyse qu'est la mesure précise du couplage fort α_s. Dans un premier temps nous allons discuter la stratégie de notre analyse afin de choisir les outils, c'est à dire les sections efficaces et la procédure de fit, les plus appropriés afin d'effectuer une mesure donc nous allons définir plus rigoureusement les contours. La seconde section est dédiée à l'extraction de α_s avec les données jet à grand Q^2 ($Q^2 > 150$ GeV^2) et la troisième à l'estimation des incertitudes théoriques. Dans la quatrième section nous discutons de l'élargissement possible de la mesure aux données jet à bas Q^2 ($Q^2 < 100$ GeV^2). Enfin la dernière section vise à replacer les mesures effectuées avec les jets en DIS dans le contexte plus général des mesures de précision en QCD effectuées dans le monde.

8.1 La stratégie de l'analyse QCD

Pour mener à bien notre projet il convient d'une part de choisir les outils, c'est à dire les observables jet que nous allons utiliser parmi toutes celles qui ont été mesurées, mais aussi de définir précisément la procédure d'extraction. D'autre part il est nécessaire de définir nos objectifs de mesure, c'est à dire les lois que nous cherchons à tester et les paramètres QCD que nous cherchons à extraire.

8.1.1 Le choix des observables mesurées

Un ensemble d'observables jet a été mesuré au niveau des hadrons stables à partir de l'échantillon de données de 395 pb^{-1} prises par le détecteur H1 entre 1999 à 2007 (voir §7.1.1 et le tableau 7.2). Les incertitudes expérimentales provenant de différentes sources ont été séparées en corrélées et non corrélées entre les cases de la grille (voir la section 7.3). Parmi ces observables, les sections efficaces normalisées sont mesurées avec une plus grande précision que les sections efficaces non-normalisées grâce à un effet de compensation entre le numérateur et le dénominateur (voir la section 7.3). Les valeurs numériques des observables utilisées pour l'ajustement sont données avec leurs incertitudes dans l'annexe A. Typiquement un point de mesure d'une observable normalisée est connu avec une précision de 3 à 5% et non normalisée de 5 à 8%. *A priori*, les observables normalisées apparaissent le plus à même de fournir une mesure précise de α_s. Pour confirmer cette intuition, nous devrons néanmoins tenir compte de la sensibilité des observables au couplage fort.

Nous disposons de trois catégories d'observables jet qui apportent des informations complémentaires:

1. **Les observables 2-jet**: permettent de décrire la production des deux premiers jets dans les événements DIS NC. La section efficace normalisée $\sigma_{\text{2-jet}}/\sigma_{\text{NC}}$ a été mesurée en fonction du couple de variables $(Q^2, \langle P_T \rangle = (P_{T,j1} + P_{T,j2})/2)$ et (Q^2, ξ). La meilleure sensibilité à α_s est attendue dans le spectre en impulsion transverse des jets et de façon moindre dans le spectre en ξ, une variable plutôt liée à la structure du proton. Idéalement, on aurait pu

envisager une observable mesurée en trois dimensions $(Q^2, \xi, \langle P_T \rangle)$ afin d'explorer tous ces aspects en même temps, mais les contraintes expérimentales réduisent significativement la précision d'une telle mesure. En effet outre les limitations statistiques, il convient de prendre en compte des migrations plus importantes et une plus grande instabilité dans la procédure de correction des données.

2. **Les observables 3-jet**: permettent de décrire la production du troisième jet dans les événements DIS NC. Nous disposons de deux observables normalisées $R_{30} = \sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{NC}}$ et $R_{32} = \sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{2-jet}}$ mesurées par manque de statistique en une seule dimension en fonction de Q^2. L'observable R_{32} apparait être expérimentalement plus précise que R_{30} grâce à une meilleure compensation entre le numérateur et le dénominateur, mais le choix final entre les deux ne pourra être fait sans la prise compte de leur sensibilité relative par rapport à α_s.

3. **Les observables inclusive jet**: sont complémentaires des observables multi-jet puisqu'elles permettent de prendre en compte les événements à un jet exactement exclu des autres échantillons (voir §7.4.1). La section efficace normalisée $\sigma_{\text{jet}}/\sigma_{\text{NC}}$ a été mesurée en fonction du couple de variables (Q^2, P_T).

Nous avons choisi une observable dans chaque catégorie de sorte à obtenir une "base complète" dans l'espace des observables multi-jet: $\sigma_{\text{2-jet}}/\sigma_{\text{NC}} = f(Q^2, \langle P_T \rangle)$, $R_{30} = \sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{NC}} = f(Q^2)$ ou bien $R_{32} = \sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{2-jet}} = f(Q^2)$ et enfin $\sigma_{\text{jet}}/\sigma_{\text{NC}} = f(Q^2, P_T)$ avec le maillage de l'espace des phases résumé dans le tableau 8.1. Ainsi, chacune des observables apporte des informations complémentaires, même si elles sont partiellement corrélées[1] (voir §7.3.1). Cependant toute nouvelle observable multi-jet[2] basée sur les mêmes données apportera peu d'informations supplémentaires et sera fortement corrélée aux composantes de la "base".

bin number	corresponding Q^2 range
1	$5 < Q^2 < 7$ GeV^2
2	$7 < Q^2 < 10$ GeV^2
3	$10 < Q^2 < 15$ GeV^2
4	$15 < Q^2 < 20$ GeV^2
5	$20 < Q^2 < 30$ GeV^2
6	$30 < Q^2 < 40$ GeV^2
7	$40 < Q^2 < 100$ GeV^2

bin number	corresponding Q^2 range
1	$150 < Q^2 < 200$ GeV^2
2	$200 < Q^2 < 270$ GeV^2
3	$270 < Q^2 < 400$ GeV^2
4	$400 < Q^2 < 700$ GeV^2
5	$700 < Q^2 < 5000$ GeV^2
6	$5000 < Q^2 < 15000$ GeV^2

bin letter	corresponding P_T range
a	$5 < P_T < 10$ GeV
b	$10 < P_T < 15$ GeV
c	$15 < P_T < 20$ GeV
d	$20 < P_T < 80$ GeV

bin letter	corresponding P_T range
a	$7 < P_T < 11$ GeV
b	$11 < P_T < 18$ GeV
c	$18 < P_T < 30$ GeV
d	$30 < P_T < 50$ GeV

Table 8.1: Les grilles en Q^2 et en P_T des observables utilisées pour extraire $\alpha_s(m_{\text{Z}})$.

8.1.2 La stratégie de l'analyse QCD

Les calculs théoriques actuellement disponibles permettent de fournir une prédiction QCD à l'ordre subdominant (NLO) en α_s. Nous avons utilisé les programmes `NLOJET++` pour prédire les sections efficaces jet et `DISENT` la section efficace DIS NC. Les deux programmes sont interfacés avec le progiciel `FastNLO` qui permet d'atteindre des temps de calcul suffisamment courts pour pouvoir mener une procédure d'ajustement. Les calculs NLO, qui produisent des états finaux partoniques,

[1] On pourrait même envisager de diagonaliser la matrice de corrélation statistique 7.13 pour obtenir trois observables statistiquement orthogonales.

[2] Remarquons que les observables multi-jet n'exploitent pas les informations sur la structure interne des jets qui peuvent apporter des contraintes supplémentaires [137].

ont été corrigés pour les effets non perturbatifs afin d'obtenir une prédiction au niveau des hadrons stables.

Les prédictions théoriques sont alors confrontées aux mesures pour extraire des paramètres physiques de la Chromodynamique Quantique. Cependant pour définir une stratégie de mesure cohérente il est nécessaire de répondre à deux questions liées entre elles: Que cherchons-nous à mesurer? Quelle quantité d'information extérieure doit être utilisée?

Que cherchons nous à mesurer?

Nous cherchons à mesurer le seul paramètre libre de la QCD perturbative (à l'exception de la masse des quarks) qu'est la valeur du couplage fort $\alpha_s(\mu_0)$ à une échelle d'énergie μ_0 fixée par avance, par exemple à la masse du boson Z ($m_{\mathrm{Z}} \approx 91$ GeV). En même temps, et les deux objectifs sont liés, nous cherchons à tester les prédictions de l'équation du groupe de renormalisation qui se manifestent par l'évolution du couplage fort $\alpha_s(\mu)$ avec une échelle d'énergie μ (voir §1.1.3).

Qu'entendons-nous par "une échelle d'énergie"? Pour préciser ce point rappelons quelques résultats fondamentaux du chapitre 1 et plus particulièrement du paragraphe 1.1.2. Une observable en QCD perturbative se décompose en une série perturbative de la constante de couplage α_s sous la forme (1.7). Des divergences ultraviolettes apparaissent dans les boucles virtuelles dès l'ordre subdominant en α_s. La procédure de renormalisation permet de supprimer ces divergences en les absorbant dans une redéfinition des paramètres de la QCD qui acquièrent alors une dépendance à une échelle d'énergie arbitraire, dite échelle de renormalisation μ_r. Dans le cas du couplage fort cette dépendance est appelée *l'évolution de α_s avec μ_r*, $\alpha_s(\mu_r)$. La forme fonctionnelle de l'évolution est une solution de l'équation du groupe de renormalisation 1.9 qui stipule que la valeur d'une observable physique, autrement dit une prédiction théorique calculée à tous les ordres du développement perturbatif, ne peut dépendre d'une échelle arbitraire telle que μ_r.

Une des propriétés importantes des solutions de l'équation du groupe de renormalisation est leur dépendance à μ_r qui peut se mettre sous la forme $\mathrm{d}R_n/\mathrm{d}\ln\mu_r = \mathcal{O}((\alpha_s(\mu_r)^{n+1})$ et qui se réduit lorsque le nombre de termes calculés n augmente (voir 2.3.6). Le mécanisme qui explique ce comportement est la compensation entre la dépendance en μ_r des termes du développement perturbatif et du couplage fort. Pour assurer cette compensation l'évolution du couplage fort $\alpha_s(\mu_r)$ doit suivre la forme fonctionnelle (1.16) solution perturbative de l'équation différentielle du premier ordre (1.10). La condition initiale, qui est justement un paramètre libre de la QCD, est traditionnellement donnée à la masse du boson Z. L'évolution du couplage fort établit donc une relation biunivoque entre $\alpha_s(\mu_r)$ à une échelle μ_r et $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$. En fixant l'un on obtient l'autre et *vice versa*.

Considérons maintenant un ensemble de points expérimentaux m_k. Pour chaque point, étant donné un choix d'échelle de renormalisation μ_r, une prédiction $t_k(\mu_r, \alpha_s(\mu_r))$ peut être établie. On montre aisément qu'il existe une valeur optimale $\alpha_s(\mu_r)_k$ qui permet d'égaliser la mesure et la prédiction: $m_k = t_k(\mu_r, \alpha_s(\mu_r)_k)$. En extrapolant $\alpha_s(\mu_r)_k$ via la fonction d'évolution on obtient la valeur optimale $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})_k$.

A partir de là nous pouvons reformuler notre projet sous une forme plus explicite:

Nous cherchons à tester si les prédictions de l'équation du groupe de renormalisation dans le cadre de la QCD permettent de décrire les mesures expérimentales. Autrement dit, si les valeurs optimales $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})_k$ obtenues pour chaque point de mesure k sont compatibles dans la limite des incertitudes et ce quelque soit le choix raisonnable de l'échelle de renormalisation μ_r. Si c'est bien le cas, alors la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$ obtenue par une procédure d'ajustement à partir de tous les points de mesure m_k est la mesure de $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$ que nous cherchons à obtenir.

En fait ce qui est recherché c'est de vérifier que l'évolution de $\alpha_s(\mu_r)$ permet bien la convergence des prédictions perturbatives renormalisées vers les observables réelles et ce avec une seule et unique condition initiale $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$, qui est mesurée à partir des données. Nous voyons par là que la mesure de $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$ et le test des prédictions de l'équation du groupe de renormalisation sont inséparables. Le dernier point qui reste à expliciter est le sens du qualificatif *raisonnable* pour le

choix de μ_r. Actuellement les calculs perturbatifs ne dépassent pas l'ordre subdominant (NLO) ou sub-subdominant (NNLO). Un choix aléatoire de μ_r détruirait presque à coup sûr le pouvoir prédictif de la théorie avec si peu d'ordres. Par des arguments mathématiques et physiques il est possible de montrer que μ_r doit être de l'ordre de l'échelle d'énergie caractéristique de l'interaction, par exemple Q ou P_T pour que les calculs puissent néanmoins décrire les données [12, 13]. Dans le cas contraire les prédictions théoriques doivent faire face à l'apparition de larges logarithmes $\ln(Q/\mu_r)$ et $\ln(P_T/\mu_r)$ qui ne pourront être compensées à un ordre de calcul fini (voir 2.3.6). C'est en ce sens que μ_r acquiert une interprétation physique et qu'on doit interpréter la phrase: *l'évolution de α_s a été testée avec Q (ou avec P_T).* Notons que dans notre cas le choix de μ_r pour une observable donnée peut être fait à partir d'une combinaison de Q et P_T. Afin de garder un message lisible, les valeurs de α_s ne seront pas directement données en fonction de μ_r, mais extrapolée à Q, P_T ou m_{Z}.

Pour conclure rappelons qu'il convient toujours de garder à l'esprit que l'échelle de renormalisation est fondamentalement *arbitraire*. L'interprétation directe de μ_r en termes physiques n'est possible qu'à l'ordre dominant. Ensuite, plus l'ordre du calcul perturbatif augmente, plus le choix de μ_r pourra se découpler de son interprétation physique sans que l'accord entre la théorie et les données ne se dégrade. En contrepartie la dépendance de $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$ au choix de μ_r sera appelé à se réduire.

Quelle quantité d'information extérieure doit être utilisée?

En plus du couplage fort d'autres paramètres sont nécessaires pour fournir une prédiction de la QCD. D'une part ce sont les masses des quarks qui sont considérées comme nulles devant les énergies mises en jeu. D'autre part ce sont les paramètres qui permettent de décrire la structure de proton. Ce ne sont pas à proprement parler des paramètres libres de la QCD puisqu'ils devraient être prédictibles à partir des postulats premiers. En fait les fonctions de structure permettent de factoriser notre ignorance des phénomènes QCD non-perturbatifs qui interviennent en dessous d'une échelle typique de quelques GeV.

Les densités des quarks sont directement mesurables par la section efficace DIS inclusive ou par la production de paires Drell-Yan. En revanche, ces observables ne peuvent contraindre qu'indirectement la densité des gluons qui affecte significativement la production de jets à grand Q^2 dominée par la fusion boson-gluon (voir la figure 7.11 et [150]). En principe on devrait donc inclure la densité de gluons comme paramètre libre du fit, en fixant la densité de quarks à une valeur mesurée par ailleurs. En pratique cette approche rend la procédure bien plus complexe à mener et à contrôler. Le choix à été fait dans un premier temps de prendre la fonction de structure du proton comme information d'entrée et d'inclure l'incertitude sur la paramétrisation dans l'erreur de mesure de $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$. Dans un second temps on envisage à H1 d'inclure ces mesures d'observables jet dans un fit plus global avec la section efficace DIS inclusive afin d'extraire la fonction de structure du proton et le couplage fort.

Section efficace	μ_r	μ_f	PDF
σ_{jet}	$\sqrt{\frac{Q^2+P_T^2}{2}}$	Q	CTEQ6.5M
σ_{NC}, $\sigma_{\text{2-jet}}$, $\sigma_{\text{3-jet}}$	Q		

Table 8.2: Les paramètres des calculs pQCD utilisés pour prédire les sections efficaces jet et DIS NC: de gauche à droite - l'échelle de renormalisation, l'échelle de factorisation et la paramétrisation de la fonction de structure du proton.

Pour conclure les paramètres utilisés pour produire les prédictions théoriques sont donnés dans le tableau 8.2. La valeur de $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$ peut être extraite en confrontant ces prédictions aux données *via* une procédure d'ajustement que nous allons définir dans la section suivante.

8.1.3 La définition de χ^2

Considérons une théorie $T(\mathcal{P})$ dont les prédictions phénoménologiques dépendent d'un ensemble de paramètres libres $\mathcal{P}$. Supposons que si ces paramètres était parfaitement connus alors la théorie pourrait prédire la valeur d'un certain nombre d'observables M_i:

$$T_i(\mathcal{P}) = M_i \,. \tag{8.1}$$

Inversement, la comparaison entre les prédictions théoriques t_i et les observables M_i pourrait permettre de déterminer les paramètres $\mathcal{P}$. En réalité pourtant, la valeur exacte de l'observable M_i reste inconnue et ne peut qu'être approchée par des mesures m_i dans la limite des incertitudes expérimentales $\delta_{i,k}$:

$$t_i(\mathcal{P}) = m_i \left(1 + \sum_{k=0}^{N_{exp}} \delta_{i,k} \right) . \tag{8.2}$$

Cette relation s'inverse, si les erreurs sont suffisamment petites, sous la forme:

$$m_i(\mathcal{P}) = t_i \left(1 - \sum_{k=0}^{N_{exp}} \delta_{i,k} \right) . \tag{8.3}$$

Dans l'hypothèse où les erreurs suivent une loi normale[3] d'écart-type $\Delta_{i,k}$, elles peuvent être exprimées en fonction de variables gaussiennes $\varepsilon_{i,k}$, centrées et d'écart-type 1:

$$\delta_{i,k}\left(\varepsilon_{i,k}\right) = \Delta_{i,k} \cdot \varepsilon_{i,k} \,. \tag{8.4}$$

Pour une incertitude systématique corrélée k la valeur de la variable gaussienne est identique pour toutes les cases i de (ou des) l'observable(s), $\varepsilon_{i,k} = \varepsilon_k$. La relation précédente se réécrit alors :

$$\delta_{i,k}^{\text{corr}}\left(\varepsilon_k\right) = \Delta_{i,k} \cdot \varepsilon_k \,. \tag{8.5}$$

Une incertitude asymétrique, avec une déviation standard "vers le haut" ($\Delta_{i,k}^{+}$) différente de celle "vers le bas" ($\Delta_{i,k}^{-}$) peut être approximée par une relation quadratique:

$$\delta_{i,k} = \frac{\Delta_{i,k}^{+} + \Delta_{i,k}^{-}}{2} \cdot \varepsilon_k + \frac{\Delta_{i,k}^{+} - \Delta_{i,k}^{-}}{2} \cdot \varepsilon_k^2 \,. \tag{8.6}$$

L'objectif de la procédure d'ajustement, ou *fit*, est de déterminer le jeu de paramètres $\mathcal{P}$ qui permette d'atteindre le meilleur accord entre les prédictions théoriques t_i et les valeurs expérimentales m_i en tenant compte des incertitudes expérimentales. Afin de quantifier la qualité d'un estimateur, une distance, appelée χ, est introduite dans l'espace des observables. Pour chaque point individuel, χ^2 représente le carré de la distance entre la théorie et la mesure calculée en unités de déviation standard de l'incertitude totale δ_i, qui représente la somme quadratique des différentes sources d'incertitude $\delta_{i,k}$:

$$\chi_i^2 = \frac{\left(m_i - t_i\right)^2}{\delta_i^2} \,. \tag{8.7}$$

Le carré de la distance entre la théorie et les données pour plusieurs points de mesure indépendants i est la somme des carrés des distances individuelles:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left(m_i - t_i\right)^2}{\delta_i^2} \,. \tag{8.8}$$

[3] Le comportement gaussien des incertitudes systématiques est très souvent hypothétique et ne peut être vérifié.

Pour tenir compte des corrélations éventuelles la relation (8.8) se généralise en introduisant l'inverse de la matrice de covariance $\left(V^{-1}\right)_{ij}$:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (m_i - t_i) \left(V^{-1}\right)^{ij} (m_j - t_j) \ . \tag{8.9}$$

L'inversion d'une matrice pose souvent des problèmes de stabilité qui peuvent biaiser la définition de la distance et donc le résultat de la procédure d'ajustement. Dans le cas de la mesure de α_s avec les jets il a été montré que la définition, dite *hessienne*, de χ^2 permet de contourner cette difficulté [50]. Nous avons vu que les incertitudes expérimentales se séparent en incertitudes statistiques $\delta^{\text{stat.}}$ et systématiques $\delta^{\text{sys.}}$, qui se composent chacune d'une composante corrélée et non corrélée (voir §7.3.2). Les corrélations induites par les incertitudes systématiques (incertitude sur la mesure de l'énergie hadronique par exemple) peuvent être décrites assez simplement à l'aide des variables gaussiennes ε_k *via* la relation (8.5) ou (8.6). L'approche hessienne tire parti de cette propriété et de la relation (8.3) pour définir le χ^2 [145]:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \Delta_i(mt)(V^{-1})^{ij}\Delta_j(mt) + \sum_k \varepsilon_k^2 \tag{8.10}$$

$$\text{avec} \ \ \Delta_i(mt) = m_i - t_i \left[1 - \sum_k \delta_i\left(\varepsilon_k\right)\right] \ . \tag{8.11}$$

La matrice $(V)_{ij}$ ne contient plus que les corrélations statistiques et la composante non corrélée des incertitudes systématiques:

$$(V)_{ij} = \begin{cases} (\delta_i^{\text{stat.}})^2 + (\delta_i^{\text{sys. uncor.}})^2 & \text{si } i = j \\ v_{ij}^{\text{stat}} & \text{si } i \neq j \end{cases} \ . \tag{8.12}$$

Les variables gaussiennes ε_k sont ajoutées au χ^2 pour tenir compte du fait qu'elles ne représentent pas de véritables degrés de liberté. Par conséquent leur écart par rapport à la valeur centrale 0, doit se refléter dans l'augmentation de la distance χ^2.

