

N° d'ordre :

N° de série :

Année 2005

République Algérienne Démocratique et Populaire

Université MENTOURI de Constantine

Faculté des Sciences

Département de Physique

THESE

présentée pour l'obtention du

Diplôme de Doctorat d'Etat

Spécialité : Physique Théorique

présentée et soutenue publiquement le ? / ? / 2005

par

Zouina BELGHOBSI

**TITRE : La production de photons et de hadrons lourds
aux Collisionneurs hadroniques**

JURY : Prof. D. Mimouni , Président, (U.C)
Prof. N. Mebarki , Rapporteur, (U.C)
Dr. J.-Ph. Guillet , Rapporteur, (CNRS Annecy)
Prof. P. Aurenche , Examineur, (CNRS Annecy)
Prof. M. Ladrem , Examineur, (E.N.S Vieux Kouba)
Prof. J.P. PROVOST , invité, (U. Nice)

Dédicaces

A ma famille

Remerciements

Ce travail a été réalisé en grande partie au Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique Théorique (LAPTH).

J'adresse mes remerciements à Paul Sorba, ex-directeur du LAPTH, de m'y avoir accueilli.

Je tiens à remercier spécialement le directeur actuel du LAPTH, Patrick Aurenche pour m'avoir accepté encore une deuxième fois dans son laboratoire et pour la joie et le plaisir que j'ai éproués en travaillant sous sa direction sur un sujet aussi passionnant qu'il m'a proposé et pour ses encouragements qu'il répète sans cesse.

Je remercie sincèrement Jean Philippe Guillet directeur de recherche au CNRS d'avoir accepté de diriger mon travail réalisé au sein du LAPTH sur un sujet d'actualité de la physique des particules et qui m'a initié au mystère des programmes Monte-Carlo "PHOX" et "DIPHOX" écrits par lui-même.

Ce travail présenté dans cette thèse ne pourrait avoir lieu sans l'aide de P. Aurenche et J. -Ph. Guillet, qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance.

Je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse N. Mebarki, professeur à l'Université MENTOURI de Constantine.

Mes remerciements s'adressent également à D. Mimouni Professeur à l'Université de Constantine d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse. J'adresse mes vifs remerciements à M. Ladrem Professeur à l'Université d'el-Kouba qui m'a fait l'honneur de participer au jury.

Je voudrais aussi remercier et exprimer ma reconnaissance à tous les membres du LAPTH, secrétaires et physiciens, qui savent créer une atmosphère très agréable et amicale et pour leur sens d'humour qui soulage de toute fatigue et stress.

Je tiens à remercier Mr. Jean Pierre PROVOST professeur à l'université de Sophia-Antipolis de Nice pour son hospitalité légendaire durant mon séjour à Nice au sein du département de physique et d'avoir accepté avec joie d'être l'invité d'honneur à ma soutenance.

Enfin, je voudrais exprimer toute ma gratitude à ma famille qui m'a soutenu et encouragé.

Table des matières

Introduction Générale	10
1 Etude théorique	15
1.1 La Chromodynamique Quantique : aspects théoriques	15
1.1.1 Confinement et liberté asymptotique	15
1.1.2 Le modèle des partons : formulation générale	21
1.2 Violations de l'invariance d'échelle dans les fonctions de structure	24
1.3 Le modèle des partons amélioré et applications	29
1.3.1 La production des jets : les processus de jets	29
1.4 Résultats déjà obtenus	30
1.4.1 Production de photon direct au Tevatron	31
1.4.2 Production du prompt photon à <i>HERA</i>	32
1.4.3 Conclusion	35
Références du Chapitre 1	37
2 Production de photon/hadron plus jet	41
2.1 Introduction	41
2.2 Les mécanismes de production de photon direct	45
2.2.1 La section efficace inclusive	47
2.2.2 La production de particule isolée et la factorisation	49
2.3 Les sources du bruit de fond à la production de photon direct	50
2.4 Présentation de la méthode du travail	50
2.5 Description du Code Fortran	52
2.6 Formalisme de $\cos\theta^*$	53
2.6.1 Sensibilité au changement de l'échelle	60
2.6.2 Conclusion	62
2.7 Perspectives pour Tevatron Run <i>II</i> et pour LHC	63
2.7.1 Hadron-jet	64
2.7.2 Photon-jet	67
2.7.3 Perspectives pour LHC	69
2.7.4 Perspectives pour Tevatron	74
2.7.5 Conclusion	76

2.8	Conclusion globale	77
Références du Chapitre 2		77
3	Plasma de quarks et de gluons	81
3.1	Introduction	81
3.2	<i>QCD</i> à haute énergie	84
3.3	Diffusion profondément inélastique et l'ombre nucléaire	85
3.3.1	Shadowing dans le proton	85
3.3.2	Shadowing dans le noyau	86
3.4	Le modèle	88
3.4.1	La section efficace au plus bas ordre	88
3.4.2	Les effets de l'état initial	88
3.4.3	Les fonctions de fragmentation modifiées	90
3.4.4	Calcul de la distribution de perte d'énergie $D(\epsilon)$	95
3.4.5	Multiplicités du gluon	96
3.5	Résultats numériques	96
3.5.1	Paramétrisation analytique	97
3.6	Les corrélations de $\gamma - \gamma$, $\gamma - \pi^0$ et de $\pi^0 - \pi^0$	101
3.6.1	Observables	101
3.6.2	Les coupures cinématiques	103
3.7	Phénoménologie des corrélations $\gamma - \pi^0$	103
3.7.1	Les composantes dynamiques	103
3.7.2	Les distributions	105
3.8	Phénoménologie des corrélations $\gamma - \gamma$	112
3.8.1	Composantes dynamiques	112
3.8.2	Distributions	113
3.9	Les effets qualitatifs des corrections NLO	115
3.10	Bruit de fond	121
3.11	Conclusions	122
Références du Chapitre 3		123
4	L'effet de l'impulsion transversale intrinsèque pour la production du top quark dans les collisions hadroniques	127
4.1	Introduction	127
4.2	Formalisme	128
4.2.1	Variables cinématiques	129
4.2.2	Fonctions de distribution	132
4.3	Résultats et Conclusions	137
Annexe A		139
Annexe B		146

Annexe C	154
Références du Chapitre 4	155

Introduction Générale

Depuis la naissance de la théorie du *Big Bang*, l'origine de l'univers n'a cessé d'attirer la curiosité des chercheurs. Si les astrophysiciens recherchent la réponse dans l'observation des galaxies, les physiciens des particules tentent de recréer la matière primordiale en laboratoire. L'objectif de la physique des particules élémentaires est de trouver la structure fondamentale de la matière et les lois qui la gouvernent.

Cette thèse se compose de trois parties indépendantes.

La première et la deuxième parties ont été préparées au sein du Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique Théorique (*LAPTH*). Quant à la troisième partie était préparé au sein du Laboratoire de Physique Mathématique et Physique Subatomique (LPMPs).

La première est consacrée à la production de *photon + jet*, *hadron chargé + jet* dans les collisions hadroniques.

La production du prompt-photon¹ est une observable intéressante pour étudier la dynamique à courte distance des quarks et gluons; et donc il représente une sonde propre de la dynamique de la diffusion dure. La motivation principale de son étude est sa sensibilité à la densité du gluon à l'intérieur des hadrons collisionneurs.

Pour la production d'un photon direct avec une cinématique particulière, le bruit de fond de la désintégration des mésons π^0 , η , ... etc. présente cependant un sérieux obstacle à la recherche d'un tel signal. Mais, malgré ce bruit de fond, nous montrons qu'avec des coupures bien choisies et des conditions d'acceptance, il est possible d'isoler le photon et de mesurer certaines observables.

La grande énergie du centre-de-masse au Tevatron ($\sqrt{s} \sim 2 \text{ TeV}$), nous permet d'examiner QCD et de sonder la distribution du gluon à grand moment de transfert (Q^2) dans la gamme des valeurs de x_T non explorée auparavant tel que $x_T = \frac{2P_T}{\sqrt{s}}$ ($0.016 < x_T < 0.070$) où les gluons sont les partons dominants. De plus, la section efficace de photon direct est très sensible à la teneur du proton en gluons à cause de la contribution dominante des diffusions dures de *quark - gluon*, le processus Compton (qg (ou \bar{q}) $\rightarrow \gamma q$ (\bar{q})) au plus bas ordre (leading-order (LO)) dans les collisions

¹en QCD : prompt photon veut dire photon direct, c'est-à-dire que le photon ne provient pas de la désintégration des hadrons, comme le π^0 , η , etc., produits à grande impulsion transversale.

proton – proton et *proton – antiproton*. La dépendance des prédictions théoriques des fonctions de structure, des échelles de renormalisation et factorisation a été examinée. L'efficacité de cette méthode, ainsi que les perspectives de production d'autres particules (saveurs lourdes) ont été examinées pour les expériences auprès des collisionneurs hadroniques $p\bar{p}$ au *FERMILAB* (*CDF*, *D0*), et le seront plus tard pour les collisions pp au *LHC* (*CERN*).

Avant tout, nous établissons un cadre de travail théorique en rappelant les caractéristiques principales du calcul complet d'ordre supérieur (next-to-leading order) *NLO* en Chromodynamique Quantique perturbative (*pQCD*). Les incertitudes intrinsèques des expressions de *NLO* sont liées au choix de trois échelles arbitraires qui sont : l'échelle de renormalisation, l'échelle de factorisation associée aux singularités collinéaires (ou de masse) de l'état initial et l'échelle de fragmentation qui lui est liée à la fragmentation collinéaire d'un parton dans un photon.

Le cadre du travail de QCD pour décrire n'importe quel processus d'une diffusion dure inclusive,

$$h_1(p_1) + h_2(p_2) \rightarrow H(Q, \{\dots\}) + X$$

dans les collisions hadron-hadron est basée sur la théorie de perturbation et sur le théorème de factorisation des singularités de masse. La section efficace correspondante est calculée en utilisant la formule de factorisation.

La deuxième partie de cette thèse porte sur la production de particules à haute énergie (disponible au *LHC*) dans les collisions d'ions lourds (AA).

Dans les années 80, l'accélération d'ions lourds à très grande énergie a permis l'exploration de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité d'énergie et de pression. De nombreuses signatures expérimentales visant à mettre en évidence la formation en laboratoire de cette matière primordiale, encore appelée *plasma de quarks et de gluons* (QGP), ont été proposées et sont explorées. Les expériences de collisions d'ions lourds ultrarelativistes ont débuté avec l'utilisation des faisceaux ^{16}O et ^{28}Si de 14.5 GeV/c par nucléon auprès de l'*AGS*² à Brookhaven et ^{16}O et ^{32}S de 200 GeV/c et ^{208}Pb de 158 GeV/c par nucléon auprès de *SPS*³ au *CERN*. Ces expériences se poursuivent à Brookhaven avec collision *Au Au* à 200 GeV/c et seront effectuées à de plus hautes énergies encore avec les ions (^{208}Pb) au futur collisionneur *LHC* (*CERN*).

²Alternating Gradient Synchrotron du Brookhaven National Laboratory.

³Super Proton Synchrotron du Centre Européen de Recherche Nucléaire.

Notre étude s'est concentrée sur l'étude des effets du milieu dense (*QGP*) sur la particule produite, à savoir deux photons ou un photon et un pion neutre π^0 . Plus précisément, sur l'étude phénoménologique des corrélations *photon-photon*, *photon-hadron* dans le système des collisions *proton-proton*, et *noyau-noyau* au *LHC*; dans cette partie, nous nous limitons principalement à examiner l'effet de l'ombre nucléaire (connu dans la littérature sous le nom de l'effet *Shadowing*) et l'effet de la perte d'énergie des partons dans la matière chaude.

Ceci nous donnera une information précieuse à propos de la formation et les propriétés du plasma de quarks et de gluons et augmente notre connaissance de ces effets sur les processus obéissant à la théorie de l'interaction forte connue maintenant sous le nom de la Chromodynamique quantique (*QCD*) dans un environnement nucléaire dense et/ou chaud.

La troisième partie est consacrée à l'étude des effets liés à la production des saveurs lourdes dans les collisions hadroniques au *Tevatron*. Un modèle de déviation entre les sections efficaces du photon direct et les calculs *NLO* a été observé par un groupe expérimental à Fermilab (expérience *E706*). L'origine suspecte du désaccord est l'effet de l'état initial dû à la radiation "molle" du gluon, désigné ici sous le nom des effets de k_T . Nous présentons une approche phénoménologique sur l'effet de l'impulsion transversale "intrinsèque" k_T dans la production des quarks lourds dans la collision $p\bar{p}$ au *Tevatron*. Cette quantité entrant dans la définition de l'état initial hadronique (les particules initiales) a été suggérée dernièrement par certaines expériences (*CDF*, *D0*, *HERA*,...) dans la production de "prompt" photon isolé dans les collisions hadroniques et qui pourrait apporter un accord entre les prédictions de *QCD* et certaines données expérimentales et surtout celles du groupe *E706*. Ce dernier groupe, afin d'apporter un accord de ses données avec la théorie, préconise l'utilisation de ce paramètre supplémentaire (k_T), identifié comme une mesure des fluctuations transversales de l'impulsion des partons en interaction : des valeurs de k_T dans la gamme 1.2 – 1.3 GeV/c seraient nécessaires pour reproduire ses données. Dans l'exécution phénoménologique actuelle de cet effet la normalisation et la forme du spectre de p_T sont affectées. De ce fait, inclure ce genre d'effets de k_T avec des valeurs beaucoup plus grandes que les valeurs de quelques centaines de MeV traditionnellement supposées, peut aider certaines données (comme *E706*) à être conformes aux prédictions théoriques mais il détruit simultanément l'accord des autres données (comme par exemple *WA70*, *ISR*) avec la théorie.

Dans notre approche, nous employons un *anzatz* pour incorporer le calcul du plus bas ordre (leading-order (*LO*)) de *QCD* qui inclut une convolution avec une gaussienne en k_T pour créer le rapport $\frac{d\sigma(k_T \neq \vec{0})}{dp_T} / \frac{d\sigma(k_T = \vec{0})}{dp_T}$, et par la suite tenter d'appliquer ce résultat aux calculs *NLO*. Nous montrons que ce procédé implique un risque de double-comptage puisque le k_T peut déjà être contenu dans les calculs *NLO*. Cependant, les expérimentateurs s'attendent à ce que de tels effets de double-comptage soient petits, de telle sorte qu'on utilise des valeurs conformes avec les données de la grande masse de la paire (de dimuons, dileptons et dijets) pour décrire avec succès les deux : forme et normalisation

des sections efficaces du photon direct et de π^0 .

Certains commentaires peuvent être ajoutés concernant les effets de k_T . Pour le moment, il n'y a aucune méthode théorique bien définie pour paramétriser de tels effets et comme résultat, différents groupes obtiennent des décalages plutôt différents des sections efficaces différentielles particulièrement aux basses valeurs de p_T comme il va être brièvement résumé dans la fin du Chapitre 1 lors de la présentation des résultats de différentes expériences.

Nous terminons par des annexes.

Chapitre 1

Etude théorique

Dans ce premier Chapitre, nous allons tout d'abord, faire une petite introduction historique sur la théorie candidate des interactions fortes et les violations de l'invariance d'échelle dans les fonctions de structure. Nous nous pencherons plus en détail sur le modèle des partons amélioré appliqué à la physique des collisions $p\bar{p}$, et le code Monte-Carlo PHOX incorporant ce modèle et qui sera utilisé dans le Chapitre 2, pour décrire nos calculs numériques.

1.1 La Chromodynamique Quantique : aspects théoriques

1.1.1 Confinement et liberté asymptotique

Développée au début des années 70 par Gell-Mann, la Chromodynamique Quantique (Quantum Chromodynamics ou QCD) [1.1], basée sur le groupe de couleur $SU(3)_C$, est une théorie de jauge qui décrit les interactions fortes entre les quarks (mais non les leptons) et les gluons. Les leptons qui ne sont pas sensibles à cette interaction se transforment comme des singlets de couleur. Par contre les quarks et les gluons portent une charge de couleur : les quarks sont des triplets et existent en 3 couleurs différentes (bleu, rouge ou vert plus les anticouleurs pour les antiquarks). Les 3 quarks de même saveur portant chacun une couleur différente sont rassemblés dans un triplet (représentation fondamentale) de $SU(3)$:

$$\begin{pmatrix} q_{Bleu} \\ q_{Rouge} \\ q_{Vert} \end{pmatrix}$$

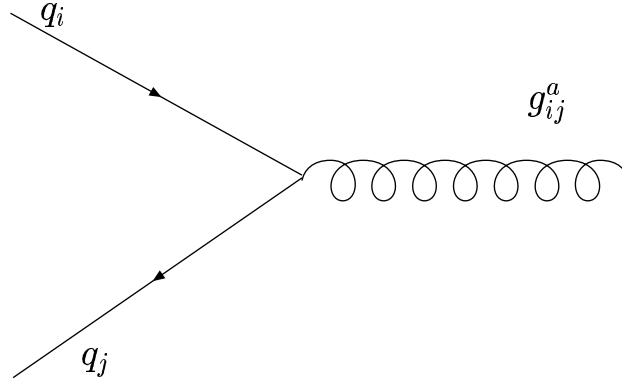
où q désigne une saveur de quark (u, d, c, s, b, t).

Les quarks interagissent par l'intermédiaire de bosons de jauge de spin 1 et de masse nulle : les gluons eux, n'ont pas de saveur, mais ils véhiculent eux-mêmes la charge de couleur et peuvent par conséquent interagir entre eux, contrairement à ce qui se passe

en QED (Quantum Electrodynamics) où le boson de jauge (qui est le photon) ne porte pas de charge électrique. De plus, la parité est conservée dans QCD, et cette théorie est renormalisable ainsi que l'a démontrée 't Hooft [1.2].

Chaque gluon étant associé à un générateur infinitésimal du groupe de symétrie $SU(3)$ dans la représentation adjointe : il y a $3^2 - 1 = 8$ générateurs. Le couplage fondamental de QCD est le suivant :

il transforme un quark d'une certaine couleur q_i en un quark d'une autre couleur q_j ($i, j = 1, 2, 3$ par émission d'un gluon correspondant à ce changement g^a ($a = 1, \dots, 8$)).



Toutefois, ce couplage n'existe qu'entre quarks de même saveur, ou, ce qui revient au même, entre membres d'un même triplet de $SU(3)_c$: on dit que la saveur est conservée par l'interaction forte, donc la production d'une nouvelle saveur par l'intermédiaire de cette dernière ne peut se faire que par production associée d'une paire *quark* – *antiquark*. Il semble que les états physiques observés soient des singlets de couleur, un quark (ou un gluon) libre ne peut être vu. Ces particules sont confinées à l'intérieur des hadrons qui sont partagés en 2 classes : les baryons, constitués de 3 quarks qqq (ou 3 antiquarks $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) et les mésons constitués d'un quark et d'un antiquark. Par exemple, le proton est constitué de 3 quarks u, u, d , dits quarks de valence, qui interagissent en émettant des gluons ; ces derniers peuvent donner naissance à des paires *gluon* – *gluon* ou *quark* – *antiquark*, les quarks et antiquarks issus de ces processus étant désignés sous le nom de quarks de la mer. Une représentation schématique du proton est donnée en Figure 1.1, tel que vu par un photon virtuel γ^* . Les quarks de valence sont dénotés par l'indice v , et les quarks de la mer par l'indice s .

Si la masse invariante Q^2 du photon virtuel γ^* qui voit un des quarks à l'intérieur du proton est grande, le temps caractéristique de l'interaction *photon* – *quark* est petit devant le temps d'interaction forte, et le photon "voit" des quarks libres. Cette approximation est évidemment d'autant meilleure que Q^2 est grand.

QCD est une théorie locale qui contient des champs de "matière", les quarks, ψ_f^i et des champs de jauge, les gluons, G_μ^a . Elle décrit la matière hadronique comme étant constituée par un assemblage de quarks et d'antiquarks, de masse m_f ; elle est caractérisée

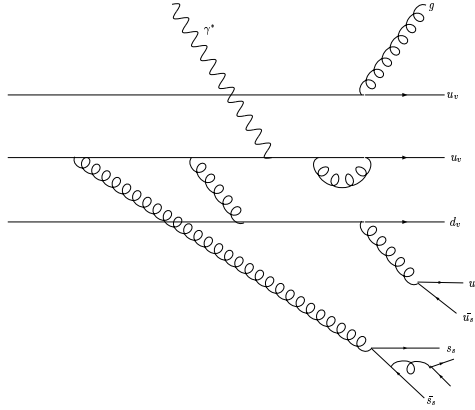


Figure 1.1 : Représentation schématique d'un proton vu par un photon virtuel γ^* .

sée par la notion de *confinement* : c'est une donnée expérimentale représentant l'une des deux propriétés importantes de QCD, l'autre étant la "liberté asymptotique". Lorsque les quarks sont éloignés les uns des autres, la charge de couleur qu'ils "voient" augmente et leur interaction devient plus forte : ils restent ainsi confinés. Pour le confinement, on observe toujours des états liés de quarks et de gluons qui sont "blancs", autrement dit neutres du point de vue couleur : on peut la comprendre de manière intuitive puisqu'à grande distance, et donc à faible énergie, la constante de couplage de la théorie $\alpha_s = g_s/4\pi$ devient supérieure ou égale à 1 pour des masses de l'ordre du GeV ; mais quant à donner de ce phénomène une description rigoureuse dans le cadre de QCD, c'est un problème que les théoriciens n'ont pas encore réussi à résoudre.

Néanmoins, la confiance reste grande en QCD comme théorie de base des interactions fortes. Par contre quand les quarks sont proches les uns des autres alors ils interagissent peu et à la limite ils sont "libres". Cette liberté asymptotique se traduit par le fait que la constante de couplage de la théorie forte dans ce cas décroît lorsque l'énergie de l'interaction augmente. Dans ce domaine, des tests de grande précision ont été menés en utilisant la théorie des perturbations. Mais à basses énergies, où α_s devient grande (de l'ordre de 1 ou plus), on entre alors dans le domaine non perturbatif, on ne sait plus rien calculer analytiquement avec *QCD* car la méthode perturbative n'a plus lieu d'être. Il faut de ce fait utiliser d'autres techniques de calculs (théories sur réseaux, théories chirales) ou faire appel à des modèles phénoménologiques pour faire une prédiction. Récemment, la chromodynamique quantique sur réseau (voir par exemple [1.5]) est la seule technique permettant, à partir de principes premiers, les calculs en régime non perturbatif. La discrétisation de l'espace-temps par un réseau hypercubique $N_\tau \times N_\sigma^3$ fournit une régularisation naturelle des divergences et permet la connection avec la physique statistique. Autrement dit, l'évaluation sur réseau de la fonction de partition¹ $\mathcal{Z}(T, V)$ permet le calcul par exemple de la moyenne thermique des observables (voir par exemple

¹avec $T = \frac{1}{N_\tau a}$, et $V = (N_\sigma a)^3$. Les équations du groupe de renormalisation impliquent l'existence d'une relation entre la maille a du réseau et le paramètre de couplage g_s de *QCD*

[1.6]) :

$$\langle \mathcal{O}(G, \bar{\psi}, \psi) \rangle = \frac{1}{Z} \int [dG] [d\bar{\psi}] [d\psi] e^{-\int \mathcal{L} d^4x} \mathcal{O}(G, \bar{\psi}, \psi) \quad (1.1)$$

et d'autres grandeurs thermodynamiques usuelles (densité d'énergie, de pression, énergie libre, etc.)². On peut, en particulier, évaluer sur réseau des quantités qui caractérisent le confinement (boucles de Polyakov, boucles de Wilson, etc.) (voir **Figure 1.2- a** ci-dessous). Ces calculs mettent en évidence l'existence d'une transition de phase de déconfinement, et on parlera plus en détails des effets qui en découlent dans le Chapitre 3, que l'on consacre aux collisions d'ions lourds. Il existe deux types de calcul sur réseaux, à savoir :

• 1) $T = 0$

• 2) $T \neq 0$

(T ici c'est la température)

La dynamique des interactions fortes est gouvernée alors par la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_{QCD}[\psi_f, \partial_\mu \psi] = -\frac{1}{2} Tr F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i \sum_f^{n_f} \bar{\psi}_f^i \gamma^\mu (\mathcal{D}_\mu)_{ij} \psi_f^j + \sum_f^{n_f} m_f \bar{\psi}_f^i \psi_f^i \quad (1.2)$$

$$\text{avec } (\mathcal{D}_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu + i \sqrt{\frac{\alpha_s}{4\pi}} (G_\mu)_{ij} \quad \text{où } G_\mu = \sum_a \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a$$

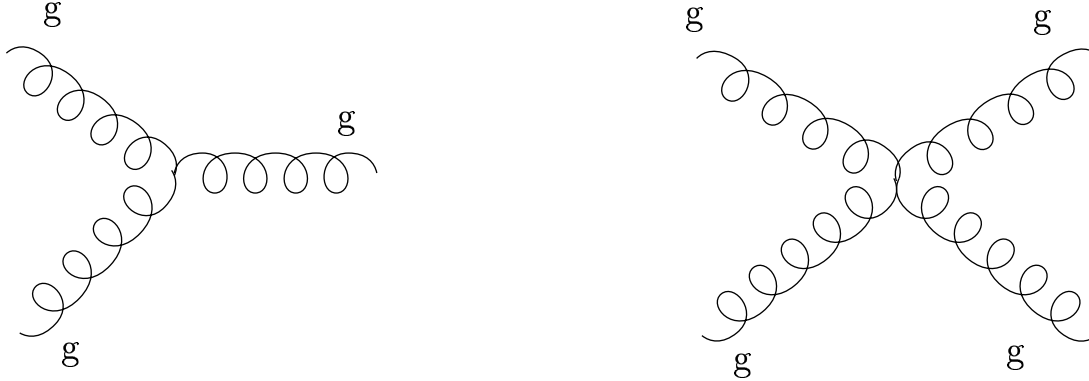
$$\text{et } F_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + i \sqrt{\frac{\alpha_s}{4\pi}} [G_\mu, G_\nu]$$

où ici, $f = u, d, s, c, b, t$ est l'indice de saveur, α_s la constante de couplage fort ($\alpha_s = g_s^2/4\pi$), $a = 1, 2, \dots, 8$ l'indice de couleur des champs gluoniques et n_f le nombre de saveurs. Le terme $[G_\mu, G_\nu]$ non nul du tenseur de force $F_{\mu\nu}^a$ exprime le caractère non commutatif du groupe de symétrie exacte $SU(3)_c$. Les matrices λ^a sont les matrices 3×3 de Gell-Mann et elles sont liées aux générateurs du groupe de Lie $SU(3)$, T^a par cette relation : $T^a = \lambda^a/2$. Les différentes relations utiles pour le calcul des facteurs de couleur des diagrammes en QCD seront données en appendice.

En plus du couplage fondamental entre quarks et gluons analogue au couplage habituel de QED, il existe aussi des couplages à 3 et à 4 gluons. La non-commutativité du groupe de symétrie exacte $SU(3)_c$ impliquant l'existence de ce couplage (à 3 et à 4 gluons, voir le schéma ci-dessous) est à l'origine d'une propriété fondamentale et importante de la QCD, *la liberté asymptotique* [1.3]. Autrement dit, la décroissance de la constante de couplage fort α_s (la constante de couplage renormalisée des divergences *ultraviolettes*).

L'évaluation des diagrammes de Feynman, d'ordre supérieur en théorie des perturbations présente de nombreuses difficultés à cause des divergences qui apparaissent lors du calcul des intégrales sur les moments. Par exemple, dans les diagrammes en boucles,

²Ces grandeurs sont exprimées pour un potentiel chimique μ non nul



diagrammes de Feynman montrant le couplage de 3 et 4 gluons

ces divergences peuvent être de deux types [1.4] :

- ultraviolettes (U.V.) qui reflètent le comportement à courte distance ou aux grandes

impulsions de la théorie; leur origine est liée au fait que l'on suppose la théorie valable quelque soit l'échelle d'énergie considérée, en particulier quand $|q| \rightarrow \infty$. Par les relations d'incertitude de Heisenberg cela correspond à des distances infiniment petites. Ceci est à contraster avec la situation habituelle en physique où les lois ont un domaine de validité limité. Par exemple, la physique atomique est caractérisée par une longueur $l \simeq 1 \text{ Angstrom} = 10^{-10}m$ alors que la physique nucléaire est caractérisée par $l \simeq 1fm = 10^{-15}m$. Cela correspond respectivement à des énergies de l'ordre de 1 eV et 100 MeV tandis que le domaine de la physique des particules est de 1 GeV et au delà. Ainsi la procédure de renormalisation ramène le cas de la théorie des champs à une situation habituelle en physique puisque toutes les complications liées aux divergences ultraviolettes peuvent être éliminées par une re-définition de quelques paramètres tels que masse, couplage, normalisation de la fonction d'onde.

- infra-rouges (I.R.) et colinéaires qui reflètent le comportement à grande distance ou petite énergie.

Les divergences ultraviolettes peuvent être régularisées par une procédure de renormalisation, où, ordre après ordre, on identifie ces quantités infinies puis, pour les absorber, on redéfinit les quantités observables (constante de couplage, masses, etc.), qui deviennent fonction d'un paramètre d'échelle. En particulier, les contributions gluoniques (**Figure 1.2-a**) confèrent à la constante de couplage α_s de *QCD* (où $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ est la "constante de structure fine" de la chromodynamique quantique) une dépendance vis-à-vis de l'échelle de moment de transfert Q tout à fait remarquable (voir **Figure 1.2-b**)

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})} \left[1 - \frac{6(153 - 19n_f)}{(33 - 2n_f)^2} \frac{\ln\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}{\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}} + \dots \right] \quad (1.3)$$

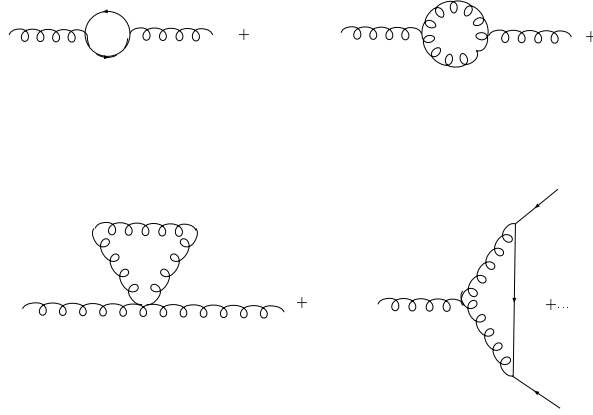


Figure 1.2- a : "Graphes contribuant au-delà de l'ordre α_s (corrections du propagateur, du vertex, etc.)"

Figure 1.2- b : "Evolution de la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de Q ."

$$\text{quand } \frac{Q^2}{\Lambda^2} \rightarrow \infty$$

Cette constante de couplage effective caractérise l'interaction entre deux particules colorées. Dans le cas de QCD, et contrairement à l'électrodynamique quantique (QED), et comme on l'a déjà mentionné la constante de couplage α_s décroît et devient même inférieure à 1 à partir d'une certaine échelle d'énergie μ , lorsque Q croît. En d'autres termes, α_s croît avec la distance $r \sim 1/Q$ qui sépare les quarks, suggérant ainsi le phénomène (vu ci-dessus) de confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons, c'est ce qu'on appelle l'*(esclavage infrarouge)*. A l'inverse à très courte distance c'est-à-dire, pour des échelles d'énergie suffisamment grandes devant μ , une description perturbative de l'interaction forte en terme de quarks et de gluons quasi-libres (*liberté asymptotique*) devient alors possible. L'évolution de cette constante de couplage sur une large gamme des échelles est en accord avec les données.

Λ dans la formule (1.1) est bien la constante fondamentale qui détermine l'ordre de grandeur des interactions fortes mais sa valeur numérique, exprimée en MeV ou en GeV (comprise généralement entre 0.1 et 0.5 GeV), dépend du schéma de renormalisation (de régularisation) dans lequel on travaille. On peut le voir si on compare la valeur de Λ dans les schémas de renormalisation de QCD qui sont le MS et \overline{MS} .

Il faut cependant noter que la distinction entre schéma MS et schéma \overline{MS} ne peut se faire que si on travaille dans l'approximation "au-delà des logarithmes dominants" : en effet à l'approximation des logarithmes dominants, on ne distingue pas $\ln(\mu^2/\Lambda_{\overline{MS}}^2)$ de $\ln(\mu^2/\Lambda_{MS}^2)$ et les deux schémas sont équivalents.

On trouve expérimentalement (juste pour avoir une idée) :

$$\Lambda_{\overline{MS}} = 193 \quad \text{MeV} \pm 50 \quad \text{MeV}$$

ou, de façon équivalente (M_Z la masse du boson Z),

$$\alpha_s(M_Z) = .117 \pm .011$$

dans le schéma \overline{MS} , avec 5 saveurs de quarks "légers". Ainsi, il faut tenir compte du nombre de saveurs n_f à l'échelle du transfert Q^2 . Le choix de Λ est fixé par le choix d'un ensemble de fonctions de structure, le calcul de celles-ci se fait à Λ déterminé.

Le choix de Q^2 , par contre, est beaucoup plus ambigu. Si on savait calculer les corrections radiatives à tous les ordres, ce choix n'aurait pas d'importance : la somme de la série formelle du développement en puissance de α_s ne dépend pas de Q^2 que l'on choisit pour effectuer la renormalisation. Mais comme on tronque la série des perturbations, le résultat qu'on obtient dépend de Q^2 , et il faut choisir un Q^2 en fonction du processus à étudier de manière à minimiser l'erreur que l'on fait en ne considérant que les premiers termes de la série des perturbations. Généralement, on tient compte de l'incertitude liée à cette ambiguïté en choisissant différentes valeurs de Q^2 et en regardant comment varient les quantités que l'on veut étudier, par exemple les sections efficaces. Bien entendu, pour ce type d'études, il faut tenir compte également de la variation des fonctions de structure avec le Q^2 , qui elles ont une évolution perturbative en fonctions de ce paramètre (Q^2) comme on le verra plus tard.

1.1.2 Le modèle des partons : formulation générale

Le modèle des partons est un postulat valable quand toutes les variables dimensionnées s, t, u dites variables de Mandelstam (qui seront définis ultérieurement) sont grandes comparées à l'échelle de masse des hadrons ($\sim 1 \text{ GeV}^2$).

Ce sont les expériences de diffusion inélastique d'électrons sur des protons [1.7] qui ont suggéré l'existence de constituants ponctuels des hadrons, constituants nommés partons par Feynman. Les partons ont par la suite été identifiés aux quarks et aux gluons.

Sous certaines conditions, on peut considérer ce même hadron (qui est constitué de partons) et travailler dans le repère de son impulsion infinie. On a donc :

$$H = \{p_i\} \quad i = 1, \infty$$

$$P = \sum_i p_i \quad \text{où les } P, p_i \text{ sont les impulsions du hadron en question et des partons respectivement. Si on néglige toutes les masses (du hadron et des partons), on peut alors écrire}$$

$$p_i = x_i P \quad \sum_i x_i = 1$$

Vu que les partons sont sans structure si de plus, on ignore les interactions à l'intérieur du hadron, dans ce cas, l'interaction entre hadrons se réduit à une interaction entre partons selon le diagramme suivant (avec $H_1 \equiv p$ et $H_2 \equiv \bar{p}$) : où $\hat{\sigma}_{ab}$ est la section efficace

de l'interaction "dure" entre partons et $a, b = q, \bar{q}, g$. La section efficace hadronique est une superposition incohérente des sections efficaces partoniques c'est-à-dire que l'on ajoute les probabilités et non les amplitudes. On écrit alors si on considère la réaction

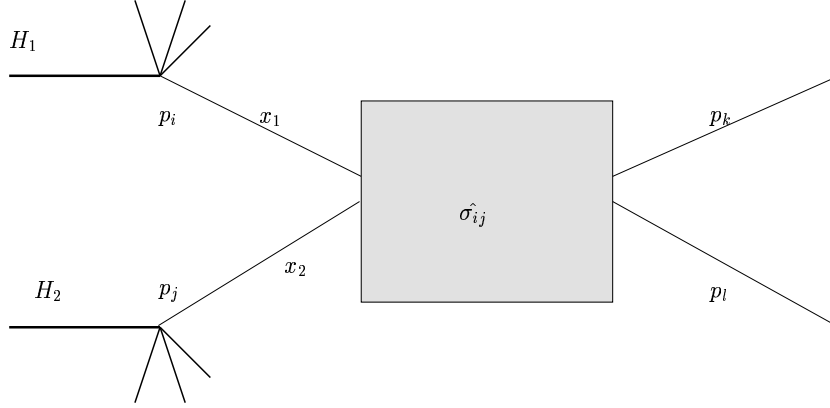


Figure 1.3 : schéma d'une réaction $p\bar{p}$ dans le modèle des partons.

hadronique précédente entre H_1 et H_2 :

$$\sigma^{H_1 H_2} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b F_a^{H_1}(x_a) F_b^{H_2}(x_b) \hat{\sigma}_{ab}(x_a, x_b, S) \quad (1.4)$$

Le modèle des partons [1.8] appliqué aux collisions $p\bar{p}$ permet de traiter ces collisions non pas comme des diffusions inélastiques compliquées entre des objets composites, mais comme une collision élastique entre deux partons, que l'on peut étudier grâce à QCD perturbative, suivie de phénomènes non perturbatifs, reproduits correctement par des modèles phénoménologiques inspirés de QCD. Plus précisément on scinde l'étude en 4 étapes qui seront détaillées par la suite :

•1ère étape : On décrit le proton et l'antiproton en terme de quarks et de gluons quasi-

libres, au moyen de fonctions de structure $F_a^H(x)$ qui est la densité de probabilité de trouver le parton de type a (quark, antiquark ou gluon) dans le hadron $H \equiv p$ ou \bar{p} avec une fraction longitudinale x ($x_i = \frac{p_i}{p_H}$) de l'impulsion du hadron père (on néglige les effets de l'impulsion transverse). La fonction $F_i^{H_1}(x)$ est invariante d'échelle, c'est-à-dire indépendante des variables (dimensionnées) de Mandelstam s, t, u . Elle contient les effets à "longue distance" (confinement) et la dépendance en x n'est pas prédite par la théorie perturbative.

•2ème étape : On représente la collision $H_1 H_2$ ($p\bar{p}$ ou pp) en terme de partons consti-

tuants ($a \equiv i$ et $b \equiv j$) interagissant pour donner les partons $c \equiv l$ et $d \equiv k$. On a alors le schéma indiqué en Figure 1.3 (ci-dessus), où $\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd) \equiv \hat{\sigma}_{ij}$ (voir l'équation précédente) est la section efficace du processus dur $ab \rightarrow cd$, calculable en QCD à haute énergie, à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations. Le résultat fondamental de l'application de QCD au modèle des partons est que l'interprétation probabiliste du modèle est préservée par les corrections QCD. Le résultat final est [1.4] :

$$\sigma^{H_1 H_2} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b F_a^{H_1}(x_a, \mu) F_b^{H_2}(x_b, \mu)$$

$$\left[\hat{\sigma}_{ab}^{(0)} + \alpha_s(\mu) \hat{\sigma}_{ab}^{(1)} + \alpha_s^2(\mu) \hat{\sigma}_{ab}^{(2)} \dots \right]$$

L'ordre (0) dans l'équation précédente correspond au "leading order" (LO), l'ordre (1) au "next-to-leading order" (NLO) et l'ordre (2) au "next-to-next-to-leading order" (NNLO), et ainsi de suite.

Si on dénote P_1 et P_2 l'impulsion des hadrons incidents, p_1 et p_2 celle des partons correspondants et k celle du parton produit à l'état final, on a comme cinématique pour la réaction ci-dessus

$$\begin{cases} p_1 = \frac{\sqrt{S}}{2}(x_1, 0, 0, x_1) \\ p_2 = \frac{\sqrt{S}}{2}(x_2, 0, 0, -x_2) \\ k = (k_T \cosh y, \vec{k}_T, k_T \sinh y) \end{cases}$$

avec $y = \frac{1}{2} \ln \frac{k_0 - k_z}{k_0 + k_z}$. Les variables de Mandelstam au niveau partonique sont :

$$\begin{cases} \hat{s} = x_1 x_2 \sqrt{S} \geq 4k_T^2 \\ \hat{t} = (p_1 - k)^2 = -2p_1 k = -\sqrt{S} k_T x_1 e^{-y} \\ \hat{u} = (p_2 - k)^2 = -2p_2 k = -\sqrt{S} k_T x_2 e^y \end{cases}$$

tandis que les variables de Mandelstam hadroniques sont

$$\begin{cases} s = 2P_1 P_2 \\ t = -2P_1 k = -\sqrt{S} k_T e^{-y} \\ u = -2P_2 k = -\sqrt{S} k_T e^y \end{cases}$$

•3ème étape : A cause du confinement, les quarks et les gluons ne sont pas directement observables. Tous les quarks et gluons de l'état final, qu'ils soient issus directement du processus dur, ou des *corrections radiatives*, ou éventuellement de la désintégration faible d'un quark lourd, doivent donc être habillés pour former des jets de hadrons. Ce processus est appelé fragmentation n'est pas calculable en $pQCD$, mais il peut avoir une évolution en $pQCD$ et être simulé par différents modèles phénoménologiques. Les particules de l'état final peuvent par ailleurs se désintégrer par interaction forte, faible ou électromagnétique.

•4ème étape : l'énergie qui n'a pas été utilisée par la collision dure est répartie entre les partons dits spectateurs (ceux qui ne participent pas à cette collision dure) qui interagissent de manière non perturbative pour donner naissance aux jets spectateurs. Là encore ce processus n'est pas calculable par QCD ; de plus en toute rigueur cette dernière étape n'est pas indépendante de la précédente à cause de la conservation de la

couleur.

Les deux premières étapes peuvent être étudiées au niveau théorique, et fournir des prédictions telles que sections efficaces et distributions cinématiques des partons produits. Au niveau expérimental par contre, on a besoin également des deux dernières étapes pour prendre en compte les événements complets. Le recours à une génération d'événements par la méthode dite *Monte – Carlo*, suivie d'une simulation de l'appareillage devient indispensable.

Rappelons une fois encore que μ figurant comme argument dans l'équation précédente est l'échelle de masse caractéristique du processus dur étudié : $\mu^2 \sim s, t, u$. Plus précisément,

- les densités partoniques acquièrent une dépendance logarithmique en μ : c'est ce qu'on appelle "violation de l'invariance d'échelle" qui est prédite et calculable en QCD ;
- la section efficace partonique admet un développement en puissance de α_s à coefficients finis et calculables ;
- la propriété de factorisation entre physique à courte distance et physique à longue distance n'est pas détruite par les corrections de QCD.

1.2 Violations de l'invariance d'échelle dans les fonctions de structure

Si on considère la diffusion quark-quark, l'amplitude de diffusion au carré, c'est à dire à un facteur de proportionalité près la section efficace différentielle, s'écrit théoriquement :

$$| \mathcal{M}(q_1 q_2 \rightarrow q_1 q_2) |^2 \equiv \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{1 + \frac{(11N_c - 2N_f)}{12\pi} \alpha_s(\mu) \ln \left(\frac{-q^2}{\mu^2} \right)} \right) | \bar{u}_2 \gamma_\mu u_2 \frac{1}{q^2} \bar{u}_1 \gamma^\mu u_1 |^2 \quad (1.5)$$

Un choix pratique, lorsqu'on travaille à "l'approximation des logarithmes dominants" (*L LA*), consiste à prendre $\mu^2 = -q^2$ dans l'équation ci-dessus de telle sorte que la section efficace calculée en incluant les corrections à une boucle a exactement la même expression que celle calculée en ne considérant que les diagrammes d'ordre le plus bas : la seule différence entre les deux expressions est que, dans le premier cas, le couplage dépend de l'échelle caractéristique du processus dur étudié qui est ici l'impulsion de transfert de la réaction.

Dans l'étude des diagrammes en boucles : polarisation du vide, self-énergie du fermion et correction au vertex, on avait extrait de ces diagrammes la partie divergente dans l'ultraviolet ($\sim 1/\epsilon + \ln 4\pi - \gamma$) et on avait vu que, par la renormalisation, on pouvait absorber ces singularités et définir un couplage mobile. Par exemple, lorsqu'on considère les diagrammes de la diffusion $qq \rightarrow qq$ à grande impulsion de transfert [$Q = -\sqrt{-q^2}$].

En général la structure d'un calcul perturbatif aux deux premiers ordres, avant renormalisation, est la suivante, dans le cas où on introduit Λ_{UV} régulateur ultra-violet, λ régulateur I.R., $m = m_{quark}$ régulateur colinéaire (F symbolise les fonctions de structure et \otimes la convolution avec les sections partoniques) [1.4],

$$\sigma_B = \alpha^p F \otimes \hat{\sigma} \quad (1.6)$$

$$\sigma_V = \alpha^{p+1} F \otimes \left(a \ln \frac{\Lambda_{UV}}{\mu} + b_1 \ln \frac{\mu}{\lambda} \ln \frac{\mu}{m} + b_2 \ln \frac{\mu}{\lambda} + b_3 \ln \frac{\mu}{m} + c \right) \quad (1.7)$$

$$\sigma_R = \alpha^{p+1} F \otimes \left(\quad + b'_1 \ln \frac{\mu}{\lambda} \ln \frac{\mu}{m} + b'_2 \ln \frac{\mu}{\lambda} + b'_3 \ln \frac{\mu}{m} + c' \right) \quad (1.8)$$

où la première ligne est la section efficace dans l'approximation de Born, c'est à dire à l'ordre le plus bas en α (ici d'ordre p) (LO), tandis que les deux lignes suivantes symbolisent respectivement la contribution des diagrammes virtuels et réels d'ordre supérieur. On peut noter qu'il n'y a pas de terme tel que $\ln \Lambda_{UV} \ln \lambda$ ou $\ln \Lambda_{UV} \ln m$ car les divergences viennent des régions disjointes de l'espace de phase. Par exemple,

$$\int_{\lambda}^{\Lambda_{UV}} \frac{dk}{k} = \ln \frac{\Lambda_{UV}}{\mu} + \ln \frac{\mu}{\lambda} \quad (1.9)$$

On peut prouver que

$$b_1 + b'_1 = b_2 + b'_2 = 0$$

C'est le théorème de Lee-Kinoshita-Nauenberg : les divergences infra-rouges se compensent entre diagrammes réels et virtuels et il assure que seulement des divergences colinéaires dont l'origine est l'embranchement de partons dans l'état initial peuvent rester. Donc, de façon similaire à la renormalisation, on peut éliminer de l'expression précédente les divergences colinéaires par une redéfinition des fonctions de structure qui acquièrent alors une dépendance en une variable de masse, ici μ , c'est-à-dire que :

$$\begin{aligned} F(x, \mu) &= \int \frac{dz}{z} F(z) \left[\delta \left(1 - \frac{x}{z} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \left(\frac{1 + (x/z)^2}{1 - x/z} \right)_R \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right] \\ &= F(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \int_x^1 \frac{dz}{z} F(z) \left(\frac{1 + (x/z)^2}{1 - x/z} \right)_R \ln \frac{\mu^2}{m^2} \end{aligned} \quad (1.10)$$

En conclusion, on voit que le terme en $\ln \frac{\mu^2}{m^2}$, qui apparaît dans le calcul des corrections en α_s , représente un reste de divergence en masse (m est la masse du fermion par

exemple qui tend vers zéro en QCD) et peut naturellement être absorbé dans une redéfinition de la fonction de structure qui acquiert une dépendance en l'échelle du processus dure autrement dit elle dépend maintenant de μ ; la section dure restant inchangée. Ce phénomène est "naturel" en ce sens que le terme logarithmique reflète la sensibilité de la section efficace à la physique à longue distance (m^2 est "petit") et il est normal qu'un tel terme soit associé à la patte externe plutôt qu'au processus de diffusion dure [c'est-à-dire à courte distance]. Il faut cependant noter que si on fait un calcul au-delà de l'approximation LLA, on doit garder les termes "finis" (ne contenant pas $\ln \frac{\mu^2}{m^2}$) et la section partonique dure sera alors modifiée par des corrections d'ordre α_s .

$$F \longrightarrow F_{\overline{MS}}(\mu)$$

de telle sorte que

$$\sigma = \alpha_{\overline{MS}}^p(\mu) F_{\overline{MS}}(\mu) \otimes (\hat{\sigma} + \alpha_{\overline{MS}}(\mu)(c + c')) \quad (1.11)$$

On dit que les fonctions de structure ainsi définies violent l'invariance d'échelle.