La procédure du fit χ^2 consiste à parcourir les valeurs permises dans l'espace des paramètres à la recherche de la valeur minimale χ_0^2. Le jeu de paramètres associés à χ_0^2 est appelé le meilleur estimateur de $\mathcal{P}$. Dans le cadre de cette analyse le seul paramètre libre du fit est la constante de couplage fort $\alpha_s(m_{\text{Z}})$. Les autres paramètres nécessaires aux calculs QCD se voient assigner des valeurs fixes. Il s'agit soit de paramètres physiques mesurés indépendamment ou contraintes par des considérations théoriques, comme la fonction de structure du proton et le couplage électromagnétique α_{EM}, soit de paramètres mathématiques arbitraires comme les échelles de factorisation et de renormalisation. L'incertitude sur la valeur centrale des paramètres fixés, appelée incertitude théorique, est propagée au meilleur estimateur de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$, noté $\alpha_s(m_{\text{Z}})$. Les méthodes de propagation seront discutées dans le paragraphe 8.3.

L'accord entre les prédictions théoriques et les données est quantifié par le rapport entre χ_0^2 et le nombre de degrés de liberté (NDF pour *number of degrees of freedom*), $\frac{\chi_0^2}{\text{NDF}}$. Le nombre de degrés de liberté se calcule comme la différence entre le nombre N_{exp} de points expérimentaux et le nombre de paramètres libres: $\text{NDF} = N_{\text{exp}} - 1$. L'hypothèse sous-jacente au fit χ^2 est que les données se comportent comme des variables aléatoires gaussiennes d'écart type $\approx \delta_i$ et de moyenne M_i. Si tel est le cas et que la théorie décrit les données dans la limite des incertitudes expérimentales alors toutes les distances χ_i suivent la même loi gaussienne centrée et d'écart type 1 quelque soit le point de mesure i. Ceci implique que χ soit une variable aléatoire qui suit une loi gaussienne de variance $\chi^2 = \text{NDF}$. Donc le fit peut être considéré de bonne qualité si la variance minimale trouvée $\chi_0^2 \approx \text{NDF}$ ou encore $\frac{\chi_0^2}{\text{NDF}} \approx 1$.

Les valeurs des variables gaussiennes ε_k, associées aux différentes incertitudes, sont ajustées en même temps que les paramètres de la théorie. Il est nécessaire de les contrôler pour tester la stabilité des fits. En effet, une valeur trop grande prise par une variable gaussienne (typiquement

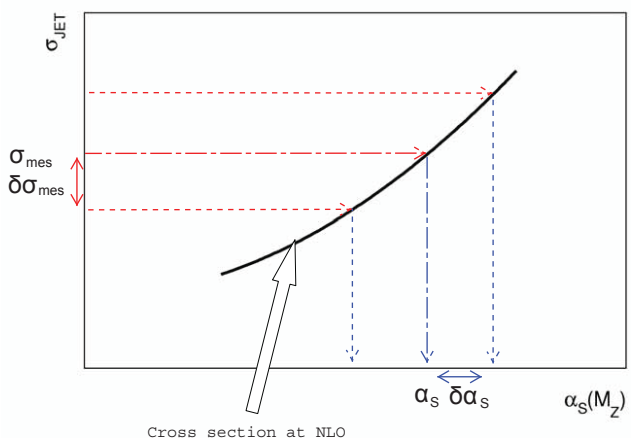


Figure 8.1: Procédure d'extraction de $\alpha_s(m_Z)$ à partir d'un point de mesure individuel σ_{mes}. La courbe noire représente la relation $\sigma = f(\alpha_s(m_Z))$ à NLO. La valeur de $\alpha_s(m_Z)$ mesurée est $f^{-1}(\sigma_{\text{mes}})$ et l'incertitude $\delta^{\pm}\alpha_s(m_Z) = f^{-1}(\sigma_{\text{mes}}) - f^{-1}(\sigma_{\text{mes}} \pm \delta\sigma_{\text{mes}})$, où $\delta\sigma_{\text{mes}}$ est l'incertitude sur la mesure de σ_{mes}.

$\varepsilon_k > 1.5$) peut signifier soit que les amplitudes $\Delta_{i,k}$ des incertitudes sont sous-estimées, soit qu'un effet de compensation non physique se produit dans le fit. Pour finir notons que la définition hessienne de χ^2 brise la symétrie entre les données et les calculs qui caractérise la définition non hessienne (8.9). En fait le choix d'associer les incertitudes aux prédictions théoriques t_i et non aux données m_i est arbitraire, c'est pourquoi tous les fits ont été refaits avec la définition alternative basée sur la relation (8.2). La différence constatée a toujours été significativement inférieure à l'incertitude expérimentale.

8.2 L'extraction de α_s à grand Q^2

8.2.1 Extraction de α_s à partir des points de mesure individuels

La procédure d'extraction du couplage fort à partir d'un point de mesure individuel, schématisée sur la figure 8.1, est triviale: la valeur mesurée de $\alpha_s(\mu = \mu_r)$ est celle qui permet un accord parfait entre la section efficace mesurée et prédite théoriquement. Les résultats individuels sont alors extrapolés de $\mu = \mu_r$ à $\mu = m_Z$, par une équation d'évolution à deux boucles. L'incertitude expérimentale sur $\alpha_s(m_Z)$ est obtenue en répétant l'opération d'ajustement avec la valeur centrale de la section efficace mesurée modifiée d'une déviation standard vers le haut et vers le bas.

En tout 54 valeurs individuelles de $\alpha_s(m_Z)$ ont été extraites à partir des points de mesure. Un premier lot de 24 valeurs est fourni par la section efficace normalisée inclusive jet $\sigma_{\text{jet}}/\sigma_{\text{NC}}$ mesurée en fonction de Q^2 et de P_T. Les résultats sont représentés dans différentes régions en Q^2 sur la figure 8.2: sur les six graphiques du haut les mesures de α_s sont représentées en fonction de $\mu = P_T$ (cercles noirs); sur les six graphiques du bas les mesures α_s sont extrapolées à $\mu = m_Z$. Les valeurs individuelles sont comparées à la valeur centrale de α_s (courbe noire en haut et bleue en bas) obtenue par un fit combiné des 24 points individuels et représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleu) et théorique (bande grise en haut et jaune en bas).

Un second lot de 24 valeurs, représenté sur la figure 8.3 a été extrait à partir de la section efficace normalisée 2-jet $\sigma_{\text{2-jet}}/\sigma_{\text{NC}}$ mesurée en fonction de Q^2 et de $\langle P_T \rangle$. Remarquons que la première case en impulsion transverse ($5 < \langle P_T \rangle < 7$ GeV) n'est pas utilisée dans le fit car la prédiction théorique associée n'est pas suffisamment fiable (voir la figure 7.17). Enfin un dernier lot de 6 valeurs a été obtenu à partir de la section efficace normalisée 3-jet $\sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{NC}}$ mesurée en fonction de Q^2.

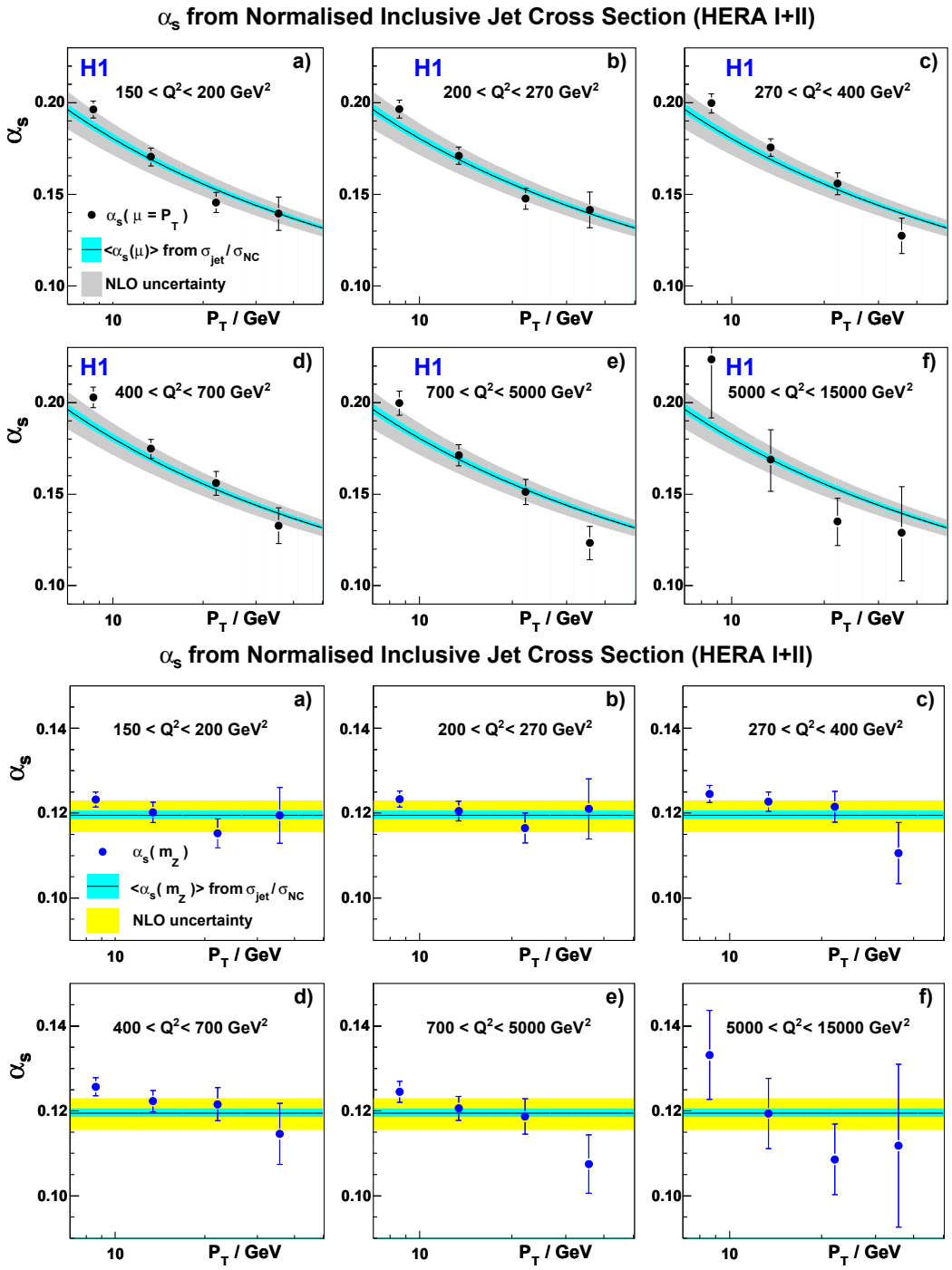


Figure 8.2: Mesures individuelles du couplage fort, $\alpha_s(\mu)$, à partir de la section efficace inclusive jet normalisée à la section efficace DIS NC dans six régions en Q^2: en haut en fonction de $\mu = P_T$, une échelle qui correspond à la moyenne statistique de l'impulsion transverse dans la case; en bas, extrapolées à la masse du boson Z, $\mu = m_Z$, par une évolution à deux boucles. Les résultats sont comparés à la mesure centrale de $\alpha_s(\mu_r)$ (courbe noire en haut et bleue en bas), obtenue pour cette observable en combinant les mesures individuelles par une procédure de fit et représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise en haut et jaune en bas).

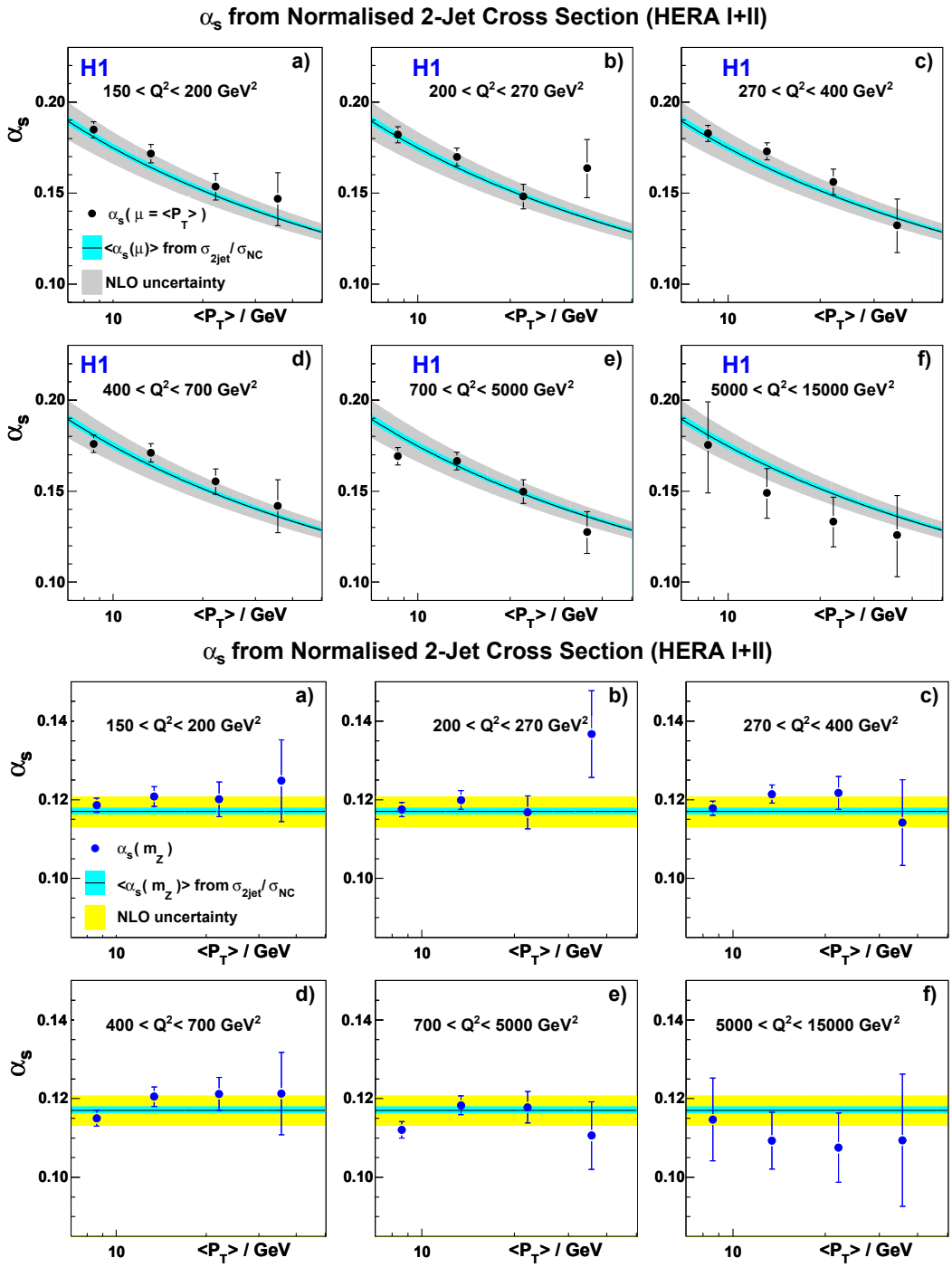


Figure 8.3: Mesures individuelles du couplage fort, $\alpha_s(\mu)$, à partir de la section efficace 2-jet normalisée à la section efficace DIS NC dans six régions en Q^2: en haut en fonction de $\mu = \langle P_T \rangle$, une échelle qui correspond à la moyenne statistique dans chaque case de l'impulsion (ou de l'énergie) transverse moyenne des deux premiers jets dans un événement; en bas, extrapolées à la masse du boson Z, $\mu = m_Z$, par une évolution à deux boucles. Les résultats sont comparés à la mesure centrale de $\alpha_s(\mu_r)$ (courbe noire en haut et bleue en bas), obtenue pour cette observable en combinant les mesures individuelles par une procédure de fit et représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise en haut et jaune en bas).

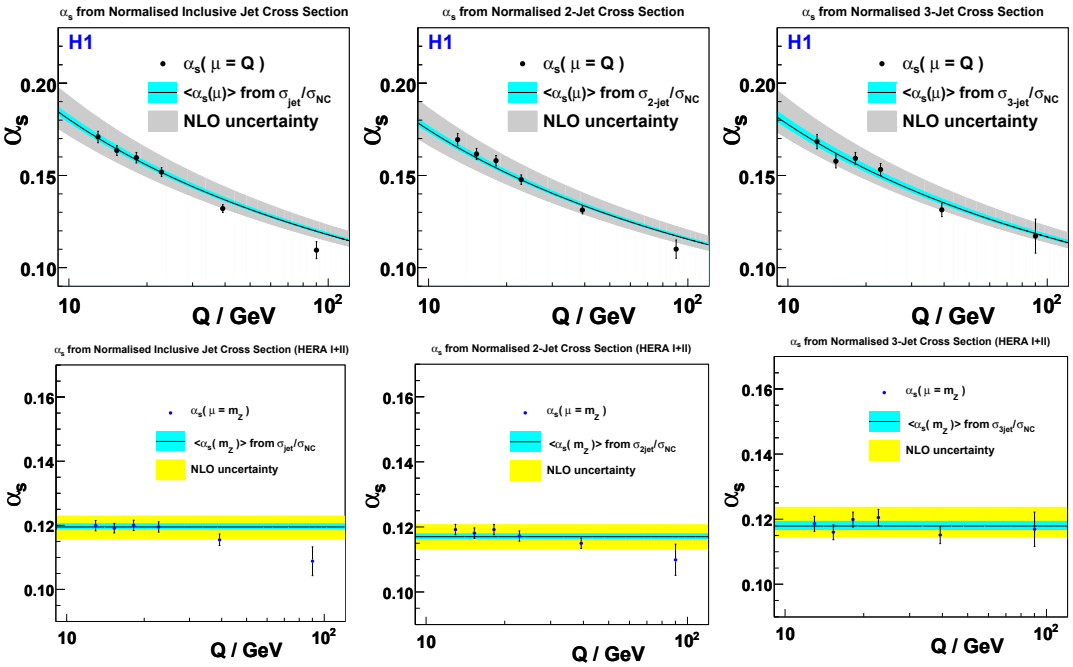


Figure 8.4: Mesures de $\alpha_s(\mu)$ dans différentes régions en Q^2: en haut en fonction de $\mu = Q$, qui correspond à la moyenne statistique du transfert d'impulsion dans chaque case; en bas extrapolé à $\mu = m_Z$. Les valeurs de $\alpha_s(\mu = Q)$ sont obtenue par un fit combiné à partir de quatre points individuels pour la section efficace normalisée inclusive jet (1ère colonne) et 2-jet (2ème colonne), mais un seul point pour la section efficace normalisée 3-jet (3ème colonne). Pour chaque observable les résultats sont comparés à la mesure centrale de $\alpha_s(\mu_r)$ (courbe noire en haut et bleue en bas), obtenue en combinant les mesures individuelles par une procédure de fit, représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise en haut et jaune en bas).

8.2.2 Mesure de α_s avec différentes observables

La solution à deux boucles de l'équation du groupe de renormalisation décrit correctement l'évolution mesurée du couplage fort avec l'impulsion transverse dans toutes les régions en Q^2 (voir les figure 8.3 et 8.2). Une autre façon de voir la même chose consiste à comparer les valeurs de $\alpha_s(m_Z)$ obtenues par une extrapolation de valeurs de α_s mesurées à $\mu = \mu_r$. Les figures 8.3 et 8.2 montrent une compatibilité des mesures de $\alpha_s(m_Z)$ dans chaque région en Q^2 dans la limite des incertitudes expérimentales. En combinant ces mesures *via* une procédure de fit, une valeur unique de $\alpha_s(m_Z)$ est obtenue par région en Q^2 pour les observables inclusive jet et 2-jet. L'évolution de α_s avec Q^2 est représentée sur la figure 8.4 pour les trois observables jet: en haut en fonction de $\mu = Q$ et en bas pour $\mu = m_Z$.

Nous constatons que les prédictions de l'équation du groupe de renormalisation pour l'évolution du couplage fort avec l'impulsion de transfert sont bien vérifiées jusqu'à $Q \approx 40$ GeV. En revanche la valeur de $\alpha_s(m_Z)$ mesurée à $Q \approx 100$ GeV est systématiquement inférieure à celles mesurées à plus faible valeur de Q. La même déviation a déjà été observée dans une analyse jet menée par la collaboration H1 [5], mais pas dans celle menée par la collaboration ZEUS [146]. Toutefois, cette différence, qui ne dépasse pas deux déviations standard, reste peu significative compte tenu du faible nombre d'événements dans ce domaine en Q^2 et des incertitudes dans les prédictions théoriques.

Les valeurs de $\alpha_s(m_Z)$ mesurées à différents impulsions de transfert sont compatibles entre elles. En combinant ces mesures par un fit hessien on obtient une valeur centrale de $\alpha_s(m_Z)$ pour

chaque observable:

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} = f(Q^2, P_T) \;&:\; 0.1195 \pm 0.0010\,(\text{exp.}), \quad \frac{\chi_0^2}{\text{NDF}} = \frac{24.7}{23}\,, \\
\frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} = f(Q^2, \langle P_T \rangle) \;&:\; 0.1170 \pm 0.0009\,(\text{exp.}), \quad \frac{\chi_0^2}{\text{NDF}} = \frac{25.6}{23}\,, \\
\frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} = f(Q^2) \;&:\; 0.1183 \pm 0.0013\,(\text{exp.}), \quad \frac{\chi_0^2}{\text{NDF}} = \frac{6.4}{5}\,.
\end{aligned} \tag{8.13}$$

L'accord entre les données et les prédictions théoriques à l'ordre subdominant (NLO) est assez bon car $\frac{\chi_0^2}{\text{NDF}}$ varie entre 1.1 pour la section efficace normalisée inclusive jets et 1.3 pour la section efficace normalisée 3-jet.

Expérimentalement une meilleure précision est atteinte pour les sections efficaces 2-jet et inclusive jet, comparé à la section efficace 3-jet. Pour comprendre cette différence nous avons séparé dans le tableau 8.3 les contributions des différentes sources d'incertitude sur la valeur centrale de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$. L'impact le plus important sur la précision totale vient de l'incertitude sur la mesure de l'énergie hadronique (E_h), un résultat en accord avec les conclusions du paragraphe 7.3.5. L'effet atteint pratiquement 1% sur la valeur de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ mesurée avec la section efficace normalisée 3-jet. De même la dépendance du modèle de rayonnement QCD affecte plus particulièrement la section efficace 3-jet, qui souffre en outre d'une statistique plus réduite.

Observable	Stat.	Mod.	E_h	θ_e et E_e	Total
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	0.0002	0.0003	0.0007	0.0006	0.0010
$\frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	0.0003	0.0003	0.0006	0.0004	0.0009
$\frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	0.0005	0.0008	0.0011	0.0003	0.0013
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	0.0002	0.0002	0.0006	0.0003	0.0007

Table 8.3: Les composantes de l'incertitude expérimentale sur la valeur centrale de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$, $\alpha_{s,0}(m_{\text{Z}})$, mesurée avec les différentes sections efficaces jet normalisées.

Nous avons vu dans le paragraphe 7.3.5 que la section efficace 3-jet normalisée à la section efficace 2-jet, $R_{32} = \sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{2-jet}}$, est plus précisément mesurée que celle normalisée à la section efficace DIS NC, $R_{30} = \sigma_{\text{3-jet}}/\sigma_{\text{NC}}$. Cependant le même phénomène de compensation qui réduit l'incertitude expérimentale réduit aussi la sensibilité de l'observable R_{32} au couplage fort. Plus précisément, une petite variation $\delta\alpha_s$ de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ produit une petite variation de δR_{32} plus faible que δR_{30}:

$$\frac{\partial R_{32}}{\partial \alpha_s} < \frac{\partial R_{30}}{\partial \alpha_s}\,. \tag{8.14}$$

Cette inégalité est illustrée sur la figure 8.5 qui montre la dépendance relative des différentes observables jet avec $\alpha_s(m_{\text{Z}})$. Les observables sont classées de haut en bas suivant la sensibilité à α_s attendue à l'ordre dominant (LO): en haut - $\sigma_{\text{NC}} \propto \alpha_s^0$, dont la sensibilité au couplage fort n'apparait indirectement à travers les violations d'échelle de Bjorken; au milieu - les variables jet sensibles à α_s^1, dont notamment $R_{32} \propto \alpha_s^2/\alpha_s^1$; en bas $R_{30} \propto \alpha_s^2$. En définitive c'est le produit de la précision expérimentale et de la sensibilité au couplage fort, $\delta\alpha(R) = \frac{\partial \alpha_s}{\partial R} \cdot \delta R$, qui définit la précision sur $\alpha_s(m_{\text{Z}})$. Nous avons vérifié que la valeur centrale de $\alpha_{s,0}(m_{\text{Z}})$ obtenue avec R_{32}:

$$R_{32} : 0.1178 \pm 0.0018\ (\text{exp.}), \quad \frac{\chi_0^2}{\text{NDF}} = \frac{5.71}{5}\,. \tag{8.15}$$

est compatible avec les mesures (8.13), mais reste la moins précise. En fait, l'observable R_{32} est plus précisément mesurée que R_{30}, mais la perte de sensibilité ne permet pas d'en tirer avantage en ce qui concerne la mesure de $\alpha_{s,0}(m_{\text{Z}})$.

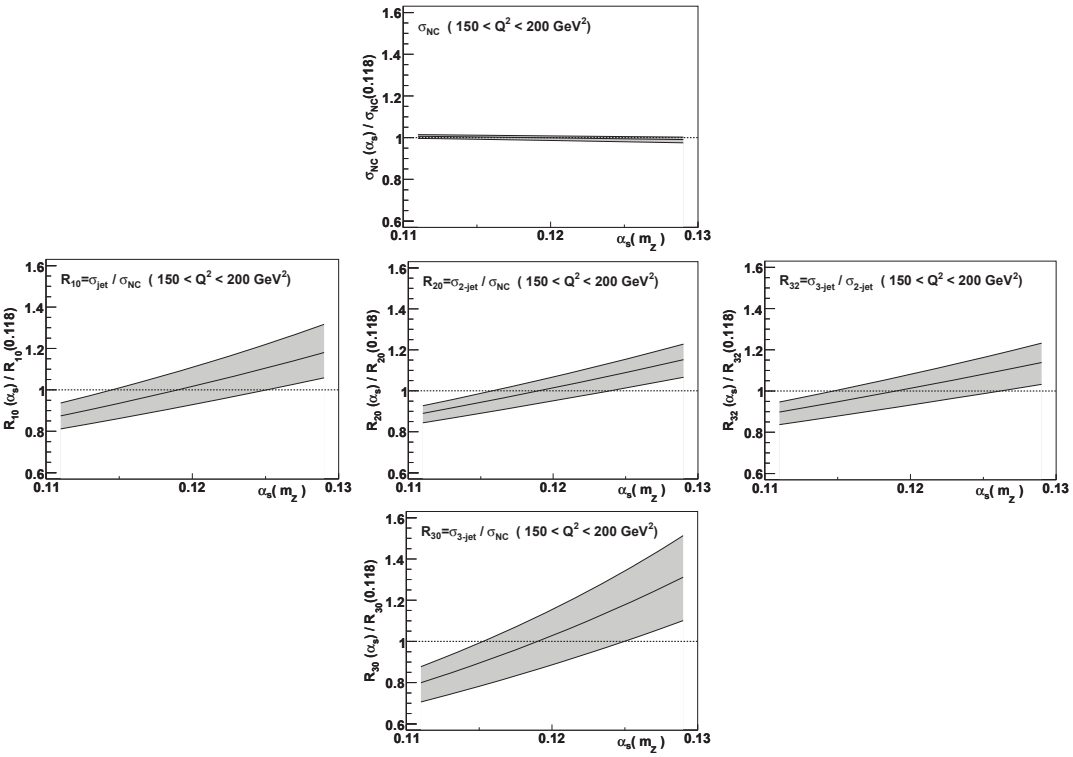


Figure 8.5: La sensibilité relative de différentes observables à la valeur de $\alpha_s(m_\mathrm{Z})$ à l'ordre dominant (LO): en haut - $\sigma_\mathrm{NC} \propto \alpha_s^0$; au milieu, de gauche à droite, - $\sigma_\mathrm{jet}/\sigma_\mathrm{NC}$, $\sigma_\text{2-jet}/\sigma_\mathrm{NC}$, $R_{32} \propto \alpha_s^1$; en bas - $\sigma_\text{3-jet}/\sigma_\mathrm{NC} \propto \alpha_s^2$. Les observables sont calculées dans la première case en Q^2 ($150 < Q^2 < 200$ GeV^2) et la bande grise représente la principale composante de l'incertitude théorique liée au choix de l'échelle de renormalisation.

8.2.3 La valeur centrale de α_s

Les valeurs de $\alpha_{s,0}(m_\mathrm{Z})$ obtenues avec différentes observables sont en accord dans la limite des incertitudes expérimentales. Une mesure de $\alpha_s(m_\mathrm{Z})$ menée simultanément à partir des trois observables devrait alors bénéficier du nombre maximal de contraintes disponibles avec les jets à grand Q^2. La valeur centrale de $\alpha_s(m_\mathrm{Z})$ est ainsi obtenue avec 54 points expérimentaux, en prenant en compte les corrélations entre les observables par le biais de la matrice de corrélation 7.13:

$$\frac{\sigma_\mathrm{jet}}{\sigma_\mathrm{NC}},\ \frac{\sigma_\text{2-jet}}{\sigma_\mathrm{NC}},\ \frac{\sigma_\text{3-jet}}{\sigma_\mathrm{NC}} : 0.1180 \pm 0.0007\,(\mathrm{exp.}), \quad \frac{\chi_0^2}{\mathrm{NDF}} = \frac{52.3}{53} \tag{8.16}$$

où $\frac{\chi_0^2}{\mathrm{NDF}} \approx 1$ indique un très bon accord entre les données et la théorie. L'incertitude expérimentale, décomposée dans le tableau 8.3 est de l'ordre de l'ordre de 0.7%. Elle reste dominée par l'incertitude sur la mesure de l'énergie hadronique qui contribue autant que toutes les autres sources réunies. Notons que la valeur combinée de $\alpha_s(m_\mathrm{Z})$ (8.13) garde le sens intuitif de la "moyenne" puisqu'elle est très proche de la moyenne arithmétique ($\alpha_s(m_\mathrm{Z}) = 0.1182$) des trois valeurs "individuelles" (8.16).

Les mesures de $\alpha_s(Q)$ ont été combinées dans différentes régions en Q^2 toujours dans le but de tester les prédictions de l'équation du groupe de renormalisation. Les résultats, représentés sur la figure 8.6, confirment les observations menées à partir des observables individuelles: l'évolution du couplage fort est bien vérifié jusqu'à une impulsion de transfert $Q \approx 40$ GeV, mais une différence persiste à $Q \approx 100$ GeV. La signification de ce désaccord reste toutefois limitée, de sorte que toute

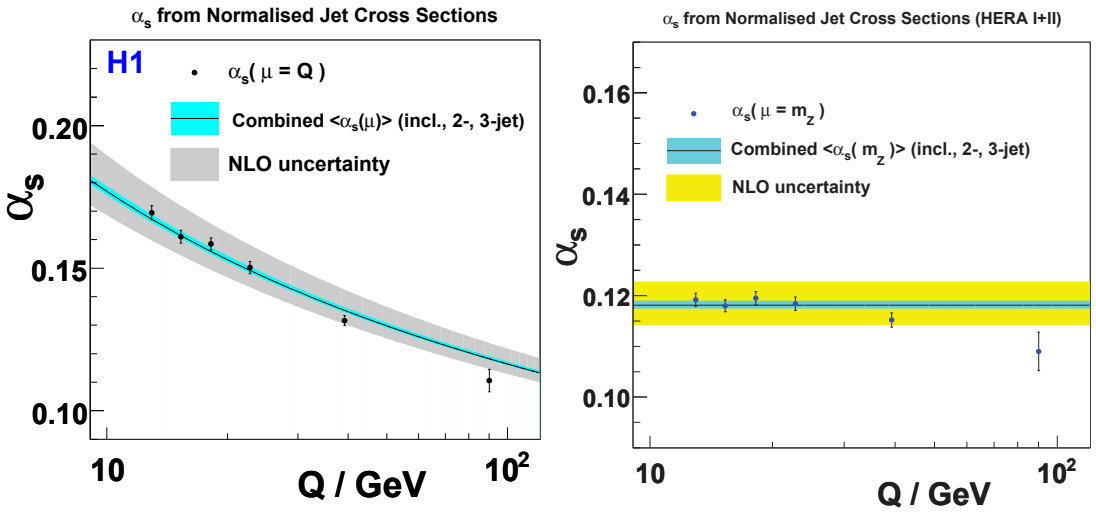


Figure 8.6: Mesures du couplage fort, $\alpha_s(\mu)$, à partir des sections efficaces jet normalisées (inclusive jet, 2-jet et 3-jet) dans différentes régions en Q^2: à gauche en fonction de $\mu = Q$ et à droite de $\mu = m_Z$. Les valeurs de $\alpha_s(\mu = Q)$ sont obtenue par un fit combiné à partir de 9 points individuels. Les résultats sont comparés à la mesure centrale de $\alpha_s(\mu_r)$ représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise à gauche et jaune à droite).

investigation supplémentaire nécessite un accroissement de précision expérimentale et des mesures indépendantes provenant par exemple de la collaboration ZEUS.

8.3 La propagation des incertitudes théoriques

Les prédictions théoriques ne sont connues qu'avec une précision limitée. Les incertitudes sont liées aux ordres manquants de la série perturbative au delà de l'ordre subdominant (NLO) et se manifestent par la dépendance des sections efficaces aux échelles arbitraires issues de la procédure de renormalisation et de factorisation. Par ailleurs, le processus du confinement, qui décrit le passage des partons aux hadrons stables, est un phénomène non perturbatif décrit par des modèles phénoménologiques. La sensibilité des prédictions théoriques au paramètres de ces modèles est une source d'incertitude sur la mesure du couplage fort. Enfin l'incertitude sur la paramétrisation de la fonction de structure (PDF) du proton influe sur la précision de la mesure de $\alpha_s(m_Z)$. Cette dernière erreur contient une composante expérimentale liée aux incertitudes sur les lots de données utilisés pour extraire les densités de partons et une composante théoriques liée cette fois-ci aux hypothèses théoriques utilisées lors du fit - forme de la PDF, paramétrisation, calculs perturbatifs, hadronisation.

8.3.1 Dépendance du modèle hadronisation

La sensibilité de la mesure de $\alpha_s(m_Z)$ au modèle d'hadronisation est estimée par la méthode dite de compensation. Les facteurs de correction d'hadronisation, déterminés avec leurs incertitudes pour les sections efficaces jet dans le paragraphe 7.2.5, sont modifiés d'une déviation standard vers le haut et vers le bas. La procédure du fit est alors répétée, de sorte que la valeur de $\alpha_s(m_Z)$ s'adapte pour compenser les variations des prédictions théoriques. La valeur maximale $\alpha_s^+(m_Z)$ est obtenue lorsque les corrections sont augmentées et minimale $\alpha_s^-(m_Z)$ lorsqu'elles sont réduites. L'incertitude associée au modèle d'hadronisation est estimée par la relation $\delta^{\mathrm{had},\pm} = \alpha_s^\pm(m_Z) - \alpha_s(m_Z)$ et les valeurs numériques sont fournies dans le tableau 8.4. Son impact, qui atteint typiquement 0.4%, reste marginal comparé aux autres sources d'incertitudes.

8.3.2 Dépendance de la procédure de factorisation

La dépendance de $\alpha_s(m_Z)$ à la procédure de factorisation est aussi déterminée par la méthode de compensation. La valeur centrale de $\alpha_s(m_Z)$ est obtenue pour $\mu_f = Q$ et deux valeurs pour $\mu_f^{do} = 0.5Q$ et $\mu_f^{up} = 2Q$, dont la plus grande est notée comme d'habitude $\alpha_s^+(m_Z)$ et la plus petite $\alpha_s^-(m_Z)$. Notons que pour les sections efficaces normalisées μ_f est modifié simultanément dans le numérateur et le dénominateur afin de garder les mêmes paramètres de factorisation pour toutes les sections efficaces. L'incertitude associée à la procédure de factorisation est estimée par la relation $\delta^{f,\pm} = \alpha_s^{\pm}(m_Z) - \alpha_s(m_Z, \mu_f = Q)$. Les valeurs numériques, fournies dans le tableau 8.4, atteignent typiquement 0.5% à 1% et restent fortement asymétriques à cause de l'hypothèse de corrélation entre le numérateur et le dénominateur.

Observable	μ_f	had.
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0002$ -0.0012	$+0.0004$ -0.0004
$\frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0003$ -0.0009	$+0.0010$ -0.0010
$\frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0003$ -0.0012	$+0.0008$ -0.0008
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0003$ -0.0007	$+0.0008$ -0.0008

Table 8.4: L'incertitude théorique sur la valeur centrale de $\alpha_s(m_Z)$ liées à la procédure de factorisation et à la dépendance au modèle d'hadronisation.

8.3.3 Dépendance de la procédure de renormalisation

La dépendance de $\alpha_s(m_Z)$ à la procédure de renormalisation est significativement plus grande et mérite à ce titre une étude plus détaillée. Il n'existe pas de méthode unique et non ambigüe pour propager les incertitudes sur μ_r à la mesure de $\alpha_{s,0}(m_Z)$. Nous allons par conséquent étudier diverses approches disponibles pour choisir celle qui nous apparait être la plus appropriée à cette analyse.

La méthode permettant de déterminer l'impact des ordres manquants de la série perturbative sur la mesure du couplage fort se construit en plusieurs étapes. Tout d'abord une échelle de renormalisation $\mu_{r,0}$ a été choisie individuellement pour chaque section efficace (voir le tableau 8.2). L'incertitude sur la prédiction d'une section efficace est estimée suivant la même prescription que pour la procédure de factorisation, puis propagée à la mesure individuelle de $\alpha_s(m_Z)$ par la méthode de compensation. Concrètement l'échelle de renormalisation est laissée libre dans un intervalle entre $0.5\mu_{r,0}$ et $2\mu_{r,0}$. Les valeurs maximale et minimale de $\alpha_s(m_Z)$ obtenues dans cet intervalle sont notées respectivement $\alpha_s^+(m_Z)$ et $\alpha_s^-(m_Z)$. Généralement elles sont associées respectivement aux échelles $0.5\,\mu_{r,0}$ et $2\,\mu_{r,0}$, compte tenu du comportement monotone décroissant de la section efficace jet avec μ_r, observée la plupart du temps dans les calculs NLO (voir §2.3.6). Les échelles de renormalisation, éventuellement différentes, sont modifiées indépendamment au numérateur et au dénominateur, les incertitudes résultantes étant additionnées en quadrature.

Propagation par la méthode de compensation

L'approche la plus simple pour propager l'incertitude liée à μ_r aux mesures combinées consiste à appliquer la méthode de compensation. L'impact sur la valeur centrale de $\alpha_s(m_Z)$ pour différentes observables est donnée dans le tableau 8.5. L'effet des ordres manquants dans le calcul de σ_{NC}

(2nde colonne) est contenu en dessous de 0.5%. Ce résultat est cohérent avec la faible sensibilité de σ_{NC} au couplage fort qui n'intervient qu'à travers la violation d'échelle de Bjorken. En revanche, l'effet des ordres manquant dans le calcul des sections efficaces jet apparait de loin comme la source dominante des incertitudes dans la mesure du couplage fort en DIS. Légèrement asymétrique, elle varie typiquement de 3% vers le bas à 4.5% vers le haut.

Incertitude	μ_r (denom.)	μ_r (num.)			
Methode de prop.	compens.	compens.	compens. + signif.	non corr.	enveloppe
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0006$ -0.0009	$+0.0048$ -0.0033	$+0.0027$ -0.0033	± 0.0013	$\approx +0.0025$ ≈ -0.0020
$\frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0006$ -0.0005	$+0.0047$ -0.0033	$+0.0031$ -0.0034	± 0.0012	$\approx +0.0025$ ≈ -0.0020
$\frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0003$ -0.0004	$+0.0055$ -0.0031	$+0.0055$ -0.0031	± 0.0020	$\approx +0.0040$ ≈ -0.0020
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	$+0.0003$ -0.0007	$+0.0049$ -0.0033	$+0.0041$ -0.0033	± 0.0009	$\approx +0.0025$ ≈ -0.0020

Table 8.5: L'impact sur la valeur centrale de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ de l'incertitude théorique liée aux ordres manquants dans le calcul de la section efficace DIS NC au dénominateur (colonne 1); des sections efficaces jet (colonne 2 à 5) au numérateur avec différentes méthodes de propagation - de gauche à droite méthode de compensation, méthode de compensation avec seuil de signification, propagation non corrélée, méthode de l'enveloppe.

Cependant cette approche, appréciable pour sa simplicité, fait appel à des hypothèses *a priori* discutables. En effet, en modifiant l'échelle de renormalisation simultanément dans toutes les cases de l'observable, on présuppose une forte corrélation de leurs incertitudes théoriques. Plus précisément, étant donné la nature fonctionnelle de la relation entre $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ et μ_r dans les calculs NLO, les incertitudes entre les différentes cases se retrouvent liés à leur tour par une relation fonctionnelle (voir §2.3.6). Si l'impact des ordres manquants était connu pour une case de l'observable il le serait aussi pour toutes les autres. Il est impossible de statuer sur le degré de validité de cette hypothèse sans disposer de calculs quantitatifs des ordres supérieurs à NLO. En revanche il possible de quantifier approximativement son impact sur la taille des incertitudes prédites.

Cette étude sera présentée sur l'exemple de la section efficace normalisée inclusive jet, les conclusions étant identiques pour les autres observables. Les incertitudes théoriques[4], liées à l'échelle μ_r, sont représentées pour les 24 mesures individuelles de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ sur la figure 8.7 (en noir) par ordre de P_T croissant dans différentes régions en Q^2. Sur le graphique de gauche, l'erreur sur les mesures combinées de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ (en rouge) est propagée par la méthode de compensation qui correspond à une propagation corrélée. L'erreur combinée est typiquement une moyenne arithmétique des incertitudes individuelles. Alternativement la méthode de propagation non corrélée est testée sur le graphique de droite. L'erreur combinée (en bleu) est obtenue en ajoutent en quadrature les erreurs théoriques à la matrice de corrélation dans la définition hessienne (8.10) du χ^2. L'impact de l'incertitude non corrélée sur la valeur centrale de $\alpha_s(m_{\text{Z}})$ est réduite typiquement à 1% (voir le tableau 8.5). Cette incertitude est clairement sous-estimée puisqu'elle ne rend pas compte de la variation de $\alpha_{s,0}(m_{\text{Z}})$ lorsque le choix de l'échelle nominale $\mu_{r,0}$ est modifiée dans la limite des échelles physiques disponibles. Par exemple, toujours pour la section efficace inclusive, la différence entre $\alpha_{s,0}(m_{\text{Z}})$ pour $\mu_{r,0} = \sqrt{\frac{Q^2+P_T^2}{2}}$ et $\mu_{r,0} = Q$ atteint 1.5% comme on peut le voir sur le tableau 8.6. Ceci étant dit, on peut néanmoins conclure que l'hypothèse de corrélation joue un rôle prépondérant dans la propagation des incertitudes théoriques.

[4] Pour simplifier la discussion seule la variation du numérateur avec μ_r est prise en compte.

$\mu_{r,0}$	E_T	$\sqrt{\frac{Q^2+E_T^2}{2}}$	Q
$\alpha_{s,0}(m_Z)$	0.1189	0.1197	0.1215
$\frac{\chi^2}{\mathrm{NDF}}$	2.0	1.2	1.15

Table 8.6: Variation de la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$, obtenue à partir de la section efficace normalisée inclusive jet σjet/σ_{NC}, avec le choix de l'échelle de normalisation nominale $\mu_{r,0}$ utilisée pour le calcul de σ_{jet}.