La violation de l'invariance d'échelle a tendance à faire décroître $F_2(x, \mu^2)$ à $x > 0.11$ quand μ^2 augmente, tandis qu'aux petites valeurs de x la fonction de structure $F_2(x, \mu^2)$ croît rapidement avec μ^2 pour des valeurs suffisamment grandes. L'apparente invariance d'échelle pour $x \sim 0.11$ n'est en fait que la limite entre les deux régimes. La détermination de $F_2(x, \mu^2)$ aux petites valeurs de x fait actuellement l'objet de nombreuses études théoriques.

A partir de ces données, et en utilisant d'autres réactions, il est possible d'extraire la distribution des quarks u , d , ... et du gluon dans le proton. Dans l'approximation au delà des logarithmes dominants, pour deux valeurs de μ^2 , par exemple, à $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$, il a été observé qu'il y a une dominance des quarks u et d sur le gluon aux grandes valeurs de x , alors que le gluon devient important pour $x < 0.2$. Par contre, à $\mu^2 = 10000 \text{ GeV}^2$, toutes les distributions tendent à devenir "piquées" aux petites valeurs de x .

Dans l'approximation au delà des logarithmes dominants, il n'y a pas de modifications au modèle des partons, sauf que les fonctions de structure acquièrent une dépendance en l'échelle de masse caractéristique du processus considéré. Cette dépendance des fonctions de structure en fonction de l'échelle de masse est prédite par la théorie et elle est universelle c'est-à-dire qu'elle sera la même quelque soit le processus dur considéré où apparaissent ces fonctions de structure.

Cela dit si les partons étaient effectivement libres, les fonctions de structure devraient être indépendantes de l'échelle μ^2 . Ce n'est pas le cas, car quand μ^2 augmente un quark portant une fraction importante de l'impulsion x ($x > 0.2$) a de plus en plus de chances d'émettre des gluons qui vont donner des quarks de la mer à petits x ou en se cassant en deux partons d'impulsion plus basse. En augmentant le μ^2 , on favorise donc les petits

x . Ceci explique la présence du pic qui apparaît dans la distribution des quarks à $x = 0$, pic dû aux quarks de la mer produits de désintégration du gluon. A titre d'exemple la figure 1.4 montre l'évolution de la fonction $F_2^{ep}(x)$ qui peut être reliée aux fonctions de structure par :

$$F_2^{ep} = x \sum_{\substack{i=u,d,s \\ \bar{u},\bar{d},\bar{s}}} Q_i^2 F_{\frac{i}{p}}(x, \mu^2) \quad (1.12)$$

où Q_i est la charge électrique du quark i .

Figure 1.4 : *Fonction de structure $F_2^{ep}(x)$ pour deux valeurs de μ^2 : 4 GeV² et 1600 GeV². L'évolution entre ces deux valeurs de μ^2 est prédite par les équations d'Altarelli-Parisi.*

Lorsqu'on fait les calculs dans l'approximation au-delà des logarithmes dominants on voit que les distributions de quarks et de gluons ne sont pas des quantités physiques puisqu'elles dépendent des conventions employées pour leur définition. En revanche F_2/x , étant une observable, est une quantité physique. Si l'on change de schéma de factorisation, le terme correctif, d'ordre α_s par rapport au terme de Born, est aussi modifié de telle sorte que les différentes prédictions physiques sont équivalentes à l'ordre auquel on fait le calcul. Lorsque l'on compare les distributions partoniques il est donc important de préciser dans quelles conventions elles ont été définies. Il est de plus en plus courant maintenant de travailler dans le schéma \overline{MS} .

En fait, les études de QCD au Tevatron et au LHC ont deux principaux objectifs [1.24, 1.25, 1.26]. Premièrement, elles sont importantes pour tester les prédictions de QCD et pour mesurer ses paramètres fondamentaux (e.g. la constante de couplage fort α_s) et d'extraire une information quantitative sur sa dynamique non perturbative (e.g. les distributions des partons dans le proton). Deuxièmement, elles sont bien appropriées pour une évaluation précise du bruit de fond aux autres processus du Modèle Standard et aux signaux de la nouvelle physique.

Si dans la réaction hadronique précédente des deux hadrons H_1 et H_2 ($H_1 + H_2 \rightarrow C + X$, ou au niveau partonique, $ab \rightarrow cd$), avec la particule "d" désigne la particule non observée et la sonde dure "C" est un hadron ou un photon, la formule de factorisation doit inclure une convolution supplémentaire avec la fonction correspondante de fragmentation de parton $D_{C/c}(z, M_F^2)$ cette dernière fonction dite de fragmentation n'est pas calculable perturbativement mais néanmoins elle doit obéir à une équation intégral-différentielle similaire à celle des fonctions de structure.

La section efficace totale de la réaction $H_1 + H_2 \rightarrow cd$ est finalement factorisée sous la forme :

$$E_H \frac{d\sigma(H_1 + H_2 \rightarrow C + X)}{d^3\vec{P}_H} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b F_{a/p}(x_a, \mu^2) F_{b/\bar{p}}(x_b, \mu^2)$$

$$\frac{d\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd) dz}{d\hat{t}} \frac{1}{z^2} D_{C/c}(z, M_F^2) \quad (1.13)$$

La théorie ne prédit pas $F(x, \mu)$ mais seulement l'évolution de la fonction de structure avec l'échelle μ . De façon plus quantitative l'évolution des fonctions de structure est prédite par les équations d'Altarelli-Parisi [1.9] :

$$\begin{aligned} \frac{dF_{q_i/p}(x, \mu^2)}{d \ln \mu^2} &= \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[F_{q_i/p}(y, \mu^2) P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right) \right. \\ &\quad \left. + F_{g/p}(y, \mu^2) P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{dF_{g/p}(x, \mu^2)}{d \ln \mu^2} &= \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i F_{q_i/p}(y, \mu^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) \right. \\ &\quad \left. + F_{g/p}(y, \mu^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \end{aligned} \quad (1.15)$$

où q_i désigne un quark (de saveur i) et g un gluon, et $P_{ij}(\frac{x}{y})$ est la probabilité de trouver un parton i (qui peut être un quark, antiquark ou un gluon) avec une fraction d'impulsion x , provenant d'un parton j avec une fraction d'impulsion y ($y > x$). Ces noyaux $P_{ij} \equiv P_{ij}(\alpha_s, z)$, ayant en fait une dépendance en α_s et en $z \equiv x/y$ sont les fonctions de "splitting" d'Altarelli-Parisi (AP). A l'instar de $\hat{\sigma}_{ab}$ calculable en QCD perturbative, les fonctions de splitting de AP peuvent également être calculées comme un développement en série de puissances de α_s (d'une manière générale) :

$$P_{ij}(\alpha_s, z) = \alpha_s P_{ij}^{(LO)}(z) + \alpha_s^2 P_{ij}^{(NLO)}(z) + \alpha_s^3 P_{ij}^{(NNLO)}(z) + O(\alpha_s^4) \quad (1.16)$$

Les termes du plus bas ordre, "leading order", (LO) $P_{ij}^{(LO)}(z)$ et ceux de l'ordre supérieur, "next-to-leading order", (NLO) $P_{ij}^{(NLO)}(z)$ dans le développement en série sont connus [1.27]. Ces deux premiers termes sont employés dans plusieurs études de QCD. L'équation d'évolution à l'ordre le plus bas (au LO) auquel obéit la fonction de fragmentation est :

$$\begin{aligned} M_F^2 \frac{dD_c^\gamma}{d \ln M_F^2}(z, M_F^2) &= \frac{\alpha}{2\pi} e_c^2 P_{\gamma q}(z) \\ &\quad + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[\sum_q (P_{qc} + P_{\bar{q}c}) \otimes D_q^\gamma(M_F) + P_{gc} \otimes D_g^\gamma(M_F) \right] \end{aligned} \quad (1.17)$$

où le symbole \otimes désigne les convolutions par rapport à la fraction de l'impulsion z , et e_c est la charge électrique du parton c .

Pour utiliser pratiquement les fonctions de structure dans le calcul des sections efficaces, on dispose de paramétrisations qui reproduisent les données des expériences de diffusion νN . Les fonctions de distribution partoniques les plus couramment utilisées sont celles de : H.L. Lai et al., (*CTEQ* Collaboration) [1.10], A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts et R.S. Thorne (*MRST99*) et la nouvelle paramétrisation (*MRST01*) [1.11]. Dans *PHOX*, seules les fonctions de structure *CTEQ*, *MRST99* et *MRST01* sont disponibles. Dans le calcul numérique, nous utilisons les fonctions de fragmentation *BFG* [1.29].

Les écarts entre ces différentes paramétrisations reflètent l'incertitude sur la mesure de ces fonctions de structure. Dans la suite on étudiera l'influence de cette incertitude sur les sections efficaces de production du signal et du bruit de fond.

1.3 Le modèle des partons amélioré et applications

Le modèle des partons amélioré par les corrections radiatives de QCD s'applique à d'autres processus que le *DIS* comme la production de paires de leptons dans les collisions hadroniques, ou mécanisme de Drell-Yan, la production de photons à grande impulsion transversale sur laquelle on reviendra plus en détail dans le Chapitre 2 et la production de gerbes hadroniques ("*jets*") dans les collisions hadroniques. Pourvu que ces processus mettent en jeu des échelles de masse ou des impulsions de transfert importantes. Ces processus sont utiles pour déterminer avec précision la distribution des quarks et des gluons dans les hadrons.

1.3.1 La production des jets : les processus de jets

A l'ordre α_s , il existe 8 types de processus QCD donnant des jets. Les sections efficaces différentielles de chacun des 8 processus ont été calculées par Combridge et al. [1.12] pour des partons relativistes ($E \gg m$) en fonction des variables de Mandelstam s, t, u sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \pi \frac{\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \sum$$

Les valeurs de \sum pour les différents processus sont rassemblées dans le tableau 1.1, et α_s est la constante de couplage fort évaluée au moment de transfert Q^2 . A l'ordre des logarithmes dominants, elle est donnée par la formule (1.3) ci-dessus et \hat{s}, \hat{t} et \hat{u} sont les variables de Mandelstam du processus partonique.

$q_1 q_2 \rightarrow q_1 q_2$	
$q_1 \bar{q}_2 \rightarrow q_1 \bar{q}_2$	$\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2}$
$q_1 q_2 \rightarrow q_1 q_2$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}$
$q_1 \bar{q}_1 \rightarrow q_2 \bar{q}_2$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right)$
$q_1 \bar{q}_1 \rightarrow q_1 \bar{q}_1$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}} - \frac{3}{8} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} \right)$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{1}{6} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}} - \frac{3}{8} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} \right)$
$qg \rightarrow qg$	$\frac{-4}{9} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} \right)$
$gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{\hat{u}\hat{t}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{u}\hat{s}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right)$

Tableau 1.1 : valeurs de \sum pour les processus élémentaires de QCD .

1.4 Résultats déjà obtenus

Les photons directs isolés de haute énergie transversale (E_T) ont un couplage local à l'interaction dure. La vertu particulière des processus du prompt photon est que le photon observé dans l'état final émerge directement d'un diagramme de QCD sans hadronisation consécutive qui complique l'étude de la grande E_T des quarks et gluons. Ceci évite toute la systématique liée à la mesure du jet.

Une forte motivation pour les premières mesures du prompt photon à partir des collisions hadroniques était l'extraction de la densité de gluon dans les nucléons. Cependant, en raison de grandes incertitudes statistiques et systématiques dans les expériences et de grandes incertitudes dues aux prédictions théoriques, la première génération des expériences de prompt photon a échoué de distinguer entre les distributions dures et "molles" (soft) du gluon.

Au cours de ces dernières années, plusieurs études théoriques sur la production de "prompt" photon ont été réalisées avec des améliorations continues en ce qui concerne la précision théorique, et de nouveaux modèles phénoménologiques ont été introduits pour présenter les résultats expérimentaux.

En outre, il y a un grand nombre de théories qui prédisent une nouvelle physique avec photons dans l'état final. Ces théories incluent : $H \rightarrow \gamma\gamma$, les théories de grande unification (GUT), les modèles composés de quarks et de leptons, les grandes dimensions supplémentaires, les modèles de $SUSY$ et les modèles technicouleurs. Par conséquent, il est important de comprendre la production de photon en QCD afin de pouvoir lancer une recherche sûre pour la nouvelle physique avec des photons dans les états finals. Le but de cette partie est de présenter les différentes mesures récentes de la production de prompt photon pour nous mener à une compréhension plus profonde de certaines questions fondamentales de QCD et la nature partonique de la matière. Les résultats

expérimentaux récents de la production du prompt photon dans les collisions hadroniques, $p\bar{p}$ et ep , seront brièvement discutés et les questions actuelles sur la production du prompt photon seront alors passées en revue.

1.4.1 Production de photon direct au Tevatron

Dans le *Run I* au Tevatron, les deux groupes d'expérience *CDF* et *D0* ont réalisé un certain nombre de tests de *QCD* avec les "prompt" photons de différentes manières [1.13] :

- (i) La mesure de la section efficace de la production inclusive de photon direct à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV et $\sqrt{s} = 630$ GeV pour fournir certaine contrainte sur les distributions de gluon à travers le processus de diffusion Compton au *LO* (au plus-bas ordre),
- (ii) Les distributions angulaires (nous revenons sur cette étude en détail en début du Chapitre 2) d'un photon plus deux jets (dans notre étude, on a supposé l'un d'eux être leading et l'autre subleading) ont été aussi mesurées et comparées avec les prédictions de *QCD*. La mesure de la distribution angulaire photon + 1-jet, qui est très sensible aux effets de la fragmentation du photon, est observée à être plus raide que le *NLO* de *QCD*, peut-être indiquant une large contribution de fragmentation (qu'est actuellement dans le calcul) pour faire la distinction entre la production d'un photon direct (prompt) et le bremsstrahlung, (iii) La production d'un photon plus un quark charmé pour examiner le contenu du proton en saveurs lourdes, et
- (iv) La production de diphoton pour une mesure directe du moment transversal intrinsèque partonique, k_T . En particulier, les données du *Run II* fourniront un test (fondamental) important pour de nouvelles approches et améliorations dans la compréhension du processus du prompt photon. Ceci peut aider à résoudre les questions actuelles qui seront discutées plus tard.

Les expériences *CDF* et *D0* ont différents outils d'analyse pour identifier le signal du photon du mélange de photons et le bruit de fond du meson neutre π^0 . Pour la mesure de *CDF*, la fraction des événements candidats du photon qui ont une conversion observée dans le matériel juste devant le calorimètre est employée, avec la forme transversale de la gerbe mesurée dans une chambre proportionnelle au taux maximal de la gerbe dans le calorimètre lui-même [1.14]. A la fin, une des deux méthodes seulement est utilisée pour évaluer point-par-point la fraction de photons dans l'échantillon de données. Pour la mesure de *D0*, la fraction d'énergie observée dans les deux premières couches longitudinales du calorimètre électromagnétique (*EM*) est utilisée. La fraction est alors adaptée à une fonction lisse de l'énergie transversale du photon et cette courbe lisse est employée ensuite pour évaluer la pureté du photon [1.14]

Résultats du *Run I*

Les mesures récentes de *CDF* et *D0* de la section efficace pour la production inclusive du prompt photon à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV et $\sqrt{s} = 630$ GeV sont tout à fait conformes avec les prédictions *NLO* de *QCD* pour la région de grande $E_T^\gamma (> 25$ GeV), alors que les deux sont

au-dessus de la théorie aux plus petites valeurs de E_T^γ [1.15, 1.16]. Ces anomalies sont difficiles à expliquer avec l'existence des incertitudes théoriques conventionnelles telles que la dépendance de l'échelle et les paramétrisations de distributions partoniques. Une explication possible pour cette anomalie à petites E_T^γ , est la description insatisfaisante de l'état initial de la gerbe partonique dans le calcul de NLO de QCD qui pourrait donner un recul k_T au système photon-jet. Introduisant un moment transversal supplémentaire, k_T , en ajoutant quelques GeV d'une "convolution gaussienne simple" au calcul NLO de QCD rend mieux l'accord avec les données de CDF . Ceci peut être vu dans les résultats de CDF représentés sur la **Fig. 1.5** (à gauche). En utilisant les événements de diphoton, CDF a également mesuré un $\langle k_T \rangle = 3.6 \pm 0.8$ GeV à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, prendre une aussi grande valeur pour $\langle k_T \rangle$ ceci nous ne permet pas de traiter ce paramètre supplémentaire comme l'impulsion transversale "intrinsèque" de l'état initial [1.25]. A grand P_T , les données de CDF et la théorie sont en désaccord par un facteur global de normalisation et le même déficit est observé pour les données $UA2$. Les données de CDF reportées sur la (**Fig. 1.5**) (à gauche) ont été normalisées vers le haut par un facteur de 1.25 au profit d'une comparaison de forme. Il n'y a actuellement aucune explication rigoureuse pour cet effet.

$D0$ a mesuré la section efficace de la production des photons isolés à $\sqrt{s} = 630$ GeV et comparé la section efficace avec celle mesurée à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. La mesure est plus haute que la prédiction théorique à bas E_T dans la région centrale de rapidité mais convient à tout autre E_T et surtout dans la région vers l'avant en rapidité, comme le montre la **figure 1.5** (à droite). La différence entre les données et la théorie pour $E_T < 36$ GeV suggère qu'une compréhension théorique plus complète de l'origine du comportement aux basses E_T^γ de la section efficace du photon soit nécessaire pour que l'information sur la distribution du gluon à petit- x puisse être extraite.

Plus récemment, CDF a fait la première mesure du contenu en saveur lourde du prompt photon plus un muon [1.17]. La section efficace des événements associés mesurée comme une fonction du P_T du photon convient en forme avec les prédictions théoriques mais chute au-dessous de la théorie dans la normalisation par deux écarts type. Le rapport de production charm/bottom est mesuré à être de 2.4 ± 1.2 , en bon accord avec les modèles de QCD .

Les études de la section efficace du photon direct se poursuivent dans le *Run II* à Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV), où un ensemble de données de 15 fb^{-1} sont prévues. En outre, d'autres analyses comme la production de diphoton et la production du photon plus une saveur lourde joueront un rôle principal dans le test de QCD et les recherches pour de nouveaux phénomènes. Dans les événements de diphoton, par exemple, où la cinématique de l'état final peut être complètement reconstruite, la masse du diphoton peut être mesurée presque à 600 GeV avec une bonne résolution.

1.4.2 Production du prompt photon à *HERA*

Les processus du photon direct à *HERA* ont pu rapporter des informations sur la teneur en quark et gluon du photon ainsi que la structure du gluon du proton. Comme

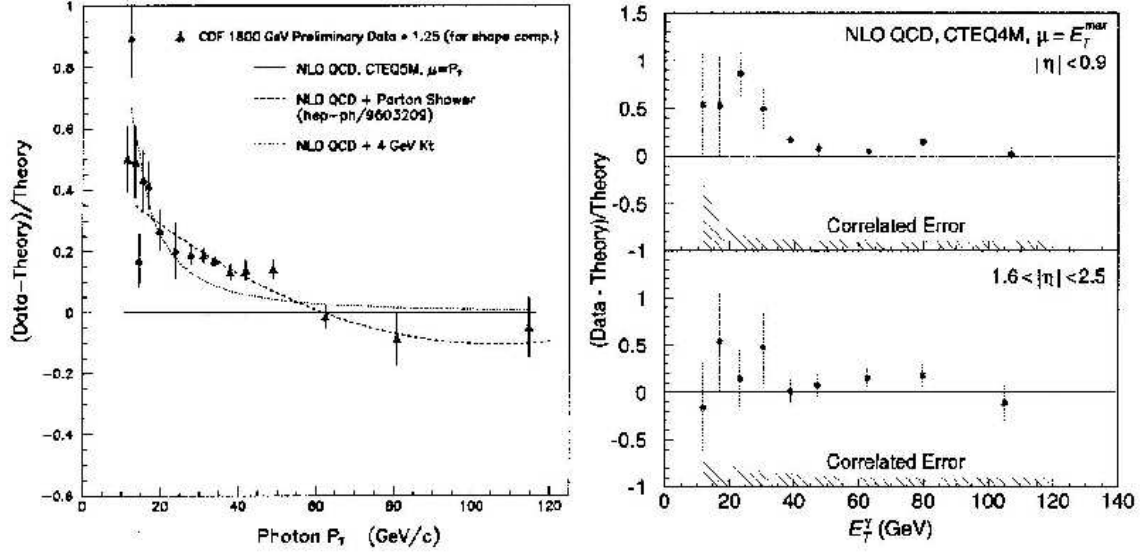


Fig. 1.5 : (A gauche) Comparaison des sections efficaces du prompt photon isolé pour CDF à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV avec $CTEQ5M$, $CTEQ5M$ avec une correction de 4 GeV de $\langle k_T \rangle$, et $CTEQ5M$ avec une gerbe de parton. (A droite) Différence entre la section efficace différentielle mesurée dans la production du prompt photon isolé par $D0$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV et la prédiction de NLO QCD.

avec tous les processus de photoproduction à $HERA$, deux classes principales de production du photon direct peuvent être définies au plus-bas-ordre en QCD (LO), selon la façon dont le photon interagit avec un parton dans le proton : processus directs et résolus. Dans cette section, la production des photons directs à $HERA$ est discutée. Les sections efficaces pour les photons directs inclusifs et pour les photons accompagnés par des jets sont comparées avec la théorie, et la dernière est employée pour déterminer le moment transversal effectif des quarks dans le proton.

La photoproduction inclusive des prompt photons

L'expérience $ZEUS$ a mesuré les sections efficaces pour la production du prompt photon comme une fonction de pseudorapidité et l'énergie transversale du photon dans la gamme de l'énergie du centre-de-masse γP , $W_{\gamma P}$; 134 – 285 GeV [1.18].

Fig. 1.6 montre la section efficace inclusive du prompt photon comme une fonction de η^γ pour les photons avec $5 < E_T^\gamma < 10$ GeV. Les comparaisons ont été faites avec les prédictions de LO des modèles *Monte-Carlo*, et des calculs NLO au niveau partonique. Les modèles peuvent bien décrire les données pour η^γ vers l'avant, mais sont au-dessous dans la direction arrière. Aucune des variations disponibles des paramètres du modèle n'est avérée capable d'enlever l'anomalie avec les données. Ce résultat semblerait indiquer un besoin de passer en revue la modélisation théorique actuelle de la structure en

partons du photon. Le calcul récent de FGH [1.19] contient les termes NLO et également un terme de diagramme en boîte qui est inclus dans K&Z. C'est une légère amélioration, mais encore une fois n'explique pas entièrement la section efficace en arrière. .

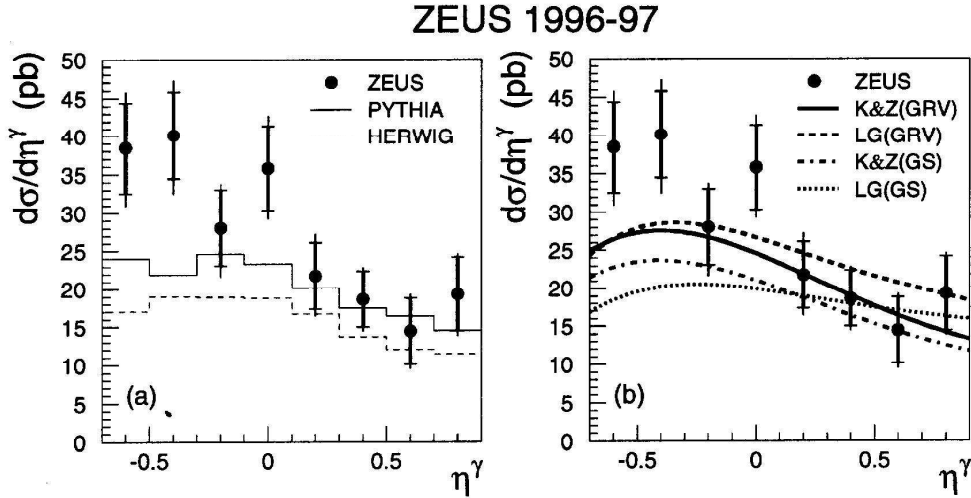


Fig.1.6 : Distribution inclusive du prompt photon dans *ZEUS* pour les événements dans la gamme d'énergie $134 < W_{\gamma p} < 285$ GeV. Les données sont comparées avec les prédictions (a) PYTHIA et HERWIG en utilisant les densités partoniques *GRV(LO)*, (b) les calculs de Krawczyk et Zembruski (K&Z) et Gordon (L.E) en utilisant *GRV(HO)* comme densités partoniques du photon

L'expérience *H1* a également mesuré les sections efficaces pour la production inclusive de prompt photon comme une fonction de E_T^γ et η^γ pour $E_T^\gamma > 5$ GeV et $-1 < \eta^\gamma < 0.9$ dans la gamme de $W_{\gamma p}$: 142 – 266 GeV [1.20]. Les sections efficaces mesurées sont tout à fait bien décrites par les calculs récents de NLO de FGH [1.19], mais la prédiction est au-dessus des données dans la région vers l'avant. Cette petite différence peut être due au manque de l'effet des interactions multiples de parton (MI) dans le calcul de NLO. Les résultats de *H1* sont rudement conformes aux résultats de *ZEUS*, mais tendent systématiquement à être inférieurs à η^γ négative.

La photoproduction du prompt photon + jets

Plus récemment, les états finals photoproduits contenant un prompt photon balancé par un jet reculant ont été mesurés par *ZEUS* [1.21]. Les événements dans la gamme en $W_{\gamma P}$ entre 134 et 251 GeV étaient sélectionnés en contenant un photon avec $E_T^\gamma > 5$ GeV et $-0.7 < \eta^\gamma < 0.9$ et un jet avec $E_T^{jet} > 5$ GeV et $-1.5 < \eta^{jet} < 1.8$. Les propriétés cinématiques du système photon-jet étaient employées pour examiner

l'impulsion transversale effective des quarks dans le proton, à l'intérieur du cadre du programme *Monte – Carlo* PYTHIA 6.129. Dans ces événements, l'impulsion transversale $\langle P_{\perp} \rangle$ du prompt photon perpendiculaire à la direction du jet dans le plan (r, ϕ) est sensible au moment des quarks dans le proton, ainsi que l'angle azimutal entre le prompt photon et le jet. La distribution normalisée de $\langle P_{\perp} \rangle$ était employée pour ajuster le paramètre de PYTHIA k_0 , le prétendu moment "intrinsèque" du parton dans le proton. En combinant k_0 avec les effets des "gerbes" de l'état initial du parton, il est possible d'obtenir une valeur globale pour l'impulsion transversale effective des partons dans le proton. Un ajustement des données donnait une valeur de k_T de $1.69 \pm 0.18_{-0.20}^{+0.18}$ GeV. Les résultats de *ZEUS* sont conformes avec la tendance montée proposée par toutes les mesures, à savoir que la valeur de k_T augmente avec l'énergie d'interaction hadronique. Ceci peut être attribué aux effets de radiation du gluon de l'état initial, mais une description théorique complète est toutefois attendue.

La photoproduction du photon direct dans DIS

Les premières mesures des sections efficaces pour la production du photon direct isolé dans la diffusion profondément inélastique (DIS) étaient faites avec le détecteur de *ZEUS* pour des virtualités du photon au-dessus de 35 GeV^2 [1.22]. Un signal des photons isolés dans une gamme d'énergie transversale de $5 < E_T^{\gamma} < 10 \text{ GeV}$, et en pseudorapidité $-0.7 < \eta^{\gamma} < 0.9$ était observée, après la soustraction du bruit de fond des mésons neutres. Les sections efficaces sont mesurées pour les prompt photons inclusifs et pour ceux accompagnés par un jet dans la gamme $E_T^{\text{jet}} \geq 6 \text{ GeV}$, $-1.5 < \eta^{\text{jet}} < 1.8$. Les calculs théoriques faits à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s)$ décrivent de façon raisonnable les sections efficaces mesurées du photon + jet.

1.4.3 Conclusion

Comme il a été déjà décrit ci-dessus, la production du prompt-photon dans les collisions hadroniques a été longuement envisagée comme un test propre de QCD, et des grandes quantités de données existant actuellement pour les interactions sur cible fixe, pour les collisionneurs $p\bar{p}$ et aussi γp . Cependant, il y a plusieurs problèmes associés à l'interprétation de ces données. Comme on peut le remarquer sur la **Fig.** 1.7 (à gauche), un phénomène de déviations a été observé entre les sections efficaces mesurées du prompt-photon et les calculs NLO de pQCD. Les déviations les plus larges sont observées dans les hautes statistiques de photon provenant des données expérimentales de *E706* [1.23] par rapport aux calculs de QCD. Les résultats récents des données de *CDF* et *D0* ont aussi une pente plus raide au-dessus de la théorie dans la région des basses E_T [1.15, 1.16].

En résumé, l'évidence des effets importants de $\langle k_T \rangle$ a été constatée dans plusieurs mesures de la paire de dimuons, diphotons et de dijets. Une collection de mesures de l'impulsion transversale moyenne des paires ($\langle p_T \rangle$) pour une large gamme des énergies de centre-de-masse (\sqrt{s}) a montré que les valeurs de $\langle p_{T\text{pair}} \rangle$ sont considérables, et croissent

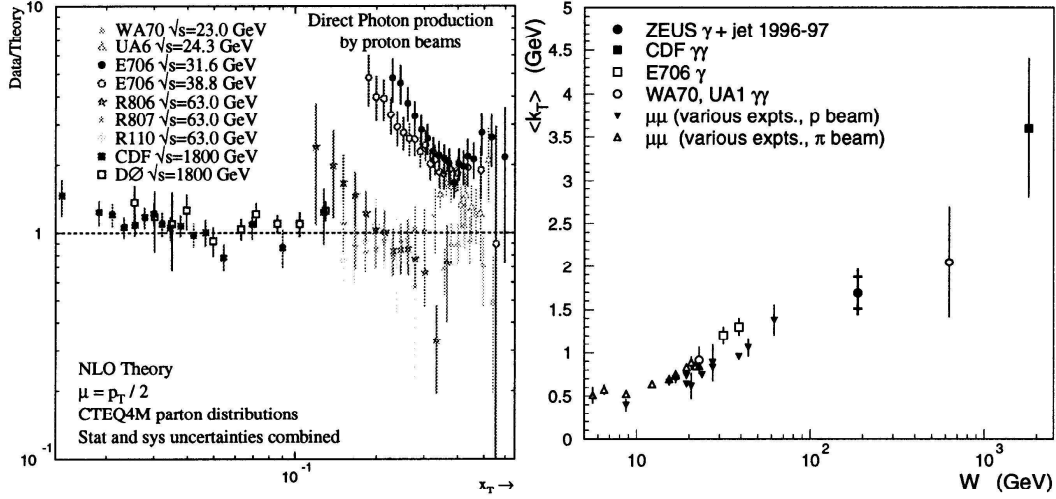


Fig.1.7 : (à gauche) Comparaison du rapport (Data/Theory) en fonction de $x_T (= 2E_T^\gamma/\sqrt{s})$ du photon pour différentes expériences, (à droite) Mesure de $\langle k_T \rangle$ effective pour un nombre d'expériences sont représentés en fonction de l'énergie du centre-de-masse.

en faisant augmenter \sqrt{s} . Les valeurs de $\langle k_T \rangle$ par parton (estimées comme $\sim \langle p_T \rangle / \sqrt{2}$) désignées par ces données Drell-Yan, diphoton et dijet, aussi bien que les données de la production inclusive du photon direct et le π^0 , sont trop grandes pour être interprétées comme "intrinsèques" i.e., dû uniquement à la taille finie du proton. La **Fig. 1.7** (à droite) montre un résumé de $\langle k_T \rangle$ pour une large gamme de l'énergie du centre-de-masse hadronique, W , des particules entrantes. Bien que chaque expérience emploie différentes méthodes expérimentales pour déterminer le $\langle k_T \rangle$ du parton, il peut être observé que toutes les mesures sont conformes avec une croissance du $\langle k_T \rangle$ lors qu'augmente l'énergie du centre-de-masse W . A partir des données observées, on peut déduire que le $\langle k_T \rangle$ moyen par parton est de l'ordre de 1 GeV/c aux énergies à cible fixe, en croissant jusqu'à 3 – 4 GeV/c au collisionneur Tevatron, tandis qu'on pourrait s'attendre à des valeurs de $\langle k_T \rangle$ de l'ordre de 0.3 à 0.5 GeV/c basées uniquement sur la taille du proton.

Les anomalies entre les calculs NLO de QCD et les sections efficaces du photon direct ont été observées; elles s'heurtent en particulier dans les données de *E706* de statistiques élevées. L'origine possible (non une alternative nécessaire) des désaccords pourrait provenir des effets de l'état initial de la radiation "molle" de gluon. Autrement dit la présence des effets non perturbatifs qui ne sont pas inclus dans le calcul perturbatif de NLO. Cette explication a été imposée avant dans les Réfs. [1.28, 1.31] en introduisant une quantité d'impulsion transversale "intrinsèque" $\langle k_T \rangle$ pour les partons collisionnants. Il est vrai qu'il faut introduire un paramètre non-perturbatif supplémentaire, appelé dans certains

récents travaux le "moment transversal primordial" ou tout simplement k_T des partons dans les hadrons qui est adapté (comme on vient de le constater précédemment) aux données à chaque énergie [1.24, 1.25, 1.26] mais il ne doit pas avoir des grandes valeurs de l'ordre de 3 voire 4 GeV. De plus, ce paramètre augmente avec l'énergie (techniquement parlant il n'est donc pas une impulsion "intrinsèque") et peut être comme lié à l'émission multiple de gluons "mous" associée à la diffusion partonique dure.

Il est donc possible que le le problème du désaccord entre théorie et expérience soit dû à des problèmes expérimentaux, notamment *E706*, qui surestime la production de photons.

On peut cependant signaler que les données très récentes de la collaboration Phenix à *RHIC* (collisions proton-proton à 200 GeV) sur la production de photon direct sont en bon accord avec les calculs NLO, sans avoir besoin d'introduire une impulsion transverse pour forcer l'accord entre les prédictions de QCD et l'expérience [1.30].

Références du Chapitre 1

[1.1] : H. Fritzsch, M. Gell-Mann, Proc. XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Chicago, Vol. 2, 135 (1972).

H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, Phys. Lett. **47B**, 365 (1973).

[1.2] : G. 't.Hooft, Nucl. Phys.**B 33**, 173 (1971).

[1.3] : H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973); D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).

[1.4] : P. Aurenche and S. Emery, "Chromodynamique Quantique Perturbative et Applications", cours de DEA à l'Université de lausanne, Suisse, p.72. et p. 114.

[1.5] : O. Péne, "Introduction to lattice QCD", preprint HEP-PH/9504271 (1995).

[1.6] : K.I. Kapusta, "Finite temperature field theory", Cambridge University Press (1989).

[1.7] : E. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969); M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969).

[1.8] : J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. **185**, 1975 (1969); R.P. Feynman, "Photon-Hadron Interactions", ed. Benjamin (1972).

[1.9] : G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126**, 298 (1977).

[1.10] : CTEQ Collaboration, H.L. Lai et al., Phys. Rev. **D 55**, 1280 (1997); J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky and W.K. Tung, arXiv : hep-ph/0201195.

[1.11] : A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S. Throne, Eur. Phys. J. **C 14**, 133 (2000); A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S. Throne, Eur. Phys. J. **C 23**, 73 (2002).

[1.12] : B.L. Combridge, J. Kripfganz and J. Ranft, Phys. Lett. **70B**, 234 (1977).

- [1.13] : *CDF* Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. **D 48**, 2998 (1993); *CDF* Collaboration, D. Acosta et al., Phys. Rev. **D 65**, 112003 (2002).
- [1.14] : *D0* Collaboration, S. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2786 (2000); Phys. Rev. Lett. **87**, 251805 (2001).
- [1.15] : Sungwon Lee, Presented at the 14th Topical Conference on Hadron Collider Physics, HCP-2002, Karlsruhe, Germany, 29 Sep - 4 Oct 2002.
- [1.16] : *CDF* Collaboration, T. Affolder et al., Phys. Rev. **D 65**, 012003 (2001).
- [1.17] : *ZEUS* Collaboration, J. Breitweg et al., Phys. Lett. **B 472**, 175 (2000).
- [1.18] : *ZEUS* Collaboration, S. Chekanov et al., Phys. Lett. **B 511**, 19 (2001).
- [1.19] : M. Fontannaz, J.-Ph. Guillet, and G. Heinrich, hep-ph/0105121.
- [1.20] : P. Hoyer, M. Maul, and L. Metz, Eur. Phys. J. **C 17**, 113 (2002).
- [1.21] : *E706* Collaboration, L. Apananevich et al., Phys. Rev. **D 59**, 74007 (1999).
- [1.22] : E. Laenen, G. Sterman, and W. Vogelsang, Phys. Rev. Lett. **84**, 4296 (2000).
- [1.23] : U. Baur et al., hep-ph/0005226.
- [1.24] : G. Jarlskog and D. Rein eds., Proc. of ECFA LHC Workshop, report CERN 90-10 (December 1990); ATLAS Col., ATLAS TDR 15, report CERN/LHCC/99-15 (May 1999).
- [1.25] : Proceedings of Workshop on Physics at the Tevatron in Run *II*, Fermilab, 2000 (it has be appeared). See : <http://www-theory.fnal.gov/people/ellis/QCDWB/QCDWB.html>.
- [1.26] : Proceedings of Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, CERN 1999. See : <http://home.cern.ch/mlm/lhc99/lhcworkshop.html>.
- [1.27] : E.G. Floratos, D.A. Ross and C.T. Sachrajda, Nucl. Phys. **B 129**, 66 (1977), E ibid. **B 139**, 545 (1978), Nucl. Phys. **B 152**, 493 (1979); A. Gonzalez-Arroyo, C. Lopez and F.J. Yndurain, Nucl. Phys. **B 153**, 161 (1979); A. Gonzalez-Arroyo, C. Lopez, Nucl. Phys. **B 166**, 429 (1980); G. Curci, W. Furmanski and R. Petronzio, Nucl. Phys. **B 175**, 27 (1980); W. Furmanski and R. Petronzio, Phys. Lett. **B 97**, 437 (1980); E.G. Floratos, C. Kounnas and R. Lacaze, Nucl. Phys. **B 192**, 417 (1981).
- [1.28] : P. Aurenche, M. Fontannaz, J.-Ph. Guillet, B. Kniel, E. Pilon et M. Werlen,

Eur. Phys. J. **C 9**, 107 (1999).

[1.29] : L. Bourhis, M. Fontannaz, J.-Ph. Guillet, Eur. Phys. J. **C 2**, 529 (1998) (hep-ph/9704447).

[1.30] : S.S. Adler et al., [hep-ex/0502006].(or See the RHIC home page for the latest data, <http://www.bnl.gov/RHIC/>).

[1.31] : L. Apanasevich et al., Phys. Rev. **D 59**, 074007 (1999).

Chapitre 2

Production de photon/hadron plus jet

2.1 Introduction

Notre travail consiste à la vérification de l'applicabilité du modèle des partons amélioré par la (QCD) à la production de photons aux énergies des collisionneurs (Tevatron, LHC). En effet, la production de photons au collisionneur *LHC* du CERN sera un bruit de fond pour la recherche de la nouvelle physique, il est donc important de savoir si cette production peut être décrite avec le modèle existant à plus faible énergie, notamment au Tevatron. Les données sur la production inclusive d'un photon semblent indiquer qu'il faille modifier le modèle des partons pour inclure une impulsion transversale intrinsèque. En étudiant la production associée photon plus jet, on sera à même de répondre de façon plus précise à cette question.

Dans une première étude, on s'est intéressé à la production d'un photon/hadron chargé produit en association avec un jet dans les collisions proton-proton. Ce type de réaction peut permettre de mesurer les densités partoniques dans des régions où elles sont mal connues. Tout d'abord, comme le taux de production d'un hadron chargé + un jet est supérieur à celui de photon + un jet pour des impulsions transverses inférieures à 100 GeV, on a préféré de commencer par l'étude de cette réaction. On a conclu que cette réaction n'était pas appropriée pour la mesure des densités partoniques car l'incertitude sur les fonctions de fragmentation de partons en un hadron chargé était bien supérieure aux incertitudes des densités partoniques.

On a ensuite voulu étudié la réaction photon + jet. Durant cette étude, on a trouvé que cette réaction pouvait permettre de mesurer les densités partoniques à condition de sélectionner des photons à grande impulsion transverse (> 100 GeV), car dans ce cas, les incertitudes liées à la fragmentation de parton en un photon sont faibles.

La production des photons directs avec grande impulsion transversale p_T dans les collisionneurs hadroniques a été le sujet d'un effort continu, tant expérimental que théorique durant les vingt dernières années. L'étude des réactions $pp, p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$ (ou $\rightarrow \gamma + jet + X$ a été longuement établie comme un test fondamental du formalisme de la Chromodynamique Quantique Perturbative (*pQCD*) [2.1].

L'une des motivations principales qui a poussé à examiner ce processus de photon direct est que son mécanisme de production offre une précieuse opportunité de poser de fortes contraintes sur la distribution du gluon $g(x, Q^2) \equiv f_g^p(x, Q^2)$, à l'intérieur des hadrons collisionneurs dans une analyse globale des distributions partoniques [2.1, 2.2]. En effet, la fonction de distribution du gluon est déjà impliquée à l'ordre le plus bas (*LO*) en couplage fort α_s à travers le sous-processus 'Compton' de *QCD* $qg \rightarrow \gamma q$, qui domine aux énergies à cible fixe. D'ailleurs, le couplage ponctuel du photon directement aux quarks rend, en principe, le processus de la production du prompt-photon idéalement libre des incertitudes inhérentes dans la reconstruction de jet (comme dans le cas de la production du jet) ou dans la fragmentation des partons dans les hadrons (comme dans la production inclusive d'un hadron).

En fait, la dernière caractéristique n'est pas aussi idéale que l'on avait initialement pensée, parce que les photons directs peuvent être produits selon deux mécanismes possibles, l'un d'eux étant un mécanisme de fragmentation, l'autre est un mécanisme direct. Considérant que la contribution de la fragmentation demeure petite (moins que 10%) aux énergies de cible fixe, elle devient dominante dans la production inclusive de photon direct aux collisionneurs. C'était déjà vrai au CERN (*SppS*), au moins dans la gamme inférieure du spectre en p_T pour les expériences *UA1* et *UA2* à l'énergie du centre-de-masse (c.m) $\sqrt{s} = 630$ GeV. Il est aussi vrai au Tevatron ($\sqrt{s} \sim 2$ TeV), et il demeurera vrai au *LHC* ($\sqrt{s} = 14$ TeV), puisque cette dominance augmente avec \sqrt{s} [2.2 bis].

La grande énergie du centre-de-masse du Tevatron nous permet d'examiner *QCD* et sonder la distribution du gluon à grand moment de transfert (Q^2) dans la gamme des x_T non explorée auparavant tel que $x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}}$ ($0.016 < x_T < 0.070$) où les gluons sont les partons dominants. De plus, la section efficace du photon direct est très sensible à la teneur du proton en gluons à cause de la contribution à l'ordre dominant des diffusions dures de *quark - gluon* (qg (ou \bar{q}) $\rightarrow \gamma q$ (\bar{q})) au plus bas ordre (Leading-order (LO)) dans les collisions *proton - proton* et dans *proton - antiproton* quand x n'est pas trop grand. Ceci est en contraste avec l'expérience de la diffusion profondément inélastique (*DIS*) où les quarks sont les participants majoritaires et les gluons entrent seulement au second ordre. En outre, les photons peuvent être des signatures d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Par conséquent, il est nécessaire de comprendre les sources "conventionnelles" de photons directs avant de pouvoir les exploiter pleinement dans les signatures destinées à chercher la nouvelle physique.

Pour cette raison, l'étude de la possibilité de mesurer la densité du gluon directement dans les expérience de *LHC* (spécialement dans la région cinématique des x petits et de grand Q^2) est d'un grand intérêt. L'un des canaux permettant cette mesure est la production inclusive du "prompt" photon [2.3].

$$pp \longrightarrow \gamma^{dir} + X \quad (2.1)$$

où γ^{dir} signifie le photon direct.

La région de l'impulsion transversale du photon P_T^γ , atteinte par les expériences de *UA2* [2.4], *CDF* [2.5] et *D0* [2.6] s'étend jusqu'à $P_T^\gamma \simeq 60$ GeV/c et, selon les résultats récents [2.7], jusqu'à $P_T^\gamma \simeq 105$ GeV/c. Ces données, avec les anciennes et aussi les résultats de *E706* [2.8], *UA6* [2.9] donnent, en principe, une opportunité pour la distribution du gluon (voir [2.10, 2.11, 2.12, 2.13]).

Ici, nous considérons le processus de production d'un photon direct en association avec un jet (qui recule en direction opposée), pour les résultats expérimentaux,¹.

$$pp \longrightarrow \gamma^{dir} + jet + X \quad (2.2)$$

Au LO de QCD, les sous-processus contribuant aux réactions (2.1) et (2.2) sont : la diffusion "Compton" :

$$q + g \longrightarrow q + \gamma \quad (2.3)$$

et le sous-processus d'annihilation de la paire quark-antiquark

$$q + \bar{q} \longrightarrow g + \gamma \quad (2.4)$$

Le premier sous-processus donne une contribution dominante aux sections efficaces (2.1)

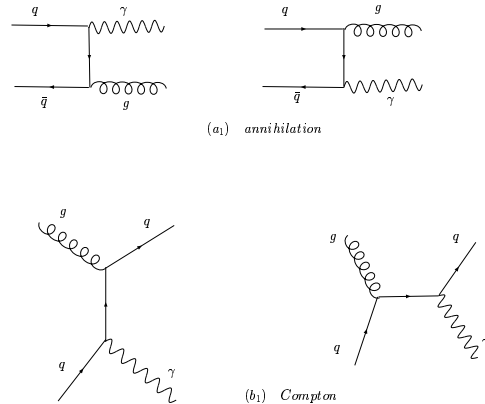


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman contribuant au calcul LO de QCD.

et (2.2) [2.10] et sert comme un sous-processus "signal" et ceci est dû à sa connection directe avec la distribution du gluon.