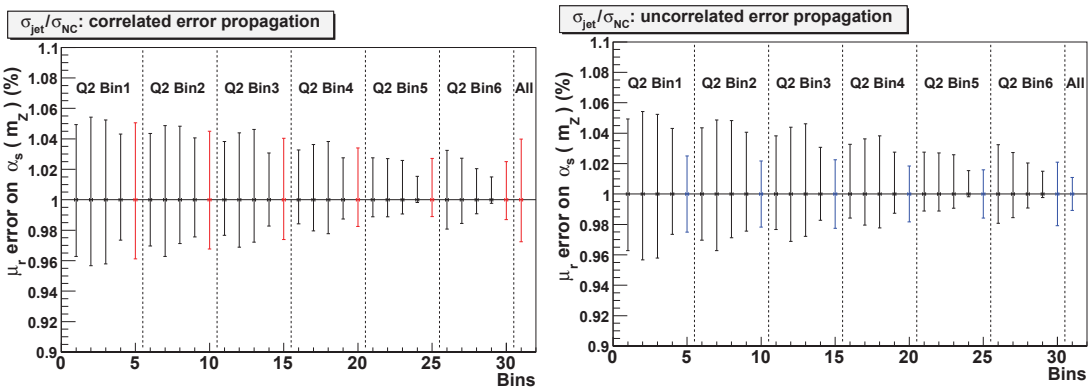


Figure 8.7: L'incertitude théorique liée au choix de μ_r propagée à la mesure de $\alpha_s(m_Z)$ avec la section efficace normalisée inclusive jet: à gauche par la méthode de compensation qui correspond à une méthode de propagation corrélée, à droite par une méthode de propagation non corrélée.

Une des particularités de la méthode de compensation est le comportement de l'incertitude théorique avec l'introduction de nouveaux points dans le fit. La présence d'un nouveau point tend généralement à améliorer la précision expérimentale sur $\alpha_s(m_Z)$. En revanche il tend à dégrader la précision des prédictions NLO si son erreur théorique est supérieure à l'erreur théorique totale. Nous avons vu dans le paragraphe 2.3.6 et sur la figure 8.7 que la précision des prédictions théoriques se dégrade lorsque P_T et Q^2 diminuent. Par conséquent, plus l'espace des phases de l'analyse s'étend vers les basses énergies et moins la mesure est précise. L'une des stratégies possibles pour tenir compte de ce problème consiste à minimiser l'erreur totale (expérimentale "plus" théorique) en choisissant judicieusement l'espace de phases de la mesure [146]. On peut reprocher à cette approche d'une part le côté arbitraire de la "sommation" de deux incertitudes de nature très différente et d'autre part le côté "artificiel" d'une telle optimisation. En effet, une fois les calculs NNLO disponibles, ce choix optimal deviendra certainement caduc.

Propagation par la méthode de compensation avec un seuil de signification

Dans la discussion précédente nous n'avons pas tenu compte de la qualité du fit dans la méthode de compensation. Soit un ensemble de données M ajustés par théorie T *via* un fit χ^2 avec NDF degrés de liberté. En quoi la valeur minimale χ_0^2 nous renseigne-t-elle que la qualité de la description de M par T? En fait χ_0^2 nous fournit la signification (*significance*) du désaccord entre T et M, qui est définie comme la probabilité $p(\chi_0^2, \mathrm{NDF})$ (ou *p-valeur*) de trouver une valeur de χ^2 plus grande que χ_0^2 dans l'hypothèse où T est vraie [3]. Inversement, en fixant par avance un seuil de signification minimal p, on obtient pour un nombre de degrés de liberté donné une valeur maximale χ_{p}^2 qui ne doit pas être dépassée (voir la figure 8.8).

Il est possible d'interpréter une approximation à l'ordre subdominant (NLO) avec le choix d'une échelle de renormalisation μ_r, comme une "nouvelle théorie" dotée d'un paramètre libre $\alpha_s(m_Z)$, $T(\mu_r, \alpha_s(m_Z))$. On dispose ainsi d'une "classe de théories" paramétrées par le choix de μ_r. Pour chaque choix d'échelle $\mu_{r,0}$, les théories $T(x_r\mu_{r,0}, \alpha_s(m_Z))$ forment une sous-classe

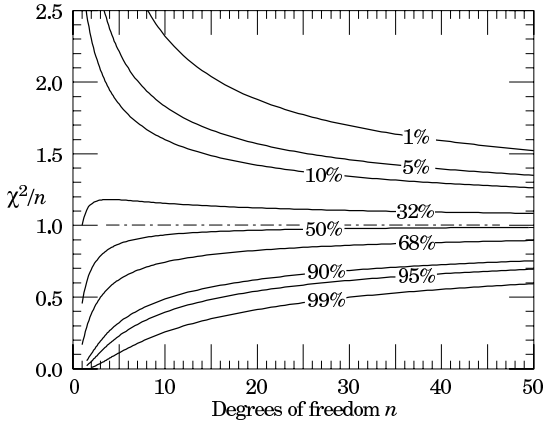


Figure 8.8: Valeur maximale de χ^2 en fonction de la *p-valeur* et du nombre de degrés de liberté, NDF (source [3]).

paramétrée par le réel positif x_r. La qualité de la description des données M par $T(\mu_r, \alpha_s(m_Z))$ est caractérisée par χ_0^2. Si pour un seuil de signification fixé par avance, par exemple $p = 5\%$, χ_0^2 dépasse χ_p^2 alors le choix de μ_r peut être considéré comme insatisfaisant puisqu'il ne permet pas de décrire les données.

Sur la figure 8.9 une carte "topographique" de $\frac{\chi^2}{\text{NDF}}$ est établie dans les coordonnées $x_r\mu_{r,0} \times \alpha_s(m_Z)$ pour différentes observables avec leur choix d'échelle de renormalisation $\mu_{r,0}$ (voir le tableau 8.2). Pour chaque valeur de μ_r, la fonction $\chi^2(\alpha_s(m_Z))$ est une parabole dont le minimum est le point de convergence du fit χ^2 qui produit $\alpha_{s,0}(m_Z)(\mu_r)$. L'algorithme de compensation parcourt en fait la vallée $\alpha_{s,0}(m_Z)(x_r\mu_{r,0})$ en variant x_r dans les limites situées entre 0.5 et 2. Il suffit alors de coupler cette méthode avec un seuil de signification fixé par avance, par exemple[5] à $p = 5\%$ (zone verte), pour limiter le choix d'échelles à celles qui permettent de décrire les données par les calculs NLO. On exploite ainsi la précision des données pour limiter les incertitudes théoriques. Cette contrainte additionnelle réduit typiquement de 0.5% l'incertitude théorique la rendant plus symétrique comme on peut le voir dans le tableau 8.5.

Notons pour finir qu'on aurait pu être tenté par le choix du minimum absolu de χ^2 dans le plan $x_r \times \alpha_s(m_Z)$ pour obtenir la meilleure mesure de $\alpha_{s,0}(m_Z)$. Cependant cette approche reviendrait à ajuster l'échelle de renormalisation en même temps que l'intensité du couplage fort et lui donner par-là un statut d'observable. Or μ_r reste un paramètre arbitraire de la théorie, dont le choix nominal n'est motivé que par la nécessité de rendre prédictible les calculs NLO.

Propagation par la méthode de l'enveloppe

On pourrait reprocher à la méthode de compensation d'introduire une composante expérimentale dans les incertitudes théorique. Une méthode alternative, dite "méthode de l'enveloppe", a été proposée a été proposée dans [147] pour découpler les deux incertitudes. L'idée consiste à estimer l'incertitude due, par exemple, à l'échelle de renormalisation en se basant uniquement sur la dépendance fonctionnelle des calculs NLO. La procédure adaptée à notre cas suit trois étapes. Après avoir déterminé $\alpha_{s,0}(m_Z)$, les incertitudes théoriques liées à μ_r sont calculées individuellement pour chaque mesure de $\alpha_s(m_Z)$. Ces incertitudes tracées en fonction de P_T et Q^2, comme sur la figure 8.10, fournissent une bande d'incertitude où se situent les valeurs possibles $\alpha_s(m_Z)$. Dans cette bande, une enveloppe est choisie avec une borne supérieure et inférieure qui définit l'incertitude $\delta^{\pm}\alpha_s$ sur $\alpha_{s,0}(m_Z)$. Le choix le plus contraignant de l'enveloppe impose à $\alpha_s(m_Z)$ d'être à l'intérieur des barres d'erreur de tous les points utilisés dans le fit, hormis ceux qui sont manifestement "pathologiques" (enveloppe jaune). L'argument principal est que les

[5] Une contrainte similaire à l'intervalle de confiance à 2σ, même si les deux notions ne doivent pas être confondues.

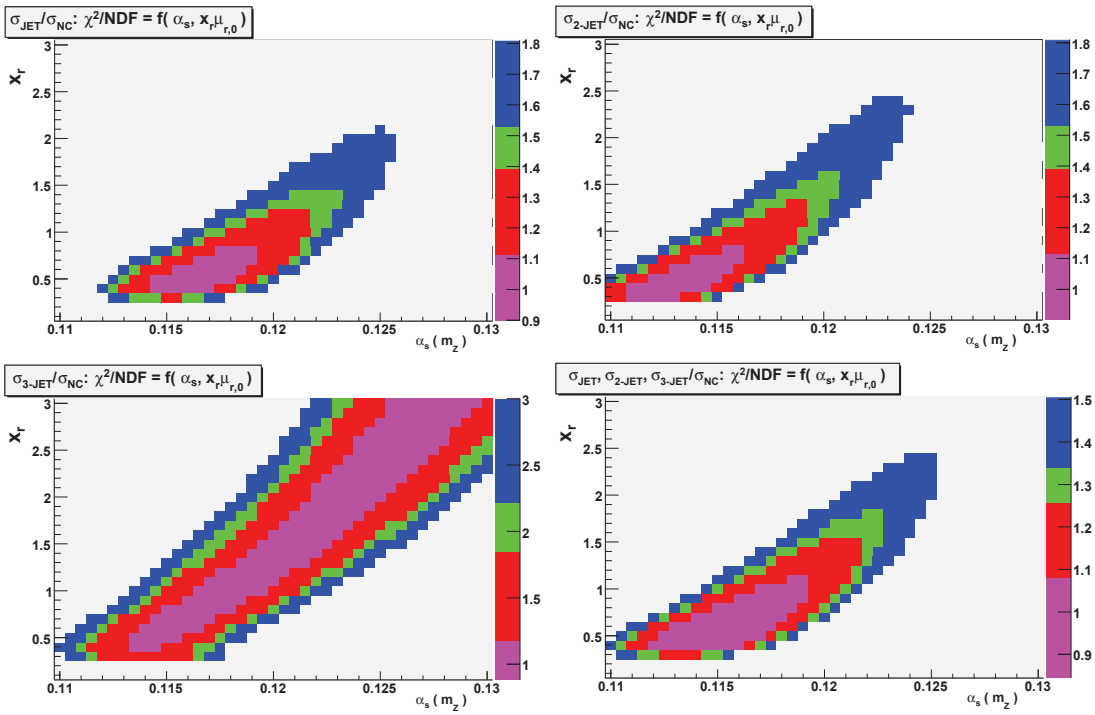


Figure 8.9: La carte de χ^2 dans les coordonnées de $\alpha_s(m_Z)$ et $\mu_r = x_r\mu_{r,0}$, pour les observables jet. Les couleurs correspondent aux seuils de signification à 32 (magenta), 10 (rouge), 5 (vert) et 1% (bleue).

valeurs de $\alpha_s(m_Z)$ se trouvant à l'extérieur de l'enveloppe sont incompatibles avec les prédictions théoriques dans au moins un domaine de l'espace des phases. Avec une telle contrainte les points où la théorie est la plus prédictive définissent l'incertitude théorique totale. Dans notre cas celle-ci se réduit typiquement à 2% (voir le tableau 8.5) de même que dans les autres mesures du couplage fort avec les jets à HERA [154].

Le principal reproche qu'on pourrait faire à l'utilisation de cette méthode dans cette l'analyse est d'être trop contraignant sans que cela apparaisse réellement justifié[6]. Pour contourner ce problème il est possible de fixer arbitrairement un pourcentage du nombre de points dont l'incertitude se situerait à l'intérieur de l'enveloppe. En le fixant par exemple à 50% on retrouve l'incertitude prédite par la méthode de compensation.

En résumé, nous avons évoqué quatre méthodes pour estimer l'incertitude théorique liée à l'échelle de renormalisation: la méthode de compensation et sa version modifiée avec un seuil de signification, la méthode de propagation non corrélée et enfin la méthode de l'enveloppe. Les différentes estimations sont consignées dans le tableau 8.5. Mis à part la propagation non corrélée donnée à titre d'exemple, toutes les autres méthodes prédisent une incertitude allant de deux à trois pourcents. La méthode de l'enveloppe est la plus restrictive et produit une incertitude typique de 2%. Cette différence reste néanmoins suffisante pour expliquer la sensibilité de $\alpha_{s,0}(m_Z)$ aux différents choix de l'échelle physique pour définir $\mu_{r,0}$. Pour le résultat final la méthode de compensation plus traditionnelle a été utilisée, mais la valeur qu'elle fournit surestime probablement l'incertitude théorique réelle compte tenu des resultats obtenus avec des méthodes alternatives.

[6] L'utilisation de la méthode de l'enveloppe pour estimer les incertitudes théoriques sur la mesure du couplage fort avec les *event shapes* à LEP a été motivée par un grand nombre de sources d'incertitudes avec des corrélations non triviales, imputables notamment à la procédure de renormalisation et de ressommation *next-to-leading-log* NLL. Nous remercions Gavin Salam pour les éclaircissements apportés à ce sujet.

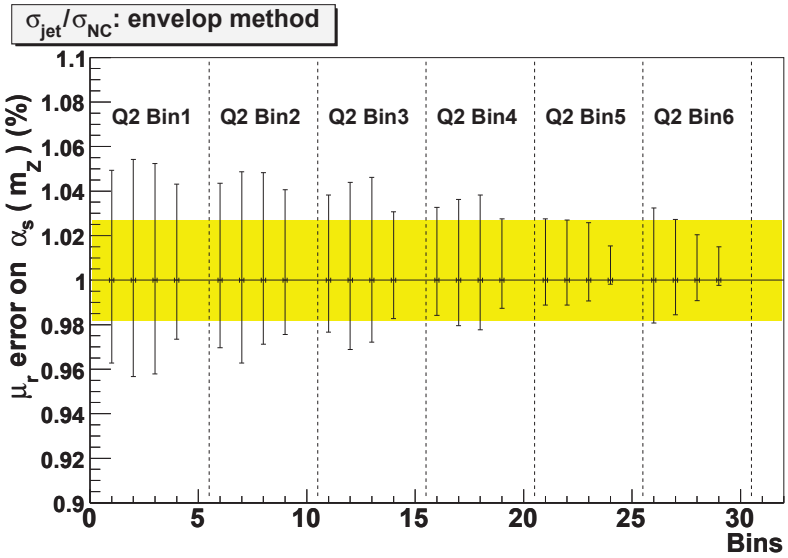


Figure 8.10: L'incertitude théorique liée au choix de μ_r propagée à la mesure de $\alpha_s(m_Z)$ avec la section efficace normalisée inclusive jet. L'incertitude sur la mesure centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ est propagée par la méthode de l'enveloppe (bande jaune).

8.3.4 L'incertitude théorique totale

Les incertitudes théoriques sont données dans le tableau 8.7. En tout, trois sources d'incertitudes ont été identifiées. D'une part ce sont les incertitudes liées à la procédure de renormalisation et de factorisation qui sont utilisées pour quantifier l'impact des ordres manquants sur la mesure de $\alpha_{s,0}(m_Z)$. Elles sont propagées par la méthode de compensation et atteignent typiquement 3% à 4%. D'autre part c'est la dépendance du modèle d'hadronisation qui permet d'estimer l'impact de phénomènes non perturbatifs. Cette incertitude est propagée par la méthode de compensation et son impact ne dépasse pas 0.8%. Finalement l'incertitude théorique totale varie entre 2.5 et 3.5% et reste, quelque soit la méthode d'estimation, la source dominante d'erreur sur la mesure de $\alpha_s(m_Z)$ en DIS.

Incertitude Methode de prop.	μ_f compens.	μ_r (num.) compens. + signif.	μ_r (denom.) compens.	had.	Total
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	+0.0002 −0.0012	+0.0026 −0.0032	+0.0006 −0.0009	+0.0004 −0.0004	+0.0027 −0.0033
$\frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	+0.0003 −0.0009	+0.0031 −0.0034	+0.0006 −0.0008	+0.0010 −0.0010	+0.0032 −0.0036
$\frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	+0.0002 −0.0012	+0.0055 −0.0031	+0.0003 −0.0004	+0.0008 −0.0008	+0.0055 −0.0034
$\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}$	+0.0007 −0.0003	+0.0041 −0.0033	+0.0005 −0.0007	+0.0008 −0.0008	+0.0041 +0.0035

Table 8.7: Les composantes de l'incertitude théorique sur la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ mesurée avec les différentes sections efficaces jet normalisées.

8.3.5 Dépendance à la paramétrisation des distributions de partons

Incertitude liée à la paramétrisation des fonctions de densité

Le choix a été fait d'introduire les fonctions de structure du proton comme paramètres dans la procédure d'ajustement. La valeur centrale de $\alpha_s(m_Z)$ a été obtenue à partir de la fonction de densités de partons (PDF) CTEQ6.5M [33]. L'ajustement a été répété avec d'autres paramétrisations provenant des fits récents: avec l'approximation à une boucle (NLO) MRST2001E [148], MRST2004 [149], H12000 [23] ainsi que ZEUS2005 [150] ou alors à deux boucles MRST2006nnlo [151]. Certaines fonctions sont accompagnées d'un ensemble de paramétrisations alternatives pour l'étude des incertitudes: CTEQ6.5 - 40, MRST2001E et MRST2006nnlo - 30, ZEUS2005 - 22.

Très brièvement, les fonctions de structure sont généralement décrites par une vingtaine de paramètres dont certains sont contraints par le fit et d'autres fixés *ad hoc*. En principe, la variation de ces paramètres dans les limites d'un seuil de tolérance $\delta\chi^2$, c'est à dire l'accroissement maximal accepté par rapport à la valeur minimale χ_0^2, fournit l'incertitude sur la paramétrisation de la PDF. En pratique, des combinaisons de paramètres sont modifiées en même temps suivant un ensemble de directions propres obtenues par la diagonalisation de la matrice hessienne. A chaque direction propre sont associés deux paramétrisations propres correspondant à une variation "vers le haut" et "vers le bas". L'incertitude totale sur une observable, imputable à la paramétrisation de la PDF, est estimée en additionnant en quadrature les incertitudes obtenues pour chaque direction propre. Cette erreur provient d'une part des incertitudes expérimentales sur les données utilisées pour le fit, mais aussi des incertitudes systématiques dans les calculs théoriques [148].

La valeur de $\alpha_s(m_Z)$ mesurée avec les observables jet en utilisant les différentes paramétrisations des densités de partons est donnée sur la figure 8.11. La valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ (ligne noire) est représentée avec l'incertitude totale de 1.5% estimée à partir de CTEQ6.5 (bande jaune) comme somme quadratique des variations propres (ronds noirs). La bande d'incertitude contient les valeurs mesurées avec les différentes versions de la fonction MRST, ainsi que ZEUS2005. En revanche, l'incertitude estimée avec MRST2001E (carrés rouges ouverts) se réduit à 0.7%, c'est à dire approximativement la moitié de celle prédite par CTEQ6.5.. Cette différence peut être imputée au choix du seuil de tolérance $\delta\chi^2$ qui est de 100 pour CTEQ et 50 pour MRST. Notons que ce seuil est nettement supérieur à la valeur $\delta\chi^2 = 1$ habituellement choisie, ce qui est motivé par la présence des incertitudes théoriques dans la procédure de fit [148]. Enfin la valeur prédite par H12000 est nettement inférieure à toutes les autres. Une telle différence peut apparaitre surprenante à première vue puisque la fonction de structure de H1 décrit d'une façon optimale les données DIS de H1 (voir §5.8). Cependant l'absence des contraintes apportées par les sections efficaces jet dans le fit HERA2000, contrairement au fit ZEUS2005, pourrait en être à l'origine.

Il est instructif de voir l'impact de la normalisation des sections efficaces sur l'incertitude des PDF. *A priori* on attend une compensation partielle de l'incertitude puisque les variations de la paramétrisation affectent dans le même sens les sections efficace au numérateur et au dénominateur. Cette hypothèse est confirmée par les estimations des incertitude consignés dans le tableau 8.8. La normalisation réduit deux fois l'erreur sur les sections efficace 2-jet et inclusive jet. En revanche l'incertitude sur la paramètrisation affecte peu la section efficace 3-jet normalisée ou non.

Observable	σ_{jet}	$\sigma_{\text{2-jet}}$	$\sigma_{\text{3-jet}}$	Combiné
Non normalisée	0.0033	0.0036	0.0011	0.0033
Normalisée	0.0018	0.0018	0.0009	0.0018

Table 8.8: L'impact sur la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ des incertitudes liées à la paramètrisation des fonctions de structure.

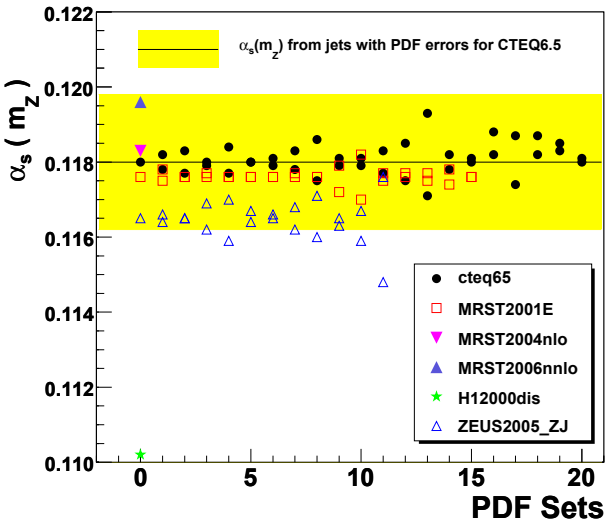


Figure 8.11: Valeur centrale de $\alpha_{s,0}(m_Z)$ en fonction des différentes paramétrisations des fonctions de structure. Lorsqu'elles sont disponibles les paramétrisations propres sont représentées.

Corrélation entre le couplage fort et les densités de partons

L'évolution DGLAP est bien évidement sensible au couplage fort, qui entre comme paramètre (libre ou fixe) dans un fit de PDF. En effet, la présence des gluons et des quarks de la mer, générés dynamiquement par les fonctions d'embranchement, dépend de l'intensité de l'interaction forte. Par conséquent, la mesure de $\alpha_s(m_Z)$ avec des jets en DIS peut être biaisée par l'hypothèse sur la valeur du couplage fort utilisée dans le fit des PDF.

Idéalement, dans la procédure du fit $\alpha_s(m_Z)$ devrait être un paramètre libre non seulement des prédictions théoriques de l'élément de matrice dur, mais aussi de l'évolution DGLAP qui permet d'extrapoler les densités de partons à une échelle Q à partir d'une échelle de référence $\mu \approx 1-2$ GeV où elles sont paramétrées. Compte tenu du trop grand coût en temps de calcul et d'une relative complexité d'une telle approche, nous avons utilisé une solution alternative proposée par la collaboration CTEQ. Celle-ci profite de deux séries de 10 paramétrisations, CTEQ6A et CTEQ6B, qui différent uniquement par l'hypothèse sur $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z)$ [152]. Les séries différent très légèrement par la définition de l'évolution de α_s. Dans chaque série $\alpha_s(m_Z)$ varie par paliers de 0.002 entre 0.110 - CTEQ6A110 et 0.128 - CTEQ6A128. Notons que la fonction CTEQ6A118 est très similaire à la paramètrisation CTEQ6.1 [153], une version antérieur à CTEQ6.5M, où l'hypothèse $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z) = 0.118$ est utilisée. La valeur de $\alpha_{s,0}(m_Z)$ obtenue avec les observables jet pour chacune des 20 paramétrisations CTEQ6AB (triangles rouges pleins et carrés bleu ouverts) est donnée avec la valeur de $\frac{\chi^2}{\mathrm{NDF}}$ associée sur la figure 8.12. Pour la paramètrisation A le point le plus à gauche correspond à l'hypothèse $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z) = 0.110$, puis de gauche à droite $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z)$ augment de 0.002. Le minimum de χ_0^2 est obtenu autour de $\alpha_s^{\mathrm{mes}}(m_Z) \approx 0.115$ qui se situe à moins de une déviation standard (bande grise - incertitude sur la paramètrisation) de la valeur obtenue avec CTEQ61, $\alpha_{s,0}(m_Z) = 0.1162$ (point noir et ligne verticale en pointillés).

Cette étude confirme[7] que l'hypothèse sur $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z)$ affecte peu la valeur mesurée $\alpha_{s,0}(m_Z)$ à condition qu'elle n'en soit pas trop éloignée. C'est bien le cas pour la valeur centrale mesurée avec les jets $\alpha_{s,0}(m_Z) = 0.1181$: CTEQ6.5, ZEUS2002 - $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z) = 0.118$, H12000 - $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_Z) =$

[7] En toute rigueur ce résultat n'as été testé que sur CTEQ6.1 et l'analyse devrait être refaite pour CTEQ6.5. Néanmoins en attendant une mise à jour de CTEQ6AB, il parait raisonnable de supposer que la conclusion ne sera pas différente.

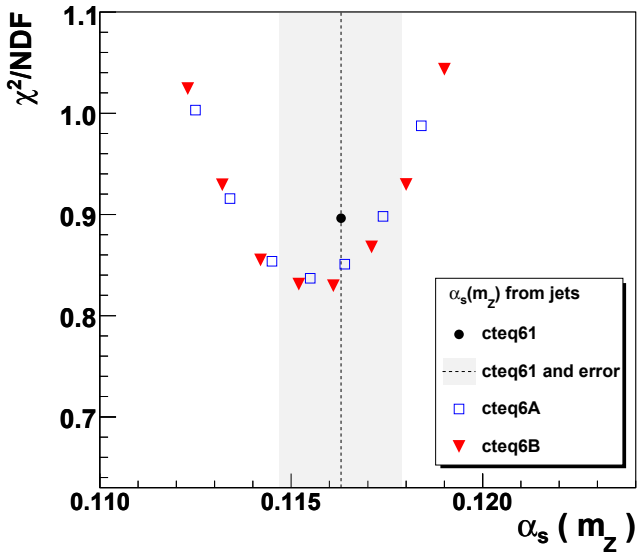


Figure 8.12: Corrélation entre la valeur de $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_{\mathrm{Z}})$ utilisée pour le fit de la fonction de structure et la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$.

0.1185 et MRST2001E - $\alpha_s^{\mathrm{PDF}}(m_{\mathrm{Z}}) = 0.119$.

En conclusion, nous observons un bon accord entre les différentes paramétrisations, à l'exception notable de H12000, dans les limites des incertitudes prédites par CTEQ6.5. Il a été montré que l'hypothèse sur l'intensité du couplage fort utilisée dans le fit des fonctions de structure affecte peu la mesure de $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$.

8.3.6 Sensibilité à la définition des jets

Il est clair que l'intensité du couplage fort est indépendante de la définition des jets en QCD. En revanche la mesure de $\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$ peut être sensible au choix de l'algorithme de reconstruction des jets. Du point de vue théorique, on s'attend cependant à une faible dépendance pour peu que l'observables et l'algorithme soient stables face aux divergences colinéaires et infrarouges (voir 2.2). De même, du point du vue expérimental, dans un environnement peu encombré en interactions molles comme en DIS, la procédure de correction doit gommer les différences entre les algorithmes (voir 4.2.2).

L'étude complète nécessiterait de comparer l'algorithme k_T utilisé dans cette analyse (voir §4.2) avec d'autres algorithmes d'agrégation (Cambrige/Aachen et anti-k_T) et au moins un algorithme de cône (par exemple SISCone). Ensuite, il faudrait comparer l'impact du choix du schéma de recombinaison et du paramètre R équivalent au rayon. A ce stade, cependant, nous nous sommes restreints à une simple comparaison des mesures de $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$ effectuées avec l'algorithme anti-k_T et k_T pourvus du même schéma de recombinaison P_T et du même choix du "rayon" $R = 1$. Les résultats consignés dans le tableau 8.9 montrent que l'écart entre les valeurs est inférieur à la précision expérimentale de la mesure[8]. Ce résultat confirme les conclusions de l'étude menée dans la paragraphe 4.2.2 à partir des distributions des jets au niveau détecteur.

Observable	$\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$ avec k_T	$\alpha_s(m_{\mathrm{Z}})$ avec anti-k_T
$\frac{\sigma_{\mathrm{jet}}}{\sigma_{\mathrm{NC}}}$	0.1197	0.1193
$\frac{\sigma_{\mathrm{2\text{-}jet}}}{\sigma_{\mathrm{NC}}}$	0.1171	0.1178

Table 8.9: La sensibilité de la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_{\mathrm{Z}})$ à la définition des jets.

[8] Pour une étude plus complète, mais qui confirme globalement ce résultat voir [50]

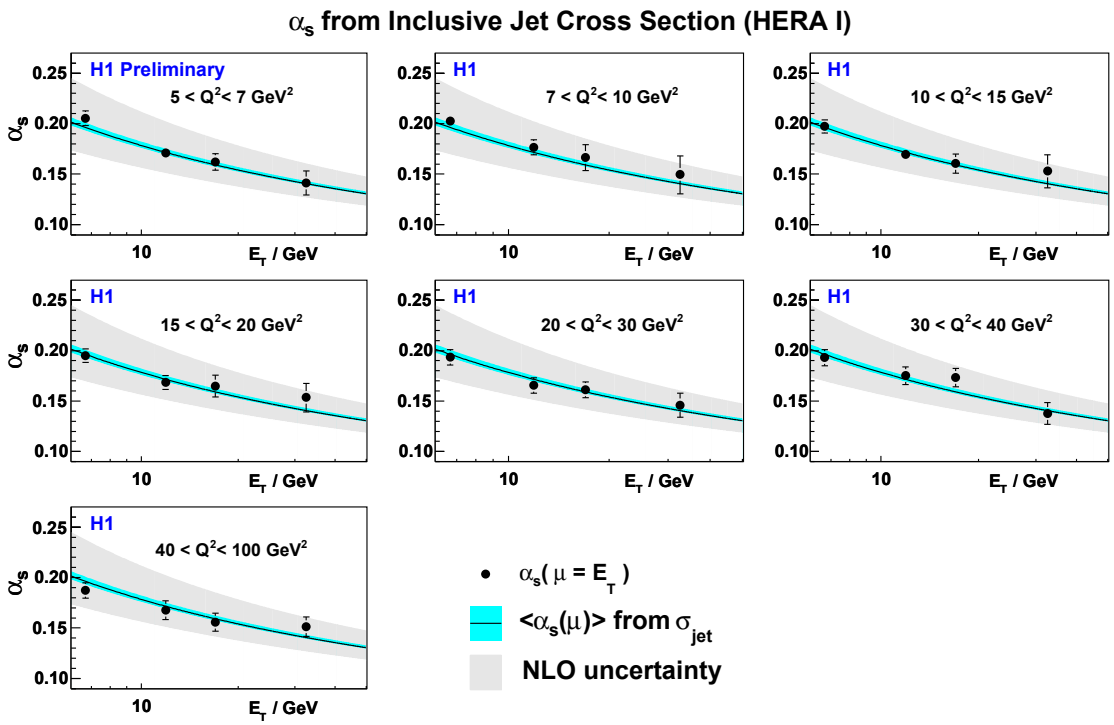


Figure 8.13: Mesures individuelles du couplage fort, $\alpha_s(\mu = P_T)$, à partir de la section efficace inclusive jet à bas Q^2 dans sept régions en Q^2. Les résultats sont comparés à la mesure centrale $\alpha_{s,0}(\mu_r)$ (courbe noire), obtenue pour cette observable en combinant les mesures individuelles par une procédure d'ajustement et représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise).

8.4 Extension à bas Q^2

Nous avons appliqué la procédure d'extraction du couplage fort aux sections efficaces inclusives jet à bas Q^2 décrites dans le paragraphe 7.4.3. La figure 8.13 présente les 28 valeurs de α_s extraites dans 7 régions cinématiques en Q^2 allant de 5 à 100 GeV^2. A l'intérieur de chaque domaine en Q^2, α_s est mesurée dans quatre cases en P_T, allant de 5 à 80 GeV, à l'échelle $\mu = \mu_{r,0} = \sqrt{\frac{Q^2+P_T^2}{4}}$ puis extrapolé à la valeur statistique moyenne de l'impulsion transverse dans la case $\mu = P_T$. La valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ mesurée avec cette observable et extrapolée à $\mu = P_T$ est fournie à titre de comparaison (courbe noire) avec l'incertitude expérimentale (bande bleu) et théorique (bande grise). En combinant les mesures individuelles dans chaque domaine en Q^2 nous obtenons, après extrapolation, l'évolution du couplage fort avec $\mu = Q$ présenté sur la figure 8.14. Les mesures effectuées dans différents domaines en Q^2 sont comparées avec la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ extrapolée à $\mu = Q$. L'accord entre les mesures individuelles et la valeur centrale est bon dans la limite des incertitudes expérimentales. Les mesures à bas Q^2 sont bien décrites par l'évolution à deux boucles tant avec l'impulsion transverse qu'avec le transfert d'impulsion.

En comparant la valeur centrale à bas Q^2 et à grand Q^2

$$\begin{aligned}
&\sigma_{\text{jet}},\ 5 < Q^2 < 100\ \text{GeV}^2 : \\
&0.1190 \pm 0.0014\,(\text{exp.})^{+0.0132}_{-0.0101}\,(\text{th.}) \pm 0.0021\,(\text{pdf.}), \quad \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = \frac{18.06}{27}\ , \\
&\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}},\ \frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}},\ \frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}},\ 150 < Q^2 < 15000\ \text{GeV}^2 : \\
&0.1181 \pm 0.0008\,(\text{exp.}).^{+0.0041}_{-0.0035}\,(\text{th.}) \pm 0.0018\,(\text{pdf.}), \quad \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = \frac{54.6}{53}\ ,
\end{aligned} \tag{8.17}$$

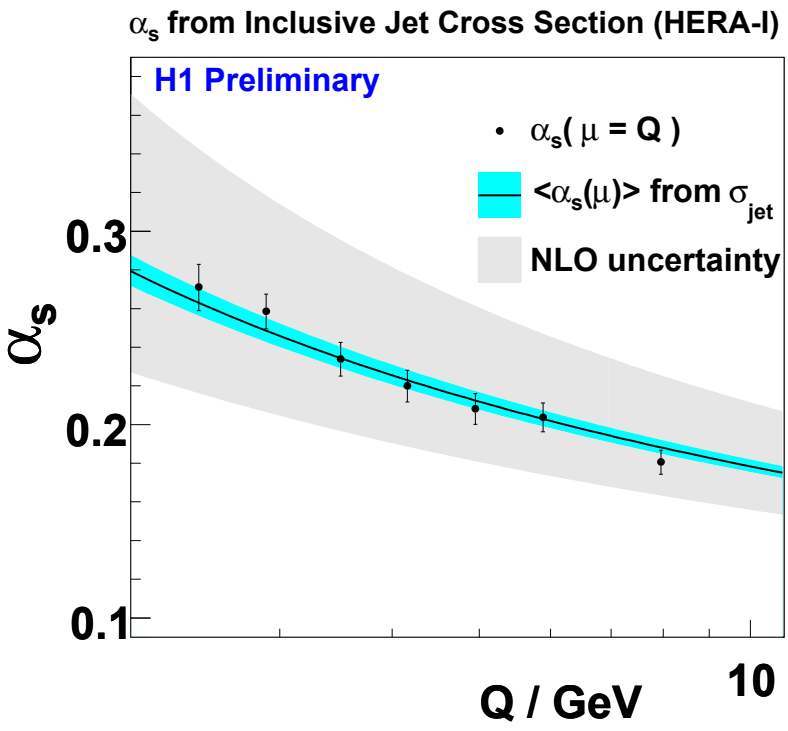


Figure 8.14: Mesures de $\alpha_s(\mu = Q)$ obtenue à partir de la section efficace inclusive jet à bas Q^2. Dans chaque région en Q^2, $\alpha_s(\mu = Q)$, est obtenue par un fit combiné à partir de quatre points individuels. Les résultats sont comparés à la mesure centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ pour cette observable (courbe noire) représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise).

on observe un très bon accord dans la limite de la précision expérimentale. Cette coïncidence des résultats apparait surprenante compte tenu de l'incertitude théorique à bas Q^2 qui atteint pratiquement 10% à cause des ordres manquants de la série perturbative (voir aussi la figure 8.14). Cependant il faut noter que l'échelle choisie pour les jets inclusifs à bas Q^2 est $1/\sqrt{(2)}$ plus petite que celle choisie pour les jets inclusifs à grand Q^2. Notons par ailleurs que l'incertitude expérimentale à bas Q^2 est deux fois supérieure à celles à grand Q^2 et comparable à celle obtenue avec la section efficace normalisée 3-jet. Enfin les incertitudes liés à la paramétrisation des PDF sont similaires.

On peut notamment se poser la question sur la viabilité d'une mesure de $\alpha_s(m_Z)$ à bas Q^2 avec les jets compte tenu de la lente convergence de la série perturbative dans ce domaine de l'espace des phases. En effet, nous avons vu dans le paragraphe 2.3.6 que dans la plupart des cases de la grille l'impact de l'ordre subdominant (NLO) est supérieur à celui de l'ordre dominant (LO). Dans une mesure combinée de $\alpha_{s,0}(m_Z)$ l'impact des données à bas Q^2 reste très modeste du point de vue expérimental, en revanche la précision des prédictions théoriques se dégrade:

$$\text{Observables jet, } 5 < Q^2 < 15000 \text{ GeV}^2 :$$
$$0.1181 \pm 0.0007\,(\text{exp.})._{-0.0050}^{+0.0055}\,(\text{th.}) \pm 0.0017\,(\text{pdf.}), \quad \frac{\chi^2}{\text{NDF}} = \frac{18.06}{27}\,. \tag{8.18}$$

Par conséquent, à ce stade, il parait inutile d'adjoindre à la mesure centrale à grand Q^2 celle à bas Q^2. En revanche, la présence des jets à bas Q^2 permet de tester l'évolution du couplage fort sur un domaine plus large en impulsion de transfert.

8.5 Récapitulatif des mesures de $\alpha_s(m_Z)$

La solution à deux boucles de l'équation du groupe de renormalisation décrit bien l'évolution mesurée du couplage fort avec l'impulsion de transfert Q sur deux ordres de grandeur comme on peut le voir sur la figure 8.15. Les valeurs de $\alpha_s(m_Z)$ extraites dans différentes régions en Q^2 sont compatibles entre elles dans la limites des incertitudes expérimentales. L'effet visible "à deux pentes" entre les jets inclusifs à bas Q^2 et les jets à grand Q^2 s'explique en partie par un choix différents des échelles de renormalisation. Les valeurs centrales obtenues pour les différentes sections efficaces jet avec leurs incertitudes expérimentales, théoriques et PDF sont des résultats préliminaires de la collaboration H1 [144]:

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} = f(Q^2, P_T) \ &: \quad 0.1195 \pm 0.0010\,(\text{exp.})\,^{+0.0049}_{-0.0036}\,(\text{th.}) \pm 0.0018\,(\text{pdf.})\,, \\
\frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} = f(Q^2, \langle P_T \rangle) \ &: \quad 0.1170 \pm 0.0009\,(\text{exp.})\,^{+0.0047}_{-0.0035}\,(\text{th.}) \pm 0.0018\,(\text{pdf.})\,, \\
\frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} = f(Q^2) \ &: \quad 0.1183 \pm 0.0013\,(\text{exp.})\,^{+0.0056}_{-0.0034}\,(\text{th.}), \pm 0.0010\,(\text{pdf.})\,, \\
\\
\frac{\sigma_{\text{jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{2-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}}, \frac{\sigma_{\text{3-jet}}}{\sigma_{\text{NC}}} \ &: \quad 0.1180 \pm 0.0007\,(\text{exp.})\,^{+0.0050}_{-0.0034}\,(\text{th.}) \pm 0.0017\,(\text{pdf.})\,.
\end{aligned} \tag{8.19}$$

L'erreur expérimentale est réduite grâce à la combinaison des différentes observables jet jusqu'à 0.7%. L'amélioration de la précision reste cependant limitée à cause des corrélations entre les observables. La composante principale de l'incertitude expérimentale reste l'incertitude sur l'échelle d'énergie hadronique. La calibration et la résolution du système final hadronique peuvent être légèrement améliorées dans le futur, mais tout accroissement significatif de la précision ne pourrait venir que de l'adjonction de mesures statistiquement indépendantes, comme les jets en photoproduction, ou systématiquement indépendantes comme les sections efficaces jet mesurées par la collaboration ZEUS.

Cependant l'effort sur la précision expérimentale reste d'un intérêt réduit comparé à l'incertitude théorique ($\sim 3\%$) imputable aux ordres manquants de la série perturbative, qui domine très nettement l'erreur totale. Cette incertitude reste difficile à estimer et son impact dépend fortement des hypothèses, souvent arbitraires, utilisées dans la méthode de propagation. Pour finir rappelons que la constante de couplage peut être extraite à partir des sections efficaces inclusives jet à $Q^2 < 100$ GeV [130]:

$$\sigma_{\text{jet}} = f(Q^2, P_T) \ : \quad 0.1190 \pm 0.0014\,(\text{exp.})^{+0.0132}_{-0.0101}\,(\text{th.}) \pm 0.0021\,(\text{pdf.}). \tag{8.20}$$

Cependant, même si la précision expérimentale reste compétitive et la valeur centrale compatible avec la mesure à grand Q^2, l'incertitude théorique rend cette mesure peu viable.

8.6 Mesure de α_s dans le contexte général

Le couplage fort a été mesuré dans différentes expériences aux échelles d'énergie allant de quelques GeV à quelques centaines de GeV (voir la figure 8.16). L'accès à une large palette de mesures produites au cours des 20 dernières années a permis d'une part d'étendre le domaine de validité de la loi d'évolution et d'autre part d'accroitre notre confiance dans l'universalité de la QCD et de ses paramètres. Dans cette section nous allons présenter les différents canaux physiques sensibles à l'intensité du couplage fort et comparer les mesures de α_s à la masse du boson Z.

La diffusion inélastique profonde est un canal particulièrement sensible à la QCD et notamment à l'intensité du couplage fort.