Quant à l'étude du processus (2.2) " $\gamma^{dir} + jet$ ", elle est la plus préférable par rapport à la production inclusive du photon direct dans le processus (2.3) du point de vue de l'extraction d'information sur la distribution de gluon $f_g^p(x, Q^2)$; mais en dépit de beaucoup d'années d'efforts expérimentaux et théoriques intenses, la production inclusive

¹*CDF* Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. **D57** (1998) 1359, voir aussi p.67)

des photons directs dans des collisions hadroniques ne semble pas être entièrement comprise². Avant tout, ceci s'expliquerait par une plus grande valeur de pureté du processus (2.2), pour lequel les rapports Signal/Bruit de fond (S/B : "S" désigne le signal pur après soustraction du bruit de fond résidu de la désintégration des mésons π^0, η, \dots etc. et que l'on désigne ici par "B") sont beaucoup plus grands que les rapports (S/B) du processus (2.1) [2.15, 2.16]. Deuxièmement, quant à la section efficace du processus (2.1), elle est donnée comme une intégrale sur les fonctions de distribution partoniques (PDFs) $f_a^p(x, Q^2)$, alors que la section efficace du processus (2.2) est exprimée directement (à $P_T^\gamma \geq 30 \text{ GeV}/c$ ³ (par exemple, voir [2.12])) à travers ces fonctions (PDFs).

$$\frac{d\sigma}{d\eta_1 d\eta_2 d(P_T^\gamma)^2} = \sum_{a,b} x_a f_a^p(x_a, Q^2) x_b f_b^p(x_b, Q^2) \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow 12) \quad (2.5)$$

où $a, b = q, \bar{q}, g$; $1, 2 = q, \bar{q}, g, \gamma$.

Les fractions du moment des partons incidents x_a, x_b peuvent être reconstruites à partir des rapidités du photon et du jet de l'état final (avec $\eta_1 = \eta_\gamma, \eta_2 = \eta_{jet}$) et P_T^γ selon la formule suivante ($x_{a,b} \equiv x_{1,2}$) :

$$x_{1,2} = \frac{P_T^\gamma}{\sqrt{S}} (\exp(\pm\eta_1) + \exp(\pm\eta_2)) \quad (2.6)$$

Nous allons garder dans ce qui suit, la même forme de définition pour nos variables (voir plus loin éq. (2.26)) x_{ll}^+ (x Leading-Log du proton, le signe + désigne le sens positif de l'axe "z(+)" et qui est ici la direction du proton pris comme référence dans le cas de la réaction $p\bar{p}$ au Tevatron).

Ainsi, la formule (2.5) et la connaissance de la triple section efficace déterminée expérimentalement dans les intervalles $\Delta\eta^\gamma, \Delta\eta$ et $(P_T^\gamma)^2$ et en prenant en compte des résultats des mesures indépendantes des distributions de q, \bar{q} [2.17] permettent à la distribution du gluon $f_g^p(x, Q^2)$ d'être déterminée après réduction essentielle de la contribution de bruit de fond.

Pour être plus précis, les expériences du collisionneur Tevatron et le futur *LHC* n'effectuent pas des mesures inclusives de photon. Le bruit de fond des photons secondaires provenant de la désintégration de π^0, η, \dots etc., domine le signal par plusieurs ordres de grandeur. Pour rejeter ce bruit de fond, la sélection expérimentale des prompt photons exige des coupures d'isolement. Le critère d'isolement employé par les expériences du collisionneur est schématiquement comme suit. Un photon serait isolé si, dans un cône de rayon R en rapidité et angle azimutal autour de la direction du photon, la quantité d'énergie transversale hadronique E_T^{had} déposée dans ce cône est plus petite qu'une certaine valeur $E_{T \text{ max}}$ choisie par l'expérience :

$$E_T^{had} \leq E_{T \text{ max}} \quad \text{dans} \quad (y - y_\gamma)^2 + (\phi - \phi_\gamma)^2 \leq R^2 \quad (2.7)$$

²Une étude détaillée des événements de " $\gamma^{dir} + jet$ " et les différents aspects de leur application peuvent être trouvés dans [2.14]

³i.e. dans la région où la "convolution" en k_T ne pourrait pas être importante

En plus du rejet du bruit de fond des photons secondaires, les coupures d'isolement affectent également la section efficace de prompt-photon elle-même, en particulier, en réduisant l'effet de la fragmentation. C'est ce qu'on a pu observer lorsqu'on avait reproduit les mêmes critères d'isolement du groupe *CDF* dans notre programme *PHOX* lors de l'étude de la distribution angulaire du centre-de-masse ($d\sigma/d\cos\theta^*$) (où θ^* est l'angle polaire entre le photon et le jet dans le centre-de-masse partonique) que nous verrons dans la prochaine section.

De divers points sur l'isolement des photons basés sur le critère ci-dessus ont été déjà discutés dans la littérature. Le but de notre travail actuel ou du moins de ce Chapitre est de fournir une étude détaillée du critère d'isolement (2.7) en QCD, et de présenter (sans aucune approximation en R) un calcul complet en NLO (next-to-leading order) (c'est-à-dire au-delà de l'ordre le plus bas) dans la théorie de perturbation de QCD.

La première question théorique reposant sur l'implémentation des critères d'isolement est un sujet de principe. Puisque la production des photons isolés, ou plus généralement, de n'importe quelle particule isolée, n'est plus un processus inclusif, on peut remettre en cause la validité du théorème de factorisation des singularités colinéaires qui est déjà établi dans le cas inclusif.

Dans la première partie de ce Chapitre, nous présenterons les mécanismes de production de photon direct avec les sources du bruit de fond qui accompagnent cette production, ensuite on passera en revue la description de notre code fortran utilisé pour le calcul numérique et dans la section 3, nous présenterons l'étude de la distribution de l'angle polaire " $\cos\theta^*$ " lors de la production d'un photon associé à un jet. Nous commencerons par la présentation du calcul numérique en utilisant le programme "PHOX" (description ci-dessous), qui va nous permettre de reproduire également la section efficace à deux corps et à trois corps dans l'état final d'un processus hadronique. Nous donnerons en section 4, les perspectives sur la production de photon/hadron chargé plus un jet pour les deux collisionneurs Tevatron (au FERMILAB) et pour le LHC (au CERN) à travers l'étude de la sensibilité des observables $\frac{d\sigma}{x_{ll}^+}$ et $\frac{d\sigma}{x_{obs}^+}$ (où les variables x_{ll}^+ et x_{obs}^+ seront définies plus loin par l'éq. (2.26)) dans les réactions $p\bar{p} \rightarrow \gamma/(h^\pm) + jet$, pour Tevatron et $pp \rightarrow \gamma + jet$, pour LHC.

2.2 Les mécanismes de production de photon direct

Comme il a déjà été discuté en introduction, un photon direct de grand p_T peut être produit selon deux mécanismes possibles : soit il est émis directement dans le sous-processus dur, ou il résulte d'une fragmentation colinéaire d'un parton (quark ou gluon) qui lui même est produit avec une grande impulsion transversale. D'un point de vue topologique, quand le photon est produit directement il est fort probable qu'il soit séparé de l'environnement hadronique, tandis qu'un photon issu de la fragmentation est plus

probablement accompagné par des hadrons, sauf quand le photon emporte la totalité ou presque du moment du parton père. Ces configurations de fragmentation sont rares, et elles sont précisément celles qui ne sont pas supprimées par le critère d'isolement.

La contribution LO à la production de photon direct est donnée par le terme de Born des processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ et q (ou \bar{q}) $g \rightarrow \gamma q$ (ou \bar{q}). Le calcul des contributions NLO contient des corrections $\mathcal{O}(\alpha_s)$ venant des sous-processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma gg$, gq (ou \bar{q}) $\rightarrow \gamma gq$ (ou \bar{q}) (voir **fig. 2.2** : diagramme *d*, diagramme *e* et diagramme *f*) et des corrections virtuelles (une boucle) et (réelles) aux processus de terme de Born. (**fig. 2.2** : diagramme *b* et diagramme *c*). Le calcul des corrections virtuelles reste très compliqué si le nombre de particules externes est supérieur à quatre ou si les particules externes (internes) sont massives.

Le calcul de ces corrections d'ordre supérieur contient également la contribution LO du type fragmentation (appelée parfois "contribution bremsstrahlung"), dans lequel le photon vient de la fragmentation colinéaire d'un parton dur produit dans un sous-processus à courte distance (voir par exemple le diagramme *f*). Cette contribution apparaît de la façon suivante. Une singularité de l'état final quark-photon se produit dans le calcul de la contribution du sous-processus $gq \rightarrow \gamma\gamma q$. À des ordres supérieurs, les singularités colinéaires multiples de l'état final apparaissent dans n'importe quel sous-processus où un parton de grand p_T (quark ou gluon) subit une cascade de fissions (splittings) successives et colinéaires finissant avec une fission de quark-photon. Ces singularités sont factorisées à tous les ordres en α_s et ensuite absorbées dans les fonctions de fragmentation de quark et de gluon du photon, $D_q^\gamma(z, M_F^2)$ et $D_g^\gamma(z, M_F^2)$, définies dans un certain schéma de factorisation à une échelle de fragmentation M_F choisie de l'ordre de l'échelle dure du processus. Lorsque l'échelle de fragmentation M_F est grande par rapport à ~ 1 GeV, ces fonctions se comportent comme $\alpha/\alpha_s(M_F^2)$, de sorte que ces contributions sont du même ordre en α_s que les termes de Born dans le mécanisme direct. D'ailleurs, en raison de la valeur élevée des densités partoniques de gluon à petite fraction de moment x , la contribution de gq (ou \bar{q}) produisant un photon à partir de la fragmentation domine même le taux de production inclusive dans la gamme inférieure du spectre en p_T de photon au Tevatron, et ce sera bien plus vrai au LHC. Le calcul des corrections NLO à la contribution de fragmentation (voir par exemple, diagrammes *d* et *e*) est donc nécessaire pour un traitement fiable et cohérent de production de photon direct avec une telle exactitude.

Dans ce qui suit, nous désignons par 'direct' la contribution donnée par le terme de Born plus la partie des corrections d'ordres supérieurs desquelles les singularités colinéaires ont été soustraites selon le schéma de factorisation \overline{MS} . La partie qui reste est appelée contribution de 'fragmentation', et elle implique la fonction de fragmentation du parton dans le photon telle qu'elle est définie dans un schéma de factorisation \overline{MS} . Dans nos calculs numériques, nous utilisons les fonctions de fragmentation de BGF ([1.29]).

Notons cependant, que la précédente distinction entre les deux mécanismes n'a au-

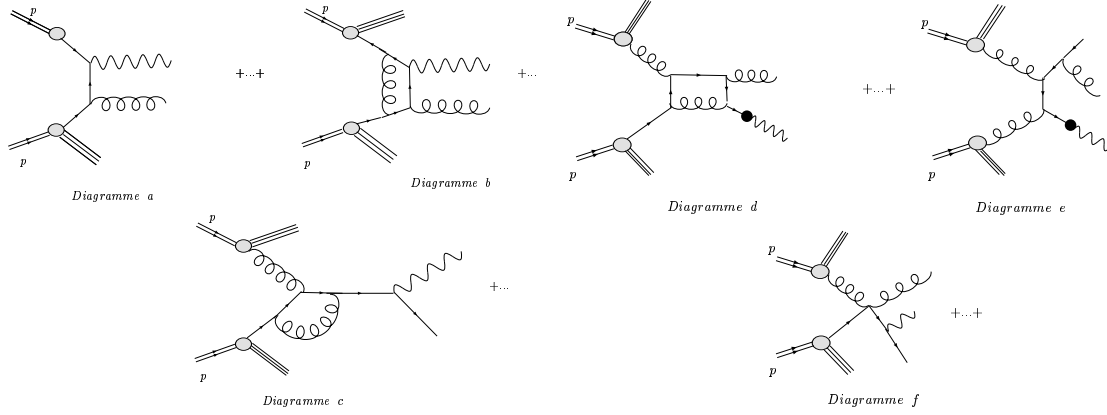


FIG. 2.2 – Diagrammes de Feynman contribuant au calcul NLO de QCD.

cune signification physique directe au-delà du LO. D'un point de vue théorique, la distinction est définie par un choix arbitraire. Il découle de la nécessité de factoriser les singularités colinéaires de l'état final et de les absorber dans les fonctions de fragmentation. Cette factorisation introduit une échelle arbitraire de fragmentation M_F , qui est un paramètre non physique. La dépendance en l'échelle arbitraire, en particulier M_F , disparaît uniquement lorsqu'on prend la somme des contributions directe et fragmentation à l'ordre auquel on fait le calcul perturbatif, et donc seulement cette somme est une observable physique.

2.2.1 La section efficace inclusive

Considérons tout d'abord la section efficace inclusive de la production d'un photon non isolé avec une impulsion p^γ . L'impulsion transversale et la rapidité du photon sont désignées respectivement par p_T^γ et y_γ (puisque le photon est sans masse, $y_\gamma = \eta_\gamma$ où η_γ est la pseudorapidité). La section efficace hadronique $d\sigma/dp_T^\gamma dy_\gamma$, que l'on note pour simplifier l'écriture par $\sigma(p^\gamma)$, est donnée par la somme des deux contributions 'directe' et 'fragmentation'. Elle peut être écrite comme [2.18] :

$$\sigma(p^\gamma) = \sum_a \int_0^1 \frac{dz}{z} \hat{\sigma}^a(p^\gamma/z; \mu, M, M_F) D_a^\gamma(z; M_F) + \hat{\sigma}^\gamma(p^\gamma; \mu, M, M_F) \quad (2.8)$$

où $\hat{\sigma}^a$ et $\hat{\sigma}^\gamma$ sont les sections efficaces 'partoniques' correspondantes. La contribution $\hat{\sigma}^a$ décrit la production d'un parton a ($a = q, \bar{q}, g$) dans la collision dure, et D_a^γ est la fonction de fragmentation du parton a dans un photon. La contribution directe $\hat{\sigma}^\gamma$ ne contient aucune fonction de fragmentation ; elle correspond au terme du couplage direct du photon de grand p_T au quark produit dans le sous-processus dur. Notons que $\hat{\sigma}^a$ et $\hat{\sigma}^\gamma$ ne sont pas des vraies sections efficaces partoniques, puisqu'elles incluent la convolution avec les distributions partoniques des hadrons initiaux.

Les sections $\hat{\sigma}^\gamma$ et $\hat{\sigma}^a$ sont connues au NLO en α_s :

$$\hat{\sigma}^\gamma(p; \mu, M, M_F) = \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right) \sigma_{Born}^\gamma(p; M) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^2 \sigma_{HO}^\gamma(p^\gamma; \mu, M, M_F), \quad (2.9)$$

$$\hat{\sigma}^a(p; \mu, M, M_F) = \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^2 \sigma_{Born}^a(p; M, M_F) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^3 \sigma_{HO}^a(p; \mu, M, M_F). \quad (2.10)$$

Les expressions de σ_{HO} (et σ_{Born}) pour les contributions directe et fragmentation peuvent être trouvées respectivement dans [2.19, 2.20] et [2.21]. Elles dépendent de l'échelle de renormalisation μ , de l'échelle de factorisation M des distributions partoniques de l'état initial et de l'échelle de factorisation M_F de la fonction de fragmentation du photon. Ces résultats ont été le point de départ de la phénoménologie du photon direct ces vingt dernières années [2.19]. Plus récemment, les expressions impliquant la resommation des termes logarithmiques et qui sont grands aux limites de l'espace de phase sont également disponibles dans [2.22, 2.23, 2.24, 2.25, 2.26, 2.27].

Pour se faire, intéressons nous à la section efficace inclusive du photon-jet. Nous proposons une expression plus détaillée de $\sigma(p^\gamma)$ dans l'éq. (2.8). Tout d'abord, considérons la contribution de fragmentation ("brens") dans l'approximation de Born. Le photon aura une impulsion transverse $p_T^\gamma = z p_T^a$ et une rapidité $\eta_\gamma = \eta_a$. Quant au jet reculant contre ce photon, qui est ici le parton b , il a une rapidité $\eta_{jet} = \eta_b$. Les moments transverses, les rapidités et l'énergie hadronique sont tous définis dans le repère du c.m.. Nous écrivons cette section efficace dans une forme plus compacte :

$$\begin{aligned} d\sigma_{Born}^{brens}[A + B \rightarrow \gamma + jet + X] &= 2\pi \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^2 \sum_{a,b} \int_{z_{min}}^1 D_a^\gamma(z, M_F) dz \\ &\times \int E_a \frac{d\hat{\sigma}_{Born}[A + B \rightarrow a + b + X]}{d\vec{p}_a d\eta_b} d\eta_b d\eta_a p_{T_a} dp_{T_a} \end{aligned} \quad (2.11)$$

où z_{min} est donné par :

$$z_{min} = \max \left\{ \frac{p_T^\gamma}{\sqrt{S}} (e^{\pm\eta_\gamma} + e^{\pm\eta_b}) \right\} \quad (2.12)$$

Nous pouvons écrire une expression similaire des corrections d'ordres supérieurs (HO) pour la contribution de fragmentation :

$$\begin{aligned} d\sigma_{HO}^{brens}[A + B \rightarrow \gamma + jet + X] &= 2\pi \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^3 \sum_{a,b,i} \int_{z_{min}}^1 dz D_i^\gamma(z, M_F) \int_{\frac{z_{min}}{z}}^1 dx P_{ia}(x) \\ &\ln \left(\frac{p_T^\gamma}{M_F} \right) E_a \frac{d\hat{\sigma}_{Born}[A + B \rightarrow a + b + X]}{d\vec{p}_a d\eta_b} d\eta_b d\eta_a p_{T_a} dp_{T_a} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +2\pi \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^3 \sum_a \int dz D_a^\gamma(z, M_F) \\
& K_{HO}^{brems} [A + B \rightarrow a + b + X](p_T^\gamma, \mu, M). \tag{2.13}
\end{aligned}$$

Dans l'équation précédente, la dépendance en M_F des corrections HO a été écrite de manière explicite. Le restant des corrections HO est donné par K_{HO}^{brems} qui ne dépend de M_F . Les propagateurs $P_{ia}(x)$ sont les fonctions de splitting d'Altarelli-Parisi définies par la formule (1.6).

La contribution directe a la forme suivante :

$$\begin{aligned}
d\sigma^{dir} [A + B \rightarrow \gamma + jet + x] &= 2\pi \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right) \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) \sum_b E_\gamma \frac{d\hat{\sigma}_{Born}[A + B \rightarrow \gamma + b]}{d\vec{p}_\gamma d\eta_b} d\eta_b d\eta_\gamma p_{T_\gamma} dp_{T_\gamma} \\
& +2\pi \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) \sum_{\substack{a,b \\ a=q, \bar{q}}} \int_{z_{min}}^1 dz e_a^2 P_{\gamma q}(z) \ln \left(\frac{p_{T_\gamma}}{M_F} \right) \\
& \times E_a \frac{d\hat{\sigma}_{Born}[A + B \rightarrow a + b + X]}{d\vec{p}_a d\eta_b} d\eta_b d\eta_a p_{T_a} dp_{T_a} \\
& +2\pi \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\pi} \right)^2 \left(\frac{\alpha}{\pi} \right) K_{HO}^{dir} [A + B \rightarrow \gamma + jet + X](p_{T_\gamma}, \mu, M) \tag{2.14}
\end{aligned}$$

Ici nous avons inclus les corrections de QCD jusqu'au NLO et nous avons rendu la dépendance en M_F des corrections HO explicite. La fonction de splitting $P_{\gamma q}(z)$ d'un quark q dans un photon est :

$$P_{\gamma q}(z) = \frac{1 + (1 - z)^2}{z} \tag{2.15}$$

Le calcul de NLO décrit jusqu'à présent est étendu au cas des photons isolés. Avant de traiter cela, nous discutons la validité de la factorisation des photons isolés à n'importe quel ordre de la théorie de perturbation en QCD.

2.2.2 La production de particule isolée et la factorisation

Dans le cas des photons isolés, le critère d'isolement (2.7) impose des restrictions supplémentaires de l'espace de phase. Ceci implique que la section efficace n'est pas entièrement inclusive dans l'état hadronique final et, de là, l'expression factorisée (2.8) n'est pas nécessairement valable (voir les réf. de [2.2bis]). Ce point a été examiné en détail dans la réf. [2.28], où la factorisation a été démontrée à n'importe quel ordre de la théorie de perturbation en QCD et précisément dans le cas du critère d'isolement défini dans l'éq. (2.8). La discussion dans la réf.[2.28], a été focalisée particulièrement sur la production de prompt photon dans les collisions e^+e^- . Pour clarifier plus les différences entre les collisions e^+e^- et celles de hadron-hadron, nous considérons plus en détail le dernier cas dans ce qui suit.

Dans la littérature sur la production du photon isolé aux collisionneurs hadroniques, le critère d'isolement (2.7) est quelquefois remplacé par un autre similaire, dans lequel l'isolement est défini par une limite supérieure E_{max} sur l'énergie hadronique E^{had} dans le cadre de c.m. plutôt que par une limite supérieure E_{Tmax} sur l'énergie transversale hadronique E_T^{had} . Ceci est tout à fait normal puisque dans e^+e^- , on a une symétrie sphérique et donc E est la bonne variable. Par contre, dans pp , on a une symétrie cylindrique et dans ce cas c'est E_T la bonne variable.

2.3 Les sources du bruit de fond à la production de photon direct

Le bruit de fond pour les événements basés sur le processus (2.2) est principalement causé par :

- Les événements avec photons de grand p_T produits dans les canaux de désintégration des mésons neutres comme π^0 , η , ω et K_s^0 .
- Les événements avec photons rayonnés à partir d'un quark (i.e. photons bremsstrahlung) dans les sous-processus NLO de QCD des diffusions $qg \rightarrow qg$, $qq \rightarrow qq$, et $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$. Le bruit de fond peut également être causé par les événements " e^\pm qui contient un jet et " e^\pm comme un photon direct candidat. La valeur de la fraction de ces événements de bruit de fond total a été estimée dans [2.16, 2.17].

Le bruit de fond contenant le premier type d'événements peut être supprimé d'une manière considérable par le critère de sélection d'événements appliqué dans [2.16, 2.17]. Il peut aussi être achevé, dû au critère d'isolement très strict appliqué au photon, car le meson père (π^0 , η , ω ou K_s^0) est souvent entouré par d'autres particules. Le nombre d'événements du bruit de fond résiduels doit être bien évalué afin de séparer leur contribution de celle provenant des événements " $\gamma + jet$ " (2.2).

2.4 Présentation de la méthode du travail

Le code que nous utilisons dans ce Chapitre dérive d'un programme NLO Monte Carlo **PHOX** conçu pour calculer les sections efficaces simple-inclusives et les distributions associées,

$$E \frac{d\sigma(A + B \rightarrow F_1 + X)}{d\vec{p}_1}$$

où F_1 est une particule de grand- p_T , photon ou hadron [2.29), 2.30]. Ce programme combine la méthode de division de l'espace de phase (phase-space slicing) [2.31, 2.32] et la méthode de soustraction [2.33, 2.34] pour traiter les parties singulières molles et colinéaires des éléments de matrice perturbative.

Pour un sous-processus partonique générique $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$, le photon et un parton sortant, disons 3 et 4, ont un grand p_T et sont bien séparés dans l'espace de phase, tandis que le parton de l'état final restant, disons 5 peut être soit "mou" et/ou colinéaire à l'un des quatre autres partons. L'espace de phase est partagé en quatre parties en employant deux paramètres arbitraires non physiques, p_{Tm} et R_{Th} (de l'ordre de 0.1 dans notre code), avec $|p_{Tm}| \ll \vec{p}$ et $R_{Th} \ll 1$, de la manière suivante :

- Partie *I* :

La norme $|p_{T5}^{\vec{}}|$ du moment transversal de la particule 5 est astreint à être plus petit que p_{Tm} ($|p_{T5}^{\vec{}}| < p_{Tm}$), pris petit comparé aux autres moments transversaux (de l'ordre de 0.5% du p_T minimal du photon/hadron final). L'intégration sur la particule 5 dans ce cylindre compense les singularités infrarouges et les singularités colinéaires liées à l'état initial, qui sont plutôt absorbées dans une redéfinition des densités partoniques. Il compense aussi une petite fraction des singularités colinéaires de l'état final provenant de la sous-région dans laquelle le parton 5 est très "mou".

- Partie *II.a* :

Cette partie correspond à la région où $|p_{T5}^{\vec{}}| \geq p_{Tm}$ et le parton 5 est dans le cône C_3 selon la direction de la particule 3, définie par :

$$(y_5 - y_3)^2 + (\phi_5 - \phi_3)^2 \leq R_{th}^2.$$

L'intégration dans le cône C_3 compense plus les singularités colinéaires de l'état final apparaissant quand 5 est colinéaire à 3; i.e. celles qui ne sont pas déjà contenues dans la partie *I*. Aurement dit, elles sont absorbées dans une redéfinition des fonctions de fragmentation.

- Partie *II.b* :

Le vecteur du moment transversal de la particule 5 est contraint à avoir une norme plus grande que p_{Tm} , et appartenir au cône suivant la direction de la particule 4 (C_4) défini de manière analogue que *II.a*, mais avec le remplacement de la particule 3 par la particule 4 :

$$(y_5 - y_4)^2 + (\phi_5 - \phi_4)^2 \leq R_{th}^2.$$

L'intégration dans le cône C_4 compense plus les singularités colinéaires de l'état final apparaissant quand 5 est colinéaire à 4. Elles sont absorbées dans une redéfinition des fonctions de fragmentation (La particule 5 ne peut jamais être dans les parties *II.a* et *II.b* simultanément).

- Partie *II.c* :

Le vecteur du moment transversal de la particule 5 est astreint à avoir une norme plus

grande que p_{Tm} ($| \vec{p}_{T5} | \geq p_{Tm}$), et n'appartenir à aucun des deux cônes définis précédemment (C_3, C_4). Cette tranche de l'espace de phase ne rapporte aucune divergence, et peut par conséquent être traitée directement en 4 dimensions. On doit spécifier les valeurs de p_{Tm} et R_{th} qu'on souhaite utiliser.

Les singularités molles et colinéaires apparaissent quand l'intégration sur les variables cinématiques (telles que moment transversal, rapidité et les angles azimutaux) de la particule 5 est accompli sur les parties *I*, *II.a* et *II.b*. Elles sont d'abord régularisées par une continuation dimensionnelle de 4 à $d = 4 - 2\epsilon$, $\epsilon < 0$. L'intégration en d-dimension sur la particule 5 sur ces tranches de l'espace de phase rend ces singularités comme des pôles en $1/\epsilon$ simultanément avec les termes non singuliers quand $\epsilon \rightarrow 0$. Après combinaison avec les contributions virtuelles correspondantes, les singularités infrarouges disparaissent, et les singularités colinéaires résiduelles qui ne disparaissent pas sont factorisées et absorbées dans les fonctions de distributions et de fragmentation partoniques. Pour une présentation étendue des détails et les formules explicites correspondantes, nous nous référons à [2.35].

Nous appellons les quantités resultantes par les pseudo-sections efficaces pour les processus $2 \rightarrow 2$ et quasi $2 \rightarrow 2$, dont le contenu détaillé est donné dans l'Appendice de la thèse d'habilitation de T. Binoth p.18. Le mot "pseudo" rappelle que ces sections efficaces ne sont pas authentiques, puisque les contributions $2 \rightarrow 2$ et quasi $2 \rightarrow 2$ ne sont pas en général positives. Ces pseudo-sections efficaces aussi bien que les éléments de matrice de transition sur la partie *II.c*, sont les plus employés pour échantillonner les configurations cinématiques, dans le cadre d'un générateur d'événements partoniques.

2.5 Description du Code Fortran

Ces codes Fortran **NLO** permettent de calculer les sections efficaces simple et double inclusive à grand p_T pour les réactions impliquant les photons, les hadrons et les jets. La production des quarks lourds massifs n'est pas décrite par ces codes dans lesquels l'approximation non massive est utilisée.

Ces codes sont des générateurs d'événements au niveau partonique et ils sont construits selon le même schéma.

Les programmes **Phox** ont comme entrées : un fichier contenant l'énergie de centre de masse du système des hadrons collisionnants, les différentes coupures préselectionnées y compris les critères d'acceptance, le choix des hadrons (initial et final), le choix des densités partoniques, choix des fonctions de fragmentation et une intégration sur l'espace de phase séparé avec **BASES** des contributions $2 \rightarrow 3$, quasi $2 \rightarrow 2$ and $2 \rightarrow 2$. La génération des événements avec un poids ± 1 pour chaque contribution avec **SPRING** (des coupures plus raffinées peuvent être ajoutées) et à la fin ils mettent les événements

dans des histogrammes des observables arbitraires (HBOOK, PAW).⁴

2.6 Formalisme de $\cos \theta^*$

Avant tout, donnons une définition simpliste de notre variable en question θ^* , qui représente ici l'angle polaire entre le photon et le jet réculant derrière dans le centre de masse partonique. Cependant, plusieurs publications de UA2 et CDF ont montré qu'il y a un bon accord entre les données expérimentales et les prédictions théoriques pour la section efficace du photon direct sur une large portée des énergies de centre-de-masse (c.m). QCD perturbative (pQCD) prédit que les événements de la distribution angulaire dans le (c.m) différeront considérablement des événements de dijets. La collaboration UA2 avait démontré ceci en traçant le rapport des distributions angulaires (c.m) de photon/dijet [2.36]. La distribution $\cos \theta^*$ est plus sensible aux contributions relatives des diagrammes LO et NLO de QCD. La contribution au plus bas ordre LO de la production du prompt photon, aux énergies de Tevatron, est dominée par le canal "t" à travers l'échange d'un quark, de spin $\frac{1}{2}$ (processus (2.3)), qui produit une distribution angulaire de photon ayant en gros une dépendance en $\cos \theta^*$ de la forme : $\frac{1}{(1 - \cos \theta^*)}$ (terme direct de la section efficace). Par contraste, la production de dijet est dominée par toujours le canal "t" mais à travers l'échange d'un propagateur gluonique de spin 1, selon le processus $gg \rightarrow gg$, où le gluon de spin 1 produit une distribution angulaire de jet ayant en gros une dépendance en $\cos \theta^*$ de la forme : $\frac{1}{(1 - \cos \theta^*)^2}$ (terme de fragmentation de la section efficace).

Dans l'étude de l'observable $\cos \theta^*$, nous reprenons la première mesure expérimentale de la distribution angulaire du photon direct dans le référentiel (c.m), à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV faite par le groupe CDF (**FERMILAB-Pub-93/032-E CDF**); et la comparons à nos prédictions théoriques LO et NLO de QCD sous forme d'histogrammes de l'observable physique, autrement dit, en considérant la somme de la contribution directe et la contribution fragmentation au NLO et au LO, qu'on peut les abrégéer comme suit : $(DNLO + FNLO, DNLO + FLO)$ ⁵. Dans cette analyse, nous employons un système de coordonnées défini tel que l'axe des z soit la direction du proton. Les variables cinématiques du (c.m) sont déterminées dans le système $2 \rightarrow 2$ par : le p_T du photon candidat (retenu après application du critère d'isolement et les conditions d'acceptation), et les positions du détecteur par rapport au photon et au "jet somme" autrement dit les positions définies par $(\eta_\gamma, \eta_{jet})$ via les relations suivantes, telles qu'elles sont définies par le groupe CDF :

⁴**BASES and SPRING : S. Kawabata, Comp. Phys. Comm. 88, 309 (1995)**

⁵ $DNLO + FNLO$: Next-to-Leading-Order Direct + Next-to-Leading-Order fragmentation ; $DNLO + FLO$: Next-to-Leading-Order Direct + Leading-Order fragmentation

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta^* = \frac{\eta_\gamma - \eta_{jet}}{2} \\ \eta^{boost} = \frac{\eta_\gamma + \eta_{jet}}{2} \\ P^* = P_T^\gamma \cosh \eta^* \\ \cos \theta^* = \tanh \eta^* \end{array} \right.$$

où η_γ et η_{jet} sont respectivement les rapidités du photon et du jet reculant en arrière du photon dans l'hémisphère opposé.

Tout d'abord, la production des photons dans cette étude était restreinte aux régions d'acceptation en ces variables cinématiques. Pour sélectionner toujours un système $2 \rightarrow 2$, on a imposé dans notre étude un certain critère d'isolement car il a été signalé que les photons provenant d'un processus de fragmentation sont toujours accompagnés par de l'énergie hadronique. Par conséquent, un tel critère d'isolement est nécessaire pour permettre seulement à une quantité d'énergie hadronique transverse maximale d'être déposée dans un cône d'isolement de rayon $R = 0.7$ ($R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$) qui sera dans ce cas de $E_{T_{max}} = 2$ GeV autour de la direction du photon ; cette direction étant définie par la rapidité et l'angle azimutal. De plus, on a reproduit certaines coupures d'acceptation déjà adoptées par l'expérience du groupe de CDF ; comme prendre la somme vectorielle des moments des jets opposés au photon en " ϕ " (angle azimutal) ; afin d'avoir un seul que l'on a doté du nom "jet somme" et cependant, nous avons inséré dans notre code cette condition qui consiste à maintenir que le jet de plus grand P_T dans l'hémisphère opposé en " ϕ " du photon, de sorte qu'on conserve le système $2 \rightarrow 2$; et que le P_T du "jet somme" soit > 10 GeV/c. Des conditions supplémentaires étaient imposées pour assurer que les photons étaient bien mesurés. Celles-ci incluent une coupure sur la pseudorapidité du photon, on ne s'intéresse qu'à la région centrale en rapidité ($|\eta_\gamma| < 0.9$).

Donc pour mettre en évidence notre étude et tester la fiabilité des prédictions de "PHOX" de J.-Ph. Guillet (décrit ci-dessus), toutes les coupures et critères d'isolement cités ci-dessus sont reproduits dans notre code numérique. Cependant, on a mis au point ce programme fortran "PHOX" permettant de générer des événements (photon+jet) dans le cadre du modèle des partons à l'approximation au-delà des logarithmes dominants, en sélectionnant pour cela deux régions cinématiques (voir tableau 2.1 ci-après). Les fonctions de distribution partoniques (PDFs) employées sont celles de la paramétrisation récente CTEQ5M, toutes les échelles de renormalisation, factorisation et de fragmentation sont prises égales à $p_T/2$ ($\mu = M = M_F = p_T/2$), le nombre de saveurs était fixé à $n_f = 5$. L'intérêt du critère d'isolement ainsi que les coupures d'acceptation c'est de rejeter la masse des jets formant le bruit de fond substantiel, qui complique beaucoup l'analyse du signal du photon direct. Nous avons effectué une comparaison détaillée avec les données expérimentales de CDF,

Les variables du centre-de-masse (c.m) sont déduites à partir de P_T (du photon) et des directions du photon candidat et du "jet somme". Dans ce cas, nous pouvons ajouter autant de jets que nous voulons (s'ils sont toujours dans l'hémisphère opposé en ϕ du

photon) et ont un $P_T > 10$ GeV/c.

La distribution angulaire présentée par le groupe CDF est $\frac{d^2 N}{dP^* d \cos \theta^*}$; où on a intégré sur une gamme de l'impulsion du (c.m) P^* . Dans notre calcul, nous avons présenté : $\frac{d^2 \sigma}{dP^* d \cos \theta^*}$. (à une constante de proportionnalité près liée au luminosité du détecteur ($\frac{d^2 \sigma}{dP^* d \cos \theta^*} \approx \frac{d^2 \sigma}{dP^* d \cos \theta^*}$). La constante de proportionnalité est définie par les équations (2.17), (2.18), pour chaque région d'acceptation en θ^* , η^* , η^{boost} et P^* .

Puisqu'il ne peut pas y avoir une asymétrie angulaire quelconque dans cette mesure (les deux particules sont dos-à-dos, de plus, elles ont même $p_{T_{min}}$), nous avons procédé à un tracé de $|\cos \theta^*|$. Il est souhaitable de pousser la mesure jusqu'aux grandes valeurs de $\cos \theta^*$, puisque les différences entre les données et les calculs théoriques sont prononcées aux petits angles. Les limites sur l'acceptation en η_γ impliquent un $\eta^* = 0.9$, valeur maximale qui pourrait être mesurée dans une région d'acceptation uniforme; ceci correspond à $\cos \theta^* \sim 0.7$. Afin d'utiliser autant de données que possible, le groupe CDF avait sélectionné deux régions (voir tableau 2.1), chacune d'elles est uniforme en acceptation de η^* et η_{boost} tout en normalisant la région de recouvrement (chevauchement). Les coupures correspondantes pour $\cos \theta^*$ sont données dans le tableau 2.1.

Variable	Région1	Région2
$\pm \cos \theta^*$	0.0 à ± 0.6	± 0.3 à ± 0.8
$\pm \eta^*$	0.0 à ± 0.7	± 0.3 à ± 1.1
η^{boost}	∓ 0.9 à ± 0.2	± 1.2 à ∓ 0.2
P^*	27.8 à 45.0 GeV/c	36.7 à 47.0 GeV/c

Tableau 2.1 : Tableau des coupures sur les variables du c.m qui assurent une acceptance uniforme pour $\cos \theta^*$.

Notons que les limites de P^* pour l'acceptation uniforme sont le résultat de la combinaison des limites sur p_T ($22 \text{ GeV}/c < p_T < 45 \text{ GeV}/c$) et η^* , explicitement on a :

$$\begin{aligned} P_{min}^* &= p_{T_{min}} \cosh \eta_{max}^* \\ P_{max}^* &= p_{T_{max}} \cosh \eta_{min}^* \end{aligned}$$

La plus grande incertitude de la mesure vient des statistiques d'événements appartenant à la région de chevauchement et donc, une augmentation dans la largeur de la bande en impulsion est fondamentale pour la mesure; puisque le minimum de P^* est déterminé en grande partie par le minimum de p_T . Cependant, en baissant le minimum de p_T ceci nous

donne une bande d'acceptation en P^* croissante sur toute la portée de $\cos \theta^*$ qui réduit considérablement l'incertitude de normalisation qui est importante dans cette mesure.

Le nombre d'événements non normalisés (N_γ) de photons trouvés dans chaque bin de $\cos \theta^*$ ainsi que le nombre d'événements normalisés (N_γ^n) sont regroupés dans le Tableau 2.2 ci-dessous avec les incertitudes statistiques et systématiques correspondantes (les erreurs sont la somme quadratique des incertitudes statistiques et systématiques). Les données du prompt photon montrent un accord approximatif avec les contributions théoriques LO et NLO mais ne s'accordent pas avec les données de fragmentation (dijets sur la Figure) ou les calculs théoriques de dijets. Les courbes théoriques ont été générées au niveau partonique et sont astreintes à passer les mêmes conditions d'isolement comme les données.

$ \cos \theta^* $	N_γ	Err Stat	Err Syst	Err	N_γ^{norm}	ErrStat _n	ErrSyst _n	Err _n
0.0 – 0.1	147.9	±28.2	±22.7	±36.2	1.086	±0.207	±0.167	±0.266
0.1 – 0.2	131.2	29.4	17.3	34.1	0.964	0.216	0.127	0.250
0.2 – 0.3	129.2	28.1	16.8	32.7	0.949	0.206	0.123	0.240
0.3 – 0.4	124.6	27.6	16.9	32.4	0.915	0.203	0.124	0.238
0.4 – 0.5	129.0	32.6	26.9	42.3	0.947	0.239	0.197	0.310
0.5 – 0.6	250.2	43.7	39.8	59.1	1.838	0.321	0.292	0.434
0.6 – 0.7	95.6	20.7	26.1	33.3	2.782	0.602	0.759	0.969
0.7 – 0.8	164.6	33.5	46.1	57.0	4.790	0.975	1.341	1.658

Tableau 2.2 : Tableau des données et les incertitudes après soustraction du bruit de fond. N_γ sont les données non normalisées et N_γ^n sont les données normalisées comme sont montrées sur la Figure 2.3 de *CDF*.

Les trois dernières colonnes représentent respectivement les incertitudes statistiques normalisées, les incertitudes systématiques normalisées et la somme quadratique des deux qui représente l'incertitude totale. Etant donné qu'on avait séparé les deux régions cinématiques donc pour obtenir le nombre des événements "normalisés" pour chaque région, on a procédé séparément comme suit :

- pour la région 1 (les 6 premiers bins) :

$$\frac{N_\gamma^{bin1} + N_\gamma^{bin2} + N_\gamma^{bin3}}{3} = 136.1 \quad (2.16)$$

Pour trouver N_γ^n (pour les 6 premiers bins, 6 ième colonne dans le tableau ci-dessus, on écrit :

$$N_\gamma^n = \frac{N_\gamma}{136.1} \quad (2.17)$$

Et nous retrouvons ainsi les mêmes valeurs du groupe *CDF* [2.28].

• pour la région 2 (les 2 derniers bins), on a :

$$\sigma_{tot} = RegI + \frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} RegII \quad (2.18)$$

Pour calculer les erreurs (systs. et stats.), on suit la même règle. Ceci représente en fait une sorte de normalisation.

La Figure. 2.3 montre les mesures de CDF de la distribution $dN/d \cos \theta^*$ en fonction de $\cos \theta^*$ après soustraction du bruit de fond (N représente le nombre des événements de prompt photon retenus dans le calorimètre). Sur le même tracé sont reportées également les prédictions théoriques complètes de NLO de QCD pour photon + jet (courbe continue) [2.37] et comparées aux données photon + jet (triangles noirs) et le calcul LO [2.38] de production du prompt photon, ainsi que le calcul LO (courbe en pointillés) de la production de dijet et les données correspondantes de dijet de CDF [2.39] (carrés noirs). Les barres d'erreurs sur la Figure. 2.3 montrent les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques additionnées en quadrature. Toutes les courbes théoriques et données expérimentales de CDF ont une normalisation de telle sorte que la partie plate $|\cos \theta^*| < 0.3$ ait une aire de 0.3.

La Figure. 2.4 montre nos prédictions théoriques NLO de QCD brutes (histogrammes en tirets) et LO de QCD (histogrammes en pointillés) de la distribution angulaire $d\sigma/\cos \theta^*$ avec les données expérimentales de CDF non normalisées (triangles). Pour les six premiers bins où $0 < \cos \theta^* < 0.3$ appartenant purement à la première région, on observe un léger accord à l'intérieur des barres d'erreurs, par contre, pour la région de chevauchement où $0.3 < \cos \theta^* < 0.6$, on remarque qu'il y a un accord parfait entre LO de QCD et données brutes de CDF et un désaccord entre ces dernières et les prédictions théoriques NLO de QCD sur $0.3 < \cos \theta^* < 0.5$, elles sont au-dessus des données expérimentales sauf pour les événements appartenants au dernier bin $0.5 < \cos \theta^* < 0.6$, où on a un infime accord à l'intérieur des barres d'erreurs mais il faut signaler encore une fois le désaccord entre LO de QCD et données dans ce même bin. Pour les deux derniers bins ($0.6 < \cos \theta^* < 0.8$) de la région 2, les prédictions théoriques (NLO et LO de QCD) sont au-dessous des données de CDF et elles sont loin d'avoir un accord avec les données de CDF même avant normalisation. Nous verrons qu'après normalisation, on obtient un bon accord entre nos prédictions théoriques et les données de CDF seulement pour la première région.

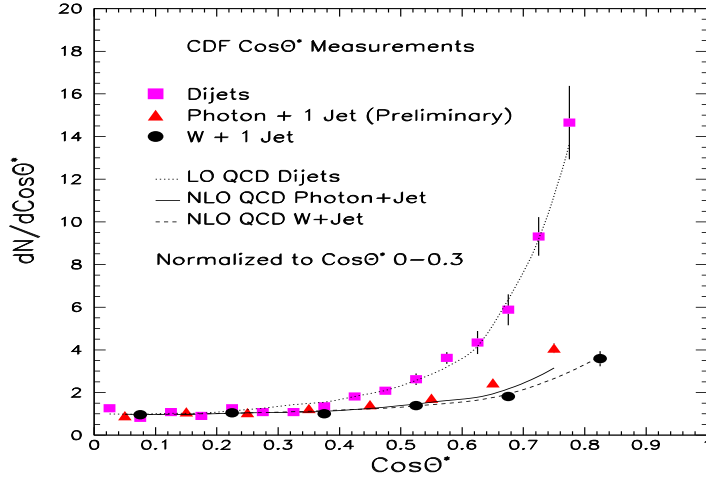


FIG. 2.3 – : Données normalisées de *CDF* : Prompt photon $dN/d \cos \theta^*$ après soustraction du bruit de fond. Les données du photon (triangles noirs) sont comparées au LO-QCD (tirets) et NLO-QCD (trait) [2.37]. Sont montrées également les données de dijet précédemment publiées [2.39] (carrés noirs) et les courbes théoriques pour les diagrammes d'arbre LO [2.38] (pointillés). Toutes les courbes des données et théoriques sont normalisées de telle sorte que la partie plate $|\cos \theta^*| < 0.3$ ait une aire de 0.3.

Sur la Figure 2.5 *a*, on montre les nos calculs théoriques générés par PHOX normalisés ainsi que les données de *CDF*. Pour normalisation, on a procédé comme suit : tout d'abord, on était contraint à raboter la région 1 et la région 2, ce qui revient à som-

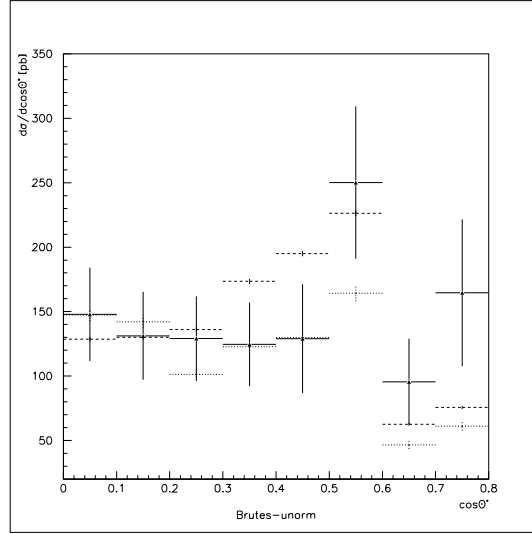
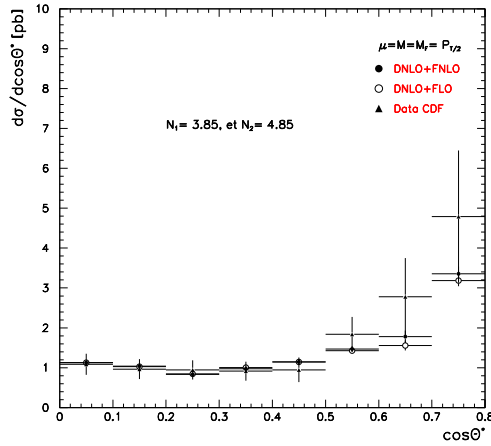


FIG. 2.4 – : Prédictions théoriques brutes NLO-QCD (tirets) et LO-QCD (poitillés) avec les données expérimentales de CDF non normalisées (triangles noirs) avec les barres d'erreurs.

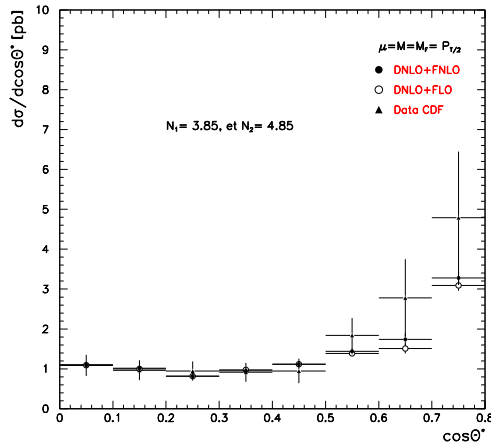
mer les événements (communs aux deux régions) de la région de chevauchement. Pour se faire, on a multiplié les calculs théoriques NLO et LO de QCD par respectivement un facteur $N_1 = 3.85$ et $N_2 = 4.85$. Après, on effectue une normalisation sur les trois premiers bins de telle sorte que la partie "plate" de la courbe $|\cos\theta^*| < 0.3$ ait une aire de 0.3.