- **La production de jets hadroniques:** fournit actuellement la mesure expérimentalement la plus précise de l'évolution du couplage fort en DIS. Les nouvelles mesures produites

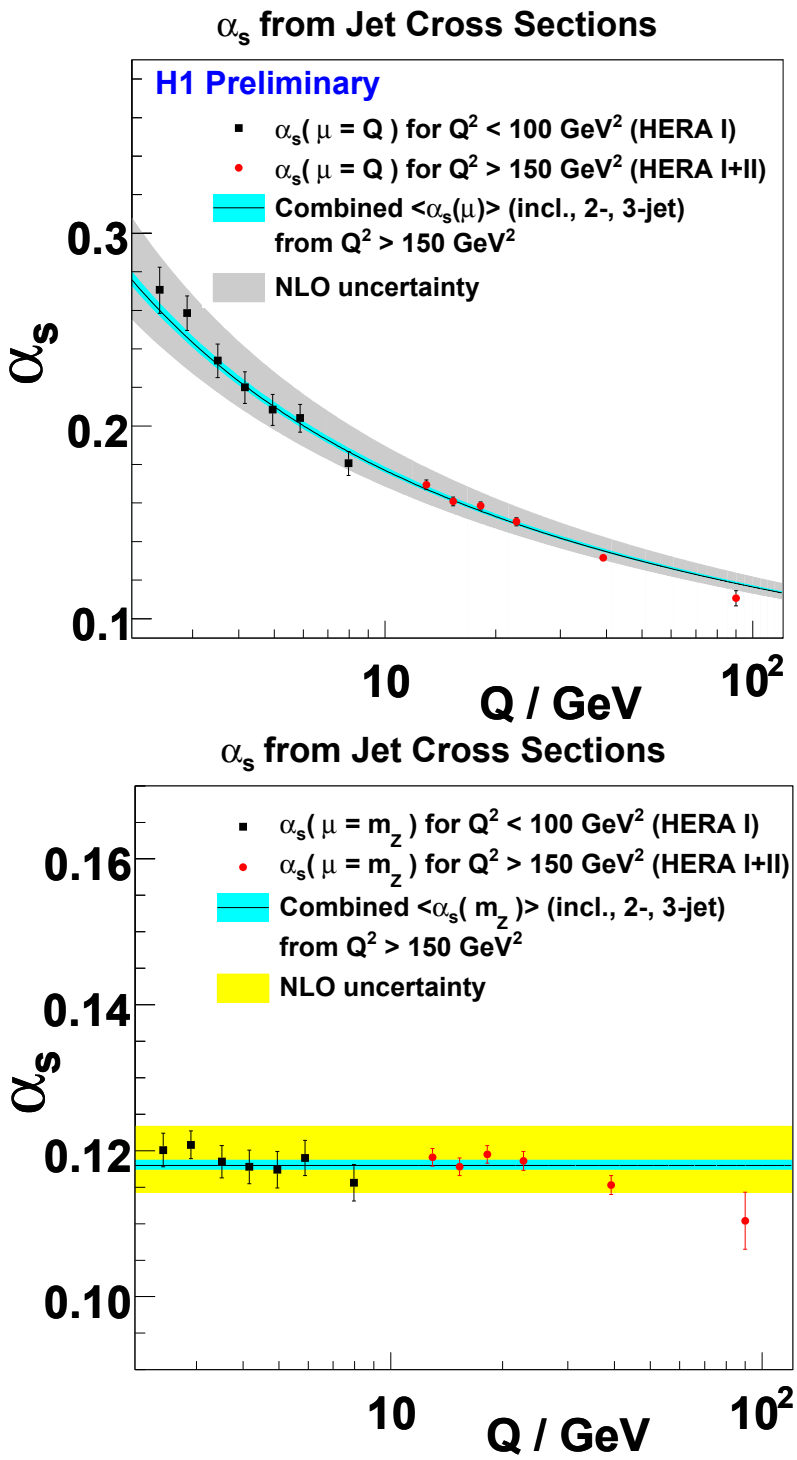


Figure 8.15: Mesures de $\alpha_s(Q)$ en haut et $\alpha_s(m_Z)$ en bas obtenue à partir de la section efficace inclusive jet à bas Q^2 (points rouges) et des sections efficaces jet normalisées à grand Q^2 (points noirs en haut et bleus en bas). Les mesures dans différentes régions en Q^2 sont comparées à la valeur centrale $\alpha_{s,0}(m_Z)$ obtenue à grand Q^2 (courbe noire en haut et bleue en bas) représentée avec son incertitude expérimentale (bande bleue) et théorique (bande grise en haut et jaune en bas).

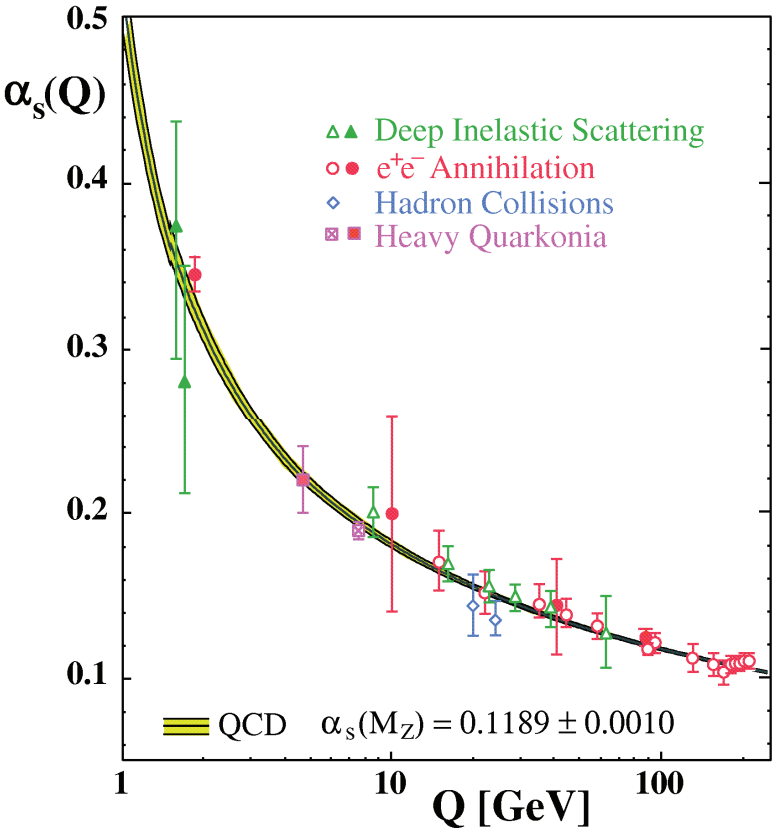


Figure 8.16: Les mesures de $\alpha_s(Q)$ dans différents canaux avec leurs échelles d'énergie respectives Q. Les symboles ouverts indiquent la présence dans l'analyse des calculs NLO (avec éventuellement des ressomations) et les symboles pleins des calculs NNLO. La courbe représente la prédiction QCD pour la moyenne mondiale de $\alpha_s(m_Z)$, extrapolée par une approximation à 4 boucles en tenant compte des pôles de masse des quarks lourds [2].

dans cette analyse et utilisant l'ensemble des données HERA I+II améliorent la précision expérimentale par rapport aux analyses précédentes basées sur les données HERA I (voir le tableau 8.10, ligne 3). La différence dans les incertitudes théoriques observée entre l'ancienne et la nouvelle analyse est imputable uniquement à la méthode de propagation des erreurs (voir §8.3.3). Des mesures précises du couplage fort ont été par ailleurs menées en photoproduction $Q \sim 0$ GeV et incluses dans la moyenne HERA 2004 (cf. tab. 8.10, ligne 5).

- **La forme des événements (*event shapes*):** est décrite par des variables qui permettent d'étudier les paramètres généraux du flux d'énergie-impulsion, sans rentrer dans les détails de sa structure interne qui peut se décomposer en jets. Ce type d'observables, utilisé notamment par la collaboration H1 (cf. tab. 8.10, ligne 4) est expérimentalement précise et particulièrement sensibles à certains aspects de la QCD non-perturbative. En revanche les calculs théoriques, disponibles à l'ordre NLO associés à une ressomation *next-to-leading-log* (NLL) des observables, sont moins précis que pour la production de jets hadroniques.

- **Les violations d'échelle de Bjorken dans les fonctions de structure F_2 et F_3:** ont été mesurées en collisions *ep* et dans les expériences sur cible fixe. Cette observable est indirectement sensible au couplage fort contrairement à la production de jets, cependant elle est bénéficie d'une meilleure précision expérimentale et des calculs à l'ordre NNLO. A HERA les résultats de cette mesure sont inclus dans la moyenne HERA 2004. En réalité, c'est la combinaison de la section efficace DIS NC inclusive, sensible à la densité des quarks et de la

section efficace de production de jets sensible à la densité de gluons et au couplage fort qui fournit la meilleure mesure globale des densités de partons et de $\alpha_s(m_Z)$ (voir §8.1.2).

L'état final hadronique dans les collisions e^+e^- fournit un champ d'étude parfait pour tester la QCD perturbative, en particulier sa structure de jauge avec les facteurs de couleur du quark C_F et du gluon C_A ainsi que l'évolution du couplage fort [157]. La nature ponctuelle et simple des particules à l'état initial permet de régler précisément l'énergie de l'interaction dans une large gamme allant d'une dizaine de GeV pour la collaboration JADE (PETRA) et CLEO (CESR) à 209 GeV au LEP. Les conditions expérimentales sont particulièrement propres, comparé aux collisionneurs hadroniques et même à la DIS, et permettent de réduire la précision expérimentale sur la valeur de $\alpha_s(m_Z)$ au %. Notons que dans les expériences LEP la statistique n'est pas un facteur limitant puisque la plupart des observables bénéficient typiquement de quelques centaines de milliers à quelques millions d'événements sélectionnés.

- **La production de jets hadroniques:** est comme en DIS un outil privilégié pour la mesure du couplage fort (cf. tab. 8.10, ligne 6). En particulier, le taux d'événements 4-jet est sensible à α_s^2 puisqu'au moins deux partons doivent être rayonnés à partir de la paire initiale quark-antiquark. Les prédictions théorique connue "uniquement" à l'ordre subdominant (NLO) exhibent néanmoins une très faible sensibilité à l'échelle de renormalisation, de sorte que l'incertitude associée sur $\alpha_s(m_Z)$ se situe autour du %. Le taux d'événements 4-jet est équivalent en DIS au taux d'événements 3-jet qui est au contraire l'observable la plus dépendante des prédictions théoriques.

- **La forme des événements (*event shapes*):** bénéficie contrairement au canal DIS des premiers calculs théoriques à l'ordre NNLO associés à une ressomation NLL (cf. tab. 8.10, ligne 7). Néanmoins, la théorie reste toujours moins prédictive que dans le cas des jets hadroniques.

- **La désintégration hadronique notamment du lepton τ et du boson Z:** fournit une mesure extrêmement précise du couplage fort. Le cas du lepton τ est particulièrement intéressant puisqu'il permet de tester la QCD à $m_\tau \approx 1.8$ GeV, c'est à dire à la limite de validité du régime perturbatif (cf. tab. 8.10, ligne 8). Les calculs théoriques pour ce type d'observables inclusives sont disponibles jusqu'à NNLO, incluant même des contributions à NNNLO. L'incertitude totale, incluant la contribution expérimentale atteint typiquement quelques % sur la valeur de $\alpha_s(m_\tau) \approx 0.35$, mais se réduit par le biais de l'équation d'évolution en dessous du % sur la valeur de $\alpha_s(m_Z)$. C'est la mesure la plus précise du couplage fort à l'heure actuelle, cependant c'est aussi celle qui dépend le plus de la validité de l'extrapolation sur deux ordres de grandeur en énergie entre m_τ et m_Z.

Les plus grandes énergies pour tester l'évolution de $\alpha_s(\mu)$ peuvent être atteintes au Tevatron où des jets inclusifs sont produits avec des impulsions transverses allant jusqu'à 250 GeV. La mesure de $\alpha_s(m_Z)$ reste cependant expérimentalement encore peu précises (5 à 10%) et souffre de grandes incertitudes théoriques (cf. tab. 8.10, ligne 9). Pour finir citons les prédictions de la valeur $\alpha_s(m_Z)$ obtenues à partir des calculs de QCD sur réseau avec la masse des bosons comme paramètre d'entrée [162] (cf. tab. 8.10, ligne 10). Les résultats les plus précis produits dans différents canaux ont été combinés en moyenne mondiale (cf. tab.8.10 11, 12) avec une incertitude pouvant varier entre 1 et 2%, en fonction des observables incluses et du traitement des corrélations.

Les mesures produites avec les jets dans cette analyse sont compatibles avec la moyenne mondiale et la plupart des mesures produites dans d'autres canaux comme on peut le voir à partir du tableau 8.10 et du diagramme 8.17. L'écart le plus important est observé avec la forme des événements au LEP et avec la désintégration du lepton τ. Globalement la précision expérimentale de cette mesure apparait être très compétitive, cependant les calculs NNLO sont nécessaires pour tirer pleinement avantage de la qualité des données.

Processus	μ (GeV)	$\alpha_s(m_Z)$	exp	theor.	Theory	Refs.
$\sigma(ep \to$ jets) **HERA I+II, H1**	12-122	0.1181 ± 0.0045	± 0.0007	± 0.0045	NLO	[144]
$\sigma(ep \to$ jets) **HERA I, H1**	2-10	0.1190 ± 0.0119	± 0.0014	± 0.0118	NLO	[130]
$\sigma(ep \to$ jets) HERA 2006	10-100	0.1198 ± 0.032	± 0.0019	± 0.0026	NLO	[154]
ep event shapes	10-100	0.1198 ± 0.0051	± 0.0013	$^{+0.0056}_{-0.043}$	NLO+NLL	[155]
ep (HERA 2004)	10-100	0.1186 ± 0.0051	± 0.0011	± 0.0050	NLO	[156]
e^+e^- [4-jet rate]	91.2	0.1176 ± 0.0022	± 0.0010	± 0.0020	NLO	[2]
e^+e^- [jets & shps]	91-206	0.1240 ± 0.0034	± 0.0013	± 0.031	NNLO+NLL	[159]
Désintégration de τ	1.78	0.1215 ± 0.0012	± 0.0004	± 0.0011	NLO	[160]
$\sigma(p\overline{p} \to$ jets)	40-250	0.118 ± 0.012	$^{+0.008}_{-0.010}$	$^{+0.009}_{-0.008}$	NLO	[161]
Etats $Q\overline{Q}$	7.5	0.1170 ± 0.0012	± 0.0000	± 0.0012	LGT	[162]
Moyenne (Bethke)	1.78-206	0.1189 ± 0.0010				[2]
Moyenne (PDG)	1.78-206	0.1176 ± 0.0020				[3]

Table 8.10: Le résumé de quelques unes des mesures mondiales effectuées au cours des 20 dernières années dans différentes expériences. Les abréviations suivantes sont utilisées: *shps* = *event shapes*, *LGT* = *lattice jauge theory*, *PDG* = *Particle data group*. Les mesures effectuées dans cette analyse sont indiquées sur les deux premières lignes.

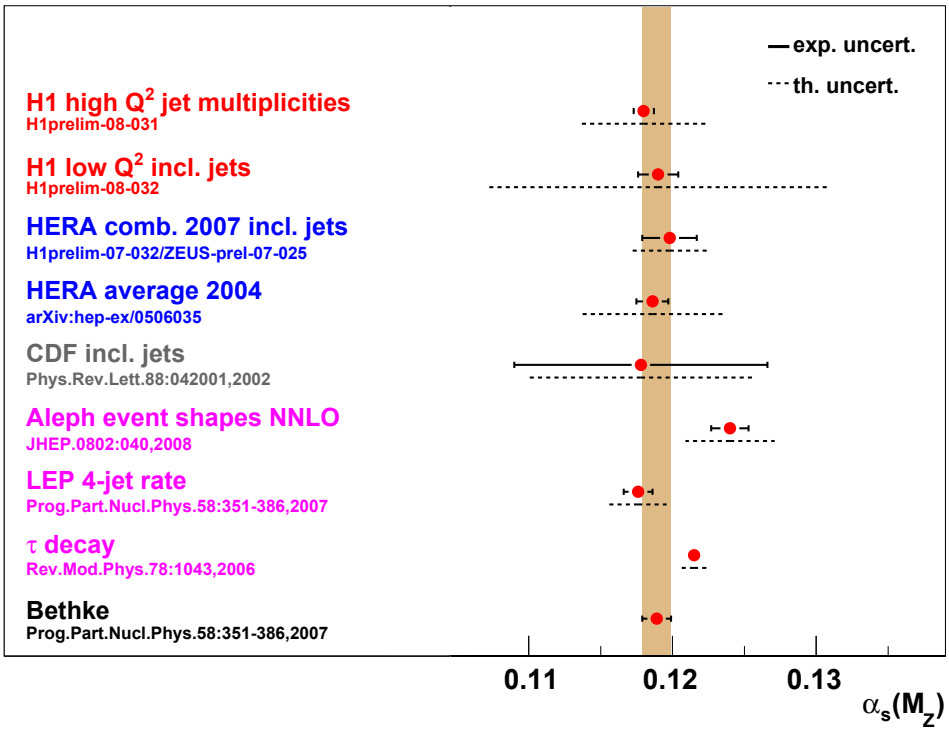


Figure 8.17: Le diagramme donnant quelques unes des mesures mondiales effectuées au cours des 20 dernières années dans différentes expériences. Les mesures effectuées dans cette analyse sont indiquées en rouge, les autres mesures de HERA en bleue, de Tevatron en gris et du LEP en magenta. Enfin la moyenne mondiale est en noirs. Les barres d'erreur pleines représentent les incertitudes expérimentales, en pointillé théoriques et la bande en marron au centre l'incertitude sur la moyenne mondiale.

Appendix A

Data tables

Normalised cross sections are provided here with experimental uncertainties and are identical to those under preparation for publication by the H1 Collaboration. The sharing of the uncertainties in correlated and uncorrelated parts are provided in the paragraph 7.3.2. The hadronisation corrections and associated uncertainties are also provided.

bin number	corresponding Q^2 range
1	$150 < Q^2 < 200$ GeV^2
2	$200 < Q^2 < 270$ GeV^2
3	$270 < Q^2 < 400$ GeV^2
4	$400 < Q^2 < 700$ GeV^2
5	$700 < Q^2 < 5000$ GeV^2
6	$5000 < Q^2 < 15000$ GeV^2

bin letter	corresponding P_T range
a'	$5 < P_T < 7$ GeV
a	$7 < P_T < 11$ GeV
b	$11 < P_T < 18$ GeV
c	$18 < P_T < 30$ GeV
d	$30 < P_T < 50$ GeV

bin letter	corresponding ξ range
a	$0.006 < \xi < 0.020$
b	$0.020 < \xi < 0.040$
c	$0.040 < \xi < 0.080$
d	$0.080 < \xi < 0.316$

Table A.1: The binning in Q^2, P_T and ξ.

Normalised inclusive jet cross section in bins of Q^2									
bin	norm. cross section	stat. uncert. (%)	detector correct. unc. (%)	electron energy scale (%)	electron polar angle (%)	hadronic energy scale (%)	total uncert. (%)	hadronis. correct. factor	hadronis. correct. unc. (%)
1	$2.39\,10^{-1}$	0.7	0.7	1.2	0.8	2.7	3.2	0.95	0.7
2	$2.69\,10^{-1}$	0.7	0.7	1.2	0.6	2.4	3.0	0.94	0.6
3	$3.11\,10^{-1}$	0.8	1.0	1.2	0.4	2.3	2.9	0.94	0.9
4	$3.62\,10^{-1}$	0.8	0.7	1.4	0.3	2.1	2.7	0.94	0.7
5	$4.26\,10^{-1}$	0.9	0.7	1.7	0.1	1.8	2.7	0.93	1.8
6	$5.02\,10^{-1}$	3.2	1.1	4.4	0.3	1.1	5.7	0.93	3.2
Normalised 2-jet cross section in bins of Q^2									
1	$8.81\,10^{-2}$	1.0	0.8	0.8	0.7	2.4	2.9	0.94	1.2
2	$1.01\,10^{-1}$	1.1	0.6	0.7	0.6	2.2	2.6	0.93	1.4
3	$1.19\,10^{-1}$	1.1	0.6	0.5	0.4	2.0	2.4	0.93	1.4
4	$1.41\,10^{-1}$	1.2	0.8	0.5	0.4	1.9	2.5	0.91	1.2
5	$1.75\,10^{-1}$	1.2	1.2	0.2	0.2	1.6	2.4	0.91	3.1
6	$1.97\,10^{-1}$	4.4	6.1	0.6	0.2	1.5	7.7	0.91	3.2
Normalised 3-jet cross section in bins of Q^2									
1	$1.19\,10^{-2}$	2.6	1.3	0.7	1.3	3.9	5.1	0.85	2.8
2	$1.29\,10^{-2}$	2.8	1.2	0.6	0.7	3.9	5.1	0.84	2.0
3	$1.68\,10^{-2}$	2.7	1.2	0.2	0.9	3.5	4.6	0.83	1.3
4	$2.06\,10^{-2}$	2.9	1.1	0.6	0.8	3.3	4.7	0.82	0.7
5	$2.36\,10^{-2}$	2.8	5.0	0.8	0.4	3.1	6.6	0.81	1.4
6	$2.82\,10^{-2}$	9.2	15.9	0.9	0.3	3.2	18.7	0.75	4.8

Table A.2: Normalised inclusive jet cross section in NC DIS with $0.2 < y < 0.7$, measured as a function of Q^2. Jets are defined by $E_T > 7$ GeV of the jet in the Breit frame and $-0.8 < \eta^{\rm jet}_{\rm Lab} < 2.0$ in the laboratory frame. The bin nomenclature is defined in table A.1. In the columns 3-7, relative uncertainties are shown separately for different sources and their quadratic sum is given in column 8. The hadronisation correction factors applied to the NLO predictions and their uncertainties are shown in columns 9 and 10. The normalised 2-jet (3-jet) cross sections are measured as a function of Q^2 by selecting events with two (three) jets with $P_T > 5$ GeV, $-0.8 < \eta^{\rm jet}_{\rm Lab} < 2.0$ and $M_{12} > 16\ GeV$.

Normalised inclusive jet cross section in bins of Q^2 and P_T									
bin	norm. cross section	stat. uncert. (%)	detector correct. unc. (%)	electron energy scale (%)	electron polar angle (%)	hadronic energy scale (%)	total uncert. (%)	hadronis. correct. factor	hadronis. correct. unc. (%)
1 a	$3.82\,10^{-2}$	0.8	0.8	1.3	0.6	2.0	2.7	0.94	0.8
1 b	$9.91\,10^{-3}$	1.2	1.7	1.3	1.1	3.6	4.5	0.97	0.3
1 c	$1.27\,10^{-3}$	2.5	1.4	1.3	1.6	5.0	6.1	0.96	0.7
1 d	$9.67\,10^{-5}$	7.2	4.8	0.3	1.3	6.0	10.6	0.95	1.8
2 a	$4.15\,10^{-2}$	0.9	1.1	1.4	0.4	1.7	2.6	0.93	0.6
2 b	$1.16\,10^{-2}$	1.3	0.9	1.2	0.8	3.2	3.9	0.97	0.4
2 c	$1.64\,10^{-3}$	2.6	1.4	0.6	0.9	4.9	5.8	0.96	0.9
2 d	$1.33\,10^{-4}$	7.1	3.2	0.9	0.5	6.4	10.2	0.97	3.3
3 a	$4.56\,10^{-2}$	1.0	1.6	1.3	0.4	1.6	2.8	0.92	0.8
3 b	$1.40\,10^{-2}$	1.3	0.9	1.0	0.4	2.9	3.5	0.97	1.0
3 c	$2.30\,10^{-3}$	2.4	1.6	0.5	0.8	4.6	5.5	0.96	0.4
3 d	$1.56\,10^{-4}$	7.0	2.3	0.2	1.9	6.2	9.8	0.95	3.4
4 a	$5.05\,10^{-2}$	1.1	1.1	1.4	0.2	1.3	2.4	0.92	0.6
4 b	$1.66\,10^{-2}$	1.3	0.9	1.6	0.4	2.6	3.4	0.96	0.5
4 c	$3.19\,10^{-3}$	2.3	2.8	1.1	0.7	4.4	5.9	0.97	1.6
4 d	$2.64\,10^{-4}$	6.3	2.3	0.7	0.6	5.8	8.9	0.96	2.8
5 a	$5.34\,10^{-2}$	1.2	0.8	1.6	0.1	1.0	2.4	0.90	2.6
5 b	$2.04\,10^{-2}$	1.3	1.1	1.8	0.1	2.1	3.3	0.96	1.1
5 c	$4.92\,10^{-3}$	2.0	1.4	1.8	0.1	3.6	4.7	0.97	0.4
5 d	$5.47\,10^{-4}$	4.4	2.3	0.2	0.3	5.4	7.4	0.96	3.2
6 a	$5.80\,10^{-2}$	4.3	5.2	4.5	0.4	0.5	8.1	0.90	4.3
6 b	$2.31\,10^{-2}$	4.8	1.1	5.6	0.4	1.0	7.5	0.94	2.7
6 c	$6.78\,10^{-3}$	6.7	5.2	4.4	0.1	2.0	9.8	0.96	0.8
6 d	$1.33\,10^{-3}$	9.7	15.7	1.2	0.5	4.2	19.0	0.97	3.8

Table A.3: Normalised inclusive jet cross sections as a function of Q^2 and P_T together with their relative errors. Other details are given in the caption to table A.2. The bin nomenclature is defined in table A.1.

Normalised 2-jet cross section in bins of Q^2 and $\langle P_T \rangle$									
bin	norm. cross section	stat. uncert. (%)	detector correct. unc. (%)	electron energy scale (%)	electron polar angle (%)	hadronic energy scale (%)	total uncert. (%)	hadronis. correct. factor	hadronis. correct. unc. (%)
1 a'	$4.57\,10^{-3}$	3.2	1.0	0.9	0.1	0.4	3.5	0.83	3.0
1 a	$1.10\,10^{-2}$	1.4	1.6	1.0	0.5	1.7	2.9	0.94	1.5
1 b	$3.96\,10^{-3}$	1.7	2.0	0.9	1.0	3.3	4.4	0.96	1.5
1 c	$5.23\,10^{-4}$	3.5	1.4	0.5	1.9	5.3	6.8	0.96	1.5
1 d	$3.43\,10^{-5}$	10.5	2.6	0.2	0.8	6.3	12.6	0.95	1.9
2 a'	$5.18\,10^{-3}$	3.5	2.0	0.4	0.8	0.3	4.2	0.83	1.3
2 a	$1.23\,10^{-2}$	1.5	1.6	0.9	0.5	1.4	2.8	0.94	1.4
2 b	$4.66\,10^{-3}$	1.8	1.1	0.7	0.8	2.9	3.8	0.96	2.0
2 c	$6.50\,10^{-4}$	3.6	1.4	0.3	1.1	4.8	6.3	0.96	1.8
2 d	$5.25\,10^{-5}$	10.1	2.6	0.8	0.5	6.8	12.5	0.92	3.6
3 a'	$5.65\,10^{-3}$	3.7	1.0	0.5	0.1	0.3	3.9	0.80	1.8
3 a	$1.39\,10^{-2}$	1.6	1.6	0.6	0.3	1.2	2.6	0.92	0.4
3 b	$5.70\,10^{-3}$	1.8	1.1	0.7	0.3	2.6	3.4	0.97	2.3
3 c	$9.18\,10^{-4}$	3.3	1.4	0.2	0.8	4.6	5.9	0.96	1.1
3 d	$5.78\,10^{-5}$	10.1	3.2	0.4	2.9	7.4	13.2	0.94	2.8
4 a'	$7.05\,10^{-3}$	3.9	1.0	0.2	0.1	0.2	4.1	0.79	3.5
4 a	$1.53\,10^{-2}$	1.8	1.6	0.6	0.1	1.0	2.7	0.90	0.1
4 b	$6.85\,10^{-3}$	1.9	1.1	1.2	0.5	2.4	3.5	0.96	1.4
4 c	$1.31\,10^{-3}$	3.2	3.4	0.3	0.6	4.1	6.3	0.97	1.3
4 d	$1.04\,10^{-4}$	9.1	5.8	0.2	0.7	6.6	12.7	0.96	2.7
5 a'	$7.63\,10^{-3}$	4.2	8.1	1.5	0.2	0.1	9.2	0.77	2.9
5 a	$1.74\,10^{-2}$	1.9	1.6	0.3	0.2	0.7	2.6	0.89	4.0
5 b	$8.54\,10^{-3}$	1.9	1.1	0.7	0.1	1.8	2.9	0.94	1.1
5 c	$2.08\,10^{-3}$	2.8	1.5	0.2	0.5	3.4	4.7	0.97	2.3
5 d	$2.17\,10^{-4}$	6.4	2.6	0.8	0.7	5.8	9.1	0.96	2.6
6 a'	$6.51\,10^{-3}$	16.2	32.1	4.5	0.6	0.9	36.2	0.73	11.1
6 a	$1.87\,10^{-2}$	7.1	7.8	0.7	0.1	0.4	10.6	0.88	1.2
6 b	$9.17\,10^{-3}$	6.9	3.1	1.8	0.3	1.6	8.0	0.93	4.7
6 c	$2.80\,10^{-3}$	9.2	1.6	1.5	0.4	1.9	9.7	0.95	1.9
6 d	$5.13\,10^{-4}$	15.7	9.7	1.2	0.5	5.0	19.2	0.97	4.4

Table A.4: Normalised 2-jet cross sections as a function of Q^2 and of the average transverse momentum of the two leading jets $\langle P_T \rangle$ together with their relative errors. Other details are given in the caption to table A.2. The bin scheme is defined in the table A.1.

Normalised 2-jet cross section in bins of Q^2 and ξ									
bin	norm. cross section	stat. uncert. (%)	detector correct. unc. (%)	electron energy scale (%)	electron polar angle (%)	hadronic energy scale (%)	total uncert. (%)	hadronis. correct. factor	hadronis. correct. unc. (%)
1 a	$3.18\,10^{-0}$	1.4	0.5	1.4	0.5	1.4	2.5	0.95	0.7
1 b	$1.68\,10^{-0}$	1.6	1.4	0.8	0.8	2.6	3.6	0.93	1.8
1 c	$2.34\,10^{-1}$	2.9	1.4	0.8	1.6	4.9	6.1	0.92	3.4
1 d	$7.94\,10^{-3}$	6.5	2.6	2.5	2.4	7.0	10.5	0.91	1.4
2 a	$3.07\,10^{-0}$	1.7	0.5	1.9	0.6	1.0	2.8	0.95	0.7
2 b	$2.22\,10^{-0}$	1.6	0.5	0.3	0.6	2.2	2.8	0.93	3.0
2 c	$3.21\,10^{-1}$	2.8	0.9	1.5	1.0	4.4	5.5	0.93	1.4
2 d	$1.05\,10^{-2}$	6.3	2.3	4.3	1.0	6.9	10.6	0.91	1.7
3 a	$2.79\,10^{-0}$	2.0	0.5	2.2	0.3	0.6	3.1	0.93	1.2
3 b	$2.93\,10^{-0}$	1.5	0.5	0.5	0.4	1.8	2.4	0.92	1.3
3 c	$4.91\,10^{-1}$	2.5	0.7	1.1	0.6	3.9	4.9	0.93	1.9
3 d	$1.60\,10^{-2}$	5.6	2.3	1.9	1.8	6.3	9.1	0.91	3.2
4 a	$1.72\,10^{-0}$	2.9	1.6	2.7	0.1	0.4	4.2	0.92	1.3
4 b	$3.61\,10^{-0}$	1.6	0.6	1.0	0.4	1.5	2.5	0.91	1.8
4 c	$9.91\,10^{-1}$	2.1	0.7	0.9	0.4	2.6	3.6	0.91	1.0
4 d	$2.96\,10^{-2}$	4.8	2.3	2.5	1.0	5.5	8.0	0.93	3.7
5 a	$2.12\,10^{-1}$	8.7	0.9	1.2	0.8	0.7	8.9	0.92	3.5
5 b	$2.25\,10^{-0}$	2.3	0.5	1.6	0.3	0.7	2.9	0.91	3.5
5 c	$2.05\,10^{-0}$	1.7	0.9	0.2	0.2	1.6	2.5	0.91	2.9
5 d	$1.92\,10^{-1}$	2.1	2.8	1.4	0.7	2.7	4.7	0.90	3.2
6 a	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6 b	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6 c	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6 d	$7.60\,10^{-1}$	4.6	5.5	2.0	0.3	1.5	7.6	0.91	3.6

Table A.5: Normalised 2-jet cross sections as a function of Q^2 and ξ together with their relative errors. Other details are given in the caption to table A.2. The bin scheme is defined in the table A.1. At high Q^2 small ξ values are kinematically disfavoured or forbidden.

Bibliography

[1] G. Altarelli, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39**, 357 (1989).

[2] S. Bethke, "Experimental tests of asymptotic freedom", Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 351 (2007) [arXiv:hep-ex/0606035].

[3] C. Amsler et al., Physics Letters B667, 1 (2008). `http://pdg.lbl.gov/`

[4] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement and QCD analysis of jet cross sections in deep-inelastic positron proton collisions at s**(1/2) of 300-GeV", Eur. Phys. J. C **19** (2001) 289 [arXiv:hep-ex/0010054].

[5] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement of Inclusive Jet Production in Deep-Inelastic Scattering at High Q^2 and Determination of the Strong Coupling", Phys. Lett. B **653** (2007) 134 [arXiv:0706.3722 [hep-ex]].

[6] F. Halzen and A.D. Martin, "Quarks and Leptons", J. Wiley, New York (1984).

[7] T. Muta, "Foundations of Quantum Chromodynamics", World Scientific, ISBN 981-02-2674-8

[8] Yu.L. Dokshitzer, V.A. Kohze, A.H. Mueller and S.I. Trojan, "Basics of perturbative QCD", Editions Frontiere, France (1991).

[9] Hannes Jung. Lecture: QCD and collider physics, University Hamburg. `https://www.desy.de/~jung/`.

[10] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, "Regularization And Renormalization Of Gauge Fields", Nucl. Phys. B **44**, 189 (1972).

[11] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke and T. Muta, "Deep Inelastic Scattering Beyond The Leading Order In Asymptotically Free Gauge Theories", Phys. Rev. D **18**, 3998 (1978).

[12] J. C. Collins, "Choosing the factorization / renormalization scale in perturbative qcd calculations" Published in Moriond 1990: Hadronic:0123-128 (QCD161:R4:1990:V.2).

[13] B. R. Webber, "QCD And Jet Physics", arXiv:hep-ph/9410268.

[14] P. M. Stevenson and H. D. Politzer, "OPTIMIZED PERTURBATION THEORY APPLIED TO FACTORIZATION SCHEME DEPENDENCE", Nucl. Phys. B **277**, 758 (1986).

P. M. Stevenson, "Optimized Perturbation Theory", Phys. Rev. D **23**, 2916 (1981).

[15] E. W. N. Glover, "Progress in NNLO calculations for scattering processes", Nucl. Phys. Proc. Suppl. **116**, 3 (2003) [arXiv:hep-ph/0211412].

[16] D. J. Gross and F. Wilczek, "Ultraviolet behavior of non-abelian theories" Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).

H. D. Politzer, "Reliable perturbative results for strong interactions?", Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).

[17] W. E. Caswell, "Asymptotic Behavior Of Nonabelian Gauge Theories To Two Loop Order", Phys. Rev. Lett. **33**, 244 (1974).

[18] O. V. Tarasov, A. A. Vladimirov and A. Y. Zharkov, "The Gell-Mann-Low Function Of QCD In The Three Loop Approximation", Phys. Lett. B **93** (1980) 429.

S. A. Larin and J. A. M. Vermaseren, "The Three Loop QCD Beta Function And Anomalous Dimensions", Phys. Lett. B **303**, 334 (1993) [arXiv:hep-ph/9302208].

[19] T. van Ritbergen, J. A. M. Vermaseren and S. A. Larin, "The four-loop beta function in quantum chromodynamics", Phys. Lett. B **400**, 379 (1997) [arXiv:hep-ph/9701390].

[20] K. G. Chetyrkin, B. A. Kniehl and M. Steinhauser, "Strong coupling constant with flavour thresholds at four loops in the MS-bar scheme", Phys. Rev. Lett. **79**, 2184 (1997) [arXiv:hep-ph/9706430].

[21] D. J. Gross, "The discovery of asymptotic freedom and the emergence of QCD", Proc. Nat. Acad. Sci. **102**, 9099 (2005) [Int. J. Mod. Phys. A **20**, 5717 (2005 RMPHA,77,837-849.2005)].

[22] T. R. Klassen, "The (LATTICE) QCD Potential and Running Coupling: How to Accurately Interpolate between Multi-Loop QCD and the String Picture", Phys. Rev. D **51**, 5130 (1995).

[23] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA", Eur. Phys. J. C **30**, 1 (2003) [arXiv:hep-ex/0304003].

[24] J. D. Bjorken, "Asymptotic Sum Rules At Infinite Momentum", Phys. Rev. **179**, 1547 (1969).

[25] E. D. Bloom *et al.*, "High-Energy Inelastic E P Scattering At 6-Degrees And 10-Degrees", Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969).

M. Breidenbach *et al.*, "Observed Behavior Of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering", Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969).

[26] J. D. Bjorken, "Applications Of The Chiral U(6) X (6) Algebra Of Current Densities", Phys. Rev. **148**, 1467 (1966).

[27] R. Brandelik et al., Phys. Lett. B 86 (1979) 243 ; D.P. Barber et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 830 ; Ch. Berger et al., Phys. Lett. B 86 (1979) 418 ; W. Bartel et al., Phys. Lett. B 91 (1980) 142.

[28] R. J. Cashmore *et al.*, "Measurement of weak neutral current couplings of quarks at HERA", Talk given at Workshop on Future Physics at HERA, Hamburg, Germany, 30-31 May 1996. In *Hamburg 1995/96, Future physics at HERA* 163-189.

[29] Yuri L. Dokshitzer, "Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattring and e+e- Annihilation by Pertubation Theory in Quantum Chromodynamics". Sov. Phys. JETP, 46:641-653, 1977.

[30] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. "e+e- Pair Annihilation and Deep Inelastic ep Scattering in Pertubation Theory". Yad. Fiz., 15:1218-1237, 1972.

V. N. Gribov and L. N. Lipatov. "Deep Inelastic ep Scattring in Pertubation Theory". Yad. Fiz., 15:781-807, 1972.

[31] Guido Altarelli and G. Parisi. "Asymptotic Freedom in Parton Language". Nucl. Phys., B126:298, 1977.

[32] S. Moch, J. A. M. Vermaseren and A. Vogt, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135**, 137 (2004) [arXiv:hep-ph/0408075].

[33] W. K. Tung, H. L. Lai, A. Belyaev, J. Pumplin, D. Stump and C. P. Yuan, "Heavy quark mass effects in deep inelastic scattering and global QCD analysis", JHEP **0702**, 053 (2007) [arXiv:hep-ph/0611254].

[34] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, "NNLO global parton analysis", Phys. Lett. B **531**, 216 (2002) [arXiv:hep-ph/0201127].

[35] J. C. Collins, D. Soper and G. Sterman, "Factorization of hard processes in QCD", in Perturbative Quantum Chromodynamics, ed. A. H. Mueller (World Scientific, Singapore, 1989), p. 1.

[36] B.R. Webber, "Factorization and jet clustering algorithms for deep inelastic scattering" J. Phys. G19 (1993) 1567.

[37] M. H. Seymour, "Jets in QCD", AIP Conf. Proc. **357**, 568 (1996) [arXiv:hep-ph/9506421].

[38] G. Hanson *et al.*, "Evidence For Jet Structure In Hadron Production By E+ E- Annihilation", Phys. Rev. Lett. **35**, 1609 (1975).

[39] G. Sterman and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **39**, 1436 (1977).

[40] S. D. Ellis and D. E. Soper, "Successive combination jet algorithm for hadron collisions", Phys. Rev. D **48**, 3160 (1993) [arXiv:hep-ph/9305266].

[41] R. Akers et al. [OPAL Collaboration], Z. Phys. C 63, 197 (1994);

[42] M. H. Seymour, "Jet shapes in hadron collisions: Higher orders, resummation and hadronization", Nucl. Phys. B **513**, 269 (1998) [arXiv:hep-ph/9707338].

[43] G.C. Blazey et al., in Proceedings of the Workshop: "QCD and Weak Boson Physics in Run II", edited by U. Baur, R.K. Ellis, and D. Zeppenfeld, p. 47, Fermilab- Pub-00/297 (2000).

[44] G.L. Bayatian et al. [CMS collaboration] "CMS Physics: Technical design report" (CERN-LHCC-2006-001).

[45] G. P. Salam and G. Soyez, "A practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm", JHEP **0705**, 086 (2007) [arXiv:0704.0292 [hep-ph]].

[46] W. Bartel *et al.* [JADE Collaboration], "Experimental Studies on Multi-Jet Production in e+ e- Annihilation at PETRA Energies", Z. Phys. C **33**, 23 (1986).

D. Graudenz and N. Magnussen, proceedings of the Workshop Physics at HERA, vol. 1, DESY, Hamburg, Germany (1991) 261, and references therein.

[47] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, F. Fiorani and B. R. Webber, "Average number of jets in e+ e- annihilation", Nucl. Phys. B **377**, 445 (1992).

[48] N. Brown and W. J. Stirling, "Finding jets and summing soft gluons: A New algorithm"', Z. Phys. C **53**, 629 (1992).

[49] Y. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti and B. R. Webber, "Better jet clustering algorithms", JHEP **9708**, 001 (1997) [arXiv:hep-ph/9707323].

[50] M.Wobish. "Measurement and QCD Analysis of Jet Cross Sections". PhD Thesis, RWTH Aachen, 1999. DESY-THESIS-2000-049.
`http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html`

[51] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The anti-k_t jet clustering algorithm", JHEP **0804**, 063 (2008) [arXiv:0802.1189 [hep-ph]].

[52] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The Catchment Area of Jets", JHEP **0804**, 005 (2008) [arXiv:0802.1188 [hep-ph]].

[53] M. Cacciari and G. P. Salam, "Dispelling the N**3 myth for the k(t) jet-finder", Phys. Lett. B **641**, 57 (2006) [arXiv:hep-ph/0512210].

[54] J. G. Korner, E. Mirkes and G. A. Schuler, "QCD JETS AT HERA. 1. O (alpha-s) RADIATIVE CORRECTIONS TO ELECTROWEAK CROSS-SECTIONS AND JET RATES", Int. J. Mod. Phys. A **4**, 1781 (1989).

[55] T. Brodkorb, J. G. Korner, E. Mirkes and G. A. Schuler, "QCD JETS AT HERA. 2. O (alpha-s**2) FOUR JET CROSS-SECTIONS", Z. Phys. C **44**, 415 (1989).

[56] Z. Kunszt and D. E. Soper, "Calculation of jet cross-sections in hadron collisions at order alpha-s**3", Phys. Rev. D **46**, 192 (1992).

[57] S. Catani and M. H. Seymour, "QCD jet calculations in DIS based on the subtraction method and dipole formalism", arXiv:hep-ph/9609237.

Z. Nagy and D. E. Soper, "General subtraction method for numerical calculation of one-loop QCD matrix elements", JHEP **0309**, 055 (2003) [arXiv:hep-ph/0308127].

[58] W.T. Giele and E.W.N. Glover , "Higher-order corrections to jet cross sections in e+e- annihilation" Phys. Rev. D 46 (1992) 1980.

[59] E. Mirkes and D. Zeppenfeld, "Dijet Production at HERA in Next-to-Leading Order", Phys. Lett. B **380**, 205 (1996) [arXiv:hep-ph/9511448].

[60] Z. Nagy and Z. Trocsanyi, "Multi-jet cross sections in deep inelastic scattering at next-to-leading", Phys. Rev. Lett. **87**, 082001 (2001) [arXiv:hep-ph/0104315].