Après normalisation, on obtient un bon accord pour les petites valeurs de $\cos\theta^*$, mais pour les deux derniers bins appartenant purement à la région 2, on remarque qu'il y a un désaccord entre les données et les prédictions théoriques (DNLO+FNLO et DNLO+FLO) de QCD malgré les barres d'erreurs qui sont énormes, ces dernières demeurent toujours au-dessous des données expérimentales de CDF, malgré les barres d'erreurs que présentent ces dernières. Sur la Figure 2.5 b est tracée la même distribution mais avec une normalisation sur les cinq premiers bins, c'est-à-dire prendre même en compte les deux autres bins de la région de chevauchement où on a eu un léger accord avant normalisation mais on obtient le même comportement aucune amélioration n'est observée.

Il est intéressant de mentionner que cette région est dominée par la contribution de fragmentation qui est réduite sous les effets des coupures expérimentales imposées d'une part et le critère d'isolement employé pour les prédictions théoriques d'autre part, donc, on perd toute information sur cette composante de fragmentation qui donne une contribution dominante dans la production inclusive du prompt photon aux collisionneurs. Ceci est vrai au Tevatron ($\sqrt{s} \sim 2$ TeV), et restera également vrai au LHC ($\sqrt{s} \sim 14$ TeV), puisque cette dominance augmente avec \sqrt{s} .



(a)



(b)

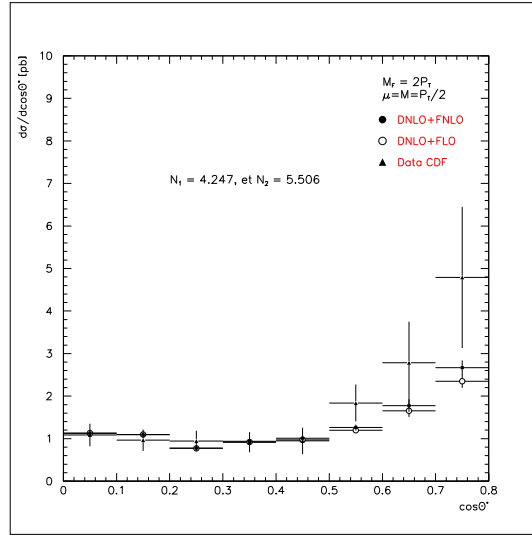
FIG. 2.5 – Prédictions théoriques (DNLO+FNLO)-QCD (cercles noirs) et (DNLO+FLO)-QCD (cercles blancs) comparées aux données expérimentales de CDF (triangles) avec les barres d'erreurs :

a) après normalisation sur les trois (03) premiers bins et

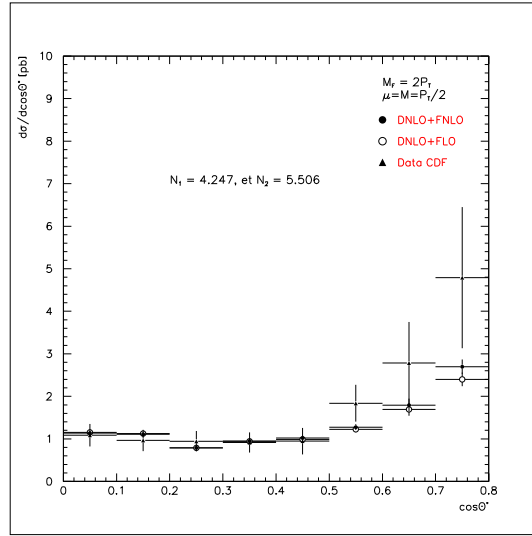
b) après normalisation sur les cinq (05) premiers bins avec $\mu = M = M_F = p_T^\gamma/2$.

2.6.1 Sensibilité au changement de l'échelle

Les incertitudes intrinsèques des prédictions NLO de QCD sont liées au choix des trois échelles arbitraires : l'échelle de renormalisation μ qui apparaît dans l'évolution de



(a)



(b)

FIG. 2.6 – : Sensibilité de la section efficace par rapport aux variations d'échelle, $\mu = M = p_T^\gamma/2$ et $M_F = 2p_T^\gamma$:

- a) normalisation sur les trois (03) premiers bins et
- b) normalisation sur les cinq (05) premiers bins.

la constante de couplage fort α_s , l'échelle de factorisation M associée aux singularités colinéaires de l'état initial et l'échelle de fragmentation M_F reliée à la fragmentation colinéaire d'un parton dans un photon.

A cet effet, nous avons effectué une estimation de cette incertitude théorique avec notre code PHOX en faisant varier cette échelle non physique. Nous avons pu remarquer que les changements de la prédiction dûs à cette variation (d'échelles) ne dépassent pas les 20%.

La Figure. 2.6 *a* montre l'observable $d\sigma/d\cos\theta^*$, les prédictions théoriques ont été calculées avec $\mu = M = p_T/2$, $M_F = 2p_T$, en employant les constantes $N_1 = 4.247$ et $N_2 = 5.506$ les constantes de normalisation utilisées respectivement pour raboter les deux régions pour nos prédictions théoriques NLO et LO; sur le même graphe, sont reportées aussi les données expérimentales. Cette façon de normaliser nous fait perdre beaucoup d'information sur la contribution de composante de fragmentation qui est, en principe, importante dans cette étude de notre observable. Encore une fois, on obtient un désaccord avec les données expérimentales, ces dernières sont toujours au-dessus des prédictions théoriques pour les deux derniers bins.

Il est important de mentionner que ce deuxième choix d'échelle ($M_F = 2p_T$) a fait diminuer les prédictions dans la région 2 et surtout pour les deux derniers bins et ceci pour les deux contributions $DNLO + FLO$ (cercles blancs) et $DNLO + FNLO$ (cercles noirs).

Par conséquent, en choisissant les échelles plus petites réduirait la taille des corrections d'ordre supérieur. Pour les expérimentateurs, pour avoir un bon accord, il faut ajouter 8% de fragmentation NLO (i.e. 8% de FNLO) de photon. Cependant, pour avoir un accord de nos prédictions théoriques avec les données, il faut multiplier par un facteur "5" le terme FNLO, ce qui est en très grand désaccord avec les 8% proposés par les expérimentateurs.

2.6.2 Conclusion

Cependant, on a un accord parfait pour les petites valeurs de $\cos\theta^*$ (grands angles), tandis que pour les événements qui appartiennent uniquement à la deuxième région (les deux derniers bins) et qui sont dominés par la composante de fragmentation ("FNLO"), il y a un grand désaccord entre données CDF et prédictions théoriques.

La distribution angulaire du système photon + jet est très sensible aux effets de fragmentation du photon, le résultat expérimental ayant une dépendance en $\cos\theta^*$ beaucoup plus raide (rapide) que les prédictions NLO de QCD, montrant ainsi l'existence peut-être de plus de fragmentation qu'il en est présent dans le calcul actuel de NLO. Le désaccord avec QCD dans la distribution angulaire est dû aux extra- événements de fragmentation dans les données, il montrerait que les prédictions standard de QCD sous-estiment la fragmentation du photon. La conclusion est ainsi que : avec le traitement des données effectué par l'expérience CDF (double normalisation), on perd toute la sensibilité à la composante de fragmentation.

2.7 Prospectives pour Tevatron Run II et pour LHC

D'après les données de production de jets au Tevatron, de 50 GeV à 450 GeV en impulsion transverse, il y a un décrochement à $\simeq 200$ GeV. Cela peut signifier que :

→ soit à $\simeq 200$ GeV, il va y avoir une nouvelle physique .

→ soit le gluon est mal mesuré dans cette région.

Cependant, la section efficace est sensible à la distribution du gluon à petite fraction de moment x . La séparation des sous-processus partoniques et la détermination de la contribution du mécanisme fondamental sont les tâches principales pour extraire une information directe sur la distribution du gluon.

Dans une première étude, on s'intéresse à la production d'un photon et/ou hadron chargé produit en association avec un jet dans les collisions proton-proton (au LHC) et proton-antiproton (au Tevatron). En fait, l'étude de la réaction photon-jet pourrait permettre la calibration du calorimètre hadronique. En effet à l'ordre le plus bas, comme l'impulsion transverse est conservée, la mesure de l'impulsion transverse du photon permet de connaître celle du jet. L'inclusion des ordres supérieurs complique la corrélation entre les impulsions transverses du jet et du photon. De plus, la sélection d'événements où les impulsions transverses du photon et du jet sont similaires rend la prédiction d'un calcul à ordre fixé instable et nécessite la resommation de grands logarithmes d'origine infra-rouge. Il est donc important d'étudier ce domaine cinématique, de quantifier l'instabilité d'un calcul à ordre fixé et éventuellement de la corriger par une resommation des logarithmes infra-rouges.

La réaction (photon + un jet) peut également permettre de mesurer les densités partoniques dans des régions où elles sont mal connues. Tout d'abord, comme le taux de production d'un hadron chargé + un jet est supérieur à celui de photon + un jet pour des impulsions transverses inférieures à 100 GeV, on a commencé par l'étude de cette réaction. Puisque contrairement à la réaction photon + un jet, il n'y a pas de critères d'isolement, pas de bruit de fond et on a plus de statistiques. De plus la section efficace est 10 fois plus grande que dans le cas photon + jet.

La description théorique des sections efficaces "hadron-jet" exige la connaissance des fonctions de fragmentation des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons. Ceci pourrait apparaître comme un désavantage par rapport à la réaction "jet-jet". Cependant, on doit noter que les corrections d'hadronisation sont aussi demandées dans les réactions de jet pour décrire l'hadronisation des partons et elles ne sont pas entièrement sous contrôle. D'ailleurs, les fonctions de fragmentation sont bien mesurées par les expériences du LEP et plusieurs paramétrisations récentes NLO des fonctions de fragmentation du quark et du gluon sont disponibles et elles ont été bien testées pour la production inclusive de l'hadron chargé dans les collisions $p\bar{p}$, γp et $\gamma\gamma$ par plusieurs chercheurs, qui ont trouvé un bon accord entre la théorie et les données, confirmant ainsi que les fonctions de fragmentation sont bien sous contrôle. Dans notre étude sur une possibilité de contraindre les fonctions de distribution partoniques dans le proton, nous en avons conclu que cette

réaction (" hadron-jet ") n'était pas appropriée pour la mesure des densités partoniques car l'incertitude sur les fonctions de fragmentation de partons en un hadron chargé était bien supérieure aux incertitudes des densités partoniques. C'est pour cette raison là que l'étude principale de cette réaction était consacrée à donner certaines contraintes sur les fonctions de fragmentation du hadron.

2.7.1 Hadron-jet

Le but de cette section est de montrer comment la production hadron-jet peut donner certaines contraintes sur les fonctions de fragmentation du hadron. Nous illustrerons ceci pour le cas des fonctions de fragmentation (FF) du hadron chargé.

Trois sets de paramétrisation des (FF) du hadron chargé BFGW [2.40]), KKP [2.41] et Kretzer [2.42] ont été extraites des données de LEP [2.43] sur la production inclusive du hadron chargé. En dépit de leur grande qualité, les données e^+e^- seules ne peuvent pas donner assez de contraintes pour déterminer précisément les paramètres non perturbatifs des fonctions de fragmentation du hadron chargé. En effet, si les trois paramétrisations sont tracées en fonction de z la variable de fragmentation, de grandes incertitudes peuvent être observées, particulièrement à grand z , entre les différentes paramétrisations. En particulier, les données de LEP ne peuvent pas décorréler les (FF) de "d", "s" et la (FF) du gluon. Il a été montré [2.44] que la hadro-production du hadron chargé permet de résoudre cette décorrélation dû au fait que les quarks légers et le gluon ont différent flux initial dans la hadro-production. En plus, la production associée d'un hadron plus un jet permettra d'avoir accès direct aux (FF) et non pas aux (FF) intégrées sur une certaine portée en z comme dans la production inclusive de l'hadron.

Choix des observables

L'observable la plus naturelle ayant un accès direct au (FF) est le P_t - balance entre l'hadron et le jet. Pour être plus précis, deux variables seront définies :

$$Z_h = - \frac{\vec{P}_{T_h} \cdot \vec{P}_{T_j}}{|\vec{P}_{T_h}|^2} \quad (2.19)$$

$$Z_j = - \frac{\vec{P}_{T_h} \cdot \vec{P}_{T_j}}{|\vec{P}_{T_j}|^2} \quad (2.20)$$

Au plus bas ordre (leading order) (LO), l'hadron et le jet sont dos-à-dos, donc les eqs.(2.20) et (2.21) deviennent :

$$Z_h = - \frac{P_{T_j}}{P_{T_h}} \sim \frac{1}{z} \quad (2.21)$$

$$Z_j = -\frac{P_{T_h}}{P_{T_j}} \sim z \quad (2.22)$$

Donc, à cet ordre, ces deux variables sont directement reliées à la variable de fragmentation z . Si les ordres supérieurs sont inclus, les relations entre Z_h et Z_j avec z deviennent plus compliquées :

$$Z_h = -\frac{P_{T_j} \cos(\phi_{jh})}{P_{T_h}} \quad (2.23)$$

$$Z_j = -\frac{P_{T_h} \cos(\phi_{jh})}{P_{T_j}} \quad (2.24)$$

où ϕ_{jh} est l'angle azimutal entre l'hadron et le jet.

A ce niveau, il peut y avoir un ou deux jets qui reculent contre le hadron. S'il y a plus qu'un jet, celui qui sera retenu c'est celui ayant le plus grand P_T .

Les coupures suivantes sont employées : l'impulsion transverse du hadron est astreinte à être plus grande que 25 GeV tandis que l'impulsion transverse du jet de plus grand P_T doit être plus grande que 30 GeV.

Sur la Fig. (2.7), la section efficace $d\sigma/dZ_j$ est tracée en fonction de Z_j , la plus grande partie de la section efficace est localisée autour de $Z_j = 25/30 \simeq 0.8$, en variant les coupures sur le minimum de l'impulsion transverse du hadron et de jet, différentes valeurs de Z_j (et donc de la variable de fragmentation) peuvent être sondées. Puisque deux jets peuvent reculer en opposition du hadron et puisque l'impulsion transverse du jet entrant dans la définition de Z_j est l'impulsion transverse du jet de plus grand P_T , la variable Z_j peut être plus grande que 1. La section efficace décroît rapidement dans cette région car deux jets avec presque le même P_T doivent être produits. La différence entre les (FF) est maximale pour Z_j entre 0.7 et 1. Celle-ci est typiquement la région qui n'est pas contrainte par les données de LEP dû principalement au manque des statistiques. Dans cette région, les (FF) de BFGW sont systématiquement plus grandes que celles de KKP tandis que celles de Kretzer sont les (FF) les plus basses. La différence entre Kretzer et BFGW est assez importante (presque un facteur de 2).

Sur la Fig. (2.8), la section efficace $d\sigma/dZ_h$ est tracée en fonction de Z_h , la plus grande partie de la section efficace est localisée autour de $Z_h = 30/25 \simeq 1.25$. Autour de $Z_h = 2$, les différences entre les (FF) deviennent plus petites puisque la région en z ayant été déjà sondée par les données LEP est scannée.

Il reste à voir si les différences entre les (FF) sont plus grandes ou plus petites qu'une variation en fonction des échelles.

Cependant, nos prédictions montrent qu'il y a une certaine instabilité dans le cas de "hadron-jet" vis-à-vis du changement de l'échelle de fragmentation M_F tandis que dans le cas "photon-jet", la section efficace est plus stable par contre il y a une sensibilité par rapport aux différentes paramétrisations de distributions de gluons.

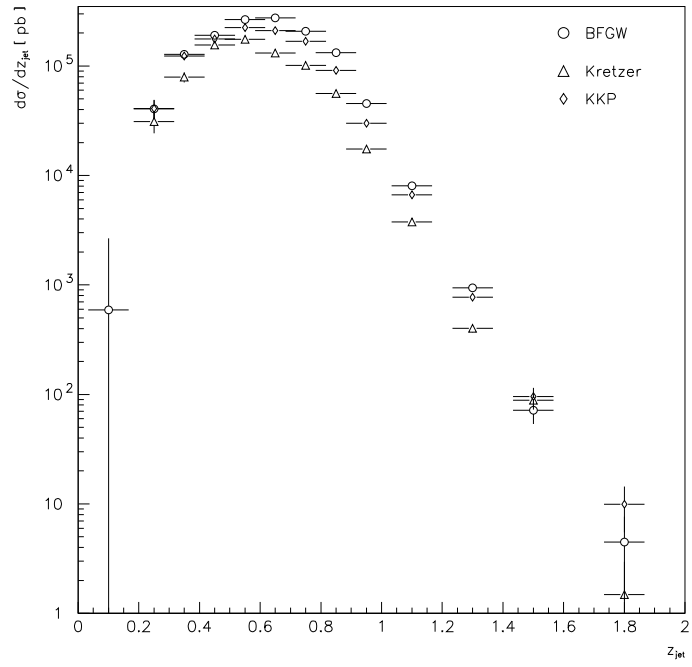


FIG. 2.7 – P_t balance balancé sur le jet.

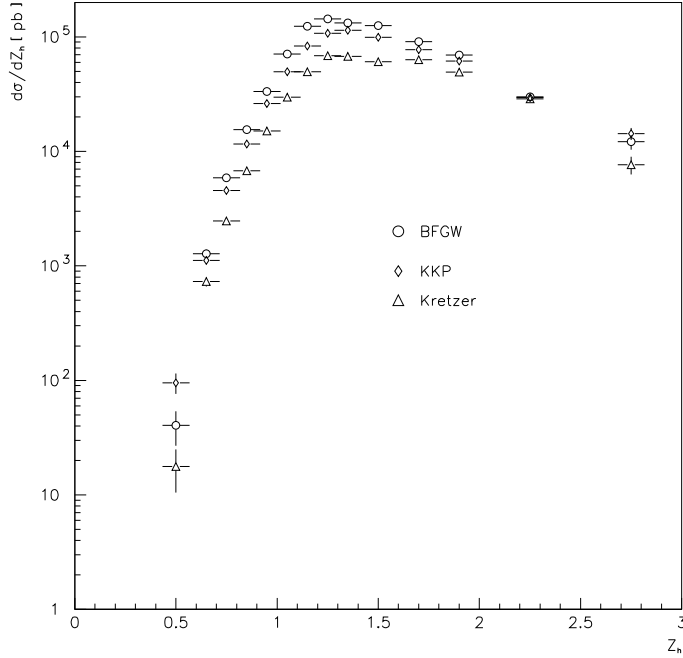


FIG. 2.8 – P_t balance balancé sur le hadron.

2.7.2 Photon-jet

Les photons directs sont des photons produits directement à partir des interactions parton-parton et non pas ceux issus de désintégrations de hadrons ou comme étant produits de la radiation des partons de l'état final. Ces photons émergent du processus de diffusion dur sans être modifiés et par conséquent, fournissent une sonde propre de la dynamique de la diffusion dure. Théoriquement, la bonne connaissance du couplage ponctuel du photon avec le quark et le gluon rend plus faciles les calculs d'ordre supérieur en QCD perturbative (pQCD). Expérimentalement, les photons peuvent être identifiés clairement et leur énergie ainsi que leur direction peuvent être mesurées avec précision, contrairement, aux jets, qui sont compliqués dû à la fragmentation et peuvent être définis uniquement en se donnant un certain algorithme de reconstruction. Bien que la production de jet au Tevatron à petites et moyennes valeurs de l'impulsion transverse du jet E_T puisse être également utile pour contraindre la distribution du gluon dans la gamme $0.05 \lesssim x \lesssim 0.2$. Mais à grand x ($x \sim 10^{-1}$), le processus le plus sensible à f_g c'est la production du prompt-photon. Puisque à présent, les données du prompt photon ne sont pas bien décrites/prédites par les calculs perturbatifs de QCD, ils ne peuvent

pas être employés pour une détermination précise de f_g .

Choix des observables

Pour la section efficace de la réaction "photon-jet", nous avons étudié les sections efficaces $d\sigma/dx_{LL}^\pm$ et $d\sigma/dx_{obs}^\pm$ pour donner certaines contraintes sur la fonction de distribution du gluon. Par conséquent, il est utile de contraindre le moment des partons entrants par ce qu'on appelle les variables x_{obs}^\pm et x_{LL}^\pm (définies ci-dessous dans le cas de la réaction "photon + jet") comme :

$$x_{obs}^\pm = \frac{P_T^\gamma e^{\pm\eta^\gamma} + E_T^{jet} e^{\pm\eta^{jet}}}{\sqrt{s}} \quad (2.25)$$

$$x_{LL}^\pm = \frac{P_T^\gamma (e^{\pm\eta^\gamma} + e^{\pm\eta^{jet}})}{\sqrt{s}} \quad (2.26)$$

x_{LL}^\pm (et x_{obs}^\pm) sont à l'approximation "Leading-Log" x_1 (et x_2), les variables partoniques qui rentrent dans les densités partoniques, la section efficace différentielle en fonction de ces variables permet d'avoir une mesure des densités partoniques avec x (au lieu d'avoir une intégration sur x comme dans le cas d'autres variables comme le p_T du photon). Dans notre étude, on a choisi comme direction privilégiée celle du proton si l'étude se fait pour la réaction $p\bar{p}$ au Tevatron ; autrement dit, on garde le signe (+) dans les formules précédentes.

La différence principale entre x_{obs} et x_{LL} consiste dans le fait que la variable x_{LL} est plus facile à mesurer car on n'a pas besoin de mesurer l'énergie transverse du jet (E_T^{jet}) qui recule derrière le photon contrairement à x_{obs} , mais seulement on mesure sa rapidité. De plus, on doit bien noter que -contrairement à la section efficace de dijet - les variables définies précédemment ne coïncident pas avec les variables partoniques dans le proton pour la contribution du terme du Born. Ces dernières sont données (Born) par :

$$x_{parton} = \frac{P_T^\gamma (e^{+\eta^\gamma} + e^{+\eta^{jet}})}{z \sqrt{s}} \quad (2.27)$$

Les variables x_{parton} sont plus grandes par un facteur de $\frac{1}{z}$ que x_{LL}^+ et par $\frac{(e^{+\eta^\gamma} + e^{+\eta^{jet}})}{(ze^{+\eta^\gamma} + e^{+\eta^{jet}})}$ que les x_{obs}^+ , où z est la variable de fragmentation étudiée ci-dessus. Nous présentons également nos perspectives concernant les observables en question pour le collisionneur $p\bar{p}$ au Tevatron Run II (Fermilab) à une énergie de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV et nous discuterons l'incertitude de normalisation due au choix de l'échelle de renormalisation (μ) pour nos prédictions LO et NLO au collisionneur LHC à $\sqrt{s} = 14$ TeV pour la réaction pp . Nous montrons que les photons directs dans le système photon-jet peuvent être utilisés pour sonder les gluons aux valeurs très basses de x et à très grand Q^2 en examinant les sections efficaces différentielles $d\sigma/dx_{LL}^+$ et $d\sigma/dx_{obs}^+$, mais dans la suite, on va se concentrer

sur x_{LL} ; puisque x_{obs} n'apporte rien de plus par rapport à x_{LL} .

Nous illustrerons ceci pour deux sets de paramétrisation des fonctions de distribution partoniques généreuses en gluon à savoir CTEQ6M [2.45] et MRST01 (voir [1.13] avec (mode 1 et mode 4)).

Il s'est avéré que la section efficace du photon direct est très sensible au contenu du proton en gluon à cause de la contribution dominante des diffusions dures de quark-gluon au leading-order dans les collisions proton-proton et proton-antiproton. Les deux paramétrisations sont utilisées avec toutes les échelles μ , M et M_F prises égales à $p_T/2$ pour étudier la sensibilité des observables $d\sigma/dx_{LL}^+$ et $d\sigma/dx_{obs}^+$ sont les plus récentes, à savoir, CTEQ6M et MRST01 (mode 1 et mode 4).

La section efficace du photon a une dépendance en pseudorapacité (η) qui est sensible aux paramétrisations des fonctions de distribution du gluon. La sensibilité est même plus spectaculaire dans la région de plus basse impulsion transverse ou la région en-avant du détecteur. Puisque les premières expériences du photon direct au Fermilab se sont concentrées sur la région centrale, l'aptitude de détection du photon direct ($|\eta| < 2.5$) au LHC (CERN) nous donne une nouvelle région cinématique pour examiner la dépendance en pseudorapacité où la distribution du gluon à l'intérieur des hadrons peut être contrainte. C'est pour cette raison que nous avons procédé à partager l'intervalle de pseudorapacité en sous-intervalles pour étudier avec précision la sensibilité de la section efficace différentielle en question par rapport à la distribution de gluon et pouvoir par la suite la contenir dans cette région.

2.7.3 Prospectives pour LHC

Dans ce cas, pour la simulation, nous avons imposé un critère d'isolement, qui rejette les événements avec un jet de $E_T \geq 10$ GeV d'énergie transverse maximale déposée dans le cône d'isolement autour du photon ayant un rayon de 0.4. Pour les positions du détecteur, on a choisi $-2.5 < \eta_\gamma, \eta_{jet} < 2.5$. Nos calculs NLO et LO de QCD sont générés par la simulation des événements en utilisant dans notre code deux sets de paramétrisations des dernières fonctions de distribution partoniques (PDFs), MRST01 (mode 1) et CTEQ6M (toutes les deux sont généreuses en gluon dans le proton), et toutes les échelles sont prises égales à $p_T/2$.

La Figure 2.9, montre la section efficace $d\sigma/dx_{LL}^+$ pour les deux paramétrisations CTEQ6M (histogramme continu) et MRST01 (mode 1) (tirets) $\mu = M = M_F = P_T/2$, on remarque que la différence entre les deux paramétrisations n'est pas importante de l'ordre de 17% autour de $x_{LL}^+ \simeq 3.25 \cdot 10^{-3}$.

Comme illustration de la sensibilité de l'observable $d\sigma/dx_{LL}^+$, sur la Figure 2.9, nous observons aussi que les effets dûs à l'emploi de différentes paramétrisations de la distribution du gluon dans le proton, à savoir, les sets MRST01 (mode 1) et CTEQ6M, sont appréciables et ceci est dû principalement à la forme différente du gluon dans les

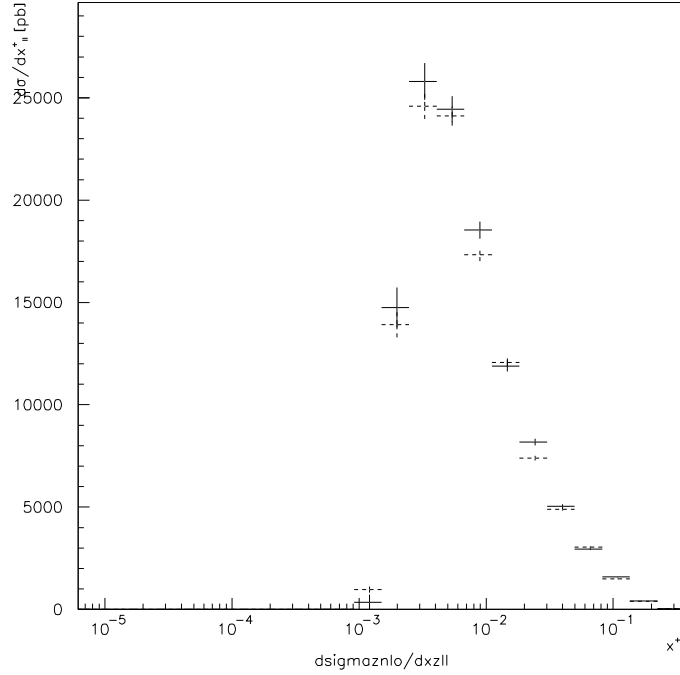


FIG. 2.9 – : Comparaison des calculs NLO de QCD pour la distribution $d\sigma/dx_{LL}^+$ pour les deux sets de paramétrisations de fonctions de distribution de gluon dans la production de photon + jet au LHC CTEQ6M (trait plein) et MRST01 (mode 1) (tirets) avec $\mu = M = M_F = P_T/2$.

différents sets. Nous avons comparé le spectre de nos prédictions NLO de QCD de la section efficace $d\sigma^{NLO}/dx_{LL}^+$ dans la région de rapidité du jet $|\eta_{jet}| < 2.5$. Le rapport des sections efficaces pour les deux sets de paramétrisation montre, en général que les incertitudes théoriques se réduisent considérablement. Ce rapport est presque insensible au choix de PDFs à $x_{LL}^+ > 0.02$ plus précisément dans la gamme $0.02 < x_{LL}^+ < 0.2$. Par contre il y a une infime sensibilité dans la région $1.5 \cdot 10^{-3} < x_{LL}^+ < 0.01$ de l'ordre de 5%. Ainsi, nous notons que le spectre de $d\sigma^{NLO}/dx_{LL}^+$ est légèrement sensible au comportement de la distribution du gluon à petit- x .

Sensibilité à la distribution du gluon pour LHC

Sur la Figure 2.10, on montre la section efficace différentielle $d\sigma^{NLO}/dx_{LL}^+$ pour la paramétrisation CTEQ6M avec et sans la contribution du gluon dans le proton,

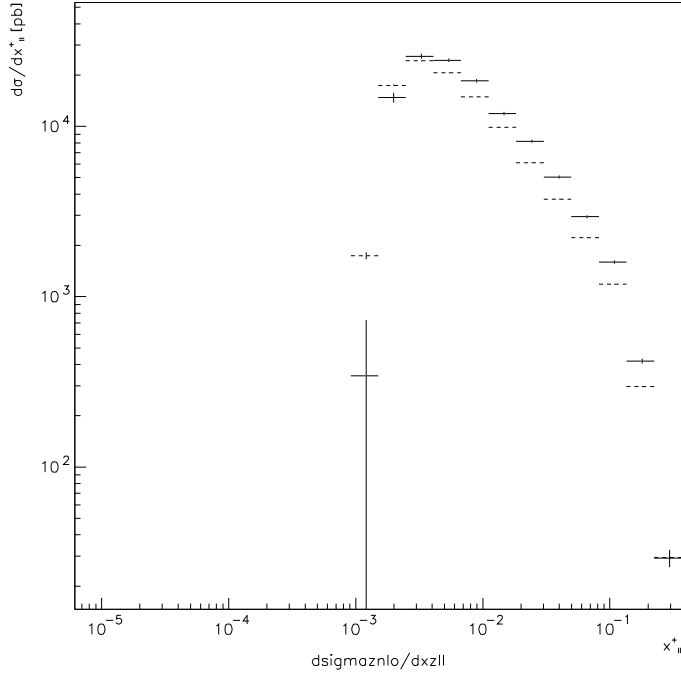


FIG. 2.10 – : Histogramme de $d\sigma^{NLO}/dx_{LL}^+$ en fonction de x_{LL}^+ pour LHC. Avec la contribution du gluon dans le proton sur toute l'intervalle en rapidité du jet, en trait continu et sans le gluon en pointillés. Avec CTEQ6M comme distribution partonique utilisée dans nos prédictions théoriques. $p_{Tmin}^{jet} = 110$ GeV et $p_{Tmin}^{\gamma} = 100$ GeV.

l'histogramme en trait plein avec le gluon et en trait pointillé celui sans la contribution du gluon, sur toute l'intervalle en rapidité du jet ($-2.5 < \eta_{jet} < 2.5$). Pour $10^{-3} < x_{LL}^+ < 2 \cdot 10^{-3}$, la contribution sans le gluon dans le proton paraissait importante que celle avec le gluon variant de 89% à 10%, ceci implique que la section efficace $d\sigma^{NLO}/dx_{LL}^+$ est moins sensible à la distribution du gluon dans cette région en x_{LL}^+ . Par contre, on obtient une suppression à partir de $x_{LL}^+ \gtrsim 3.25 \cdot 10^{-3}$ et qui devient plus importante à grand x_{LL}^+ variant de 12% à 20% autour de $x_{LL}^+ \simeq 0.2$. Par conséquent, une détermination du contenu en gluon dans le proton pourrait exiger d'utiliser de telles coupures sur les rapidités. Une telle étude pourrait être capable de tester la densité du gluon f_g^p dans la région $x \simeq 0.2$ où elle est très mal connue. Notre observable est sensible au teneur du proton en gluon dans la région $x_{LL}^+ \gtrsim 3.25 \cdot 10^{-3}$.

Sur la Figure 2.11, nous avons divisé le domaine en rapidité du jet en trois régions à savoir respectivement $-2.5 < \eta_{jet} < -1.5$ (région vers l'arrière), $-1.5 < \eta_{jet} < 1.5$ (région centrale) et $1.5 < \eta_{jet} < 2.5$ (région vers l'avant), pour mieux raffiner nos prédictions et voir où se focalise cette suppression due à l'absence de la contribution du gluon. Nous observons sur le dernier graphe ($1.5 < \eta_{jet} < 2.5$, en dépit de la mauvaise statistique,

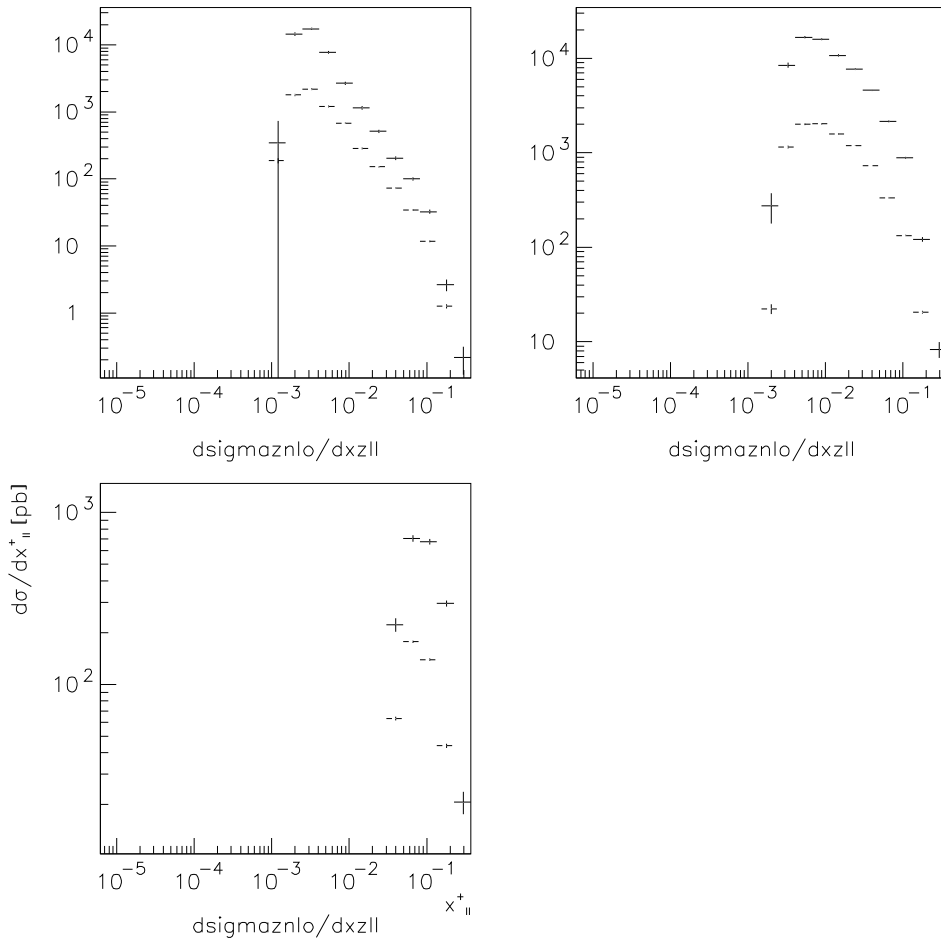


FIG. 2.11 – : Même histogramme, mais cette fois-ci on a procédé à une division en sous-intervalles en rapidité du jet comme : $-2.5 < \eta_{jet} < -1.5$, $-1.5 < \eta_{jet} < 1.5$ et $1.5 < \eta_{jet} < 2.5$.

on peut quand même remarquer la forte suppression d'environ 51% à $\sim 77\%$ sur toute la gamme de x_{LL}^+ (de 10^{-2} à 0.3), donc une forte sensibilité de notre observable à la distribution du gluon dans cette région. Pour $-2.5 < \eta_{jet} < -1.5$, $-1.5 < \eta_{jet} < 1.5$, la forte suppression se focalise respectivement à $x_{LL}^+ \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ ($\approx 32\%$) et à $x_{LL}^+ \simeq 5 \cdot 10^{-3}$ ($\approx 47\%$).

Dépendance en échelle des sections efficaces

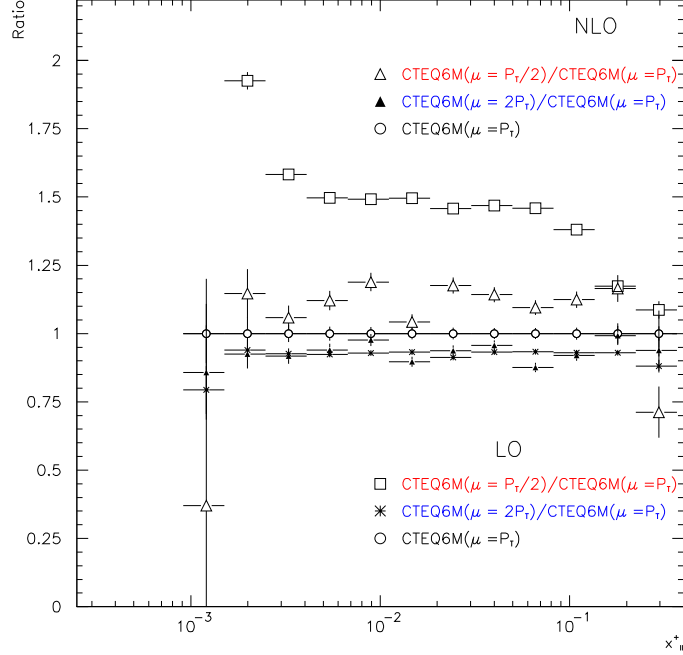


FIG. 2.12 – : Rapport des sections efficaces de LO et NLO de QCD pour la production de photon + jet au LHC avec la paramétrisation des distributions partoniques CTEQ6M pour différents choix de μ ($\mu = P_T/2$) et ($\mu = 2P_T$) normalisées à celle du choix conventionnel $\mu = P_T$.

Pour voir la dépendance en échelle de renormalisation (μ) des prédictions théoriques pour la section efficace du système photon + jet, nous comparons les résultats LO et NLO de QCD avec la fonction de distribution partonique la plus récente CTEQ6M dans la région en rapidité $-2.5 < \eta_{\gamma, jet} < 2.5$, pour les échelles $\mu = p_T/2$ et $\mu = 2p_T$ normalisées à l'échelle conventionnelle $\mu = p_T$ (voir Figure 2.12). Cette variation avec l'échelle des calculs LO de QCD implique la nécessité d'incorporer les facteurs des corrections d'ordre supérieur. Nous montrons sur la même Figure 2.12 les calculs NLO de QCD avec les mêmes distributions partoniques CTEQ6M en gardant la même variation d'échelle, nous remarquons que les calculs NLO sont moins sensibles au choix d'échelle. La variation d'échelle entre $p_T/2$ et $2p_T$ conduit à une incertitude de normalisation d'au plus entre 15% à 20% sur toute la portée de x_{LL}^+ sous considération. Encore une fois, on montre la fiabilité des prédictions perturbatives de QCD.

2.7.4 Prospectives pour Tevatron

Dans cette section, on va adopter la convention de signe utilisée par HERA pour la définition des variables définies par les éqs. (2.25) et (2.26) consistant à prendre le moment de proton orienté vers l'axe $-z$ positif et le moment de l'antiproton vers l'axe $-z$ négatif (Pour Tevatron, dans ce cas, on aura x_{LL}^- et x_{obs}^-).

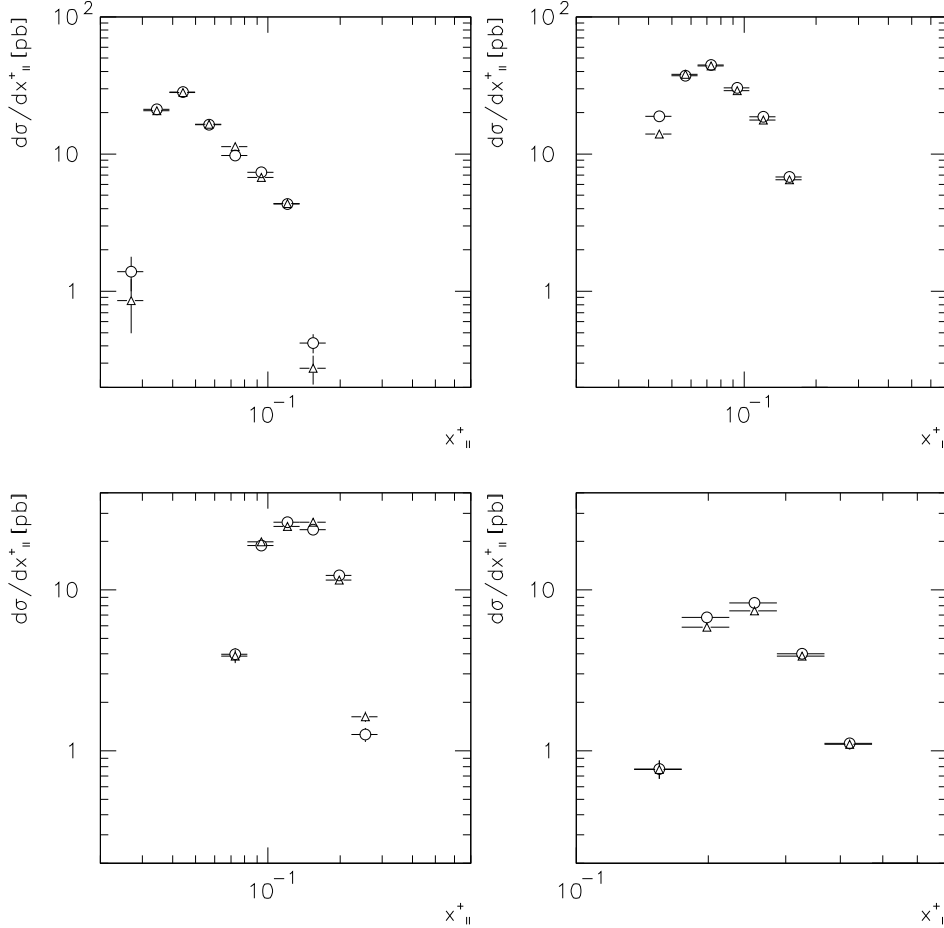


FIG. 2.13 – : Comparaison (pour Tevatron) des histogrammes NLO de QCD pour la distribution $d\sigma/dx_{LL}^+$ en fonction de x_{LL}^+ pour les deux sets de paramétrisation de fonctions de distribution les plus récentes de gluon dans la production de photon + jet au Tevatron MRST01 (mode 1) (cercles blancs) et MRST01 (mode 4) (triangles) $\mu = M = M_F = P_T/2$; pour $95 < p_T^\gamma < 105$ GeV .

Pour cette analyse, nous avons employé deux gammes de coupures cinématiques

concernant le p_T^γ à savoir $95 < p_T^\gamma < 105$ GeV et $195 < p_T^\gamma < 205$ GeV pour le Run II ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV; ce choix est dû principalement au fait que lors de notre étude de la réaction "photon + jet", on a trouvé que cette réaction pouvait permettre de mesurer les densités partoniques à condition de sélectionner des photons à grande impulsion transverse (> 100 GeV). Dans notre simulation, nous avons imposé un critère d'isolement, qui rejette tous les événements avec un jet de $E_T \geq 4$ GeV dans le cône d'isolement de rayon 0.7 autour du photon. Pour les positions du détecteur par rapport au photon et au jet, on a pris respectivement $-0.9 < \eta_\gamma < 0.9$ et $-2 < \eta_{jet} < 2$. Nos calculs NLO et LO de QCD sont générés par la simulation des événements en utilisant notre code avec la plus récente paramétrisation des fonctions de distribution partoniques (PDFs), MRST01 (mode 1) et MRST01 (mode 4), et toutes les échelles sont prises égales à $p_T/2$ du photon.

Cependant, pour une illustration de la sensibilité de la section efficace différentielle $d\sigma/dx_{LL}^+$ par rapport aux deux sets de paramétrisation des distributions partoniques pour la distribution du gluon (MRST01 (mode 1) et MRST01 (mode 4)), et étudier l'incertitude théorique de nos prédictions, à cet effet, une comparaison des spectres de NLO de la section efficace différentielle $d\sigma^{NLO}/dx_{LL}^+$ dans la région de rapidité du jet $|\eta_{jet}| < 2$ est montrée sur les Figures 2.13.

La Figure 2.14 montre en cercles blancs, l'observable $d\sigma/dx_{LL}^+$ en fonction de x_{LL}^+ avec la contribution du gluon dans le proton et l'antiproton et par des triangles noirs la même observable sans la contribution du gluon dans le proton et l'antiproton. Pour cette étude, on observe une forte suppression sur toute la gamme des valeurs de x_{LL}^+ , il est donc important de faire des coupures sur le x_{LL}^- pour savoir la région des x_{LL}^+ la plus sensible à cet absence de la contribution de gluons, ($1.5 \cdot 10^{-4} < x_{LL}^- < 2.5 \cdot 10^{-3}$, $2.5 \cdot 10^{-3} < x_{LL}^- < 1 \cdot 10^{-2}$, $1.5 \cdot 10^{-2} < x_{LL}^- < 3.5 \cdot 10^{-2}$ et $3.5 \cdot 10^{-2} < x_{LL}^- < 0.25$). La Figure 2.13 montre les quatre plots avec les quatre coupures, on remarque que la suppression se focalise sur une gamme de valeurs de $2.5 \cdot 10^{-2} < x_{LL}^+ < 0.1$ (pour $1.5 \cdot 10^{-2} < x_{LL}^- < 0.25$) et devient moins importante pour la gamme $x_{LL}^+ > 0.1$ jusqu'à $x_{LL}^+ \simeq 0.6$, ceci explique la sensibilité de notre distribution en question par rapport au teneur en gluons dans le proton et antiproton dans la région des petits x (région vers l'avant en rapidité comme on l'a observé pour LHC) où le gluon est mal mesuré et surtout en dessous de $x_{T_{min}} = 2p_T^\gamma/\sqrt{s}$ qui est dans ce cas serait compris entre $0.0135 \lesssim x_{T_{min}} \lesssim 0.015$.