[61] T. Kluge, K. Rabbertz and M. Wobisch, "Fast pQCD calculations for PDF fits", arXiv:hep-ph/0609285.

[62] C. Duprel, T. Hadig, N. Kauer and M. Wobisch, "Comparison of next-to-leading order calculations for jet cross sections in deep-inelastic scattering", arXiv:hep-ph/9910448.

[63] S. Frixione and G. Ridolfi, "Jet photoproduction at HERA", Nucl. Phys. B **507**, 315 (1997) [arXiv:hep-ph/9707345].

[64] T. Sjostrand, "A Model For Initial State Parton Showers", Phys. Lett. B **157**, 321 (1985). T. Sjostrand, "Monte Carlo generators", arXiv:hep-ph/0611247.

[65] G. Gustafson and U. Pettersson, "Dipole Formulation Of QCD Cascades", Nucl. Phys. B **306**, 746 (1988).

[66] B. R. Webber, "A QCD Model for Jet Fragmentation including Soft Gluon Interference", Nucl. Phys. B238 (1984) 492.

[67] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, "Parton Fragmentation And String Dynamics", Phys. Rept. **97**, 31 (1983).

B. Andersson and A. Nilsson, "Revisiting the Lund fragmentation model", CITATION = LU-TP-92-25;

[68] Y. L. Dokshitzer and B. R. Webber, "Calculation of power corrections to hadronic event shapes", Phys. Lett. B **352**, 451 (1995) [arXiv:hep-ph/9504219].

Y. L. Dokshitzer, G. Marchesini and B. R. Webber, "Dispersive Approach to Power-Behaved Contributions in QCD Hard Processes", Nucl. Phys. B **469**, 93 (1996) [arXiv:hep-ph/9512336].

[69] M. Dasgupta, L. Magnea and G. P. Salam, "Non-perturbative QCD effects in jets at hadron colliders", JHEP **0802**, 055 (2008) [arXiv:0712.3014 [hep-ph]].

[70] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, "LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering", Comput. Phys. Commun. **101**, 108 (1997) [arXiv:hep-ph/9605286].

[71] G. Marchesini, B. R. Webber, G. Abbiendi, I. G. Knowles, M. H. Seymour and L. Stanco, "HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1 - April 1991", Comput. Phys. Commun. **67**, 465 (1992).

M. Bahr *et al.*, "Herwig++ Physics and Manual", arXiv:0803.0883 [hep-ph].

[72] T. Sjostrand, L. Lonnblad and S. Mrenna, "PYTHIA 6.2: Physics and manual", arXiv:hep-ph/0108264.

[73] S. Frixione and B. R. Webber, "The MC@NLO 3.2 event generator", arXiv:hep-ph/0601192.

Communication privée Tobias Toll

[74] L. Lonnblad, "Ariadne Version 4: A Program For Simulation Of QCD Cascades Implementing The Color Dipole Model", Comput. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).

L. Lonnblad, "The colour-dipole model and the ARIADNE program at high Q**2", arXiv:hep-ph/9908368.

[75] T. Sjostrand, "The Lund Monte Carlo For Jet Fragmentation And E+ E- Physics: Jetset Version 6.2," Comput. Phys. Commun. **39**, 347 (1986).

[76] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger and H. J. Mohring, "Characteristics of radiative events in deep inelastic e p scattering at HERA", Z. Phys. C **50**, 165 (1991).

[77] K. Charchula, G. A. Schuler and H. Spiesberger, "Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton - proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6", Comput. Phys. Commun. 81 (1994) 381.

[78] H. Jung, "Hard diffractive scattering in high-energy e p collisions and the Monte Carlo generation RAPGAP", Comput. Phys. Commun. 86 (1995) 147.

[79] La collaboration H1 voir `http://www-h1.desy.de/`

[80] La collaboration ZEUS voir `http://www-zeus.desy.de/`

[81] La collaboration HERMES voir `http://www-hermes.desy.de/`

[82] La collaboration HERA-B voir `http://www-hera-b.desy.de/`

[83] A. A. Sokolov, I.M.Ternov. Sov. Phys. Dokl. 8 No. 12 (1964) 1203.

[84] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], "Three- and Four-jet Production at Low x at HERA", Eur. Phys. J. C **54** (2008) 389 [arXiv:0711.2606 [hep-ex]].

[85] M. Gouzevitch, "Inclusive jet and dijet production at HERA", 2008 J. Phys.: Conf. Ser. 110 022015 (4pp)

[86] H1 and ZEUS collaborations. "Combination of H1 and ZEUS Deep Inelastic $e^{\pm}p$ Scattering Cross Section Measurements". Preliminary results for the XXIII International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy, LP2007 Aug 13-18, Daegu, Korea. H1prelim-07-007, ZEUS-prel-07-026

[87] D. South, "Isolated Leptons and Missing PT: H1+ZEUS combination", EPS07 talk David South, Summer 2007.

[88] H1 Collaboration: "The Luminosity upgrade 2000-2002", see: http://www-h1.desy.de/h1det/upgrade/

[89] V. Andreev et al. [H1 Background Working Group], "Technical Report on the Beam Induced Backgrounds in the H1 Detector", H1 Internal Note H1-01/03-60

[90] V. Andreev et al. [H1 Background Working Group], "Further Report on the Beam-Induces Backgrounds in the H1 Detector", H1 Internal Note H1-10/02-606

[91] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement of the Proton Structure Function F_L at Low x", Phys. Lett. B **665**, 139 (2008) [arXiv:0805.2809 [hep-ex]].

[92] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration], "The H1 detector at HERA", Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[93] Cours de Sylvie Dagoret-Campagne et Thomas Patzak pour le DEA CPM `http://lpnhe-auger.in2p3.fr/Sylvie/WWW/DEA/2003-2004/CoursDEA_interaction_part1.ppt`

[94] "Detectors for particle Physics Part III". DESY summer student lectures, 2005. `http://www.desy.de/f/students/lectures2005/CNiebuhr.3.pdf`

[95] La collaboration CMS: http://cms.cern.ch

[96] Le collisionneur linéaire international: http://www.linearcollider.org/cms/

[97] B. Andrieu et al. [H1 Calorimeter Group Collaboration], "The H1 Liquid Argon Calorimeter System", Nucl. Instrum. Meth. A 336:460, 1993.

[98] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], "Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons", Nucl. Instrum. Meth. A **350** (1994) 57.

[99] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], "Results From Pion Calibration Runs For The H1 Liquid Argon Calorimeter And Comparisons With Simulations", Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 499;

[100] L. Goerlich H.P. Wellisch MPI, "Documentation of the LAr clustering", H1 Internal Note H1-12/91-204.

[101] H.P. Wellisch, J.P. Kubenka, H. Oberlack, P. Schacht, "Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques ", H1 Internal Note H1-02/94-346 et MPI-PhE/94-03.

[102] C.Issever, K. Borras, D.Wegener, "An Improved Weighting Algorithm to Achieve Software Compensation in a Fine Grained LaR Calorimeter", H1 Internal Note H1-03/03-608

[103] R. -D. Appuhnd *et al.* [H1 SpaCal Group] DESY Red Report 96-171, published in NIM A386 (1997) 397-408 (abstract in NIM);

[104] N. Berger, "Measurement of Diffractive Φ Meson Photoproduction at HERA with the H1 Fast Track Trigger", PhD thesis, ZUTH, Zuerich, 2007.

[105] I. Abt et al., [H1 Collaboration], "The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA", Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348 .

[106] J. Burger *et al.*, "The Central jet chamber of the H1 experiment", Nucl. Instrum. Meth. A **279** (1989) 217.

[107] B. List, "The H1 silicon tracker", Nucl. Instrum. Meth. A **549** (2005) 33

[108] M. Ch. Urban, "The new CIP2k z-Vertex Trigger for the H1 Experiment at HERA", PhD thesis, Zürich, 2004.

[109] M. Fleischer *et al.*, "The H1 ToF System in 1996 and 1997", H1 Internal Note H1-01/98-533

[110] `http://www-h1.desy.de/h1det/lumi/`

[111] H1 Collaboration. "Proposal for an Upgrade of the H1 Luminosity System and its Associated Electronics for HERA 2000". DESY PRC - 98/05.

`http://polywww.in2p3.fr/activites/physique/h1/lumi/`

[112] T. FRISSON, "Mesure de la Luminosite pour l'Experience H1", thése de Doctorat, Univ. Paris Sud, 2006.

[113] M. Gouzevitch, "Rapport de stage : Mesure de luminosité à H1, DESY", http://polywww.in2p3.fr/activites/ physique/h1/lumi/DocTechnique/QVC/RapportdeStage_MG.pdf.

Programme de simulation OptGeom3D
`http://polywww.in2p3.fr/ activites/physique/h1/lumi/DocTechnique/QVC/`

[114] Schörner T., Reisert B., Nedden M. H1 Liquid Argon Trigger: Overview, Simulation and Performance. H1-04/01-592. 25p.

[115] Schörner T. LAr Trigger: Miscellaneous Documentation. 15p.

[116] H. Beck Zuerich, "Principles and Operation of the z-Vertex Trigger", H1 Internal Note H1-05/96-479

[117] V. Blobel, "The BOS System" (2001); FPACK: a general stand-alone package of FORTRAN77 and C programs for machine-independant input/output of data blocks. *Documents internes.*

[118] R. Brun *et all* GEANT long write-up, CERN Program Library, W5103, 1989.

[119] http://root.cern.ch

[120] The H1OO Group, available at https://www-h1.desy.de/icas/oop/current/oo/.

[121] https://www.desy.de/ laycock/

[122] E. Sauvan, F. Cassol-Brunner and M. Peez, "Marana: a library for the analysis of H1 events", H1 internal documentation (2005).

[123] U.Bassler, G.Bernardi. Structure function measurement and kinematic reconstruction at HERA. Nucl. Instr. and Meth. A 426 (1999) 583

[124] A.Blondel and F.Jacquet. In U. Amaldi, Proceedings of the Study of an *ep* Facility for Europe, p.391. DESY 79/48, 1979.

[125] P. Bruel. "Recherche d'interactions au-dela du Modèle Standard à HERA". Thèse de Doctorat, Univ. Paris XI Orsay, 1998.
`http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html`

[126] B. Andrieu et al. [H1 Calorimeter Group Collaboration], "Electron identification in H1 lAR calorimeters", H1 Internal Note H1-01/93-266

[127] A.Nikiforov. "Measurements of the neutral current$^{\pm}$ cross sections using longitudinally polarised lepton beams at HERA II". PhD Thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2007.
`http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html`

[128] C. Veelken, "H1NoneepBgFinder - Rejection of cosmic muon and beam-halo events in the H1OO framework", H1 Internal Note H1-09/02-603.

[129] A. Dubak. "Measurement of the e+p Neutral Current DIS Cross Section and the F2, FL, xF3 Structure Functions in the H1 Experiment at HERA"'. PhD thesis, Techn. Univ. München, 2003.
`http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html`

[130] H1 Collaboration. "Inclusive Jet Production at low Q2 and determination of $alpha_s$". Preliminary for DIS2008, March 2008. H1prelim-08-032.
`http://www-h1.desy.de/h1/www/publications/htmlsplit/H1prelim-08-032.long.html`

A. Baghdasaryan. "Inclusive Jet Production in Deep-Inelastic Scattering at Low and Medium Q2 at HERA". Proc. of 15th Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Munich, April 2007,
`http://www.sciwipub.com/proceedings/DIS2007/baghdasaryan_artem.pdf`

[131] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collaboration], Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions", Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000) [arXiv:hep-ph/9903282].

[132] M. Peez, B. Portheault, E. Sauvan, "An Energy Flow Algorithm for Hadronic Reconstruction In OO: Hadroo2", H1 Internal Note H1-01/05-616

[133] B. Portheault. "Premiere mesure des sections efficaces de courant charge et neutre avec le faisceau de positrons polarise a HERA II et analyses QCD-electrofaibles". Thèse de Doctorat, Univ. Paris XI Orsay, 2005.

[134] M. Peez. "Recherche de deviations au Model Standard dans les processus de grande energie transverse sur le collisionneur electron - proton HERA. These de doctorat, Univ. Lyon, 2003. UCBL: 81-2003. CPPM-T-2003-04. DESY-THESIS-2003-023.
`http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html`

[135] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement of prompt photon cross sections in photoproduction at HERA", Eur. Phys. J. C **38**, 437 (2005) [arXiv:hep-ex/0407018].

[136] S. Osman , "Mini-Jets in Deep Inelastic Scattering at HERA", Proc. of 15th Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, Munich, April 2007,
`http://www.sciwipub.com/proceedings/DIS2007/osman_sakar.pdf`

[137] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], "Substructure dependence of jet cross sections at HERA and determination of alpha(s)", Nucl. Phys. B **700**, 3 (2004) [arXiv:hep-ex/0405065].

[138] Communication privée de Sakar Osman.

[139] Communication privée Thomas Kluge et Wenbiao Yan.

[140] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], "Three- and Four-jet Production at Low x at HERA", Eur. Phys. J. C **54**, 389 (2008) [arXiv:0711.2606 [hep-ex]].

[141] G. Zech, "Comparing statistical data to Monte Carlo simulation: Parameter fitting and unfolding", DESY-95-113, Jun 1995. 80pp.

[142] A. Hocker and V. Kartvelishvili, "SVD Approach to Data Unfolding", Nucl. Instrum. Meth. A **372** (1996) 469 [arXiv:hep-ph/9509307].

[143] F. D. Aaron *et al.* [H1 Collaboration], "Charged Particle Production in High Q2 Deep-Inelastic Scattering at HERA", Phys. Lett. B **654**, 148 (2007) [arXiv:0706.2456 [hep-ex]].

[144] H1 Collaboration. "Inclusive and Multi-Jet Production at high Q2 and determination of $alpha_s$ using full HERA data". Preliminary results for the XVI International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, London. H1prelim-08-031.

M. Gouzevitch. "Jet cross sections and $alpha_s$ in DIS". Talk on behalf of the H1 Collaboration on the XVI International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, London. (Proceeding accepted for publication),
`http://indico.cern.ch/contributionDisplay.py?contribId=211&sessionId=13&confId=24657`.

[145] V. Barone, C. Pascaud and F. Zomer, "A new global analysis of deep inelastic scattering data", Eur. Phys. J. C **12**, 243 (2000).

[146] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], "Jet-radius dependence of inclusive-jet cross sections in deep inelastic scattering at HERA", Phys. Lett. B **649**, (2007) 12 arXiv:hep-ex/0701039.

[147] R.W.L. Jones et al., "Theoretical uncertainties on α_s from event-shape variables in e^+e^- annihilations" JHEP 0312 (2003) 007.

[148] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, "Uncertainties of predictions from parton distributions. I: Experimental errors. ((T))", Eur. Phys. J. C **28**, 455 (2003) [arXiv:hep-ph/0211080].

[149] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, "Physical gluons and high-E(T) jets", Phys. Lett. B **604**, 61 (2004) [arXiv:hep-ph/0410230].

[150] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], "An NLO QCD analysis of inclusive cross-section and jet-production data from the ZEUS experiment", Eur. Phys. J. C **42**, 1 (2005) [arXiv:hep-ph/0503274].

[151] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, "Update of Parton Distributions at NNLO", Phys. Lett. B **652**, 292 (2007) [arXiv:0706.0459 [hep-ph]].

[152] J. Pumplin, A. Belyaev, J. Huston, D. Stump and W. K. Tung, "Parton distributions and the strong coupling strength alpha(s)", JHEP **0602**, 032 (2006) [arXiv:hep-ph/0512167].

[153] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin, W. K. Tung, H. L. Lai, S. Kuhlmann and J. F. Owens, "Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics", JHEP **0310**, 046 (2003) [arXiv:hep-ph/0303013].

[154] T. Kluge [H1 Collaboration and ZEUS Collaboration], "alpha(s) determinations from jets and scaling violations at HERA", arXiv:hep-ex/0610040.

C. Glasman [H1 Collaboration and ZEUS Collaboration], "Precision measurements of alphas at HERA", J. Phys. Conf. Ser. **110**, 022013 (2008) [arXiv:0709.4426 [hep-ex]].

[155] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], "Measurement of event shape variables in deep-inelastic scattering at HERA", Eur. Phys. J. C **46**, 343 (2006) [arXiv:hep-ex/0512014].

[156] C. Glasman, "Precision measurements of alpha(s) at HERA", AIP Conf. Proc. **792**, 689 (2005) [arXiv:hep-ex/0506035].

[157] S. Kluth, "Tests of quantum chromo dynamics at e+ e- colliders", Rept. Prog. Phys. **69**, 1771 (2006) [arXiv:hep-ex/0603011].

[158] [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and], "Precision electroweak measurements on the Z resonance", Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [arXiv:hep-ex/0509008].

[159] G. Dissertori, A. Gehrmann-De Ridder, T. Gehrmann, E. W. N. Glover, G. Heinrich and H. Stenzel, "First determination of the strong coupling constant using NNLO predictions for hadronic event shapes in e^+e^- annihilations", JHEP **0802**, 040 (2008) [arXiv:0712.0327 [hep-ph]].

[160] M. Davier, A. Hocker and Z. Zhang, "The physics of hadronic tau decays", Rev. Mod. Phys. **78**, 1043 (2006) [arXiv:hep-ph/0507078].

[161] A. A. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], Measurement of the strong coupling constant from inclusive jet production at the Tevatron $\bar{p}p$ collider", Phys. Rev. Lett. **88**, 042001 (2002) [arXiv:hep-ex/0108034].

[162] Q. Mason *et al.* [HPQCD Collaboration and UKQCD Collaboration], Accurate determinations of alpha(s) from realistic lattice QCD", Phys. Rev. Lett. **95**, 052002 (2005) [arXiv:hep-lat/0503005].

Remerciements

Au commencement je voudrais rendre hommage aux membres du groupe H1 du Laboratoire LLR Arnd Specka, Vincent Boudry et François Moreau puisque c'est grâce à eux que j'au eu la chance de tomber dans la marmite de la potion magique Heintz (H1). Je le remercie en particulier mon directeur de thèse qui est en grande partie à l'origine de cette analyse qu'il a suivi avec attention du début jusqu'à la fin. Son soutien dans les moments difficiles et périlleux comme la demande du *preliminary stamps*, la rédaction de la thèse et la remise de documents administratifs.

Sur le terrain de la rédaction je suis extrêmement reconnaissant à Guillaume Leibenguth et à sa copine, ainsi qu'à Laurent Schoeffel et de Gregory Soyez pour leur implication bénévole dans la relecture du présent ouvrage. Les bases théoriques de cette analyse et mes connaissances en QCD ont beaucoup bénéficié de longues discussions avec Gavin Salam, Hannes Jung, Gregory Soyez, Matteo Cacciari, Mrinal Dasgupta, Lorenzo Manganea et Zoltan Nagy.

Les bases expérimentales de cette analyse ont été construites en collaboration étroite avec le groupe *Hadronic Final State and QCD* et plus particulièrement avec Guenther Grindhammer, les referees de la présente analyse Joerg Gayler et Steve Maxfield, les auteurs de l'analyse *bas* Q^2 Artem Baghdasaryan et Armen Bunyatyan (l'eternel optimiste) ainsi que de Juraj Bracinik (*LAr cell killer*), Daniel Traynor, Wenbiao Yan et Albert Knutsson. L'extraction du couplage fort n'aurait pas été possible sans l'apport constant de Thomas Kluge tant en terme d'idées et de conseils que sous la forme concrète des matrices FastNLO.

Je veux aussi remercier les membres du groupe *ELAN*, Andrei Nikiforov, Shiraz Habib, Zhiqing Zhang, Max Klein, Eram Rizvi et Vladimir Shekelyan pour leurs conseils. Plus particulièrement, je voudrais exprimer mon émerveillement devant les réserves inépuisables de lignes de code à tout faire que j'ai découvert dans la caverne informatique d'Emmanuel Sauvant et le remercier pour les longues discussions tant scientifiques que "stratégiques" qui ont joué un rôle primordial dans le succès de cette analyse. Merci aussi aux membres du groupe *Diffractif* Laurant Favart et Paul Laycock, pour de fructueuses discussions.

Un grand merci aux "têtes pensantes et dirigeantes de H1", qui ont suivi attentivement cette analyse et l'ont toujours poussée dans la bonne direction: Claude Valley, Cristinel Diaconu, Andre Schoening et Olaf Behnke. En particulier je suis fier et reconnaissant de la confiance qu'ils m'ont accordée, même dans les moments difficiles.

Mes meilleurs voeux et salutations à la jeune génération que qui m'ont accompagné dans l'aventure H1 et dans les déboires footballistiques des *LArgaunotes*: Roman Kogler, Aziz Dossanov, Thi Nguyet Trinh et Anna Kropivnitskaya. Une bonne chance à monsieur "Instanton" Stanislav Mikocki qui m'en as promis un sous le sapin de Noel encore en 2008. J'attends toujours... Je ne voudrais pas oublier mes compagnons de guerre au laboratoire LLR en particulier Ermias Tujuba, Tibault Frisson et Catherine Silvestre et ma marraine scientifique Stephanie Baffioni.

Ma reconnaissance particulière à Bridgitte Maroquesne du secrétariat du LLR son éternelle bonne humeur et sa résistance stoïque à mes retards fréquents dans le remplissage des missions. Mais aussi à Alla Grabowsky, du secrétariat de H1, pour m'avoir toujours gardé un vélo et accueilli les bras ouverts à DESY. Un grand merci au gens de l'Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique et en particulier à Denis Bernard, Olivier Drapier et Philippe Bruel qui ont fait le public averti à mes essais de soutenance.

Plus généralement je voudrais remercier toute l'équipe de H1 et du Laboratoire LLR avec qui j'ai passé trois superbes années et sans qui cette thèse n'aurait jamais pu voir le jour.