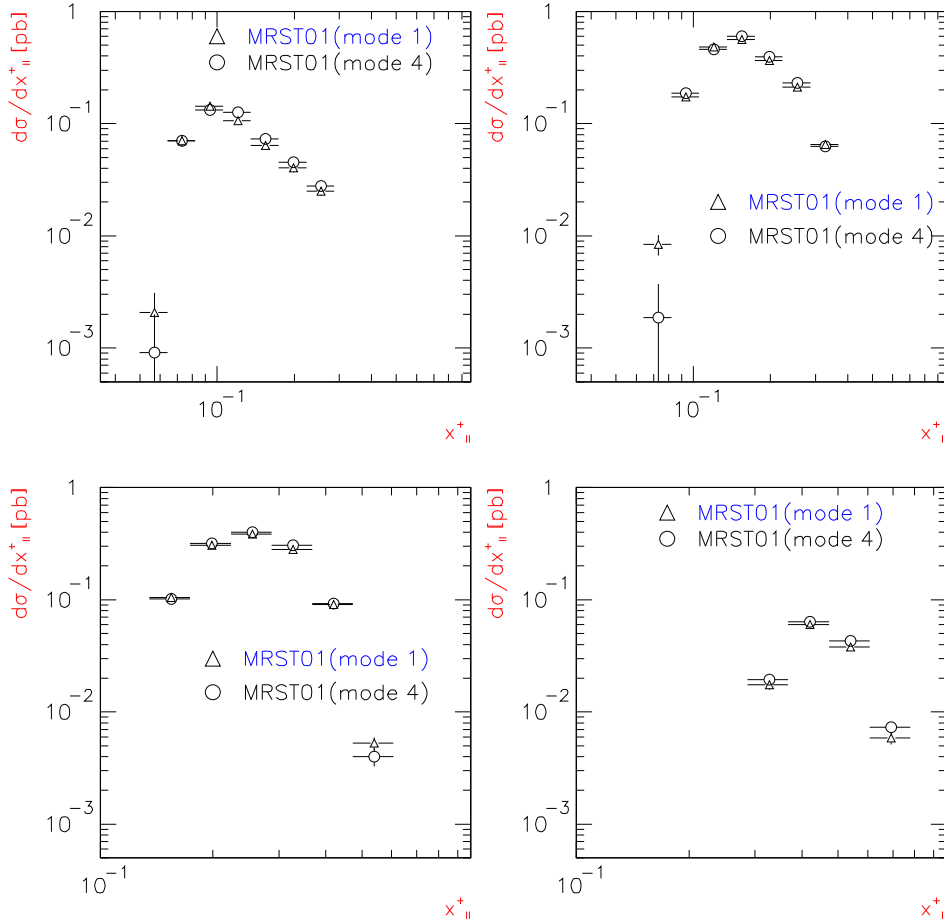


FIG. 2.14 – : Comparaison des calculs NLO de QCD pour la distribution $d\sigma/dx_{LL}^+$ pour les deux sets de paramétrisation de fonctions de distribution de gluon dans la production de photon + jet au Tevatron MRST01 (mode 1) (cercles blancs) et MRST01 (mode 4) (triangles) $\mu = M = M_F = P_T/2$; mais pour une cinématique de $195 < p_T^\gamma < 205$ GeV.

2.7.5 Conclusion

La section efficace "hadron-jet" offre la possibilité de mesurer les distributions partoniques dans le proton, mais cette réaction aussi peut donner certaines contraintes sur les fonctions de fragmentation du hadron. De grandes incertitudes peuvent être observées, particulièrement à grand z , entre les différentes paramétrisations, à savoir, BFGW, KKP et Kretzer. L'étude de la réaction photon-jet a permis d'examiner la possibilité de contraindre les distributions (en particulier la distribution du gluon) dans le proton (et l'antiproton) via la section efficace de photon-jet. Nous notons que la région $x_{LL}^+ \simeq 0.02$

correspondant à $x_{parton}^p \approx 0.05$, est une gamme de x intéressante car elle s'étend entre les contraintes de HERA pour les plus basses valeurs de x et les données de Tevatron du jet pour les grands x . Par conséquent, la section efficace $d\sigma/dx_{LL}^+$ peut servir plus à contraindre les distributions partoniques dans le proton. Par conséquent, nous nous attendons à une sensibilité importante de la section efficace aux distributions du gluon, surtout dans les régions cinématiques où x_{parton} est petit ceci est vrai pour les deux collisionneurs. La contribution du gluon dans le proton se révèle être assez grande avec les rapidités intégrées sur toute la gamme $-2 < \eta_{jet} < 2$ pour Tevatron $-2.5 < \eta_{jet} < 2.5$ pour LHC. La région de centrale et vers l'avant en rapidité correspond aux petites valeurs de x_{LL}^+ et à une majoration de $d\sigma/dx_{LL}^+$. Ceci est observé sur la Figure 2.11 où nous avons supprimé la contribution du gluon dans le proton dans chaque sous-intervalle. Nous avons également employé des coupures asymétriques sur les moments transverse du photon et du jet, afin d'éviter les instabilités qui apparaissent lorsque ces moments deviennent très proches. Donc, dans chaque sous-intervalle en rapidité, il y a une suppression due à l'absence du gluon qui augmente avec les rapidités. Cette différence devient assez importante dans le cas $-1.5 < \eta_{jet} < 1.5$ et $1.5 < \eta_{jet} < 2.5$.

Nous avons également une forte sensibilité de la section efficace $d\sigma/dx_{LL}^+$, lorsque nous avons supprimé la contribution du gluon dans le proton et l'antiproton (pour le collisionneur de Tevatron) en faisant des coupures sur x_{LL}^- , la suppression importante se focalise sur la gamme de x_{LL}^+ $2.5 \cdot 10^{-2} < x_{LL}^+ < 0.1$; le maximum de la suppression se focalise autour de $x_{LL}^+ \simeq 0.02$.

Une absence de la distribution du gluon dans le proton pourrait décroître la section efficace $d\sigma/dx_{LL}^+$ dans tous les bins en x_{LL}^+ .

2.8 Conclusion globale

Les mesures de la production du prompt photon au Tevatron fournit des tests précis de NLO de QCD et contraindre la distribution dans le proton. La fragmentation NLO du photon décrit beaucoup mieux la distribution $\cos\theta^*$ qu'une plus simple forme LO. On n'apprend pas grand chose concernant l'observable $\cos\theta^*$. Par contre, on a étudié d'autres observables qui ont donné de bonnes indications. Malgré qu'avec hadron-jet, on a plus de statistiques, la section efficace reste instable vis-à-vis le changement d'échelle de fragmentation. Pour le cas de photon-jet, la section efficace $d\sigma/dx_{LL}^+$ présente une certaine stabilité presque parfaite; mais il y a une sensibilité par rapport au teneur du proton en gluon sur une gamme de valeurs de x_{LL}^+ pour différentes régions en rapidité du jet. Cette sensibilité va permettre de contraindre les distributions partoniques dans le proton et en particulier celle du gluon. paramétrisations de distributions partoniques (CTEQ6M et MRST01).

Références du Chapitre 2

- [2.1] : G. Sterman et al., Rev. Mod. Phys. **67**, 157 (1995).
- [2.2] : F. Halzen and D. Scott, Phys. Rev. **D 21**, 1320 (1980).
- [2.2 bis] : S. Catani, M. Fontannaz, J.Ph. Guillet and E. Pilon, CERN-TH/2002-017, hep-ph/0204023.
- [2.3] : P. Aurenche et al., Proc. of "ECFA LHC Workshop", Aachen, Germany, 4-9 Oktob. (1990), edited by G. Jarlskog and D. Rein (CERN-Report *N*° 90-10; Geneva, Switzerland 1990), Vol.II.
- [2.4] : *UA2* Collaboration, R. Ansari et al., Phys. Lett. **176B**, 239 (1986).
- [2.5] : *CDF* Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2734 (1992); F. Abe et al., Phys. Rev. **D 48**, 2998 (1993); F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2662 (1994).
- [2.6] : *D0* Collaboration, F. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 5011 (1996).
- [2.7] : *D0* Collaboration, B. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2786 (2000); *D0* Collaboration, V. Abazov et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 251805 (2001).
- [2.8] : *E706* Collaboration, L. Apanasevich et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 2642 (1997).
- [2.9] : *UA6* Collaboration, G. Ballocci et al., Phys. Lett. **B436**, 222 (1998).
- [2.10] : P. Aurenche et al., Phys. Rev. **D39**, 3275 (1989); E.N. Argyres, A.P. Contogouris, N. Mebarki and S. D.P. Vlassopoulos, Phys. Rev. **D35**, 1584 (1987).
- [2.11] : W. Vogelsang and A. Vogt, Nucl. Phys. **B 453**, 334 (1995).
- [2.12] : J. Huston *ATLAS* Note ATL-Phys-99-008, CERN, 1999.
- [2.13] : CTEQ Collaboration, H.L. Lai et al., Eur. Phys. J. **C12**, 375 (2000); *http* : [//www.phys.psu.edu/cteq](http://www.phys.psu.edu/cteq).

- [2.14] : D.V. Bandourin, V.F. Konoplyanikov, N.B. Skachkov, "On the application of " $\gamma + jet$ " events for setting the absolute jet energy scale and determining the gluon distribution at the *LHC*.", hep-ex/0207028; D.V. Bandourin, V.F. Konoplyanikov, N.B. Skachkov, "Events rate estimation for gluon distribution determination at "LHC", hep-ex/0207028. Proc. of the XV ISHEP "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Eds. A.M. Baldin, V.V. Burov, A.I. Malakhov. Dubna, V.I, pp.375-383, (2001).
- [2.15] : M. Dittmar, F. Pauss, D. Zurcher, Phys. Rev. **D 56**, 7284 (1997).
- [2.16] : D.V. Bandourin, V.F. Konoplyanikov, N.B. Skachkov, "Jet energy scale setting with " $\gamma + jet$ " events at LHC energies. Detailed study of the background suppression". JINR preprint E2-2000-255, hep-ex/0011017.
- [2.17] : D.V. Bandourin, V.F. Konoplyanikov, N.B. Skachkov. Setting the absolute scale for jet energy at *CMS* with $pp \rightarrow jet + \gamma + X$ events. Study of background suppression (To appear as *CMS* Note).
- [2.19] : P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz and D. Schiff, Phys. Nucl. **B 297**, 661 (1988).
- [2.20] : L.E. Gordon and W. Vogelsang, Phys. Rev. **D 50**, 1901 (1994).
- [2.21] : F. Aversa, P. Chiappetta, M. Greco and J.P. Guillet, Phys. Lett. **B 210**, 225 (1988), Phys. Lett. **B 211**, 465 (1988), Nucl. Phys. **B 327**, 105 (1989).
- [2.22] : G. Oderda, E. Laenen and G. Sterman, Phys. Lett. **B 438**, 173 (1998).
- [2.23] : S. Catani, M.L. Mangano and P. Nason, JHEP **9807**, 024 (1998).
- [2.24] : S. Catani, M.L. Mangano, P. Nason, C. Oleari and W. Vogelsang, JHEP **9903**, 025 (1999).
- [2.25] : N. Kidonakis and J.F. Owens, Phys. Rev. **D 61**, 094004 (2000).
- [2.26] : G. Sterman and W. Vogelsang, JHEP **0102**, 016 (2001).
- [2.27] : E. Laenen, G. Sterman and W. Vogelsang, Phys. Rev. **D 63**, 114018 (2001).
- [2.28] : S. Catani, M. Fontannaz and E. Pilon, Phys. Rev. **D 58**, 094025 (1998).
- [2.29] : T. Binoth, J.Ph. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, Eur. Phys. J. **C 16**, 311

(2000).

[2.30] : P. Chiappetta, R. Fergani and J.P. Guillet, Z. Phys. **C 69**, 443 (1996).

[2.31] : M. Furman, Nucl. Phys. **B 197**, 413 (1982).

[2.32] : W.T. Giele and E.W.N. Glover, Phys. Rev. **D 46**, 1980 (1992); W.T. Giele and E.W.N. Glover and D.A. Kosower, Nucl. Phys. **B 403**, 633 (1993).

[2.33] : R.K. Ellis, D.A. Ross and A.E. Terrano, Nucl. Phys. **B 178**, 421 (1981); D.E. Soper and Z. Kunszt, Phys. Rev. **D 46**, 192 (1992); S. Frixione, Z. Kunszt and A. Singer, Nucl. Phys. **B 467**, 399 (1996).

[2.34] : S. Catani and M.H. Seymour, Phys. Lett. **B 378**, 287 (1996), Nucl. Phys. **B 485**, 291 (1997) (E ibid. **B 510**, 503 (1998)).

[2.35] : S. Frixione, Phys. Rev. **B 429**, 369 (1998).

[2.36] : UA2 Collaboration, J. Alitti et al., Phys. Lett. **B 288**, 386 (1992).

[2.37] : H. Bauer, J. Ohnemus and J.F. Owens, Phys. Lett. **234B**, 127 (1990).

[2.38] : I. Hinchcliffe, Papageno Event Generator, Private Communication.

[2.39] : F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 3020 (1989).

[2.40] :BFGW : L. Bourhis, M. Fontannaz and J.-P. Guillet, Quark and gluon fragmentation functions into photons, Eur. Phys. J. **C2**, 529 (1998) [hep-ph/9704447].

[2.41] :KKP : B.A. Kniehl, G. Kramer, B. Pötter, Fragmentation functions for pions, kaons and protons at next-to-leading order, Nucl. Phys. **B 582**, 514 (2000) [hep-ph/0010289].

[2.42] : S. Kretzer, Phys. Rev. **D 62**, 054001 (2000).

[2.43] : D. Buskulic et al., [ALEPH Collaboration], Z. Phys. **C 69**, 365 (1996).
K. Ackerstaff et al., [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. **C 2**, 39 (1998) [arXiv :hep-ex/9708020].

[2.45] : J. Pumplin et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, J. High Energy Phys. **07**, 012 (2002) [hep-ph/0201195].

Chapitre 3

Plasma de quarks et de gluons

Ce chapitre est consacré à l'introduction de quelques notions théoriques sur le plasma de quarks et de gluons, ainsi qu'à la description et l'étude phénoménologique de certains processus physiques proposés pour sa mise en évidence

3.1 Introduction

Cette grande deuxième partie est destinée à l'étude phénoménologique des effets du milieu sur les différents spectres lors des collisions des ions lourds (voir ci-dessus l'introduction générale).

Les physiciens de particules savent que la matière hadronique (n , p , π^{+-} , π^0 ,...ect.) est formée par un assemblage de quarks et/ou d'antiquarks liés entre eux par un potentiel confinant. La théorie des interactions fortes exprimée sur réseaux prévoit une transition de phase de déconfinement, à très grande température et/ou densité baryonique, conduisant la matière nucléaire ordinaire vers un état extrême appelé "*plasma de quarks et gluons*" (*QGP*) où les quarks et gluons deviennent déconfinés et thermalisés). Le diagramme de phase de la matière nucléaire (voir [3.1]) est représenté schématiquement dans le plan $(T, \rho/\rho_0)$ par la Figure 3.1. La région des noyaux se trouve à température nulle et à densité nucléaire normale $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$; l'état de gaz de hadrons est séparé de l'état du plasma de quarks et de gluons par une région critique représentée en gris clair sur la figure suivante.

Cet état, où les constituants élémentaires de la matière hadronique (quarks et gluons) possèdent un libre parcours moyen de l'ordre de l'échelle de longueur Λ_{QCD}^{-1} du monde hadronique, se forme dans des conditions accessibles en laboratoire lors de collisions entre ions lourds *ultrarelativistes*.

L'objectif des collisions d'ions lourds, est de créer les conditions qui avaient été existées durant les premiers instants de l'expansion de l'Univers. Il a été considéré que ce dernier (l'Univers) se déplaçait à travers une phase où les quarks et gluons étaient comme des particules libres. La création de ce *QGP* dans l'environnement du laboratoire et l'étude de ses propriétés tels que le temps de vie, la taille et la température est le centre d'intérêt

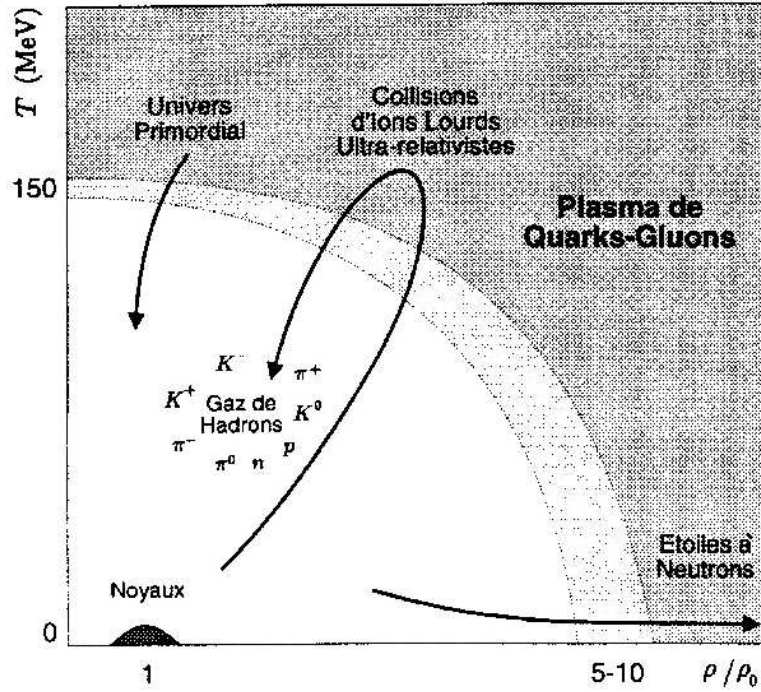


FIG. 3.1 – Diagramme de phase de la matière nucléaire.

principal des expériences d'ions lourds à haute énergie à *RHIC* et au *LHC*.

Le travail sur la production de particules à haute énergie dans les collisions d'ions lourds (*AA*) a été focalisé sur les effets du milieu (plasma) sur les particules produites; telles que la perte d'énergie d'un quark énergétique ou un gluon traversant le plasma, ou la dépendance en température des masses mesoniques en QCD.

On a examiné le rôle du milieu de QCD (*QGP*) dans la production des prompt photons et des pions neutres dans les collisions Au-Au à *RHIC*, et Pb-Pb au *LHC*. En se basant sur des arguments généraux de la physique, on s'attend à ce que la production de telles particules à haute énergie dans les collisions (*AA*) sera très différente de celle à haute énergie dans les collisions *proton – proton*.

Une autre différence qui s'ajoute à d'autres entre les collisions hadroniques et celles d'ions lourds est liée à la multiplicité des particules produites à l'état final. Dans les collisions à haute énergie d'ion lourds et dans la région centrale en rapidité, la multiplicité des particules produites par unité de rapidité est beaucoup plus grande que celle dans les collisions hadroniques. Par conséquent, beaucoup d'effets comme les collisions secondaires, qui sont négligeables dans les collisions hadroniques deviennent importantes dans les collisions à haute énergie d'ion lourds. Un autre exemple est la perte d'énergie induite

par le milieu. Dans les collisions hadroniques, puisque la densité des particules produites par unité de rapidité est petite, on peut négliger les interactions multiples des partons produits entre eux. D'autre part, dans les collisions à haute énergie d'ion lourds, et dû aux grandes multiplicités par rapidité, les interactions multiples des partons produits entre eux ne peuvent pas être négligées. Comme une conséquence des interactions multiples avec le milieu, les particules produites peuvent perdre leur énergie avant leur hadronisation. Ceci affecte leurs spectres d'énergie et d'impulsion. Par exemple, un quark ou un gluon produit dans une diffusion dure subira (voir Figure 3.3) de multiples diffusions quand il traverse le milieu dense en perdant à chaque fois une quantité de son énergie initiale avant d'échapper au milieu en s'hadronisant. Donc étudier de telle réaction (production d'un hadron) à haute énergie, cela va nous fournir une précieuse information sur la formation et les propriétés du plasma de quark et gluon. Quant aux photons, ils représentent un excellent outil pour étudier ces propriétés puisqu'à la différence des quarks et des gluons, les photons n'interagissent pas fortement ni entre eux ni avec le milieu après qu'ils soient produits et par conséquent, ils apportent une information cruciale sur les premiers instants de la collision.

La perte d'énergie des partons énergiques traversant un milieu dense a été le sujet chaud dernièrement (voir [3.4]). Il y a un progrès considérable dans la compréhension des différentes formes de perte d'énergie dans différentes limites. Il a été montré que, pour un milieu de taille finie, la perte d'énergie augmente en augmentant l'énergie du parton (voir [3.4]). Les calculs actuels des effets de perte d'énergie sont faits au leading order $\mathcal{O}(\alpha_s)$ et le calcul au next-to-leading order n'est pas disponible à présent.

Un effort considérable a été apporté ces dix dernières années à l'étude, tant expérimentale que théorique, des propriétés de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de températures et de densité. L'un des aspects importants de QCD est son comportement dans cette région de haute énergie/haute densité de gluons où la théorie est faiblement couplée mais non-perturbative. Les applications de QCD aux processus de haute énergie incluent les interactions des neutrinos d'*ultra – haute* énergie, la production de particules à haute énergie dans les collisions *proton – noyau* (pA) et *noyau – noyau* (AA) et la diffusion profondément inélastique (DIS) des électrons sur protons et noyaux.

Nous présentons dans ce Chapitre les principaux effets de la physique du plasma de quarks et de gluons. Après, une brève description de la dynamique des interactions entre ions lourds ultrarelativistes.

Plusieurs observables impliquant les photons peuvent être en principe utilisées dans cette perspective. Le plus simple, du point de vue théorique, est le spectre d'un seul photon qui est vu comme une fonction de l'impulsion transversale p_T ; on s'attend à ce que les collisions secondaires entre les partons dans la diffusion des ions lourds produise un excès de photons directs en comparaison avec le cas de la collision, par exemple, *proton – proton* dans un domaine d'énergie du photon (de peu de fois) la température du plasma. Ces observables pourraient sonder le plasma dans les premiers stades de la

collision quand le milieu est très chaud.

Les photons peuvent aussi être utilisés dans différents régimes cinématiques, en particulier, à grande impulsion transversale (tant de fois la température du plasma). De tels photons sont produits dans les premières collisions i.e. comme dans les collisions proton-proton, et leur taux de production est calculable en QCD perturbative dans l'approximation au delà de l'ordre le plus bas (au next-to-leading order (NLO)). Pour une impulsion transversale assez grande, ces photons directs pourraient être facilement extraits à partir du bruit de fond puisque le rapport γ/π^0 croît rapidement avec p_T . On peut donc étudier les propriétés de la désintégration du jet reculant en arrière du photon en considérant diverses fonctions de corrélation de photon-hadron ou photon-photon où le hadron et le second photon sont issus de la fragmentation du jet. Dans le cas le plus simple, quand l'impulsion transversale du jet reculant balance exactement celle du photon, de telles observables permettent précisément de tracer la fonction de fragmentation du jet traversant le milieu. Pour un échantillon assez grand de données on espère étudier la différence dans la forme entre les fonctions de fragmentation dans les collisions proton-proton et ion-ion. Il est sûr que la situation réelle est plus compliquée parce que le photon de grand p_T peut être produit par bremsstrahlung dans quel cas l'impulsion de photon et du jet devient plutôt non corrélées. Tel est également le cas quand les corrections des ordres supérieurs sont prises en considération. En outre, afin d'avoir un taux de comptage suffisant pour les études de corrélation on ne peut pas considérer les photons avec une trop grande impulsion transversale et le bruit de fond de π^0 peut demeurer donc un problème. Par conséquent, si on étudie les corrélations $\gamma - \pi^0$ on devra de plus considérer la contribution $\pi^0 - \pi^0$.

Dans ce qui suit, nous étudierons diverses corrélations $\pi^0 - \pi^0$, $\gamma - \pi^0$ dans les deux collisions proton-proton et Plomb-Plomb au LHC. Les effets de shadowing seront envisagés. Nous admettons que les effets du milieu sur le processus dur peuvent être paramétrisés par une modification des fonctions de fragmentation. Les résultats sont obtenus dans l'approximation du plus bas logarithme (l'approximation du leading-logarithm) de QCD puisque le statut des calculs (NLO) dans un milieu n'est pas encore clair. Nos résultats pourraient être donc considérés comme qualitatifs. Le modèle sera présenté par la suite sur les effets de fragmentation dans le milieu. Nous regardons donc plusieurs observables et comparons leur comportement dans les collisions proton-proton et Plomb-Plomb. Une brève discussion des effets des corrections NLO sur les observables est donnée pour tester spécialement la stabilité de la forme des observables dans les collisions proton-proton. Nous considérons ceci est indicatif de la stabilité des corrélations sous les corrections d'ordres supérieurs dans les collisions ion-ion.

3.2 QCD à haute énergie

A haute énergie (petit x), QCD est un "Condensat de verre de couleur" (*Color Glass Condensate*); les gluons colorés sont les partons les plus abondants dans la fonction

d'onde d'un hadron et sont concentrés dans un état cohérent avec un grand nombre d'occupation (condensats) caractérisé par une échelle de moment appelée l'échelle de saturation (on revient en brève revue sur ce phénomène de saturation). En outre, les gluons avec différentes fractions de moment x ont des échelles de temps (verre) (ou en anglais "glass") très différentes. L'échelle de saturation croît avec l'énergie et devient plus grande que l'échelle intrinsèque de la physique d'interaction forte Λ_{QCD} . Les méthodes perturbatives peuvent, par conséquent, être appliquées même si la théorie est non-perturbative. Durant ces dernières années, la compréhension de la limite de haute énergie de QCD a été l'objectif principal de la recherche durant ces dernières années de plusieurs physiciens phénoménologues. En particulier, on avait développé une action effective et une approche de groupe de renormalisation de QCD à haute énergie qui nous permet (par la suite) d'explorer les premières principes de cette nouvelle et passionnante région de l'espace de phase de QCD. On peut, par exemple, se poser les questions de l'unification des sections efficaces de QCD et la production de particules aux hautes énergies.

3.3 Diffusion profondément inélastique et l'ombre nucléaire

Dans la diffusion profondément inélastique (*DIS*) des électrons sur protons/noyaux, on sonde la structure partonique de proton/noyau directement. La connaissance de la structure partonique du proton/noyau est un ingrédient essentiel dans les calculs perturbatifs standards de QCD des sections efficaces physiques qui impliquent les protons ou noyaux dans l'état initial. C'est un fait expérimental que les distributions des partons (quarks et gluons) dans les protons à l'intérieur du noyau sont différentes de celles dans les protons libres [3.1]. Ce phénomène est connu sous le nom de : "l'ombre nucléaire" (dans la littérature, il est connu sous le nom du Nuclear Shadowing), sa valeur est mesurée dans les expériences au *FERMILAB* en USA ainsi que dans les expériences au *CERN* en Suisse. On distingue deux sortes de shadowing : le shadowing dans le proton et le shadowing dans le noyau.

Nous présentons une étude de la section efficace de la production du prompt photon dans les collisions d'ions lourds dans la région centrale en rapidité à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV, appropriée à l'expérience de *LHC*. Nous incluons les effets du shadowing nucléaire (voir ci-dessous).

Parlons donc de l'incertitude due aux modifications des distributions partoniques, je considérerai ici seulement l'ombre nucléaire : le "Shadowing nucléaire".

3.3.1 Shadowing dans le proton

Le Shadowing dans le proton signifie une réduction ou une saturation dans la distribution du gluon et celle du sea quark (quark de la mer) à $x \lesssim 0.01$. Pour les distributions

ayant un comportement comme $xg \sim x^{-\delta}$ (avec $\delta = 0, -0.3$ et -0.5), à des valeurs suffisamment petites de x et/ou Q , les partons comencent à se chevaucher spatialement, et une réduction dans les résultats de la densité partonique due aux recombinaisons qui ont pu avoir lieu. Les corrections des fusions du gluon à l'évolution d'échelle de DGLAP [3.2]¹ à petit- x ont été calculées à l'approximation du leading-double-logarithm par GLRMQ [3.3]². Dans l'approximation semi-classique, il a été montré qu'après correction de l'évolution des distributions du gluon ayant une pente rapide $\sim x^{-\delta}$, ces distributions se comportent comme $xg \sim const$ [3.4] à x asymptotiquement petit. Aux énergies de *RHIC*, les corrections de shadowing dans le proton peuvent être évidemment négligées mais pour des énergies de *LHC*, elles devraient être prises en considération, ainsi qu'avec les nouvelles distributions partoniques de *HERA*.

Il y a deux sources de recombinaisons de gluon causant ainsi le shadowing dans le proton : les deux échelles fusionnantes de gluons, qui couplent quatre gluons aux deux gluons, peuvent résulter des constituants indépendants du proton ou un autre de même nature, comme il a été discuté dans plusieurs publications (voir par exemple les refs. [3.3 - 3.5]). Les données de *HERA* pour la fonction de structure F_2^{ep} sembleraient favoriser la première possibilité ; la dernière source peut être éliminée comme étant une fusion forte puisqu'aucune saturation dans F_2 n'est observée jusqu'ici. Cependant, puisque les quarks de la mer sont émis à partir des gluons, ils portent eux aussi une plus petite fraction x que les gluons mères, et la saturation des distributions de quarks devrait apparaître à un x légèrement plus petit que celui des gluons. Il serait important de mieux comprendre ceci, puisque le shadowing nucléaire du gluon résulte perturbativement des mêmes sources que le shadowing dans le proton, avec des forces relatives probablement différentes [3.6].

Les effets nucléaires dans les distributions partoniques ont été en général largement étudiés durant les dernières années (voir par exemple [3.7] pour d'autres références). Cependant, il est très difficile de faire une description unifiée pour la gamme toute entière des valeurs de x , en raison de l'existence de l'origine différente des effets aux différentes gammes de x . Du point de vue des phénomènes discutés dans la présente partie, l'effet du shadowing à petit- x est le plus important. Notons également qu'une idée théorique intéressante pour trouver des densités de gluon à petit x a été discutée dans [3.8].

3.3.2 Shadowing dans le noyau

Le shadowing dans le noyau signifie une diminution des densités nucléaires du parton relativement aux densités partoniques dans un proton : $f_i^A(x, Q^2)/Af_i^p(x, Q^2)$ à $x \lesssim 0.1$. A la différence du shadowing dans le proton, on observe clairement le shadowing nucléaire des fonctions de structure F_2^A dans la diffusion profondément inélastique (DIS) [3.9], et il semble être assez indépendant de l'échelle Q . Bien qu'il a été mesuré dans les

¹Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

²Gribov-Levin-Ryskin et Mueller-Qiu

expériences à cible fixée, le shadowing nucléaire trouve une simple explication qualitative dans le cadre du moment infini en termes de partons de recouvrement. Si la longueur d'onde longitudinale d'un parton, $\sim 1(xp)$, excède la taille contractée des nucléons (ou la distance inter-nucléon) dans le noyau, ($\sim 2r_n m_n/p$), le shadowing devrait apparaître à $x \lesssim 1/(2m_n r_n) \sim 0.1$. Selon les données, ceci semble être le cas. En outre, à x suffisamment petit, les partons de tous les nucléons au même endroit transversal se recouvriront, et une saturation de f_i^A/AF_i^p est prévue, du moins quand f_i^p commence à saturer (voir par exemple [3.8]).

Maintenant dans le calcul de minijet avec les dernières distributions partoniques de *HERA*, l'inclusion du shadowing n'est pas une question insignifiante. Les effets du shadowing nucléaire sont souvent simulés en multipliant simplement la distribution partonique dans le proton non ombragée (unshadowed) par un rapport indépendant de Q , extrait à partir des données pour F_i^A/AF_i^p . Tandis que c'est vraisemblablement, une approximation plutôt bonne pour les quarks de la mer, elle peut ne pas être la bonne chose à faire avec les gluons. Même lorsqu'on néglige le shadowing dans le proton - qui devrait être une approximation raisonnable aux énergies de *RHIC* - le rapport xg_A/Axg_p peut être plus fortement dépendant de Q que celui des quarks de la mer. Ceci a été démontré dans [3.8]. Sans compter la dépendance en Q , on devrait également s'assurer que les règles de somme sur le moment et le quark de valence sont aussi bien satisfaites pour les distributions partoniques nucléaires.

Aux énergies de *LHC*, le problème est plus compliqué puisque le shadowing du gluon dans le proton ne doit pas être négligé. En particulier, avec les distributions de gluon ayant une montée rapide (à petit x), la densité de gluon dans le noyau à petit- x ne peut pas sûrement être rapprochée en multipliant simplement par F_2^A/AF_2^p puisque xg_p devrait aussi bien être ombragée. Avec l'absence d'une mesure directe pour les densités de gluon, le shadowing nucléaire du gluon peut à l'heure actuelle seulement être modelé théoriquement. En employant le même mécanisme perturbatif pour produire des fusions de gluon comme décrit dans le cas du proton ci-dessus, le shadowing nucléaire de gluon a été étudié dans [3.8]. Ces résultats n'ont pas été encore mis en application dans le calcul de minijet, mais le procédé est clair : après avoir extrait les distributions partoniques nucléaires à une certaine échelle donnée Q comme dans [3.8] et aussi dans [3.9], on devrait alors exécuter l'évolution complète de l'équation de DGLAP - GLRMQ dans le cas du noyau. Ce travail est en voie de progrès [3.9]. Pour obtenir un premier sentiment sur l'ordre de grandeur des effets du shadowing, je me contente de renvoyer le lecteur à consulter les Figures 5 et 7 de [3.8]. Par conséquent, nos résultats devraient être considérées uniquement dans un cadre semi-quantitatif. Dans ce qui suit, nous présentons le modèle tout en mettant l'accent sur les effets du milieu des fonctions de fragmentation modifiées. Nous étudions donc plusieurs observables et comparons leur comportement dans les collisions proton-proton et plomb-plomb.

3.4 Le modèle

3.4.1 La section efficace au plus bas ordre

A l'ordre le plus bas de QCD, la section efficace fondamentale de corrélation de deux particules, à partir de laquelle nous construirons diverses observables, peut être écrite (voir [2.30]) :

$$\frac{d\sigma^{AB\rightarrow CD}}{dp_{T3}dy_3dz_3dp_{T4}dy_4dz_4} = \frac{1}{8\pi s^2} \sum_{a,b,c,d} \frac{D_{C/c}(z_3, M_F)}{z_3} \frac{D_{D/d}(z_4, M_F)}{z_4} k_{T3} \delta(k_{T3} - k_{T4}) \frac{F_{a/A}(x_1, M)}{x_1} \frac{F_{b/B}(x_2, M)}{x_2} |\overline{M}|_{ab\rightarrow cd}^2 \quad (3.1)$$

où p_{T_i} et y_i , $i = 3, 4$, sont respectivement l'impulsion transversale et la rapidité des particules de l'état final. L'impulsion k_{T_i} , $i = 3, 4$, est l'impulsion transversale du parton c (respectivement, d), qui émet la particule C (respectivement, D), d'impulsion p_{T_i} , portant une fraction $z_i = p_{T_i}/k_{T_i}$ de l'impulsion du parton. Les fonctions de fragmentation $D_{C/c}$ et $D_{D/d}$ dépendent de l'échelle de factorisation colinéaire M_F . Pour la production des hadrons nous emploierons les fonctions du plus bas ordre de (voir [2.41]). Quand il s'agit d'un photon qui est détecté dans l'état final il peut être soit produit directement, et dans quel cas la fonction de fragmentation $D_{\gamma/c}(z, M_F)$ se réduit à une fonction de Dirac $\delta(1 - z)$ ou il peut être produit via le bremsstrahlung d'un quark ou d'un gluon de l'état final (voir Figure 3.2 pour illustration). Dans le dernier cas, nous employons la paramétrisation BFG³ de ([1.29]). Les fonctions de structure $F_{a/A}$ et $F_{b/B}$ du projectile et de la cible, A et B , dépendent de l'échelle de factorisation M et elles sont normalisées à un nucléon. Notre choix standard dans l'étude suivante est la paramétrisation de CTEQ6L (voir [2.45]).

La quantité $|\overline{M}|_{ab\rightarrow cd}^2$ est le carré de l'élément de matrice, moyennant sur le spin et la couleur, du sous-processus partonique $ab \rightarrow cd$. Elle dépend implicitement de l'échelle de renormalisation μ à travers le couplage fort $\alpha_s(\mu)$. Dans ce qui suit, sauf indication contraire, toutes les échelles, μ , M et M_F , sont mises égales à $(p_{T3} + p_{T4})/2$. Les corrections des ordres supérieurs à l'éq. (3.1) ont été calculés et des études phénoménologiques importantes ont été faites dans le cas des collisions proton-proton (voir [2.30]), [3.11, 3.12, 3.13, 3.14, 3.15]. Elles seront discutées brièvement dans ce qui va suivre.

3.4.2 Les effets de l'état initial

La fonction de structure d'un nucléon dans un noyau est modifiée par les effets du shadowing et antishadowing. Ces effets sont durs à calculer théoriquement et dans cette étude, nous employons simplement une paramétrisation des fonctions de distribution partoniques mesurées dans les expériences de la diffusion profondément inélastique

³Ces paramétrisations sont données au NLO de QCD. Néanmoins, nous les employons pour nos études leading-logarithmic par manque de récentes paramétrisations au leading-logarithmic.

(*DIS*) des leptons sur les noyaux [3.12]. Nous suivons l'approche de Eskola et al. [3.13] qui avait tabulé une fonction $S_{a/A}(x, M)$ qui relie les distributions partoniques d'un nucléon N à celles dans un noyau A par :

$$F_{a/A}(x, M) = S_{a/A}(x, M) F_{a/N}(x, M) \quad (3.2)$$

Contrairement aux anciennes paramétrisations, il est à constater que la paramétrisation de [3.13], traite les quarks et les gluons séparément et, de plus, la dépendance en échelle de factorisation est prise en considération. Dans cette paramétrisation, les effets de shadowing réduisent les distributions de quarks par un facteur (d'environ 10%) et celles du gluon (d'environ 30%) dans le nucléon en-dessous de $x \lesssim 0.03$, tandis que l'antishadowing augmente les distributions par un facteur allant jusqu'à 10% entre $x = 0.03$ et $x = 0.4$ (les valeurs précises de x dépendent de l'échelle de factorisation); de tels effets de shadowing/antishadowing n'affecteront pas beaucoup les prédictions. Un résumé sur les études plus récentes du shadowing (considéré comme effets nucléaires de l'état initial) au *LHC* peut être trouvé dans [3.16].

Insérons l'éq. (3.1) dans l'éq. (3.0), avec un calcul complet des effets de l'isospin, on obtient la section efficace normalisée par un nucléon dans un noyau. Pour obtenir le taux de comptage dans une expérience d'ion lourd réelle, on a besoin de compter le nombre de collisions nucléon-nucléon ayant lieu dans une collision noyau-noyau. Ceci a été fait en utilisant la méthode standard de la théorie de Glauber. La section efficace dure pour une collision AA , avec une classe de centralité \mathcal{C} donnée (de manière équivalente une portée du paramètre d'impact), est obtenue à partir de la section efficace dure correspondante via la relation de "transformation binaire" ("scaling binaire").

$$\sigma_{AA}^{hard} |_{\mathcal{C}} = \langle N_{coll} \rangle |_{\mathcal{C}} \frac{\sigma_{AA}^{geo}}{\sigma_{NN}} \sigma_{NN}^{hard} \quad (3.3)$$

où $\langle N_{coll} \rangle |_{\mathcal{C}}$ est le nombre de collisions à une centralité choisie, σ_{AA}^{geo} est la section efficace géométrique obtenue via le modèle de la multiple diffusion de Glauber et σ_{NN} est la section efficace de nucleon-nucleon. Les détails ainsi que les valeurs numériques de divers termes, sont donnés dans [3.17] En particulier, pour des collisions avec une centralité moins que 5% l'estimation est $\langle N_{coll} \rangle |_{\mathcal{C}} = 1876$ et $\sigma_{AA}^{geo} = 7745$ mb pour les collisions plomb-plomb à 5.5 TeV avec $\sigma_{NN} = 72$ mb. Dans ce qui suit, nous considérons implicitement les collisions centrales seulement, avec $\mathcal{C} \leq 5\%$, pour les collisions plomb-plomb. Lorsqu'on établit le nombre des événements pour une observable donnée, nous supposons la luminosité standard pour les collisions plomb-plomb à ALICE, $\mathcal{L} = 3.10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, et faisons l'hypothèse que LHC tourne 30 jours par an dans le mode ion lourd⁴.

⁴La luminosité pour CMS est prévue être $\mathcal{L} = 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

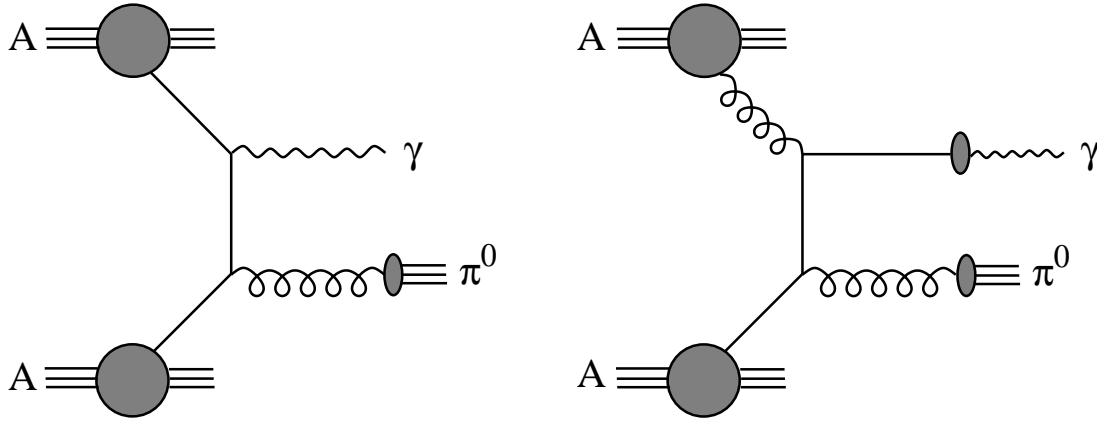


FIG. 3.2 – Les deux processus qui contribuent à la production $\gamma - \pi^0$ au plus bas ordre (LO) : le photon peut être produit directement (une-fragmentation, désignée 1f dans le texte, à gauche) ou par la fragmentation du parton (double-fragmentation, désignée par 2f, à droite).

3.4.3 Les fonctions de fragmentation modifiées

Dans ce paragraphe, on s'intéresse aux modifications apportées aux fonctions de fragmentation de quark et de gluon en un photon ou en un hadron lorsque le quark ou le gluon traverse la matière nucléaire. On va faire une étude comparative de deux modèles de fragmentation dans le milieu nucléaire étudiant en particulier le comportement des fonctions de fragmentation à petite énergie du photon ou du hadron produit, région où les modèles donnent des prédictions très différentes. La prochaine étape de mon travail consistera à construire des observables dans les collisions d'ions lourds qui permettront de distinguer les différents modèles.

Un traitement rigoureux des effets de perte d'énergie dans la collision d'ion lourds est extrêmement compliqué et dépasse la portée de ce travail. Nous prendrons plutôt une approche phénoménologique pour la perte d'énergie induite par le milieu dans les collisions d'ions lourds et employons deux modèles, le premier est celui de Wang, Huang et Sarcevic [3.18] et l'autre modèle de F. Arleo [3.19], reposant sur le choix d'une distribution de probabilité empirique, pour estimer les effets de la perte d'énergie dans les collisions d'ions lourds à haute énergie. Il a été supposé que l'effet principal des interactions multiples dans le milieu peut être adapté en modifiant les fonctions de fragmentation de photon. Dans la région centrale en rapidité, le parton produit dans la collision dure traversant le milieu nucléaire perd son énergie suite à de multiples interactions avec le milieu déconfiné. Ce parton s'hadronisera à l'extérieur du milieu nucléaire mais avec une énergie réduite.

Dans le modèle de la perte d'énergie de Wang, Huang et Sarcevic, la fonction de fragmentation du parton en photon, $zD_{a/\gamma}^0(z, Q_f^2)$ (qui donne la probabilité pour qu'un

parton se fragmente en un photon), est modifiée pour inclure les multiples diffusions (voir **Fig. 3.3**) que le parton traversant le milieu nucléaire dense subit avant qu'il se fragmente. La fonction de fragmentation nucléaire ou tout simplement la fonction de fragmentation modifiée $zD_{a/\gamma}(z, Q_f^2)$ est donnée en termes de fonction de fragmentation du photon dans le vide $zD_{a/\gamma}^0(z, Q_f^2)$ par [3.18] :

$$zD_{a/\gamma}(z, Q_f^2) = \frac{1}{C_N^a} \sum_{n=0}^N P_a(n) z_n^a D_{a/\gamma}^0(z_n^a, Q_f^2) + \sum_{j=1}^n \bar{z}_a^j D_{g/\gamma}^0(\bar{z}_a^j, Q_f^2)$$

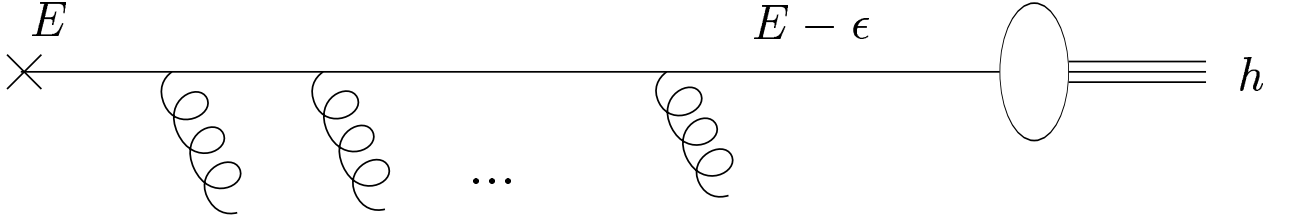


FIG. 3.3 – Schématisant le mécanisme de la perte d'énergie.

où $z_n^a = z/(1 - (\sum_{i=0}^n \epsilon_i^a)/E_t)$, $\bar{z}_a^j = zE_t/\epsilon_j^a$ et $P_a(n)$ est la probabilité qu'un parton de saveur a traverse une distance ΔL dans le milieu nucléaire diffuse n fois. Elle est donnée par une distribution de Poisson :

$$P_a(n) = \frac{\Delta L/\lambda_a}{n!} e^{-\Delta L/\lambda_a} \quad (3.4)$$

et

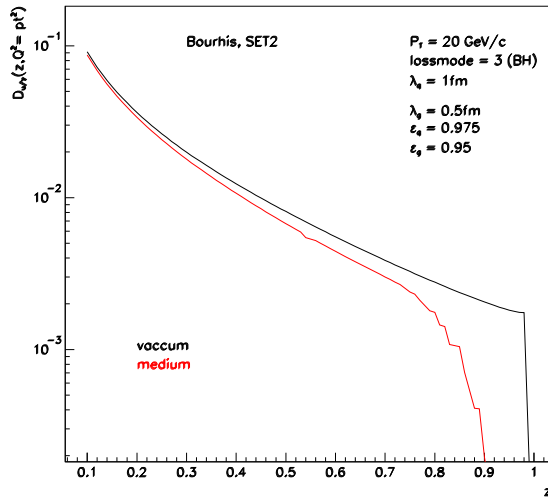
$$C_N^a = \sum_{n=0}^N P_a(n) \quad (3.5)$$

Le premier terme de l'éq. (3.3) correspond à la fragmentation du parton principal "a" avec une énergie réduite $E_t - \sum_{i=0}^n \epsilon_i^a$ après n émissions de gluon, quant au second terme lui, il provient du j -ème gluon émis ayant une énergie ϵ_a^j , où ϵ_a^j est la perte d'énergie du parton "a" après la j -ème diffusion. Puisque nous étudions les effets de perte d'énergie phénoménologiquement seulement et, qu'en général, la forme de la perte d'énergie par diffusion, ϵ_a^j , est théoriquement inconnue, plusieurs formes ont été proposées : ici nous considérons un seul cas qui consiste à prendre la perte d'énergie dépendante de l'énergie

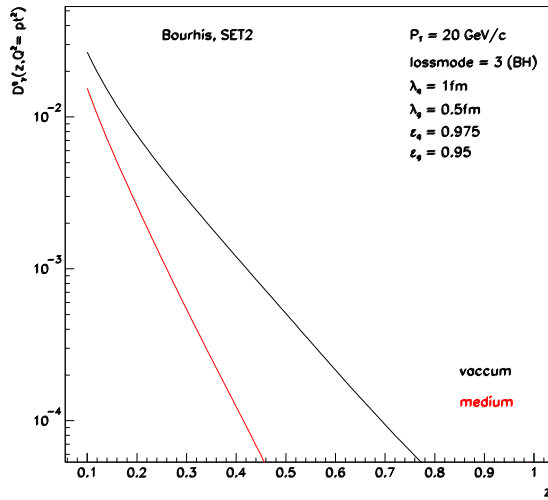
du parton de la forme : $\epsilon_a^j = \alpha_s \sqrt{\mu^2 \lambda_a E_a^j}$ où E_a^j est l'énergie du parton "a" après j diffusions, λ_a est le libre parcours moyen inélastique du parton "a" et μ^2 représente la masse du "screening" générée par le plasma et sert comme un cut off infrarouge. Ils (λ_a et μ^2) sont en général inconnus et dépendent en principe de l'espèce de parton et de la température du milieu. Nous pouvons étudier les incertitudes théoriques en faisant varier ces paramètres non connus pour le moment, leur détermination expérimentale serait impossible. D

Les fonctions de fragmentation des quarks et gluons telles qu'elles sont définies dans l'éq. (3.3), avec la perte d'énergie prise dépendante de l'énergie du parton sont montrées sur la Figure (3.4). Pour obtenir ces courbes, nous avons pris $\mu^2 = 1 \text{ GeV}^2$ et $\lambda_a = 1 \text{ fm}$ ($\lambda_g = 0.5 \text{ fm}$ et $\lambda_q = 1 \text{ fm}$). Pour la fonction de fragmentation du photon $zD_{g/\gamma}^0(z, Q_f^2)$ (dans le vide), nous employons la paramétrisation de Bourhis et al. ([1.29]). Les fonctions de fragmentation du parton en photon dans le milieu nucléaire sont fortement supprimées à grand- z en comparaison à celles du vide. On observe en gros les mêmes caractéristiques pour le pion π^0 (voir Figure (3.5)). En revanche, cette suppression est beaucoup plus faible dans le cas des photons (environ 20%) que pour les pions π^0 (environ 70%) en raison de la forme de la fonction de fragmentation dans le vide. Dans le cas du photon, la suppression est plus prononcée en ce qui concerne les gluons (Figure (3.4 b)), mais elle est faible dans le cas des quarks (Figure (3.4 a)) car pour ce dernier cas elle provient du fait que les quarks sont moins affectés par le milieu que les gluons (à cause de leur charge de couleur), et que la dépendance en z des fonctions de fragmentation (FF) de quarks est moins prononcée, ceci peut se voir directement de la forme de l'éq. (3.3) où la (FF) du gluon est impliquée dans les deux sommations. Cette atténuation à grand- z est également due au fait que les partons de grande énergie (grand- z) multiplient les diffusions avec le milieu et perdent beaucoup de leur énergie qui déplace leur fraction d'énergie z au plus petite valeur. La fonction de fragmentation nucléaire obtenue en supposant que la perte d'énergie est constante par diffusion et que nous n'avons pas représenté ici, a qualitativement le même comportement (comme fonction de z). La forme de la perte d'énergie dépendante de l'énergie du parton que nous avons choisie ici, $\epsilon_a^j = s \sqrt{\mu^2 \lambda_a E_a^j}$, est, strictement parlant, valable uniquement pour la radiation cohérente du photon. Ici, nous avons considéré cette forme juste comme une expression phénoménologique qui donne la distribution en p_T du photon que nous pourrions comparer avec celle du cas où la perte d'énergie constante. La forme précise de la perte d'énergie dans les collisions nucléaires réalistes, comme celles aux énergies de RHIC et LHC, n'est pas bien connue pour le moment et on s'attend qu'elle soit extrêmement compliquée.

Le deuxième modèle phénoménologique que nous avons choisi est celui présenté dans [3.19], dans ce modèle, la distribution de probabilité $D(\epsilon)$ de la perte d'énergie subie par les quarks durs entrants et sortant dans un milieu de QCD est calculée numériquement à partir du spectre du gluon de BDMPS [3.20]. Il a été montré qu'elle suit un comportement empirique en log-normal qui nous permet de donner au poids de l'atténuation connue dans la littérature sous le nom de "poids du quenching" une simple

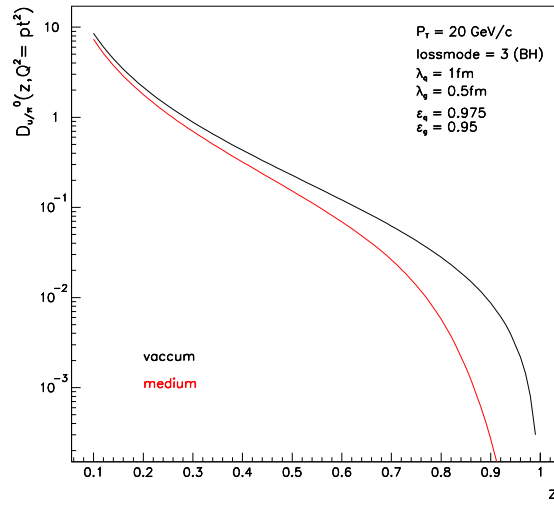


(a)

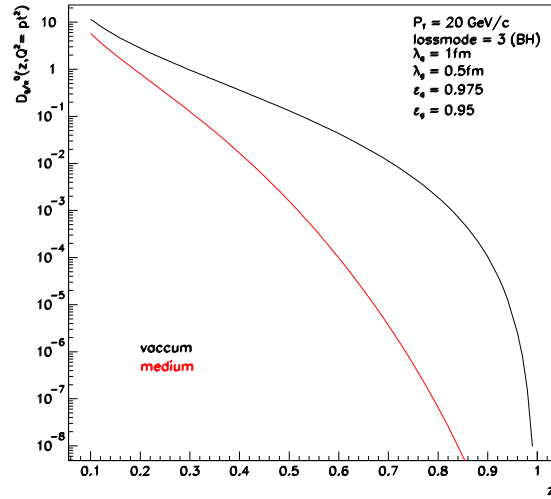


(b)

FIG. 3.4 – La fonction de fragmentation, a) $zD_{q/\gamma}^0(z, Q_f^2)$ (trait plein) [1.29] set II et la fonction de fragmentation nucléaire $zD_{q/\gamma}(z, Q_f^2)$ obtenue en utilisant l'éq. (3.3) (tirets) et b) $zD_{g/\gamma}^0(z, Q_f^2)$ (trait plein) [1.29] set II et la fonction de fragmentation nucléaire correspondante $zD_{g/\gamma}(z, Q_f^2)$ (tirets).



(a)



(b)

FIG. 3.5 – La fonction de fragmentation, a) $zD_{q/\pi^0}^0(z, Q_f^2)$ (trait plein) (KKP) [2.41] et la fonction de fragmentation nucléaire $zD_{q/\pi^0}(z, Q_f^2)$ obtenue en utilisant l'éq. (3.3) (tirets) et b) $zD_{g/\pi^0}^0(z, Q_f^2)$ (trait plein) (KKP) [2.41] et la fonction de fragmentation nucléaire correspondante $zD_{g/\pi^0}(z, Q_f^2)$ (tirets).

paramétrisation analytique. La connaissance de la distribution de probabilité $D(\epsilon)$ de perte d'énergie est en fait exigée. Pour des raisons générales, les sections efficaces seront modifiées dans le milieu comme :

$$\sigma^{medium} = D(\epsilon) \otimes \sigma^{vacuum} \quad (3.6)$$

Cependant, $D(\epsilon)$ ne peut pas être calculée analytiquement de façon simple, sauf si de fortes suppositions sont faites comme pour le spectre induit du gluon émis par le parton principal " $dI/d\omega$ ".

3.4.4 Calcul de la distribution de perte d'énergie $D(\epsilon)$

Représentation intégrale

Les multiples collisions molles subies par un parton dur voyageant à travers un milieu induit d'émission de gluons. Par conséquent, ces gluons émis emportent une énergie ϵ de la particule principale (leading) avec une distribution de probabilité (ou le poids du quenching) $D(\epsilon)$. Rappelons brièvement ici son expression trouvée par BDMS [3.21].

Les effets d'interférence entre les gluons rayonnés (supprimés par α_s) peuvent être négligés, autrement dit, nous pouvons supposer que les émissions de gluon à partir du parton principal sont indépendantes ⁵. Ceci tient compte d'une expression de Poisson de $D(\epsilon)$, (BDMS [3.21])

$$D(\epsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\prod_{i=1}^n \int d\omega_i \frac{dI(\omega_i)}{d\omega} \right] \delta\left(\epsilon - \sum_{i=1}^n \omega_i\right) \cdot \exp\left[-\int_0^{+\infty} d\omega \frac{dI(\omega)}{d\omega}\right] \quad (3.7)$$

L'expression de cette équation relie explicitement la distribution de probabilité de la perte d'énergie au spectre de gluon $dI(\omega)/d\omega$ émis par les quarks durs produits dans le milieu de QCD, qui a été calculé perturbativement par Baier, Dokshitzer, Mueller, Peigné, et Schiff (BDMPS). Ici $dI(\omega)/d\omega$ représente le spectre du gluon induit par le milieu et n le nombre de gluons émis par le parton dur. Notons que les émissions secondaires du gluon négligées dans la limite molle, ne sont pas prises en considération. En utilisant la représentation de Mellin de la fonction delta, la série précédente (3.7) peut de donner par une représentation intégrale. Pour un spectre de gluon induit par le milieu $dI/d\omega$ donné, la multiplicité intégrée du gluon $N(\omega)$ peut être déterminée exactement. Ceci permet donc le calcul numérique des intégrales qui apparaissent dans la série et, par la suite, le poids de quenching $D(\epsilon)$. La multiplicité des gluons mous émis calculée à partir du spectre de BDMPS pour les quarks sortants est maintenant examinée.

⁵Strictement parlant, on doit supposer que la perte d'énergie ϵ demeure beaucoup plus petite que l'énergie du parton $\epsilon \ll E$ (limite molle), qui est précisément le cas dans cette section.

3.4.5 Multiplicités du gluon

Quarks sortants

Dans l'approximation du gluon mou ($\omega \ll E$), avec E l'énergie du quark sortant traversant un milieu de longueur L , le spectre de gluon émis se lit directement de [3.20, 3.23].

$$\frac{dI(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha}{2\omega} \ln[\cosh^2 u - \sin^2 u]; \quad u \equiv \sqrt{\frac{\omega_c}{2\omega}}, \quad \alpha \equiv \frac{2\alpha_s C_F}{\pi}. \quad (3.8)$$

où $C_F = 4/3$ est l'opérateur de Casimir dans la représentation fondamentale et $\alpha_s = g^2/4\pi \simeq 1/2$ la constante de couplage fort. Dans la limite molle, le spectre (3.14) est donc caractérisée par une échelle d'énergie seulement,

$$\omega_c = \frac{1}{2} \hat{q} L^2 \quad (3.9)$$

avec L est la longueur de la matière parcourue par le parton dur dans le milieu. \hat{q} est le coefficient de transport de gluon, mesurant la "puissance de diffusion" du milieu. Par suite la multiplicité du gluon se lit de [3.22].

$$N(\omega \ll \omega_c) \simeq \alpha \left(\sqrt{\frac{2}{\bar{\omega}}} + \ln 2 \ln \bar{\omega} - 1.44136 \right) \quad (3.10)$$

dans le domaine infrarouge (IR), et

$$N(\omega \gg \omega_c) = \frac{\alpha}{24} \left(\frac{1}{\bar{\omega}} \right)^2 \quad (3.11)$$

dans la région ultraviolette (UV).

3.5 Résultats numériques

En suivant la procédure détaillée dans la section précédente, la probabilité $D(\epsilon)$ pour qu'un quark sortant ou entrant perde une énergie ϵ lorsqu'il passe à travers le milieu est déterminée numériquement.

La distribution normalisée

$$\bar{D}(\bar{\epsilon} = \epsilon/\omega_c) = \omega_c D(\epsilon) \quad (3.12)$$

est représentée sur la Figure 3.6 pour le cas du quark sortant.

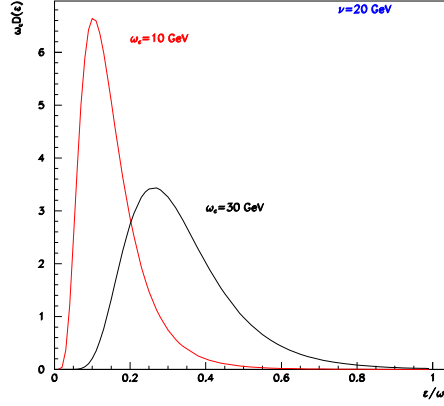


FIG. 3.6 – Distribution de la perte d'énergie $\bar{D}(\bar{\epsilon})$ pour les quarks sortants calculée à partir du spectre BDMPS dans la limite molle et pour deux valeurs de ω_c ($\omega_c = 10$ GeV et $\omega_c = 30$ GeV), avec une énergie du parton sortant (ici le quark) $\nu = 20$ GeV.

3.5.1 Paramétrisation analytique

Comme mentionné en introduction, la distribution de probabilité établit un rapprochement entre la théorie de la perte d'énergie du parton induite par le milieu d'une part et les conséquences observables de l'autre part. En particulier, sa connaissance est requise pour modéliser le quenching du spectre de l'hadron dans les collisions nucléaires. C'était la principale motivation pour notre présente étude.

Cependant, on a vu que $D(\epsilon)$ ne peut pas être résolue analytiquement, son expression compliquée la rend inutile en termes pratiques. Pour avoir une simplicité, on donnera en effet une expression analytique empirique pour $D(\epsilon)$.

Donc, nous élargissons maintenant cette paramétrisation pour n'importe quelle énergie du quark. Notant que les distributions $D(\epsilon, E)$ (ou $D(\epsilon)$) suivent des distributions log-normal, la dépendance en énergie de quark entrera à travers les paramètres μ et σ . Le poids du quenching se lit donc directement de [3.19],

$$\bar{D}(\bar{\epsilon}, \bar{E}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(\bar{E})\bar{\epsilon}} \exp \left[-\frac{(\log \bar{\epsilon} - \mu(\bar{E}))^2}{2\sigma(\bar{E})^2} \right] \quad (3.13)$$

où $\mu(\bar{E})$ et $\sigma(\bar{E})$ sont donnés par les lois empiriques

$$\mu(\bar{E}) = -1.5 + 0.81 \times (\exp(-0.2/\bar{E}) - 1), \quad (3.14)$$

$$\sigma(\bar{E}) = 0.72 + 0.33 \times (\exp(-0.2/\bar{E}) - 1). \quad (3.15)$$

Plus récemment, la connection importante entre le spectre de gluon induit par le milieu $dI/d\omega$ et la distribution de probabilité \mathcal{D} de perte d'énergie a été d'abord établie de

manière explicite [3.21] et est calculée numériquement juste après [3.24, 3.25]. Cependant, il reste non clair comment relier le mécanisme de la perte d'énergie aux quantités observables.

Pour une production de parton ayant un k_T suffisamment grand, néanmoins, une séparation claire entre la production du processus dur, avec une échelle de temps $\mathcal{O}(k_T^{-1})$, les effets du milieu, $\mathcal{O}(t_{med})$, et le mécanisme de fragmentation, $\mathcal{O}(k_T/\Lambda^2)$,

$$\frac{1}{k_T} \ll t_{med} \ll \frac{k_T}{\Lambda^2} \quad (3.16)$$

Dans la présente étude, nous suivrons le modèle suggéré dans la Ref. [3.26] dans laquelle l'énergie ϵ perdue par le parton dur conduit à une retransformation de la fraction de moment z_d

$$z_d = \frac{p_{T_d}}{k_{T_d}} \quad \rightarrow \quad z_d^* = \frac{p_{T_d}}{k_{T_d} - \epsilon} = \frac{z_d}{1 - \epsilon/k_{T_d}} \quad (3.17)$$

en présence d'un milieu de QCD. Par conséquent, les fonctions de fragmentation modifiées par le milieu $D_{D/d}^{med}(z_d, M_F, k_{T_d})$ peuvent être exprimées simplement en fonction de celles (i.e. fonctions de fragmentation standard) dans le vide $D_{D/d}(z_d, M_F)$,

$$z_d D_{D/d}^{med}(z_d, M_F, k_{T_d}) = \int_0^{k_{T_d}(1-z_d)} d\epsilon \mathcal{D}_d(\epsilon, k_{T_d}) z_d^* D_{D/d}(z_d^*, M_F) \quad (3.18)$$

Ici, $\mathcal{D}_d(\epsilon, k_{T_d})$ dénote la probabilité pour que le parton avec une énergie k_{T_d} perde l'énergie ϵ [3.21], dont on a donnée une simple expression analytique (eq. (3.13) qui a été extraite de [3.24] et que nous allons employer dans les présents calculs. Le calcul de la Réf. [3.24] est fondé sur le spectre du gluon induit par le milieu déterminé par le groupe (BDMPS) incluant les corrections $\mathcal{O}(1/k_{T_d})$ [3.20, 3.22]. Le cadre de travail de BDMPS conviendrait notamment quand le nombre de diffusions que subit le parton dur est grand dans le milieu de QCD (opacité). Nous mentionnons que la distribution de probabilité à opacité finie a été déterminée également dans la limite molle ($k_{T_d} \rightarrow \infty$) dans Réf. [3.25] qui conduit à des applications phénoménologiques à RHIC et LHC [3.27, 3.28].

Pour le calcul qui vient, une estimation qualitative de ω_c pour le milieu dense produit dans les collisions plomb-plomb à l'énergie de LHC est exigée. Le coefficient de transport \hat{q} est relié directement à la densité de gluon qui augmente de RHIC à LHC, et il est de l'ordre de 6–7 dans les calculs hydrodynamique [3.27, 3.29], alors qu'une augmentation plus petite de l'ordre 2–4 dans la multiplicité de l'hadron à mi-rapidité est prédite par plusieurs modèles (une revue peut être trouvée dans [3.30]). En utilisant l'estimation fondée sur les mesures du spectre de pion p_T à RHIC, $\omega_c|_{\text{RHIC}} \simeq 10 - 20$ GeV, selon le même cadre de travail [3.24, 3.31] nous prendrons un choix conservateur⁶ $\omega_c = 50$ GeV le long de cette étude. Nous rappelons au lecteur que le but ici n'est pas de fournir des

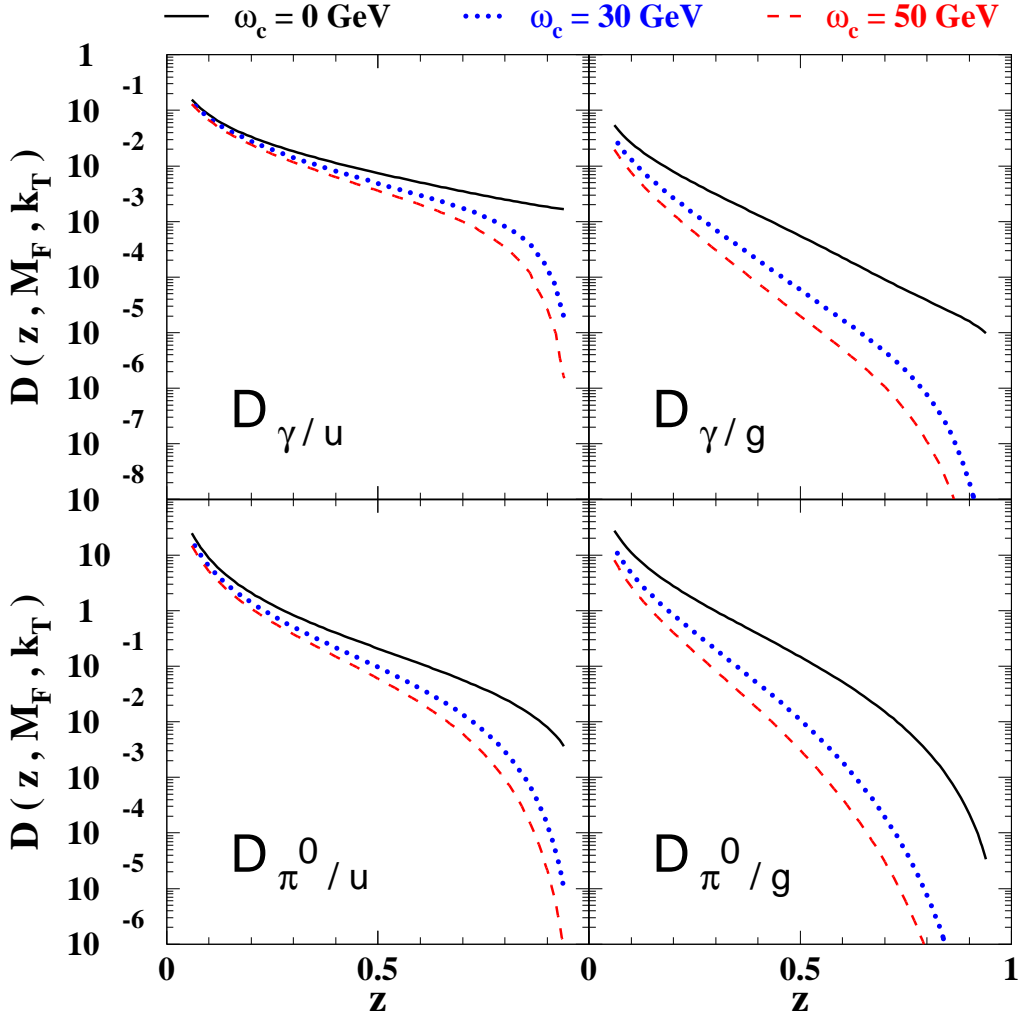


FIG. 3.7 – Les fonctions de fragmentation modifiées dans le milieu $D_{D/d}^{\text{med}}(z_d, M_F, k_{Td})$ pour diverses échelles de perte d'énergie $\omega_c = 0$ (vide), 30 et 50 GeV. L'énergie du parton est $k_T = 50$ GeV et l'échelle de fragmentation est posée égale à $M_F = k_T/2$.

prédictions quantitatives mais plutôt de montrer des tendances caractéristiques qu'on pourrait espérer avoir dans les corrélations $\gamma - \gamma$ dans les collisions d'ions lourds au LHC. Par conséquent, nos conclusions ne devraient pas dépendre autant de la valeur précise que nous supposons pour le paramètre de la perte d'énergie ω_c .

Puisque les fonctions de fragmentation tombent de manière très raide avec z , même un petit changement de $\Delta z_d = z_d^* - z_d \approx z_d \epsilon / k_{Td}$ dans l'éq. (3.17) peut affecter, et de manière appréciable, le processus de fragmentation dû à la perte d'énergie du parton.

⁶Ce choix est motivé par le fait que la distribution du gluon évoluerait plus lentement que la loi de comportement due à la saturation de gluon à petit- x .

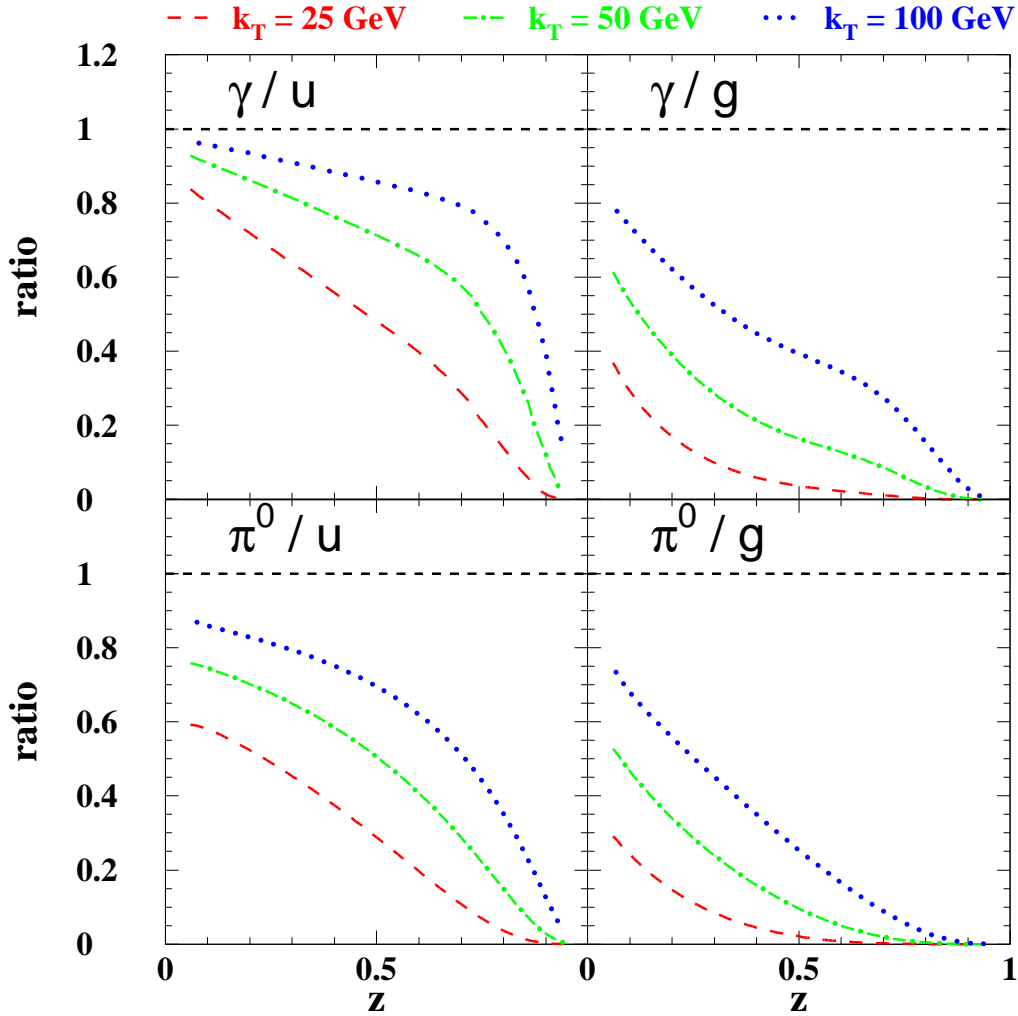


FIG. 3.8 – Le rapport des fonctions de fragmentation modifiées par le milieu ($\omega_c = 50$ GeV) sur celles du vide ($\omega_c = 0$ GeV) pour diverses valeurs de l'énergie du parton $k_T = 25, 50$ et 100 GeV. L'échelle de fragmentation est égale à $M_F = k_T/2$.

Ceci peut se voir par exemple sur la Figure 3.7 où les fonctions de fragmentation dans le photon et dans le pion neutre sont calculées pour un $k_T = 50$ GeV du up-quark et du gluon traversant le milieu ($\omega_c = 25, 50$ GeV) et comparées avec celles du vide (c'est-à-dire où $\omega_c = 0$ GeV). Pour ce calcul, nous avons utilisé respectivement, pour le photon et le pion les paramétrisations BFG (voir [1.29]) et KKP LO (voir [2.41]). Premièrement, la Figure 3.7 indique que les effets du milieu se révèlent être plus forts pour la fragmentation du gluon que pour celle du quark, c'est le même phénomène observé dans le modèle de perte d'énergie traité par Sarcevic et al., où la fonction de fragmentation dans le milieu du gluon est plus supprimée en comparaison avec celle du quark : cela est vrai que ce soit pour le photon ou pour le pion neutre. L'origine est en réalité double. Premièrement, les gluons durs perdent beaucoup plus d'énergie que les quarks le font et

ceci est dû à leur grande charge de couleur ($C_g = 3$, $C_q = 4/3$). De plus, l'atténuation ou le "quenching" (dans la littérature) des fonctions de fragmentation modifiées par le milieu Eq. (3.18) croît avec la pente des fonctions de fragmentation du vide, laquelle est plus raide dans le canal du gluon. Finalement, nous observons que les effets de perte d'énergie deviennent plus prononcés lorsque z devient très grand, dû à la restriction de l'espace de phase dans l'éq. (3.18).

Les fonctions de fragmentation modifiées par le milieu dépendent maintenant explicitement de l'énergie du parton, k_T . Pour montrer la sensibilité des effets du milieu sur l'énergie du parton, le rapport des fonctions de fragmentation du milieu par rapport à celles du vide (en employant $\omega_c = 50$ GeV) est déterminé pour une énergie $k_T = 25, 50$ et 100 GeV des quarks et gluons. Comme on peut le voir sur la Figure 3.8, les effets du milieu croîtront lorsque l'énergie du parton deviendra plus petite. Quand k_T devient aussi petit en comparaison à ω_c , cependant, l'image d'un parton dur pénétrant le milieu mou n'est pas correcte pour autant et l'applicabilité du cadre de travail de la perte d'énergie devient douteuse. Il a été montré dans [3.24] par exemple, que l'approximation "eikonale" est explicitement brisée pour une énergie du parton plus petite que la moitié de l'échelle ω_c . D'autre part, en grande limite $k_T \gg \omega_c$ et ainsi $z^* \simeq z$, les effets du milieu disparaissent et le rapport s'approche de (1).

3.6 Les corrélations de $\gamma - \gamma$, $\gamma - \pi^0$ et de $\pi^0 - \pi^0$

3.6.1 Observables

A partir des variables cinématiques disponibles dans l'éq. (3.0), nous pouvons construire les observables suivantes :

– la masse invariante de la paire de particules,

$$\begin{aligned} m_{34}^2 &= 2 (p_{T3} p_{T4} \text{ch}(y_3 - y_4) + \vec{p}_{T3} \cdot \vec{p}_{T4}) \\ &= 2z_3 z_4 k_T^2 (\text{ch}(y_3 - y_4) + 1) \end{aligned} \quad (3.19)$$

– le moment transverse de la paire,

$$\begin{aligned} q_T &= |\vec{p}_{T3} + \vec{p}_{T4}| \\ &= k_T |z_3 - z_4| \end{aligned} \quad (3.20)$$

– le moment transverse relatif des particules (appelé aussi p_T -balance [2.30, 3.32])

$$\begin{aligned} z_{34} &= -\frac{\vec{p}_{T3} \cdot \vec{p}_{T4}}{p_{T3}^2} \\ &= \frac{z_4}{z_3} \end{aligned} \quad (3.21)$$

où k_T est la valeur commune de l'impulsion transverse des partons de l'état final. Pour compléter, nous citons ici les expressions des valeurs des fractions de moment x_i des

partons de l'état initial,

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{p_{T3}}{z_3} e^{y_3} + \frac{p_{T4}}{z_4} e^{y_4} \right) \\ x_2 &= \frac{1}{\sqrt{s}} \left(\frac{p_{T3}}{z_3} e^{-y_3} + \frac{p_{T4}}{z_4} e^{-y_4} \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Dans le cas des corrélations $\gamma - \pi$, on a $z_3 = 1$ lorsque le photon est produit directement. En fixant de plus la rapidité du photon et celle du pion dans une gamme étroite autour de 0, par exemple, il nous reste deux variables cinématiques indépendantes z_4 et k_T et par suite, les expressions des observables définies ci-dessus se simplifient considérablement. On a :

$$\begin{aligned} m_{34}^2 &= 4 k_T^2 z_4 \\ q_T &= k_T (1 - z_4) \\ z_{34} &= z_4 \end{aligned} \quad (3.23)$$

qui montrent une relation directe entre la variable de fragmentation et les observables. Quand on étudie les observables nous intégrons sur une valeur donnée de k_T . Puisque la section efficace tombe rapidement quand k_T croît, le moment transverse effectif restera proche de sa valeur minimale laissant z_4 comme la seule variable effective. A partir du comportement des observables précédentes (définies ci-dessus) on devrait pouvoir imposer des contraintes sur le comportement de la fonction de fragmentation si nous supposons que les fonctions de structure sont précisément connues.

Quand le photon est produit via le bremsstrahlung ou dans le cas des corrélations hadron-hadron, par exemple $\pi^0 - \pi^0$, la situation précédente est plutôt polluée car z_3 est maintenant une variable cinématique appropriée. Cependant, lorsqu'on étudie les configurations asymétriques avec une particule de grand p_{T3} d'un côté et une particule de petit p_{T4} de l'autre côté, les effets du biais forceront une grande valeur de z_3 et une certaine corrélation est toujours prévue entre les observables des eqs. donnant la masse invariante, l'impulsion transverse de la paire et le moment transverse relatif de la particule définies précédemment et la dépendance de la fonction de fragmentation en z_4 .

D'autre part, si on considère les corrélations $\gamma - \gamma$, lorsque les deux photons sont produits directement, on a un système contraint en plus avec $z_3 = z_4 = 1$: les distributions en z_{34} et en q_T se réduisent aux fonctions δ de Dirac mais la masse invariante $m_{34}^2 = 2k_T^2(\text{ch}(y_3 - y_4) + 1)$ est régulière. Il est évident que les corrections d'ordres supérieurs pollueront la singularité de la fonction- δ . Plus précisément, $z_{34} = 1$, ou de manière équivalente $q_T = 0$, est un point infrarouge sensible et une prédiction exacte du comportement de ces observables au voisinage de ce point exigera la resommation de grand termes en $\ln^2(q_T^2/s)$ et $\ln(q_T^2/s)$.

Pour une interaction de deux corps, on s'attend à ce que cette distribution soit une fonction $\delta(1-z)$. Cependant, une asymétrie sur les coupures des impulsions transversales de (5, 25) GeV et (5, 50) GeV des photons ou des pions est introduite dans l'étude des différentes corrélations $\gamma - \gamma$, $\pi^0 - \pi^0$ et $\gamma - \pi^0$ dans les deux collisions proton-proton et plomb-plomb au LHC.

3.6.2 Les coupures cinématiques

Nous étudions un mécanisme fondamental de QCD perturbative (pQCD) modifié par la présence d'un environnement dense. Il est nécessaire de s'assurer que les particules que nous observons sont des fragments d'une désintégration de jets et ne sont pas produites par les collisions secondaires. Les études récentes [3.17] sur le cadre de travail de QCD perturbative pour les collisions primaires et un modèle hydrodynamique pour décrire les collisions secondaires ont montré que, au LHC, les particules produites au-dessus de $p_T = 5$ GeV sont d'origine perturbative (pQCD). Par conséquent, nous imposons un minimum de moment transverse de 5 GeV sur les particules à partir desquelles nous construisons les diverses observables de corrélation.

Pour étudier un large domaine pour la variable de fragmentation z , il est nécessaire de considérer des configurations asymétriques. Une autre contrainte est à même en mesure de distinguer les photons des pions que l'on exige, par exemple, pour ALICE, $p_{T\gamma} > 25$ GeV. D'autre part, pour avoir un taux de comptage raisonnable, on ne devrait pas aller jusqu'aux grandes valeurs de $p_{T\gamma}$. En outre, si les jets sont trop énergétiques, les effets de perte d'énergie seront petits et difficile de les observer.

Dans les études consécutives, à l'écart de diverses distributions de p_T , nous regarderons les trois distributions dans les Eqs. au début de la section précédente avec $p_{T\gamma} > 25$ GeV et $p_{T\pi} > 5$ GeV pour satisfaire les critères précédents. Nous considérerons également des coupures plus grandes sur $p_{T\gamma}$ pour sonder la sensibilité du mécanisme de la perte d'énergie en ce qui concerne l'énergie du jet. Quand on expose les différentes distributions nous supposons que les photons et les pions soient produits dans une intervalle en rapidité $\delta y = \pm 0.5$ autour de $y = 0$.

3.7 Phénoménologie des corrélations $\gamma - \pi^0$

3.7.1 Les composantes dynamiques

Avant d'étudier la forme des fonctions de corrélation dans les collisions Plomb-Plomb, il est intéressant de considérer dans certains détails le cas de la diffusion proton-proton pour mieux comprendre la dynamique de la réaction. Comme mentionné plus haut (voir Figure 3.2), le photon peut être produit directement et seulement le jet qui recule en arrière se fragmente en un pion (étiquetée 1f, les carrés blancs sur les Figures qui suivent), ou bien les deux c'est-à-dire le photon et le pion sont produits par fragmentation des

partons (étiquetée 2f, les carrés noirs). Le poids relatif de chaque mécanisme dépend cru-

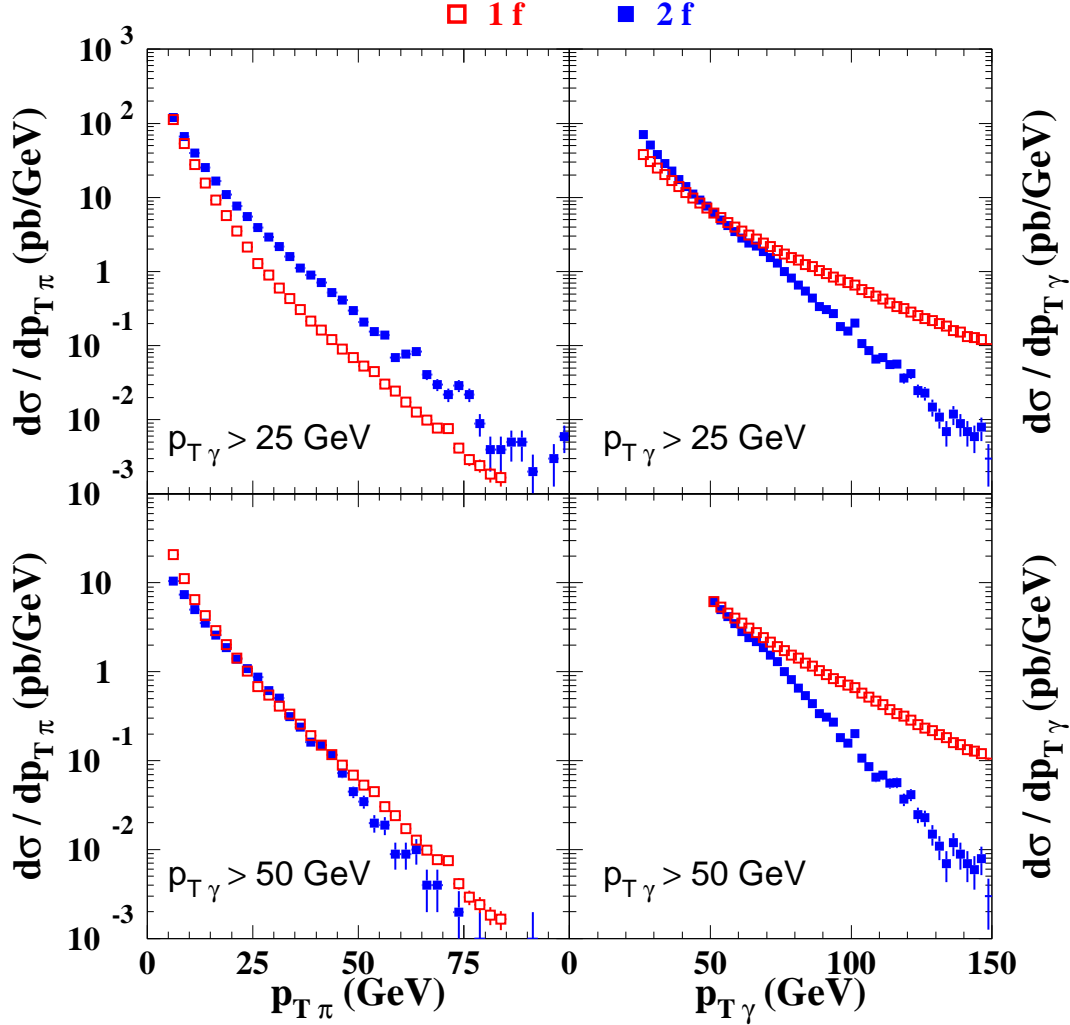


FIG. 3.9 – Les composantes 1f et 2f pour diverses configurations cinématiques pour la diffusion proton-proton dans la production $\gamma - \pi^0$ à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. *En haut* : Les distributions $p_{T\gamma}$ et $p_{T\pi}$ pour les coupures $p_{T\gamma} > 25$ GeV et $p_{T\pi} > 5$ GeV. *En bas* : Mêmes distributions comme ci-dessus pour $p_{T\gamma} > 50$ GeV et $p_{T\pi} > 5$ GeV.

cialement du moment transverse des particules produites. Ceci est illustré sur la Figure 3.9. A droite de la Figure, on expose le taux de production comme une fonction de $p_{T\gamma}$: le processus 2f domine quand $p_{T\gamma} < 50$ GeV mais décroît beaucoup plus rapidement que la composante 1f lorsque $p_{T\gamma}$ augmente et devient négligeable pour l'impulsion transverse du photon au-dessus de 100 GeV. Par conséquent, en changeant la coupure sur $p_{T\gamma}$ cela affectera de manière spectaculaire les contributions 1f et celles de 2f relatives à la production $\gamma - \pi^0$.

Comme c'est montré sur la Figure 3.9 (à gauche), le spectre de $p_{T\pi}$ du pion est dominé par

le processus 2f sur une grande gamme de $p_{T\pi}$ quand l'énergie du photon n'est pas aussi grande (i.e. $p_{T\gamma} \geq 25$ GeV) alors qu'en appliquant une grande coupure ($p_{T\gamma} \geq 50$ GeV) en $p_{T\gamma}$, on aboutit à une grandeur comparable pour les deux mécanismes sur un large domaine en $p_{T\pi}$. Contrairement à la distribution $p_{T\gamma}$, le poids relatif du processus 2f augmente avec le moment transverse du pion dans le domaine cinématique montré. En effet, la composante 1f est défavorisée à grand $p_{T\pi}$ car ça nécessite des photons beaucoup plus énergétiques ($p_{T\gamma} \geq p_{T\pi}$), quant au processus 2f, il permet au photon de garder une impulsion transverse petite, une coupure légèrement au-dessus de 25 GeV ou 50 GeV.

Expérimentalement, ces deux contributions peuvent être discernées au moyen des techniques de calorimètre en employant un critère d'isolement approprié. On devrait également rappeler que lorsqu'on exécute une étude complète de NLO, la distinction entre la composante de fragmentation leading-order et la composante directe du next-to-leading order est arbitraire et dépend de l'échelle de fragmentation M_F , uniquement la somme de ces deux composantes est significative et indépendante de l'échelle [3.11].

Les effets du milieu peuvent changer considérablement si l'un ou l'autre des deux processus domine puisque l'énergie typique du parton, $k_T = p_{T\gamma}/z_3$, est tout à fait différente pour le 1f ($z_3 = 1$) et 2f ($z_3 < 1$). Naïvement, les effets de perte d'énergie du parton devraient être plus forts quand les deux pion et photon proviennent de la fragmentation d'un parton dur. Cependant, ceci n'est pas nécessairement vrai puisque l'énergie du parton est en réalité beaucoup plus grande dans le canal 2f, pour lequel les effets du milieu se montrent plus faibles (voir la fin de la section 3.5.1). Nous reviendrons sur ces observables lorsque nous discuterons les spectres proton-proton et plomb-plomb dans la section qui vient.

3.7.2 Les distributions

Sur la Figure 3.10, nous discutons quatre distributions, qui sont respectivement le spectre du moment transverse du pion $p_{T\pi}$, le moment transverse du photon $p_{T\gamma}$, la masse invariante de la paire $\gamma - \pi^0 : m_{\pi\gamma}$ et le moment transverse de la paire q_T . Pour cette étude, nous avons imposé les coupures suivantes : $p_{T\pi} \geq 5$ GeV et $p_{T\gamma} \geq 25$ GeV. Dans chaque cas, trois courbes sont exposées : la diffusion proton-proton (cercles ouverts), diffusion plomb-plomb avec shadowing mais sans la perte d'énergie (carrés blancs) et diffusion plomb-plomb avec shadowing et perte d'énergie en employant $\omega_c = 50$ GeV (carrés noirs). Il est clair que les effets de shadowing et d'isospin ne modifient pas beaucoup les distributions : un petit effet d'antishadowing peut être observé aux grands moments transverses ou à grande masse invariante dû au fait que la cinématique devient donc sensible à grand x des partons dans les noyaux. D'autre part, les effets de perte d'énergie sont tout à fait visibles et particulièrement aux basses valeurs de p_T du pion ou du photon. D'autre part, pour produire un pion à grande impulsion transverse cela nécessite un parton avec un grand k_T pour lequel la perte d'énergie est prévue être plus petite. Nous observons, en conséquence, que le spectre dans la collision plomb-plomb

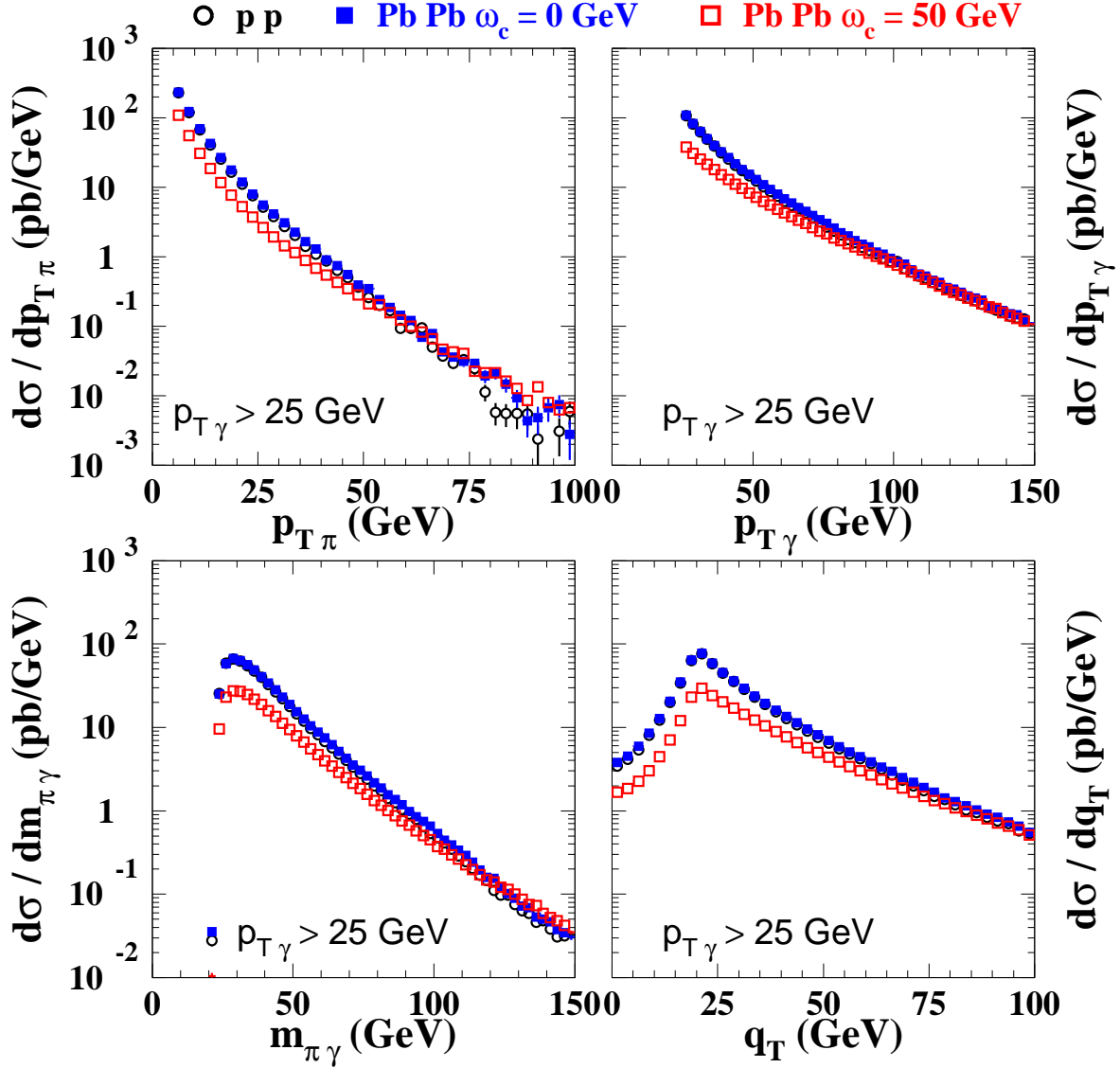


FIG. 3.10 – Les quatre distributions dans la production $\gamma - \pi^0$ définie pour la diffusion proton-proton (cercles ouverts) et la diffusion plomb-plomb (sans perte d'énergie : carrés noirs ; et avec perte d'énergie : carrés blancs) à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Le photon et le pion sont produits à la rapidité $[-0.5, 0.5]$ et les coupures suivantes sont imposées : $p_{T\gamma} > 25$ GeV and $p_{T\pi} > 5$ GeV.

tende à s'approcher du spectre proton-proton quand $p_{T\pi}$ augmente. Les effets du milieu sont également visibles sur le spectre comme fonction de $p_{T\gamma}$: tant que le photon est produit directement (1f), le spectre en $p_{T\gamma}$ reflète l'énergie du parton, qui se fragmente en fin de compte en pion. Encore une fois, le quenching sera maximal pour petit- $p_{T\gamma}$ (petit- k_T), quant aux énergies asymptotiques, la perte d'énergie du parton n'aura pas de conséquence remarquable. Un comportement pareil est observé sur la distribution

de la masse invariante : les petites masses correspondent aux partons de bas k_T et par conséquent, conduisent à une forte suppression. On peut noter, en passant, assez grand taux de comptage : nous estimons qu'environ 800 paire $\gamma - \pi^0$ avec masse invariante de 100 GeV seront produites, à ALICE par an.

Le plus intéressant comme spectre est peut être celui de q_T qui présente un maximum quand les impulsions transverses du pion et du photon se trouvent juste au-dessus du seuil cinématique imposé, qui est localisé à la valeur de la différence entre les coupures sur p_{T_γ} et sur p_{T_π} c'est-à-dire 20 GeV. Au dessus de 20 GeV, la distribution est réminiscente de la distribution de p_{T_γ} et celle de $m_{\pi\gamma}$ et, en particulier, la plus grande q_T correspond au plus faible effet de perte d'énergie. De manière semblable, les effets de perte d'énergie tendront à être plus petits à q_T très petit i.e. à $q_T \ll 20$ GeV lorsque le moment transverse du pion et donc la contribution 2f (moins affectée par le milieu) augmente en faisant décroître q_T . Par exemple, à $q_T \sim 0$ GeV on observe un grand effet. Cet effet n'est pas très visible sur cette figure : la suppression est aussi forte qu'à $q_T = 20$ GeV.

Toutes ces caractéristiques sont le mieux représentées lorsqu'on normalise, aux distributions proton-proton, les distributions plomb-plomb avec perte d'énergie (carrés blancs) et sans perte d'énergie (carrés noirs) sur la Figure 3.11. Dans tous les cas, il semble que les observables sont affectées par l'antishadowing et non pas le shadowing, mais ceci demeure un effet minuscule, en général, au-dessous de 10%.

D'autre part, les effets de perte d'énergie modifient beaucoup plus fortement les distributions. Le spectre p_{T_π} est supprimé par un facteur d'environ 50% au-dessus de $p_{T_\pi} = 25$ GeV mais aucune suppression ne se produit au-dessus de 50 GeV. Quant à la distribution de p_{T_γ} , la suppression est maximale à basse impulsion transverse mais elle est réduite de façon monotone quand le moment augmente. Dans le spectre de q_T , le changement de la pente discuté en haut est particulièrement perceptible.

Les mêmes spectres sont calculés sur la Figure 3.12 en supposant cette fois-ci une coupure pour le moment transverse du photon plus grande, à savoir, $p_{T_\gamma} \geq 50$ GeV. Bien que la contribution 1f devienne relativement plus importante, on observe les mêmes caractéristiques qu' avant. Encore une fois, le spectre q_T normalisé présente un minimum autour de la valeur de $q_T \simeq 30$ GeV, que l'on peut voir sur la Figure 3.13, sous lequel la contribution 2f commence à dominer. L'atténuation de ces spectres est moins prononcée - le rapport décroît en dessous de 0.6 sur les spectres de q_T pour être comparé à 0.35 - puisque l'énergie du parton initial est deux fois plus grande. Par ailleurs, nous notons que le taux de comptage chute d'un facteur de 5 à 10 lorsqu'on augmente la coupure du photon de 25 GeV à 50 GeV. Nous nous tournons maintenant vers une discussion détaillée de la distribution de p_t -balance (appelé par la suite moment-balance) z_{34} pour les deux coupures $p_{T_\gamma} \geq 25$ GeV et $p_{T_\gamma} \geq 50$ GeV, tout en gardant $p_{T_\pi} \geq 5$ GeV comme avant (Figure 3.14, en haut). Le maximum de ces deux distributions est atteint pour $z_{34} = 0.2$ et 0.1, i.e. le rapport de la coupure du moment transverse du pion sur les coupures de moment transverse du photon. Les valeurs très petites (très grandes) de z_{34} sont

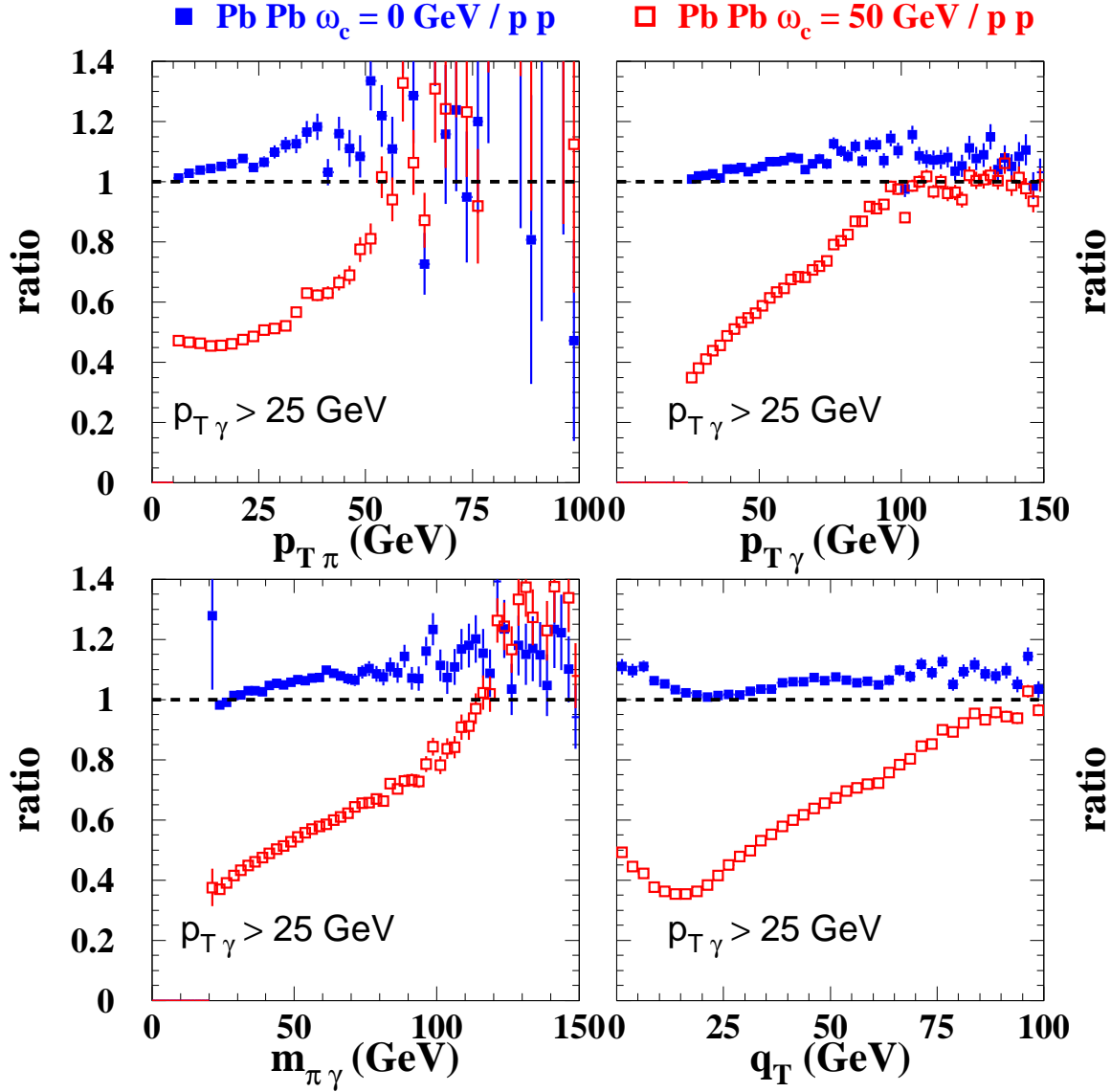


FIG. 3.11 – Pareil au Figure 3.8 mais les distributions sont normalisées à la diffusion proton-proton.

obtenues en augmentant le moment transverse du photon (pion). Regardons les effets du milieu (Figure 3.14, en bas), on observe les caractéristiques suivantes : à comparer au cas proton-proton, le spectre est réduit à 40% (respectivement 60%) sur une grande portée de z_{34} lorsque la coupure sur $p_{T\gamma} \geq 25$ GeV (respectivement $p_{T\gamma} \geq 50$ GeV) est imposée. En dessous de $z_{34} \leq 0.2$, la suppression n'est pas aussi forte puisque l'énergie du photon, (et de là k_T) devient très grande.

Nous avons souligné dans la section 3.7 que le moment-balance z_{34} a un rapport étroit avec la variable de fragmentation z quand le photon est produit directement. Pour com-

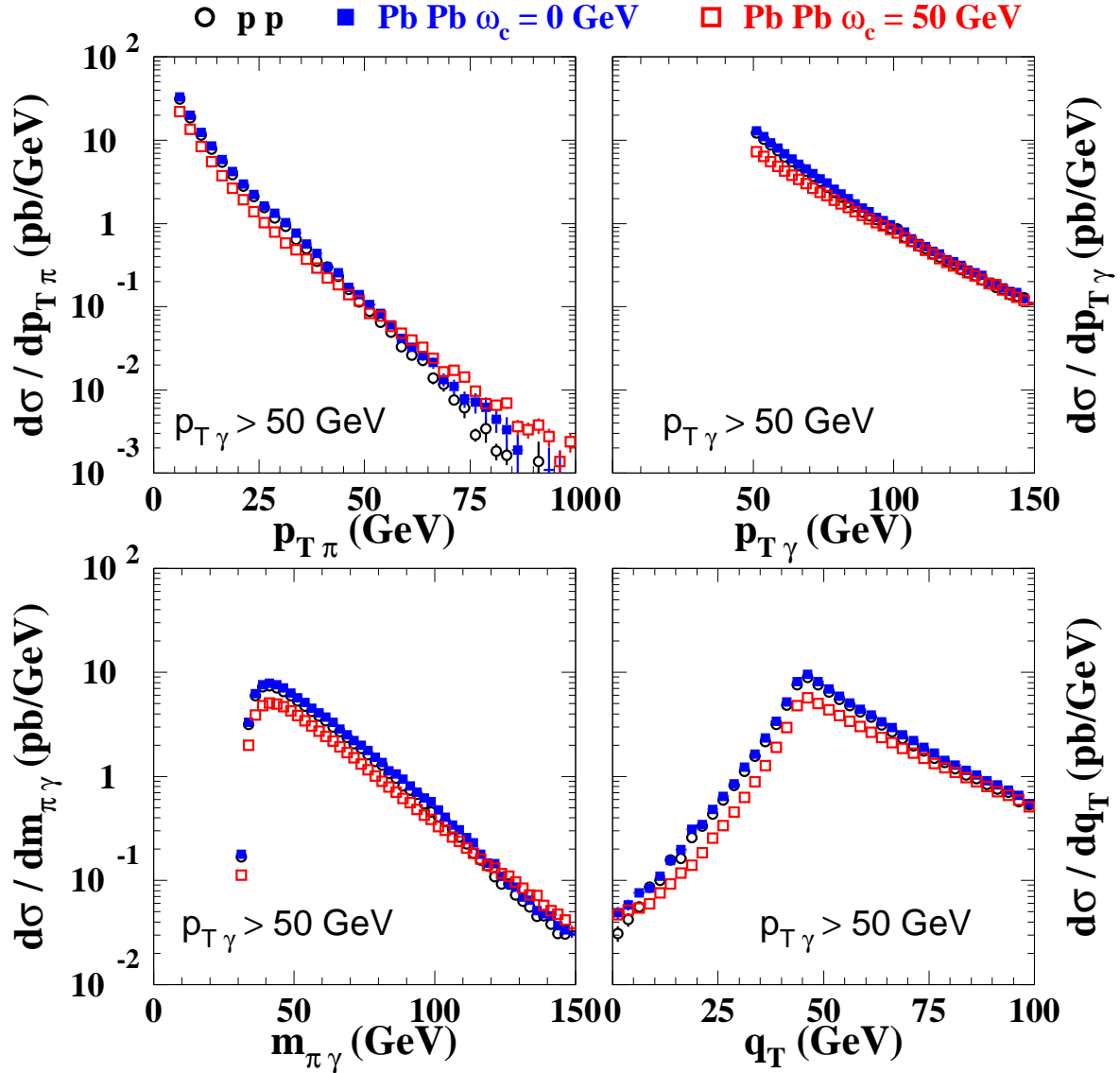


FIG. 3.12 – Comme la Figure 3.10 avec les coupures suivantes : $p_{T\gamma} > 50$ GeV and $p_{T\pi} > 5$ GeV.

prendre l'origine du comportement "plat" du rapport, les contributions individuelles 1f et 2f à la distribution z_{34} sont représentées sur la Figure 3.15 (en haut). Quand la coupure sur $p_{T\gamma}$ est prise égale à 25 GeV, la plupart des événements (pour $z_{34} > 0.15$) proviennent en réalité du processus de la double fragmentation et la proportion relative de cette distribution 2f augmente avec z_{34} . Pour cette composante 2f, la connection entre le moment-balance et la variable de fragmentation est, cependant, perdue. En particulier, le moment transverse du pion devient très grand quand z_{34} augmente, par ce moyen, on réduit les effets du milieu. Pour être plus explicite, nous montrons sur la Figure 3.13 (en bas) les effets du milieu sur les composantes individuelles 1f (carrés

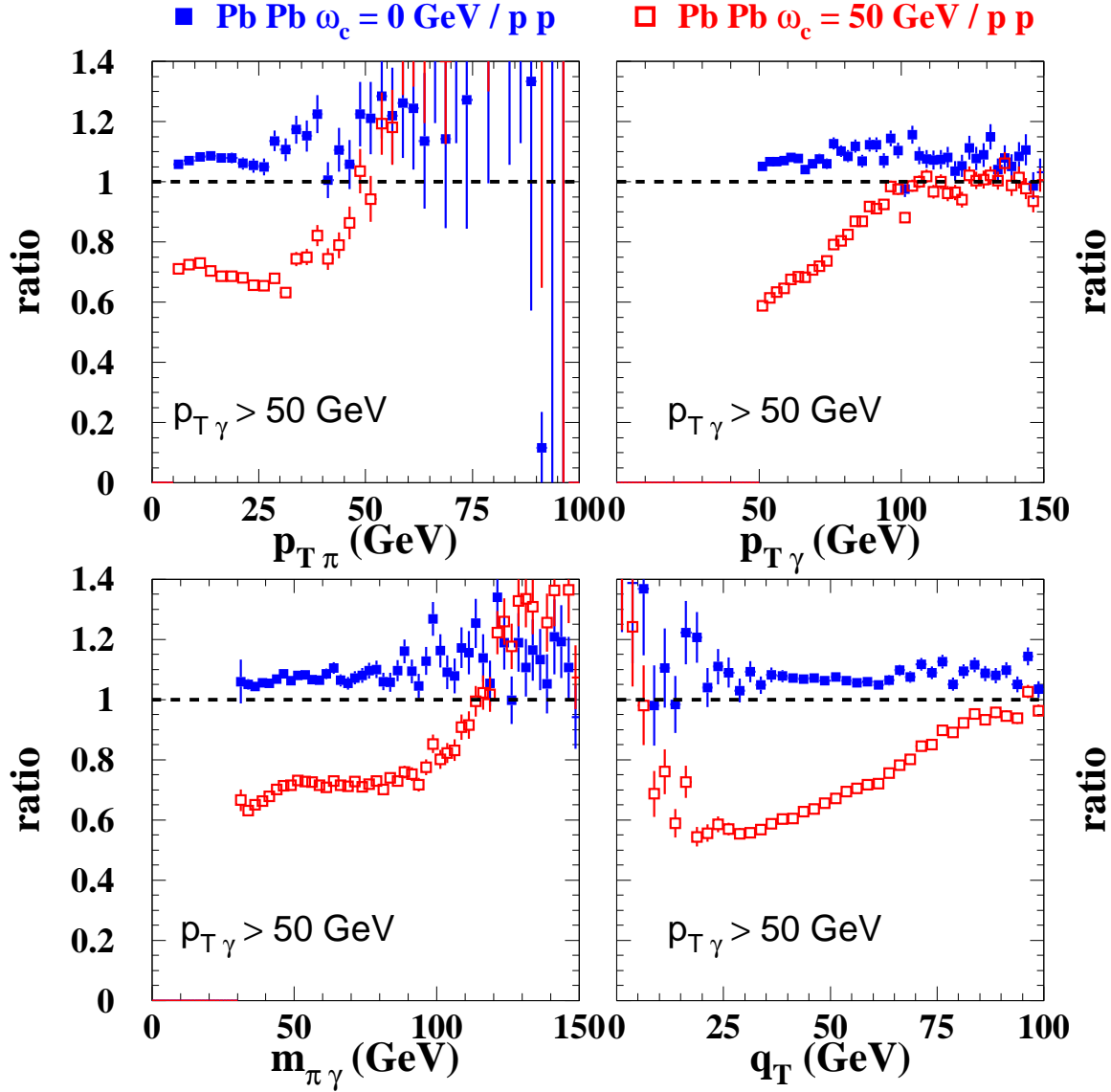


FIG. 3.13 – Comme la Figure 3.11 avec les coupures suivantes : $p_{T\gamma} > 50$ GeV et $p_{T\pi} > 5$ GeV.

blancs) et 2f (carrés noirs) séparément. Comme prévu, la suppression pour le canal 2f devient moins importante quand z_{34} augmente contrairement au canal 1f, dont la suppression est réminiscente de la dépendance en z des fonctions de fragmentation du milieu sur celles du vide, avec une disparition du rapport à $z_{34} \simeq 1$. En sommant les deux contributions, la suppression résultante (cercles ouverts) est une moyenne entre le comportement de 1f et 2f ⁷. Afin d'isoler le canal 1f - dont l'effet du milieu est remarquable - il serait nécessaire d'augmenter le moment transverse du photon, en rendant le

⁷Les taux de comptages concernés sont assez grand : pour ALICE, on espère trouver environ 310^6 paires à $z_{34} = .5$ quand $p_{T\gamma} > 25$ GeV/c et $3 \cdot 10^5$ paires quand $p_{T\gamma} > 50$ GeV/c.

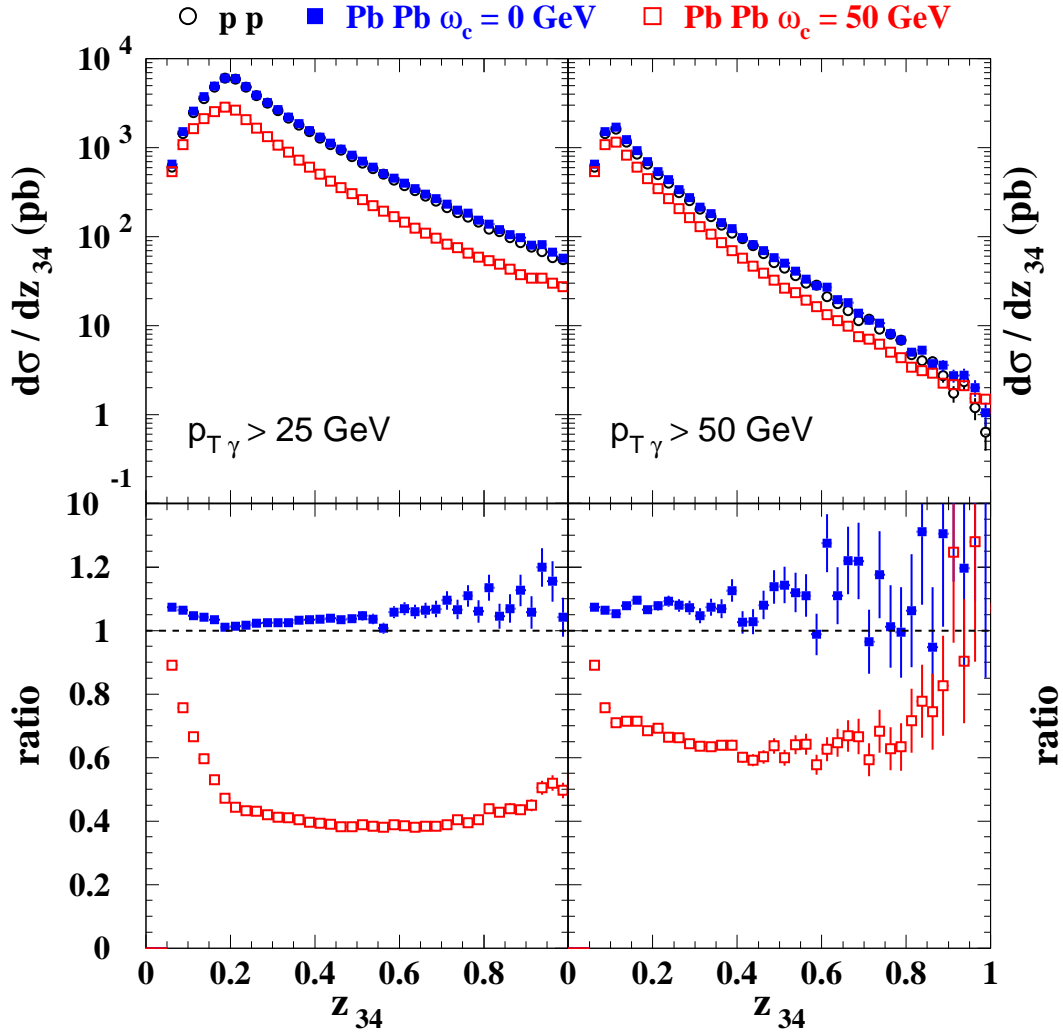


FIG. 3.14 – La distribution z_{34} dans la production $\gamma - \pi^0$ pour la diffusion proton-proton (cercles ouverts) et la diffusion plomb-plomb (sans perte d'énergie : carrés noirs; avec perte d'énergie : carrés blancs) à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Le photon et le pion sont produits à une rapidité $[-0.5, 0.5]$ et les coupures suivantes sont imposées : $p_{T\gamma} > 25$ GeV et $p_{T\pi} > 5$ GeV (à gauche) et $p_{T\gamma} > 50$ GeV et $p_{T\pi} > 5$ GeV (à droite). En bas : Les mêmes distributions normalisées au cas proton-proton.

processus 2f très improbable. Ceci peut être vu sur (le panneau droit) de la Figure 3.15 en variant la coupure sur $p_{T\gamma}$ de 25 GeV à 50 GeV en effet augmente considérablement la composante 1f. Néanmoins, la contribution 2f demeure aussi grande à grand z_{34} pour observer une énorme suppression dans la région cinématique. Il peut donc être nécessaire de déclencher même les photons les plus énergétiques, mais l'inconvénient des coupures aussi fortes est d'obtenir de petites sections efficaces. Comme nous le verrons dans la prochaine section, la production de diphoton provient le plus souvent du processus de la contribution 1f au LHC. Cette observable peut par conséquent, être plus intéressante que

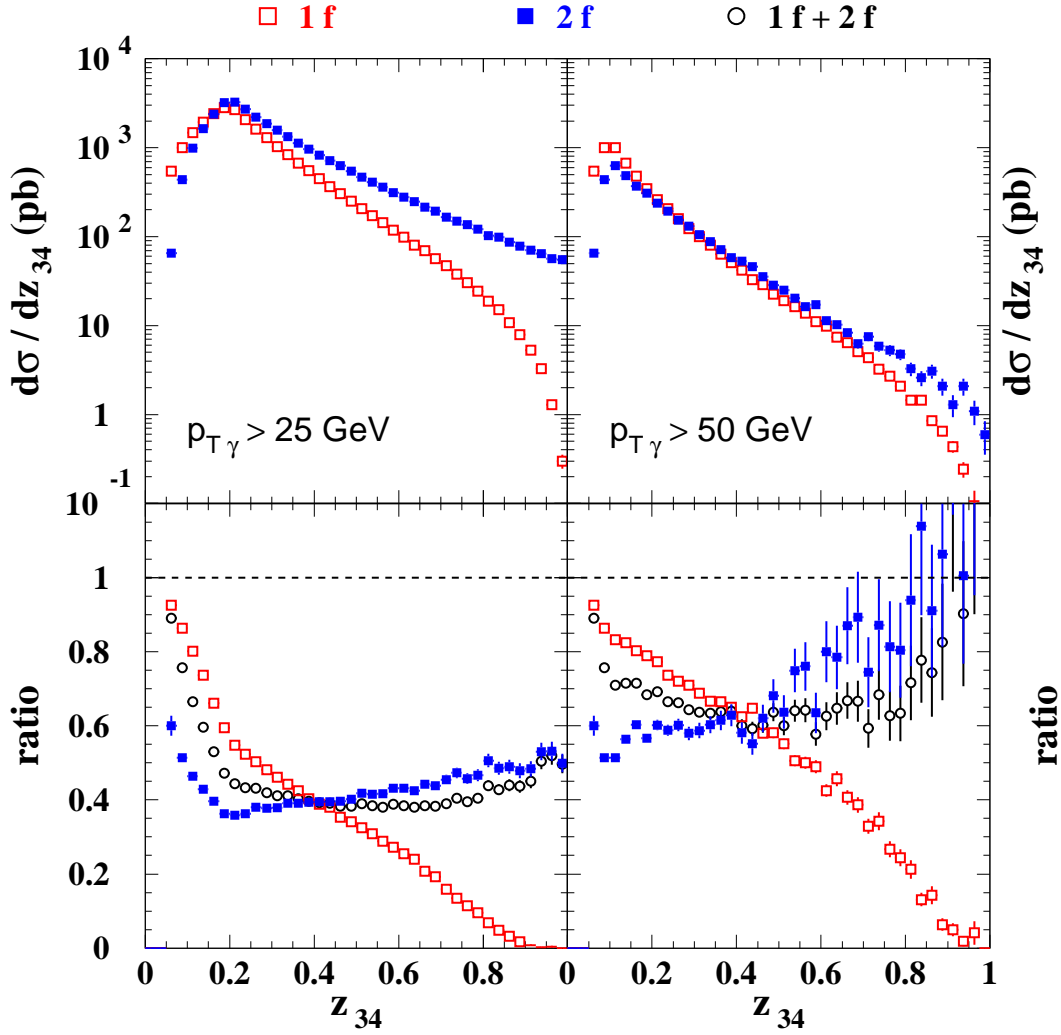


FIG. 3.15 – Les composantes 1f et 2f dans la production $\gamma - \pi^0$ pour diverses configurations cinématiques pour la diffusion plomb-plomb à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. haut : La distribution z_{34} pour $p_{T\gamma} > 25$ GeV (à gauche) et $p_{T\gamma} > 50$ GeV (à droite). bas : Les mêmes distributions normalisées au cas proton-proton.

les corrélations $\gamma - \pi^0$ au moins en ce qui concerne les distributions du moment-balance.

3.8 Phénoménologie des corrélations $\gamma - \gamma$

3.8.1 Composantes dynamiques

Cette section est consacrée à l'étude des corrélations $\gamma - \gamma$ (ou diphoton) dans le même régime cinématique qu'auparavant. Comparées aux sections efficaces précédentes, ces corrélations sont, en principe, un facteur α/α_s plus petites, mais les taux de comptage au LHC devraient demeurer néanmoins suffisants pour nos études. En plus, des composantes

1f et 2f, la nouvelle caractéristique est que dans ce cas les deux photons peuvent être produits directement (processus direct, voir Figure 3.16) et dans ce cas les photons ne sont pas affectés par le milieu.

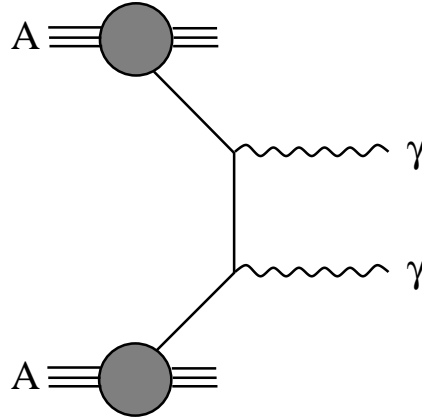


FIG. 3.16 – Les deux photons peuvent être produits directement dans la production $\gamma-\gamma$ au leading order. Ce processus n'est pas affecté par le milieu et donne des contributions singulières à $q_T = 0$ GeV et à $z_{34} = 1$.

Les poids relatifs des trois composantes, pour la diffusion proton-proton, sont représentés sur la Figure 3.17 en imposant un minimum de moment transverse de 25 GeV ou de 50 GeV sur l'un des photons et 5 GeV sur l'autre. Nous considérons d'abord le spectre en $p_{T\gamma}$ (en haut à gauche). Il présente une discontinuité à 25 GeV car en dessous de cette valeur un seul photon est mesuré et, par ailleurs, uniquement, les processus 1f et 2f qui contribuent. On observe la dominance de la composante 1f sur toute la gamme du moment, même quand le processus direct contribue, i.e. au-dessus de la plus grande coupure $p_{T\gamma}$. Concernant le spectre de la masse invariante, la composante 2f est tout au moins trois fois plus petite que la contribution 1f, tandis que la partie directe est responsable de l'existence de la bosse dans la section efficace totale aux deux valeurs de seuil de $p_{T\gamma}$. Notons que les contributions "singulières" de la composante directe à $q_T = 0$ et $z_{34} = 1$, est une caractéristique de l'approximation "leading logarithmic". L'ordre de grandeur des points correspondants dépend, bien sûr de la taille du bin (de façon équivalente de la résolution du détecteur). La forme des distributions près de ce point singulier infrarouge est modifiée par les corrections d'ordre supérieur.

3.8.2 Distributions

Nous comparons maintenant sur la Figure 3.18 les spectres de $p_{T\gamma}$ et de q_T dans la diffusion proton-proton (cercles ouverts) ⁸, diffusion plomb-plomb avec shadowing et sans

⁸Ça pourrait être intéressant de faire des bins plus étroits, 1 GeV au lieu de 5, pour mieux voir la structure des courbes à petits $p_{T\gamma}$ ou q_T .

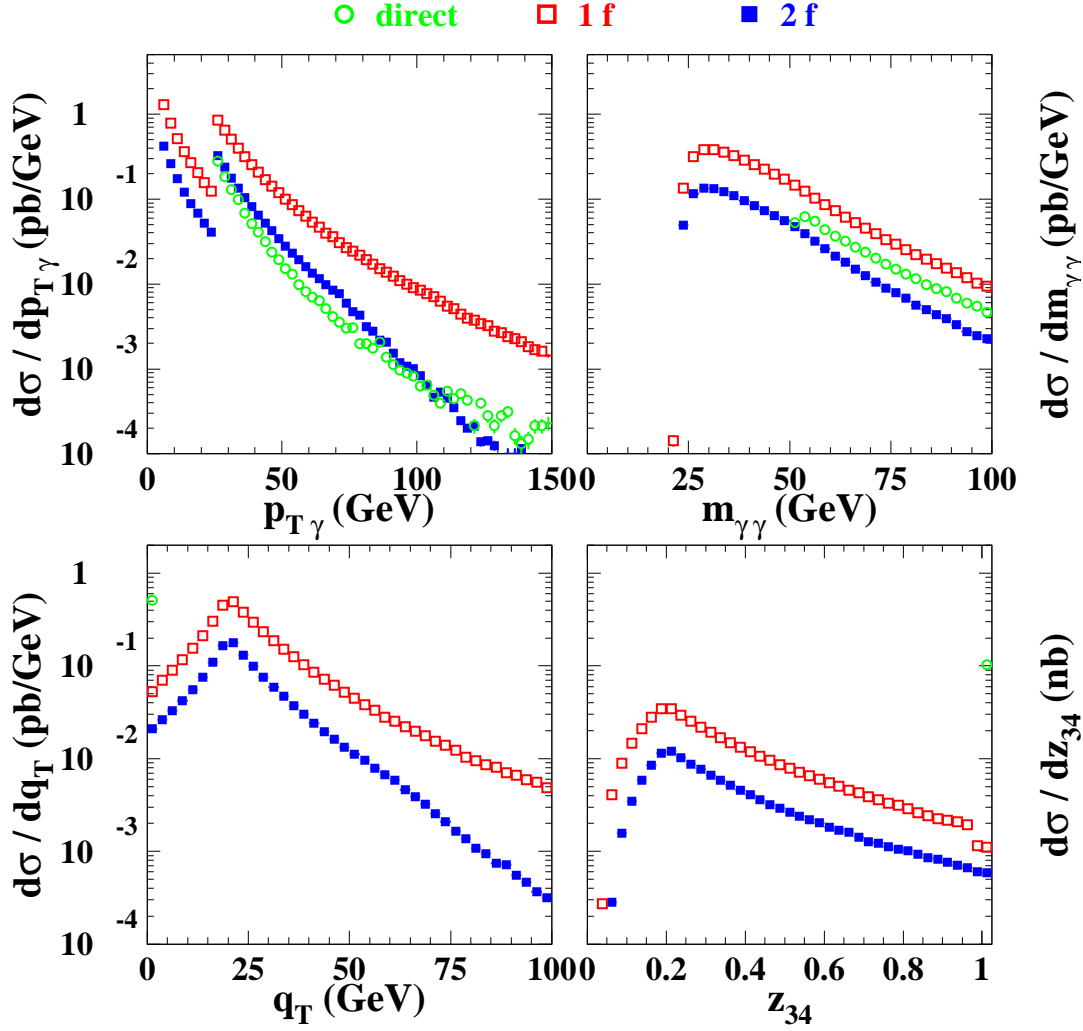


FIG. 3.17 – Les trois composantes (direct, 1f and 2f) contribuant à la production de diphoton dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. *En haut* : Une coupure de 25 GeV est imposée sur l'impulsion transverse de l'un des photons et 5 GeV sur l'impulsion transverse de l'autre. *En bas* : Une coupure de 50 GeV est imposée sur l'impulsion transverse de l'un des photons et 5 GeV sur l'impulsion transverse de l'autre. Les quatre distributions représentées sont : le moment transverse de l'un des photons, la masse invariante de diphoton, le moment transverse de la paire q_T et le moment-balance z_{34} .

perte d'énergie (carrés noirs) et la diffusion plomb-plomb avec shadowing et avec perte d'énergie (carrés blancs). Les rapports des spectres plomb-plomb sur proton-proton sont également montrés.

Comme pour le cas $\gamma - \pi^0$, les effets du shadowing nucléaire se révèlent être négligeables. Tout au contraire, des caractéristiques intéressantes dues au mécanisme de la perte d'énergie sont observées. La suppression la plus forte des spectres de p_{T_γ} est atteinte pour l'impulsion transverse de l'ordre de la coupure supérieure, $p_{T_\gamma} = 20$ GeV. Ceci peut se comprendre comme suit. Quand p_{T_γ} s'approche de la coupure supérieure de dessous, les événements avec un plus grand z sont sélectionnés, $p_{T_{\gamma_2}} \simeq p_{T_{\gamma_1}}$, où les effets de perte d'énergie sont le plus prononcés (cf. Figure 3.7). Au dessus de cette coupure, la proportion des photons produits directement (non affectés par le milieu) devient très grande et le facteur du quenching atteint lentement l'unité comme c'est prévu aux énergies asymptotiques, $p_{T_\gamma} \gg \omega_c$. Regardons le rapport des spectres en q_T , le plus petit q_T lui correspond la plus grande suppression des événements de diphoton dans les collisions plomb-plomb. En effet, puisque la production est dominée par le processus 1f, avec $z_3 = 1$, les événements de petit q_T impliquent une grande valeur z_4 pour l'autre photon ($q_T = k_T |z_3 - z_4|$) où les effets du milieu sont plus forts. D'ailleurs, nous n'observons plus la même caractéristique comme dans la production $\gamma - \pi^0$ - l'infime accroissement du rapport à petit q_T (Figure 3.11, *le plus bas à droite*) - puisque la contribution de fragmentation 2f à la production de diphoton est beaucoup plus petite. Finalement, le rapport à $q_T = 0$ GeV est presque proche de 1 ceci est dû à la contribution singulière du processus direct, non affecté par le milieu.

La distribution du moment-balance du système diphoton z_{34} est maintenant discutée dans la Figure 3.19, tout en utilisant les coupures cinématiques précédentes $p_{T_{\gamma_2}} \geq 5$ GeV et $p_{T_{\gamma_1}} \geq 25$ GeV (à gauche) aussi bien que $p_{T_{\gamma_2}} \geq 5$ GeV et $p_{T_{\gamma_1}} \geq 50$ GeV (à droite) pour garder l'analogie avec ce qu'on a fait dans la section précédente. Comme pour la distribution $\gamma - \pi^0$, la distribution est maximale autour du rapport des coupures en p_{T_γ} ($z_{34} = 0.2$ et 0.1 respectivement) et décroît rapidement avec z_{34} , une forme réminiscente des fonctions de fragmentation sur la Figure 3.7. En particulier, il est remarquable de noter comment le quenching de diphoton sur la Figure 3.18 (en bas, carrés blancs) ressemble au rapport des fonctions de fragmentation du parton dans le photon modifiées par le milieu sur celles qui leur correspondent dans le vide (Figure 3.8). Contrairement au cas $\gamma - \pi^0$, la plus petite contribution 2f à la production de diphoton n'abîme pas trop la suppression à grand z_{34} et rend l'interprétation des spectres du moment-balance beaucoup plus facile en termes de fonctions de fragmentation de photon.

Notant qu'on prévoit un nombre raisonnable des événements photon-photon : par exemple, pour $z_{34} = 0.5$ on a $2 \cdot 10^4$ événements pour $p_{T_\gamma} > 25$ GeV et $2.5 \cdot 10^3$ pour $p_{T_\gamma} > 50$ GeV avec une luminosité à ALICE pour un temps courant d'un mois.

3.9 Les effets qualitatifs des corrections NLO

Comme déjà mentionné, le fait que le statut des calculs NLO de QCD dans le milieu n'est pas encore clarifié ceci nous a conduit à considérer la production $\gamma - \pi^0$ et $\gamma - \gamma$ seulement au leading order (LO). Néanmoins, il est instructif d'étudier et de quantifier

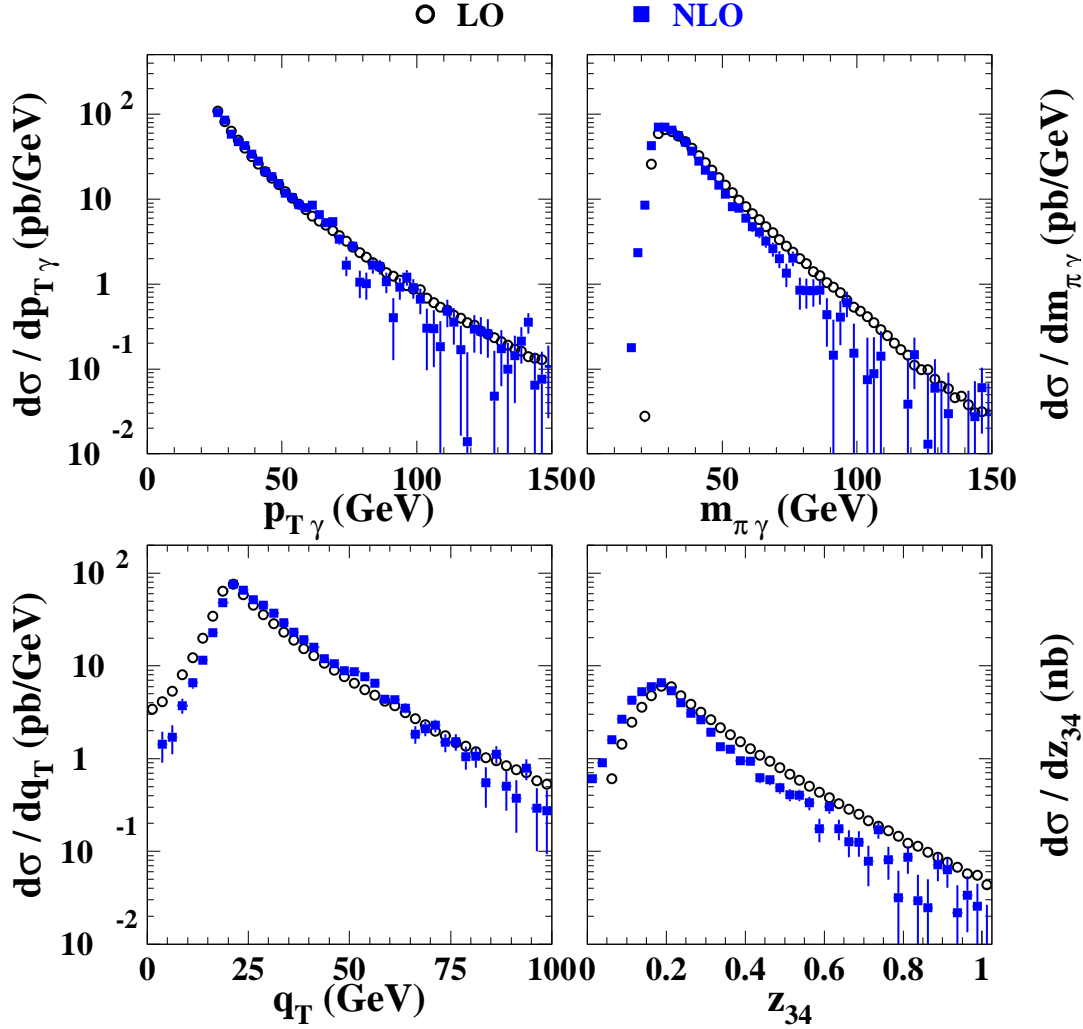


FIG. 3.20 – Comparaison des calculs LO et NLO pour diverses corrélations $\pi - \gamma$.

le rôle des corrections d'ordre supérieur dans les collisions proton-proton. En particulier, on devrait faire attention à l'espace de phase qui est modifié par les corrections d'ordre supérieur de QCD : par conséquent, ceci peut affecter nos prédictions au leading-order dans les collisions plomb-plomb.

Les prédictions NLO sont obtenues en utilisant les fonctions de structure CTEQ6M (voir Réf.[2.45]), les fonctions de fragmentation de KKP (voir Réf.[2.41]) au next-to-leading logarithm pour le π^0 et les fonctions de fragmentation BFG, set II pour le photon. Comme auparavant, toutes les échelles sont prises égales à $(p_{T_3} + p_{T_4})/2$. Une coupure sur l'angle azimutal entre les deux particules a été appliquée, $\phi \geq \phi_{min} = \pi/2$.

Les fonctions de corrélation de $\gamma - \pi^0$ sont montrées sur la Figure 3.20 au LO (cercles) et NLO (carrés). L'effet global des corrections d'ordre supérieur se trouve tout à fait pe-

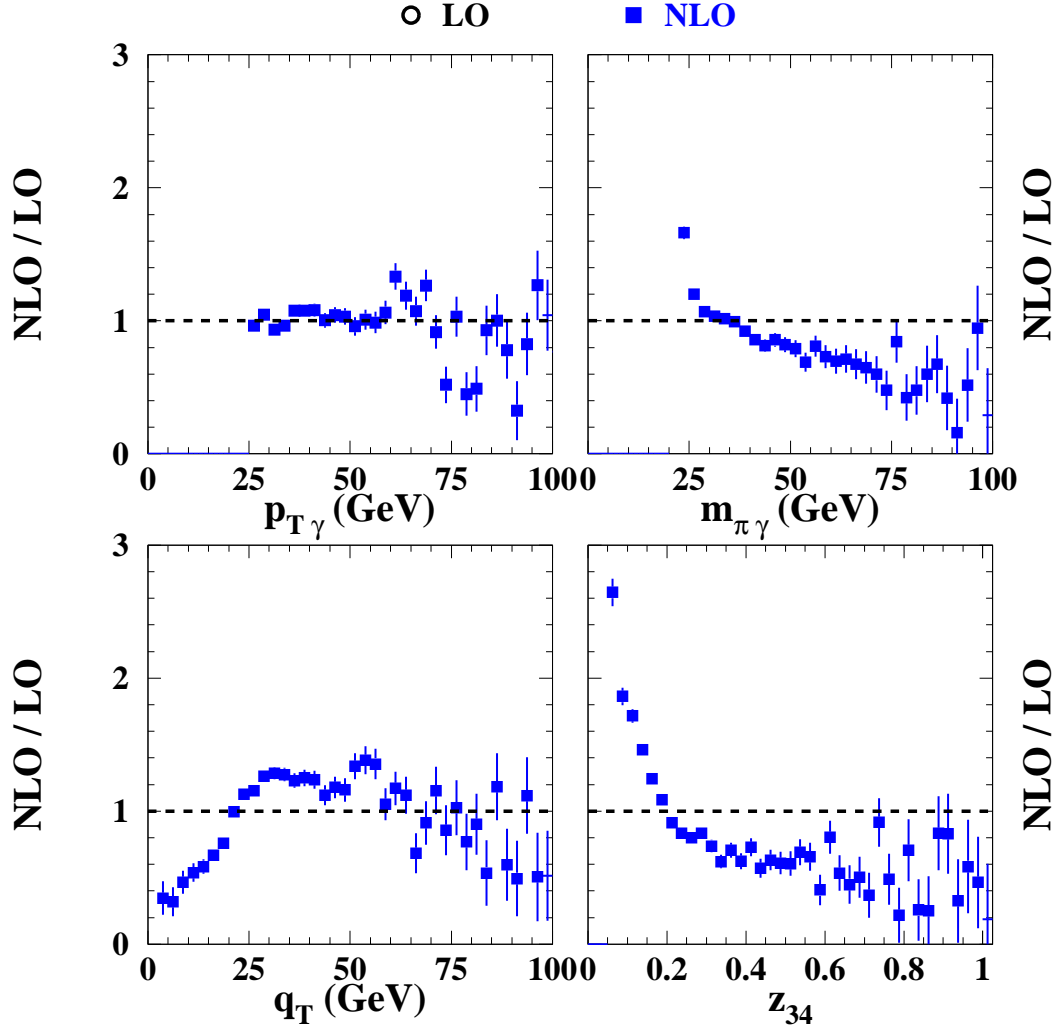


FIG. 3.21 – Le rapport des estimations de NLO sur LO pour les corrélations $\pi - \gamma$ montrées sur la Figure 3.10.

tit - moins de 30%- sauf dans certaines régions spécifiques de l'espace de phase. Comme montré sur la Figure 3.21, les spectres du rapport NLO sur LO sont presque constants sauf à petite masse invariante ou à petit moment-balance. La raison vient des nouvelles configurations partoniques en espace de moment disponibles à l'ordre supérieur. En effet, les deux particules ne sont plus contraintes à avoir des impulsions opposées quand elles proviennent d'une cinématique de deux corps à trois corps ($2 \rightarrow 3$) NLO. Ceci affectera, en particulier, les variables tels que la masse invariante, le moment transverse de la paire ou le moment-balance qui dans ce cas dépend explicitement de l'angle azimutal relatif ϕ entre les deux particules (voir Eqs. (3.19) à (3.21)). Ceci peut être vu sur la Figure 3.21 où le spectre du p_T -balance est clairement amélioré au NLO quand $z_{34} \propto \phi$ devient très petit : ceci correspond aux configurations où les particules observées sont reculées à partir du troisième jet non détecté dans l'hémisphère opposé. D'autres

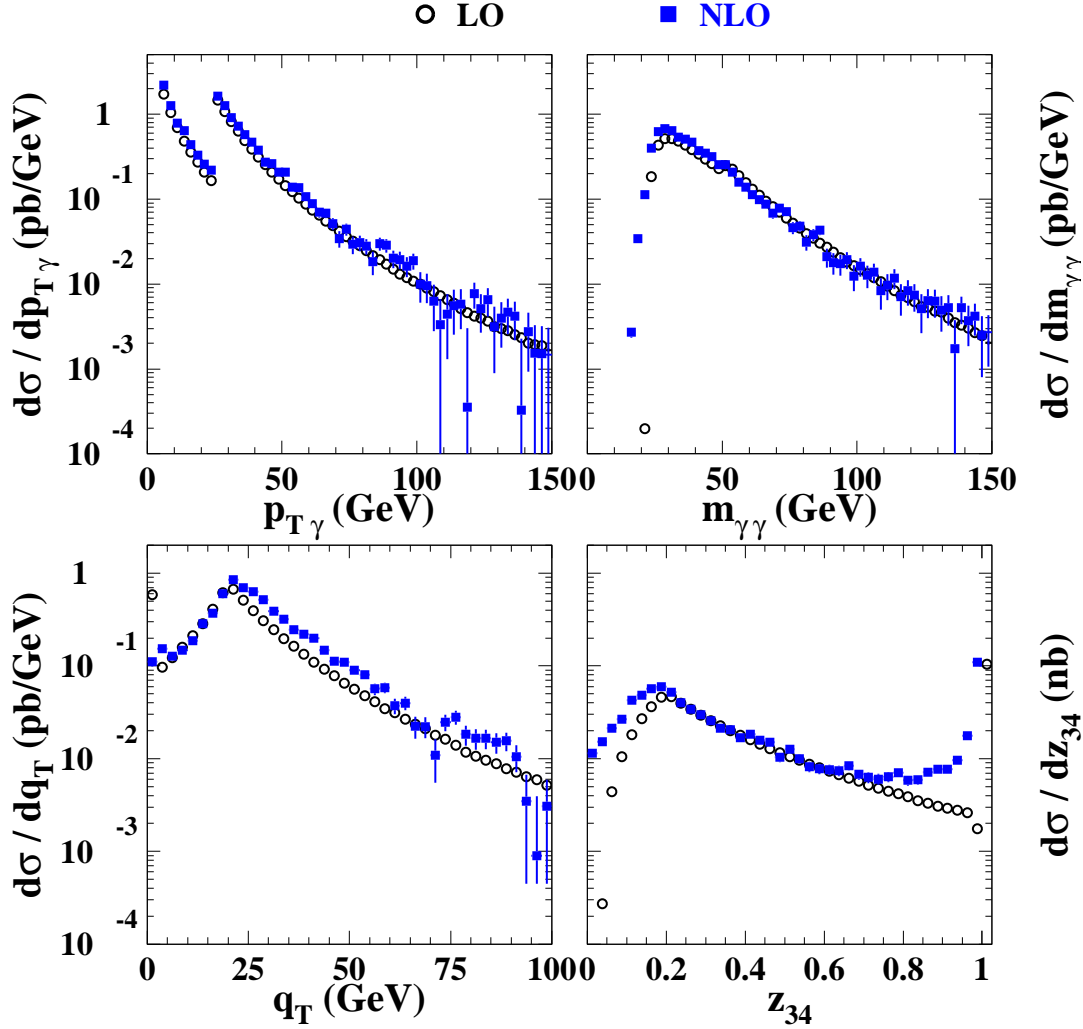


FIG. 3.22 – Les corrélations NLO dans la production $\gamma - \gamma$ pour la diffusion proton-proton à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV.

effets font inclure un déplacement du seuil dans la distribution de la masse invariante, de $m_{\pi\gamma} = \sqrt{4p_{T\pi}p_{T\gamma}} = 10\sqrt{5}$ GeV ($\phi = \pi$) à $m_{\pi\gamma} = \sqrt{2p_{T\gamma}p_{T\pi}} = 5\sqrt{10}$ GeV ($\phi = \pi/2$), ou le déplacement du spectre de l'impulsion de la paire au plus grand q_T qui aboutit à un rapport plus petit que 1 au-dessous de 20 GeV (la différence des coupures de p_T , i.e. le maximum de la distribution) et plus grande au-dessus. Tous ces effets dépendent de façon décisive de la coupure ϕ_{min} de l'angle azimutal et devraient disparaître quand ϕ_{min} s'approche de π .

Les fonctions de corrélation de $\gamma - \gamma$ exposées sur la Figure 3.22 indiquent que les corrections d'ordre supérieur ne modifient pas fortement les résultats LO non plus dans ce canal, sauf près du point singulier infrarouge ($q_T = 0$ GeV ou $z_{34} = 1$ ou dans le domaine où le nouvel espace de phase est disponible (petite $m_{\gamma\gamma}$ ou petit z_{34}). Dans le dernier cas, les configurations de moments de NLO modifient les spectres LO de ma-

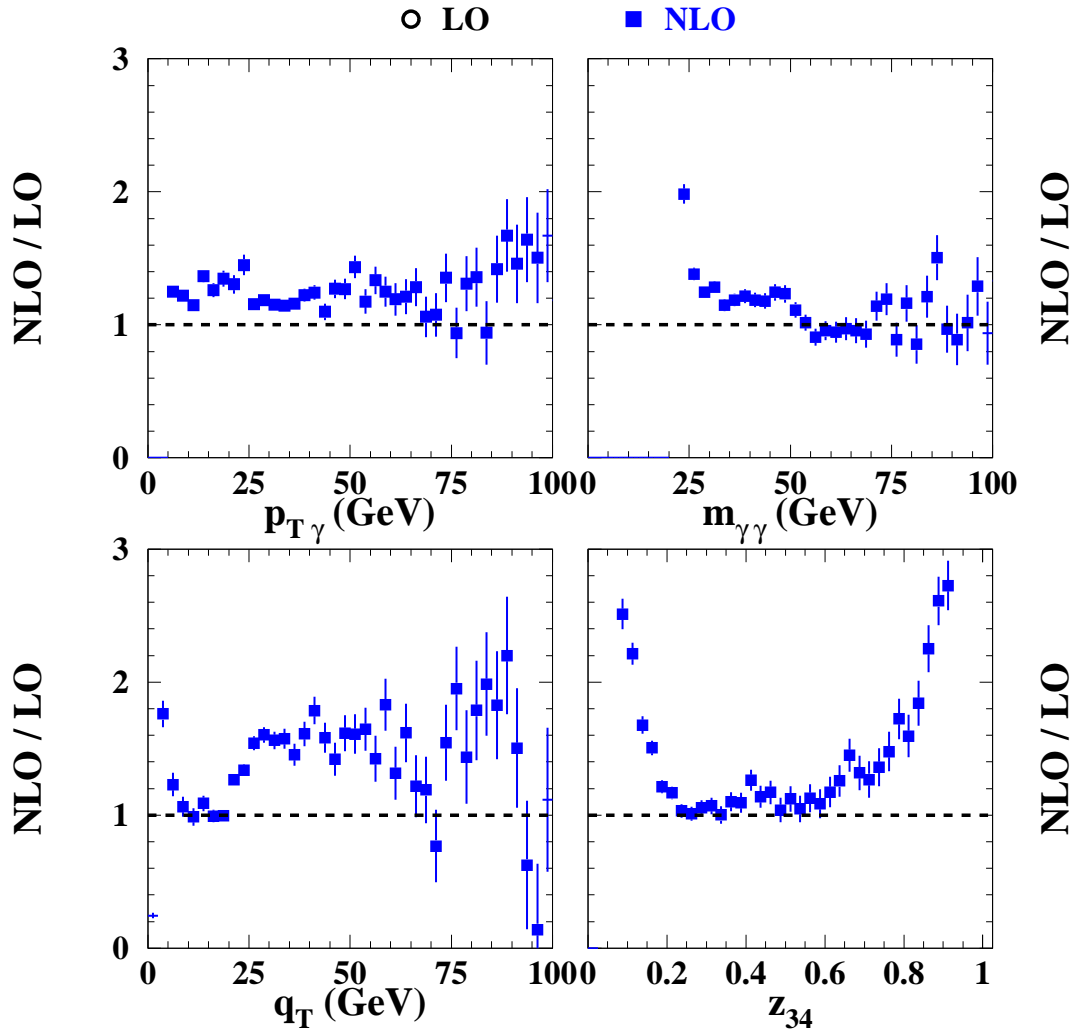


FIG. 3.23 – Le rapport des corrélations de NLO sur les corrélations de LO pour la production $\gamma - \gamma$. Voir la Figure 3.22.

nière similaire aux corrélations $\gamma - \pi^0$ (voir les rapports sur la Figure 3.23). Bien que l'effet soit minuscule, nous pouvons remarquer également le seuil le plus bas pour le processus direct dans la distribution de l'impulsion transverse ; légèrement au-dessous de la coupure de 25 GeV. Cependant, la caractéristique la plus remarquable lorsqu'on passe de la production $\gamma - \gamma$ LO à NLO c'est la sensibilité infrarouge des observables comme on peut le remarquer sur le spectre du moment transverse ou celui du moment-balance (ou p_T -balance) " z ". Quand q_T est petit en comparaison à la masse invariante de diphoton, la restriction de l'espace de phase force les gluons émis à être extrêmement "mous". La singularité de la fonction δ qui est apparue dans l'approximation leading logarithm s'étend maintenant à l'espace de phase, ceci est dû à l'annulation partielle des termes réels et virtuels de NLO. En effet, nous remarquons sur la Figure 3.22 des corrections significatives qui se prolongent jusqu'à $q_T \lesssim 10$ GeV. Ceci nous donne une

portée typique dans laquelle le calcul perturbatif actuel ne peut pas être fiable. Puisque $q_T/m_{\gamma\gamma} \propto 1 - z_{34}$, un tel comportement peut également être observé dans le spectre du moment-balance "z" proche du point singulier, $z_{34} = 1$ où les résultats de NLO commencent à dévier considérablement de la prédiction LO au-dessus de $z_{34} \gtrsim 0.8$. Techniquement, les grand termes tels que $\alpha_s \ln^2(q_T^2/m_{\gamma\gamma}^2)$ et $\alpha_s \ln(q_T^2/m_{\gamma\gamma}^2)$ contribuent au processus direct rendant ainsi le calcul actuel de QCD à ordre fixé pas fiable très proche du point singulier infrarouge. Pour une approximation plus précise, de tels grands termes devraient être resommés. Bien qu'une (ou deux) composante(s) de fragmentation nécessite une (ou deux) intégration(s) sur la variable de fragmentation z_3 (z_3 et z_4), lisse ces grand termes logarithmiques [3.11] et rende les distributions à petit q_T régulières, la resommation peut affecter la forme des distributions dans cette région.

Discutons maintenant les implications phénoménologiques des corrections d'ordre supérieur à nos prédictions pour le spectre des rapports dans les collisions plomb-plomb sur celles dans proton-proton. Premièrement, les corrections d'ordre supérieur ordinaires (sauf dans des domaines spécifiques pour certaines corrélations) indiquent clairement que ni l'atténuation absolue ni la forme de l'atténuation dans la collision plomb-plomb devrait être affectée pour autant. En fait, la présence très intense de gluons à l'ordre supérieur, dont la perte d'énergie est plus forte que pour les quarks, devrait être responsable d'une suppression légèrement plus prononcée. Dans la région de grand q_T ou petit z_{34} , où le rapport (NLO/LO) est le plus grand dû aux configurations non colinéaires, on peut prévoir également un quenching plus prononcé. En effet, de telles régions n'ont pas été beaucoup affectées par le milieu dans notre prédiction LO comme l'exige la fragmentation des partons de très grand k_T , d'où moins d'effet de perte d'énergie. Cependant, avec NLO le domaine de grand q_T et petit z_{34} peut être atteint lorsqu'on maintient l'énergie du parton k_T pas aussi grand (en comparaison à ω_c), pourvu que l'angle azimutal relatif entre les deux particules soit assez petit.

Nous avons souligné dans la section précédente la forte de l'atténuation de la production diphoton prévue dans la collision plomb-plomb près de la limite de l'espace de phase, en particulier, à grand z_{34} et petit q_T . D'autre part, la présence du processus direct, non affecté par la perte d'énergie, devrait rendre le rapport égal exactement à 1 à $z_{34} = 1$ et $q_T = 0$ GeV. La compétition entre le processus direct et son homologue fragmentation au LO a généré donc des discontinuités dans le rapport à ces points spécifiques (voir par exemple la Figure 3.16), qui devrait être lisse à l'ordre supérieur. En se basant sur le calcul actuel de NLO disponible dans les réactions proton-proton, nous espérons que le quenching de la production diphoton devrait augmenter au-dessous de $q_T \lesssim 10$ GeV ou $z_{34} \gtrsim 0.8$. De manière similaire, la discontinuité perçue sur la Figure 3.18 pour le p_T du photon de la valeur de 25 GeV devrait être bien lissée.

Comme il est bien connu, la grandeur de l'augmentation est dépendante du choix des échelles. En choisissant des échelles plus petites celà réduirait la taille des corrections d'ordre supérieur. De toute façon, la forme des distributions n'est pas modifiée par les corrections d'ordre supérieur.

3.10 Bruit de fond

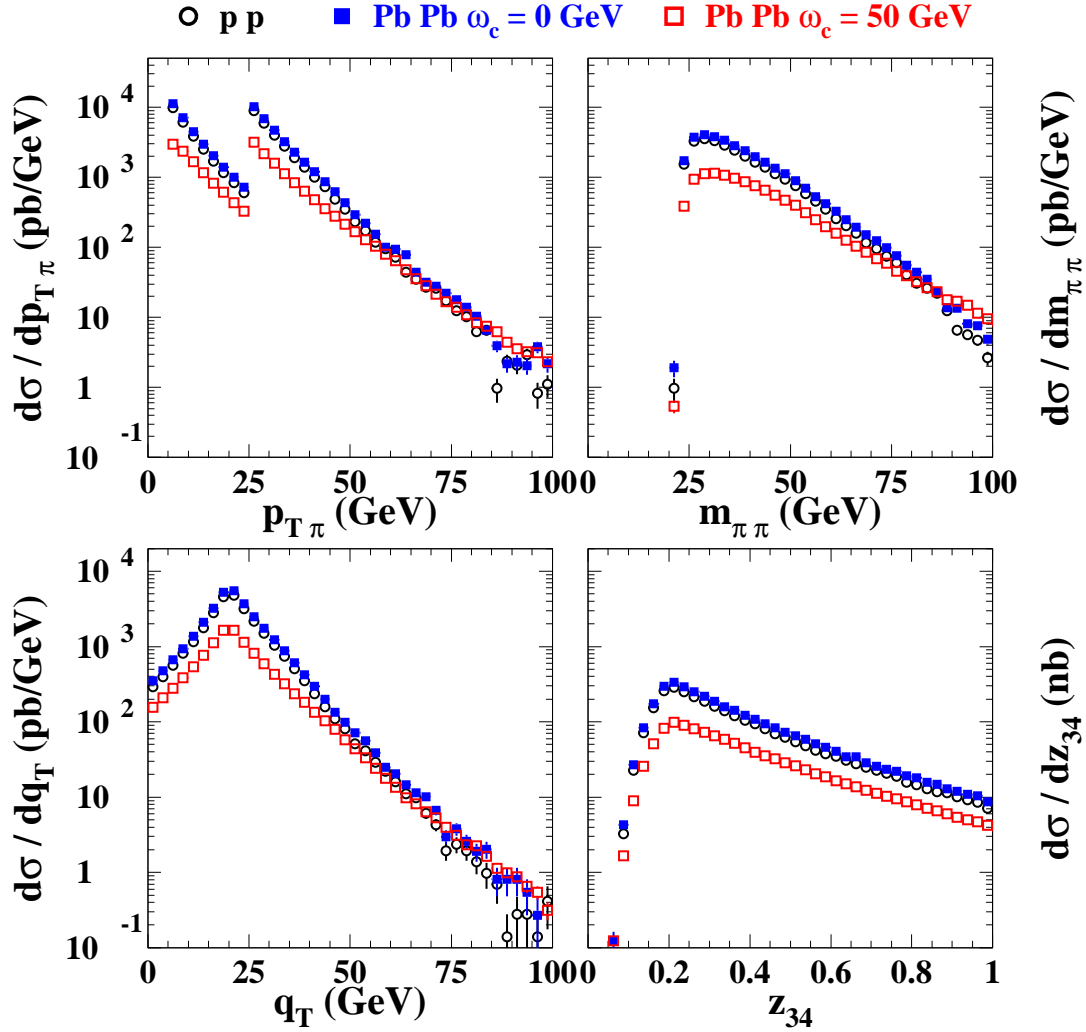


FIG. 3.24 – Les corrélations $\pi - \pi$. Les deux pions sont produits à la rapidité $[-0.5, 0.5]$ et les coupures suivantes sont imposées : $p_{T\pi_1} > 25 \text{ GeV}$ et $p_{T\pi_2} > 5 \text{ GeV}$. Les conventions pour les symboles sont comme dans la Figure 3.21 ($\pi^0 - \gamma$ avec les coupures $(5, 25) \text{ GeV}$).

Dans la gamme de moments transverses du photon discuté en haut, le bruit de fond des désintégrations de π^0 sera toujours appréciable. Afin d'illustrer ce bruit de fond, nous présentons ici et brièvement diverses distributions $\pi^0 - \pi^0$, en utilisant les mêmes coupures asymétriques comme en haut dans le cas des distributions $\gamma - \gamma$, c'est-à-dire $p_{T\pi_1} > 25 \text{ GeV}$ et $p_{T\pi_2} > 5 \text{ GeV}$ (voir Figure 3.24). Dans ce cas, uniquement le mécanisme $2f$ qui contribue et, comme conséquence, les distributions présentent des caractéristiques très semblables au cas $\gamma - \pi^0$. Seulement la taille des corrélations est très grande par un facteur qui est approximativement de l'ordre de 50. De telles distributions devraient par conséquent, être déterminées avec une grande exactitude pour être extraites afin de

mesurer les distributions $\gamma - \pi^0$ et $\gamma - \gamma$ discutées jusqu'ici.

Bien qu'on puisse remarquer toujours des effets significatifs dans les collisions noyau-noyau, les fonctions de fragmentation modifiées par le milieu ne peuvent pas être déterminées à travers les corrélations $\pi^0 - \pi^0$ en l'absence de la composante 1f. Néanmoins, nous avons l'impression qu'il devrait être intéressant d'accomplir de telles corrélations avec des basses coupures sur $p_{T\pi}$ pour les deux pions qui permettront d'étudier la distribution spatiale du milieu chaud. Ceci a été réalisé, par exemple, par l'expérience de RHIC ayant considéré les corrélations azimutales de $\pi^0 - \pi^0$ [3.33]. Théoriquement, ceci nécessiterait une description complète de la densité d'énergie de l'espace-temps - c'est disponible e.g. dans les modèles hydrodynamiques - qui sort du cadre de cette présente étude. De telles suppositions ont été suggérées récemment [3.9, 3.28].

3.11 Conclusions

Les effets de milieu sur la production de photon ont déjà été discutées par Sarcevic et collaborateurs [3.18] qui ont considéré leurs effets sur les spectres inclusifs. Nous avons eu affaire ici (dans cette partie) aux corrélations photon-hadron et photon-photon seulement. Les corrélations de photon-hadron ainsi que l'utilisation des coupures asymétriques en moment transverse des deux particules permettent la possibilité de tracer les fonctions de fragmentation partoniques et déterminer les effets du milieu. Cependant, plusieurs mécanismes de production co-existent avec un poids relatif qui varie avec la variable cinématique sous considération. Ceci pollue d'une manière ou d'une autre la relation entre les observables et les fonctions de fragmentation.

Nous avons discuté diverses corrélations de diphoton considérées comme un outil parmi d'autres pour étudier la fragmentation du jet dans le milieu chaud créé dans les collisions d'ions lourds. Les fonctions de corrélation ont été calculées au leading order dans les collisions proton-proton à l'énergie de LHC. Des distributions semblables étaient déterminées dans les collisions plomb-plomb, en supposant les fonctions de fragmentation modifiées par le milieu responsables du processus de la perte d'énergie dans le milieu dense.

Nous montrons que les effets significatifs pourraient être prévus aux énergies de LHC dans les deux canaux $\gamma - \pi^0$ et $\gamma - \gamma$. Par conséquent, nous avons trouvé divers types de suppression, dépendant des contraintes cinématiques imposées, et qui devraient être accessibles expérimentalement. En outre, la variété des observables présentées ici devrait nous aider à contraindre le modèle fondamental pour la perte d'énergie.

Bien que les calculs soient accomplis au leading order, les corrections NLO considérés qui pourraient modifier l'atténuation prévue des spectres $\gamma - \pi^0$ et $\gamma - \gamma$ sont également discutées. Pour être plus spécifique, nous faisons confiance à la fiabilité de notre présente prédiction LO jusqu'à peu près $z_{34} \simeq 0.8$. Finalement, les fonctions de corrélation $\pi^0 - \pi^0$

ont été calculées afin de donner une référence pour le bruit de fond prévu que l'on pourrait confronter au LHC à l'intérieur des coupures cinématiques que nous avons employées.

Références du Chapitre 3

[3.1] : D. Vautherin, "Equation d'état de la matière dense et transition de phase"; A. Morel, "Chromodynamique quantique sur réseau et température finie", Ecole d'été de Gif-sur-Yvette 20^{ème} session (1988).

[3.2] : V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Phys. **15**, 438 (1972); G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B 126**, 298 (1977); Yu.L. Dokshitzer, Sov. Phys. **JETP 46**, 641 (1977).

[3.3] : L.V. Gribov, E.M. Levin and M.G. Ryslin, Phys. Rep. **100**, 1 (1983); Nucl. Phys. **B 188**, 555 (1981); Eksp. Teor. Fiz. **80**, 2132 (1981); A.H. Mueller and J. Qiu, Nucl. Phys. **B268**, 427 (1986).

[3.4] :X-N. Wang, Z. Huang and I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett. **77**, 231 (1996); X-N. Wang and Z. Huang, Phys. Rev. **C55**, 3047 (1997).

[3.5] : K.J. Eskola, J. Qiu and X.-N. Wang, Phys. Rev. Lett. **72**, 36 (1994).

[3.6] : M. Arneodo, Phys. Rep. **240**, 301 (1994).

[3.7] : See Raju Venugopalan's talk in Conference of Quark Matter'95 ed. by A.M. Poskanzer, J.W. Harris and L.S. Schroeder North-Holland. Proceeding of the Eleventh International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions Monterey, California, USA, January 9-13, (1995).

[3.8] : M.R. Adams, et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3266 (1992).

[3.9] : K.J. Eskola, V.J. Kolhinen and S.A. Salgado, Eur. Phys. J. **C 9**, 61 (1999).

[3.10] : A. Accardi et al., PDF, shadowing and pA collisions, CERN Yellow report on Hard probes in Heavy Ion collisions at the LHC, hep-ph/0308248.

[3.11] : T. Binoth, J.-Ph. Guillet, E. Pilon and M. Werlen, A full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions, Eur. Phys. J. **C 16** 311 (2000) [hep-ph/9911340]; beyond leading order effects in photon pair production at

the Tevatron, Phys Rev. **D 63** 114016 (2001) [hep-ph/0012191]; a next-to-leading order study of photon pion and pion pair hadro production in the light of the higgs boson search at the LHC, Eur. Phys. J. Direct. **C 4**, 7 (2002).

[3.12] : J.Ph. Guillet et al., the **DIPHOX** code upon which these studies are based can be found at <http://wwwlapp.in2p3.fr/lapth/PHOX-FAMILY/diphox.html>.

[3.13] : WA070 Collaboration, E. Bonvin et al., Intrinsic transverse momentum in the $\pi^- p \rightarrow \gamma\gamma X$ reaction at 280 GeV/c, Phys. Lett. **B 236**, 523 (1990).

[3.14] : FERMILAB E706 collaboration, L. Apanasevich et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 2642 (1998) [hep-ex/9711017].

[3.15] : D0 collaboration, P. Hanlet, Direct photon measurements at D0, Nucl. Phys. **64** (Proc. Suppl.), 78 (1998);

D0 collaboration, B. Abbott et al., Search for large extra dimensions in dielectron and diphoton production, Phys. Rev. Lett. **86**, 1156 (2001) [hep-ex/0008065].

[3.16] : A. Accardi et al., CERN Yellow report on Hard probes in Heavy Ion collisions at the LHC : PDFs; shadowing and pA collisions, **hep-ph/0308248**.

[3.17] : F. Arleo et al., Photon Physics in Heavy Ion Collisions at the LHC , CERN Yellow report on Hard probes in Heavy Ion collisions at the LHC. (hep-ph/0311131).

[3.18] : X-N. Wang, Z. Huang and I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett. **77**, 231 (1996); X-N. Wang and Z. Huang, Phys. Rev. **C 55**, 3047 (1997).

[3.19] : F. Arleo, JHEP 0211, 044 (2002) [hep-ph/0210104].

[3.20] : R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigné, and D. Schiff, Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma, Nucl. Phys. **B483**, 291 (1997) [hep-ph/9607355].

[3.21] : R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, and D. Schiff, Quenching of hadron spectra in media, JHEP **09**, 033 (2001). hep-ph/0106347).

[3.22] : R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, and D. Schiff, Quenching of hadron spectra in media, JHEP. **09**, 033 (2001) [hep-ph/0106347]).

[3.23] : R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, and D. Schiff, Medium-induced radiative energy loss : Equivalence between the BDMPS and Zakharov formalisms, Nucl. Phys. **B 531**, 291 (1998) [hep-ph/9804212]).

- [3.24] : F. Arleo, Tomography of cold and hot QCD matter : tools and diagnosis, J. High Energy Phys. **11**, 044 (2002) [hep-ph/0210104].
- [3.25] : C.A. Salgado and U.A. Wiedemann, Calculating quenching weights, Phys. Rev. **D 68**, 014008 (2003) [hep-ph/0302184].
- [3.26] : X.-N. Wang, Z. Huang and I. Sarcevic, Jet quenching in the opposite direction of a tagged photon in high-energy heavy-ion collisions, Phys. Rev. Lett. **77**, 231 (1996) [hep-ph/9605213];
- X.-N. Wang, Z. Huang, Study medium induced parton energy loss in $\gamma + jet$ events of high-energy heavy ion collisions, Phys. Rev. **C 55**, 3047 (1997).
- [3.27] : K.J. Eskola, H. Honkanen, C.A. Salgado and U.A. Wiedemann, The fragility of *high* - p_T hadron spectra as a hard probe, hep-ph/0406319.
- [3.28] : A. Dainese, C. Loizides and G. Paic, Leading-particle suppression in high energy nucleus nucleus collisions, hep-ph/0406201.
- [3.29] : K.J. Eskola, H. Niemi, P.V. Ruuskanen, S.S. Räsänen, private communication.
- [3.30] : N. Armesto and C. Pajares, Central rapidity densities of charged particle at RHIC and LHC, Int. J. Mod. Phys. **A 15**, 2019 (2000) [hep-ph/0002163].
- [3.31] : F. Arleo, Prompt photon production in nuclear collisions, hep-ph/0406291.
- [3.32] : P. Aurenche, A. Douiri, R. Baier, M. Fontannaz and D. Schiffe, The deep Compton scattering : single photon spectrum and photon-hadron correlations beyond leading logarithms, Z. Physik **C 24**, 309 (1984).
- [3.33] : STAR collaboration, C. Adler et al., Azimuthal anisotropy and correlations in the hard scattering regime at RHIC, Phys. Rev. Lett. **90**, 032301 (2003);
 STAR collaboration, C. Adler et al., Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Phys. Rev. Lett. **90**, 082302 (2003) [nucl-ex/0210033].

Chapitre 4

L'effet de l'impulsion transversale intrinsèque pour la production du top quark dans les collisions hadroniques

4.1 Introduction

Durant la dernière décennie, les progrès pour comprendre les problèmes principaux du Modèle Standard (MS) (comme l'origine des familles, de la violation-CP...) pris beaucoup d'importance, particulièrement en liaison à la physique de quark lourd [4.1]- [4.7].

La découverte du top quark, qui a une masse de $m_t = 175 \pm 6$ GeV [4.9], beaucoup plus grande que celles de tous les autres quarks, ouvre la possibilité de penser qu'il a des propriétés très différentes de celles des autres quarks. L'observation de ces propriétés peut signaler une nouvelle physique au-delà de MS [4.10] et rend plus attractive et nécessaire l'explication des données expérimentales actuelles [4.11] - [4.12].

L'investigation de la production du quark lourd dans les collisions hadroniques de haute énergie fournit une méthode pour étudier la structure interne des hadrons. Des estimations réalistes de la section efficace de la production du quark lourd, aussi bien que leurs corrélations, sont nécessaires afin d'élaborer des expériences sur les accélérateurs existant et futurs [4.13]. Cependant, l'introduction de nouvelles techniques expérimentales, telle que l'emploi de Silicon vertex detectors permettra la reconnaissance des événements contenant les saveurs lourdes, et conduire à des mesures de grandes statistiques et avec moins de bruit de fond sur une grande gamme de moment transverse.

Du point de vue QCD, la production des saveurs lourdes peut donner des signaux importants d'une nouvelle physique possible dans les collisions hadroniques à haute énergie. D'ailleurs, on sélectionne les classes spécifiques des corrections d'ordres supérieurs appropriées et les effets. Il faut mentionner que la production du quark lourd fournit un processus de "benchmark" pour l'étude de QCD perturbative (pQCD). Ceci est dit puisque l'échelle auquelle le couplage mobile de l'interaction forte est évaluée, est de

l'ordre de la masse du quark lourd m_Q . Cette dernière (m_Q) est bien sûr beaucoup plus grande que le paramètre de QCD Λ_{QCD} et par conséquent, les propriétés de production pourront être calculables en théorie des perturbations [4.1] - [4.8]. En outre, l'existence des quarks lourds avec différentes masses ($m_c \simeq 1.5$ GeV, $m_b \simeq 5$ GeV, $m_t \simeq 175$ GeV) permet de sonder pQCD dans les régions de différentes énergies où l'impact relatif des corrections radiatives et les effets non perturbatifs sont très différents [4.6].

En dépit de toutes ces propriétés (qui sont déjà prédites par pQCD), la comparaison de la théorie avec les données expérimentales rassemblées par les expériences collisionnantes de haute énergie au Tevatron (CDF, D0),...etc. [4.12], [4.14] montre certains désaccord incompréhensibles; donc, ça nécessite des études plus profondes.

Le but de ce Chapitre est d'étudier l'effet généré par l'inclusion de l'impulsion transversale intrinsèque k_T des partons entrants sur la production du top quark dans les collisions hadroniques.

Dans la section 2, nous présentons le formalisme de la section efficace inclusive pour $A+B \rightarrow t+X$ où A, B sont des hadrons, t désignant le top quark produit et X représente n'importe quelle particule non détectée, ça pourrait être un quark lourd. Nous terminons par la discussion les effets de k_T sur les observables.

4.2 Formalisme

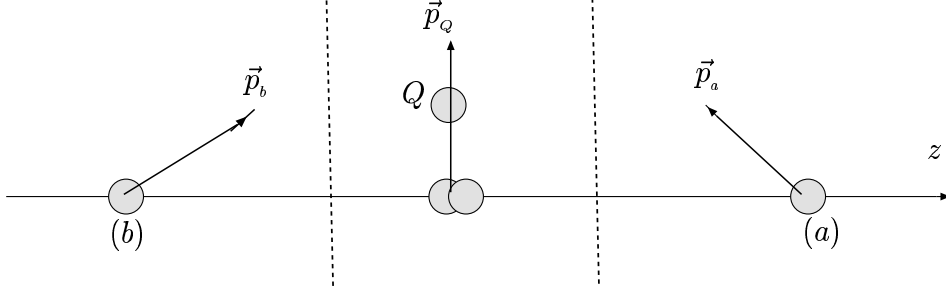
En QCD, l'impulsion transversale des partons dans le hadron peut provenir de deux sources principales :

1) Dans le hadron incident, les quarks sont confinés selon la direction transversale dans le rayon de le hadron par rapport à l'impulsion longitudinale de ce dernier. Par conséquent, d'après le principe d'incertitude de Heisenberg ($\Delta X \cdot \Delta P \geq \hbar$), et à cause du mouvement de Fermi, ils doivent avoir une certaine impulsion transversale \vec{k}_T (voir fig. 4.1). Cette impulsion est intrinsèque à la "fonction d'onde" principale du parton dans le hadron, on s'attend à ce que cette impulsion transversale soit communiquée au top quark produit dans l'état final des collisions hadroniques.

2) Dans pQCD, on s'attend également à recevoir une impulsion transversale "effective" des quarks dans le hadron dûe au bremsstrahlung des gluons. Certains analyses phénoménologiques semblent indiquer que l'impulsion transversale intrinsèque \vec{k}_T des constituents du hadron (partons) a des effets importants [4.15]. Donc, dans la suite, nous prenons en compte cet effet k_T des partons entrants.

En effet, cette impulsion transversale intrinsèque a été le sujet principal de plusieurs travaux (expérimentaux et théoriques). Malgré ceci, nous pensons que ce problème n'a pas été réellement étudié comme il le faut, puisqu'il sera établi qu'il a une importance en QCD, particulièrement, dans l'étude des processus hadroniques pour produire les saveurs lourdes (précisément le top quark). Dans ce qui suit, nous considérerons les fonctions de

structure et nous nous concentrons seulement sur la première source. La forme invariante de la section efficace inclusive pour $A + B \rightarrow t + X$ avec le moment transversal du parton a été déjà envisagé [4.16]. Cependant, nous devons incorporer correctement, dans notre approche, la dépendance des fonctions de distribution partoniques de l'impulsion transversale intrinsèque. Notre étude va se limiter au cas où la pseudorapidité est nulle (c'est-à-dire : l'angle de production du quark lourd $\theta_{cm} = 90^\circ$, voir Figure ci-dessus).



4.2.1 Variables cinématiques

Désignons par :

- s, t et u les variables de Mandelstam du processus hadronique étudié.
- \hat{s}, \hat{t} et \hat{u} les variables de Mandelstam du sous-processus où les moments transversaux intrinsèques \vec{k}_{T_a} et \vec{k}_{T_b} des partons a et b sont négligés.
- \tilde{s}, \tilde{t} et \tilde{u} les variables de Mandelstam du sous-processus où \vec{k}_{T_a} et \vec{k}_{T_b} sont pris en compte. Dans ce cas on a :

$$\begin{cases} s = (P_A + P_B)^2 \\ t = (P_A - P_Q)^2 \\ u = (P_B - P_Q)^2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \hat{s} = (p_a + p_b)^2 \\ \hat{t} = (p_a - p_Q)^2 \\ \hat{u} = (p_b - p_Q)^2 \end{cases}$$

où

$$p_i : (E_i, \vec{p}_{iz}), \quad (i = a, b)$$

$$\text{avec :} \quad \vec{p}_{az} = x_a \vec{P}_A, \vec{p}_{bz} = x_b \vec{P}_B$$

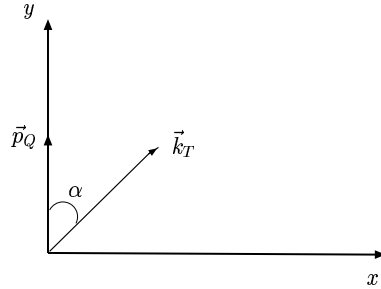
$$\text{et,} \quad (0 \leq x_i \leq 1)$$

$$\begin{cases} \tilde{s} = (\tilde{p}_a + \tilde{p}_b)^2 \\ \tilde{t} = (\tilde{p}_a - \tilde{p}_Q)^2 \\ \tilde{u} = (\tilde{p}_b - \tilde{p}_Q)^2 \end{cases}$$

où $\tilde{p}_i : (\tilde{E}_i, \vec{p}_i)$, ($i = a, b$) et $\vec{p}_i = \vec{p}_{iz} + \vec{k}_{T_i}$.

Pour écrire le moment transversal intrinsèque \vec{k}_{T_i} , nous utilisons la paramétrisation suivante (voir la Figure ci-dessous) :

$$\begin{aligned} \vec{k}_{T_i} &= m_{T_i}(\sin \alpha_i, \cos \alpha_i, 0) \\ 0 &\leq \alpha_i \leq 2\pi \end{aligned}$$



En négligeant les masses des partons a et b , la variable de Mandelstam \tilde{s} (définie précédemment) s'écrit :

$$\begin{aligned} \tilde{s} &= 2\tilde{p}_a\tilde{p}_b = 2\tilde{E}_a\tilde{E}_b - 2\vec{p}_a\vec{p}_b \\ &= 2|\vec{p}_a||\vec{p}_b| - 2(\vec{p}_{az} + \vec{k}_{T_a})(\vec{p}_{bz} + \vec{k}_{T_b}) \\ &= 2[(\vec{p}_{az}^2 + \vec{k}_{T_a}^2)]^{\frac{1}{2}} - 2\vec{p}_{az} \cdot \vec{p}_{bz} - 2|\vec{k}_{T_a}||\vec{k}_{T_b}|\cos(\alpha_a - \alpha_b) \\ &= 2[m_{T_a}^2 m_{T_b}^2 + m_{T_a}^2 \vec{p}_{az}^2 + m_{T_b}^2 \vec{p}_{bz}^2 + \vec{p}_{az}^2 \vec{p}_{bz}^2]^{\frac{1}{2}} + 2|\vec{p}_a||\vec{p}_b| \\ &\quad - 2m_{T_a}m_{T_b}\cos(\alpha_a - \alpha_b) \end{aligned}$$

or, à partir des relations donnant \hat{s} , \hat{t} et \hat{u} , avec des partons légers, on a :

$$\hat{s} = 4|\vec{p}_{az}||\vec{p}_{bz}|$$

On obtient à la fin pour la variable \tilde{s}

$$\tilde{s} = \frac{\hat{s}}{2} \left\{ \left[\frac{m_{T_a}^2 m_{T_b}^2}{\vec{p}_{az}^2} \vec{p}_{bz}^2 + \frac{m_{T_a}^2}{\vec{p}_{az}^2} + \frac{m_{T_b}^2}{\vec{p}_{bz}^2} + 1 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{m_{T_a} m_{T_b}}{|\vec{p}_{az}||\vec{p}_{bz}|} \cos(\alpha_a - \alpha_b) \right\}$$

En utilisant la définition des variables cinématiques η_i ($i = a, b$)

$$\eta_i = \frac{m_{T_i}}{|\vec{p}_{iz}|} = \frac{m_{T_i}}{\sqrt{p_T^2 + m_Q^2}}$$

où m_Q^2 et p_T sont, respectivement, la masse et le moment transversal du quark lourd produit. Alors, \tilde{s} s'écrit :

$$\tilde{s} = \frac{\hat{s}}{2} \left\{ \left[(1 + \eta_a^2)(1 + \eta_b^2) \right]^{\frac{1}{2}} + 1 - \eta_a \eta_b \cos(\alpha_a - \alpha_b) \right\}$$

Les expressions de \tilde{t} et \tilde{u} en fonction des variables \hat{t} et \hat{u} , en effet, \tilde{t} d'après les expressions vues plus haut peut s'écrire :

$$\tilde{t} = -2\tilde{p}_a p_Q + m_Q^2$$

Alors,

$$\begin{aligned} \tilde{t} - m_Q^2 &= -2(\vec{p}_{az}^2 + \vec{k}_{Ta}^2)^{\frac{1}{2}} E_Q + 2 |\vec{k}_{Ta}| |\vec{p}_Q| \cos \alpha_a \\ &= -2 |\vec{p}_{az}| E_Q (1 + \eta_a^2)^{\frac{1}{2}} + 2 |\vec{p}_{az}| p_T \eta_a \cos \alpha_a \end{aligned}$$

or, on a

$$\begin{cases} p_T = (E_Q^2 - m_Q^2)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\hat{s}}{4} - m_Q^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ \hat{t} - m_Q^2 = -2 |\vec{p}_{az}| E_Q \end{cases}$$

Finalement,

$$\tilde{t} - m_Q^2 = \hat{t} - m_Q^2 \left[(1 + \eta_a^2)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{4m_Q^2}{\hat{s}} \right)^{\frac{1}{2}} \eta_a \cos \alpha_a \right]$$

Le même raisonnement sera fait pour la variable \tilde{u}

4.2.2 Fonctions de distribution

En tenant compte du moment transversal intrinsèque \vec{k}_T , nous pouvons écrire la probabilité différentielle dP qu'un hadron B de moment \vec{P}_B soit vu par une sonde de quadri-moment Q renfermant un parton b comme suit [4.17] :

$$dP = f_{\frac{b}{B}}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2) dx_b d\vec{k}_{T_b} \quad (4.1)$$

où $x_b \vec{p}_B$ (resp. \vec{k}_{T_b}) est l'impulsion longitudinale (resp. transversale intrinsèque) du parton b dans le hadron B , et x_b est la fraction de moment longitudinal qu'a le parton b dans le hadron B . Notons que, la fonction de probabilité $f_{\frac{b}{B}}$ est maintenant une fonction de l'impulsion transversale intrinsèque \vec{k}_{T_b} . Cependant, la fonction de probabilité $f_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2)$ est connue être de la forme : $\frac{1}{x_b} f_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2)$ où $f_{b/B}(0, \vec{k}_{T_b}, Q^2)$ peut être différente de zéro. Cependant, pour $|\vec{k}_{T_b}|$ suffisamment grand, x_b peut être nul et cela cause une divergence. Afin d'éliminer cette divergence, nous faisons la modification suivante de la fonction de probabilité $f_{\frac{b}{B}}$:

$$f_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2) = (x_b^2 + 4\frac{m_{T_b}^2}{s})^{-\frac{1}{2}} f_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2) \quad (4.2)$$

Cependant, nous avons vérifié numériquement que ce remplacement produit une différence insignifiante à l'énergie du Tevatron quand il s'agit de la production d'un hadron [4.15]. Il faut mentionner que la dépendance en \vec{k}_T de la fonction de structure $f_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2)$ dans l'éq.(4.2) est en général inconnue. Ainsi, nous procédons avec l'ansatz factorisé suivant [4.15], [4.17] :

$$f_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2) = f_{b/B}(x_b, Q^2) \times G(\vec{k}_{T_b}) \quad (4.3)$$

Ici $f_{b/B}(x_b, Q^2)$ est la fonction de distribution du parton avec la condition de normalisation suivante :

$$\int d^2\vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_b}) = 1 \quad (4.4)$$

La fonction de distribution $G(\vec{k}_{T_b})$ peut obéir à une distribution de la forme gaussienne ou exponentielle :

$$G(\vec{k}_{T_b}) = \begin{cases} \frac{\rho^2}{2\pi} \exp(-\rho k_{T_b}) & \rho > 0 \\ \frac{\rho^2}{\pi} \exp(-\rho^2 k_{T_b}^2) & \end{cases} \quad (4.5)$$

Dans ce qui suit, nous considérons les processus inélastiques de la forme $A + B \rightarrow t + X$ (avec les sous-processus correspondants : $a + b \rightarrow t + \bar{t}$), et restreignons notre étude

au cas où la pseudorapidité ($y = -\ln[\tan(\frac{\theta_{c.m.}}{2})]$) est égale à zéro i.e. $\theta_{c.m.} = 90^\circ$) (voir Figure ci-haut). Dans le système du centre-de-masse (c.m) des deux hadrons incidents (les hadrons collisionnants A et B), on peut employer la paramétrisation vue plus haut pour l'impulsion transversale intrinsèque \vec{k}_{T_i} ($i = a, b$) :

$$\vec{k}_{T_i} = m_{T_i}(\sin \alpha_i, \cos \alpha_i, 0) \quad 0 \leq \alpha_i \leq 2\pi \quad (4.6)$$

où $m_{T_i} \equiv \|\vec{k}_{T_i}\|$ est la masse transversale intrinsèque et a (resp. b) est le parton à l'intérieur du hadron A (resp. B). En employant l'expression des variables cinématiques η_i ($i = a, b$) définies précédemment :

$$\eta_i = \frac{m_{T_i}}{\sqrt{p_T^2 + m_t^2}} \quad (4.7)$$

on rappelle que p_T (m_t) est l'impulsion transversale (la masse) du top quark.

A présent, la section efficace différentielle inclusive pour la production du top quark dans les collisions hadroniques prend la forme factorisée suivante :

$$E_t \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}_t} = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int \int d^2\vec{k}_{T_a} d^2\vec{k}_{T_b} dx_a dx_b F_{a/A}(x_a, \vec{k}_{T_a}, Q^2) F_{b/B}(x_b, \vec{k}_{T_b}, Q^2) \cdot \frac{\tilde{s}}{\pi} \frac{d\tilde{\sigma}}{d\tilde{t}}(ab \rightarrow t\bar{t}) \delta(\tilde{s} + \tilde{t} + \tilde{u} - 2m_t^2) \quad (4.8)$$

Où nous avons pris $m_a \approx m_b \approx 0$, et E_t (resp. \vec{p}_t) c'est l'énergie (resp. le vecteur impulsion) du top quark produit, et où \tilde{s} , \tilde{t} et \tilde{u} sont les variables de Mandelstam des sous-processus $a + b \rightarrow t + \bar{t}$ définies dans la section précédente lorsque nous prenons en considération l'impulsion transversale intrinsèque. Ainsi, elles ont les expressions compactes suivantes :

$$\begin{aligned} \tilde{s} &= \frac{\hat{s}}{2} \chi_{ab} \\ \tilde{t} &= (\hat{t} - m_t^2) \Lambda_a + m_t^2 \\ \tilde{u} &= (\hat{u} - m_t^2) \Lambda_b + m_t^2 \end{aligned} \quad (4.9)$$

et \hat{s} , \hat{t} , \hat{u} sont les variables de Mandelstam des mêmes sous-processus $a + b \rightarrow t + \bar{t}$, mais sans l'incorporation de l'impulsion transversale intrinsèque :

$$\begin{aligned} \hat{s} &= x_a x_b s \\ \hat{t} &= x_a (t - m_t^2) + m_t^2 \\ \hat{u} &= x_b (u - m_t^2) + m_t^2 \end{aligned} \quad (4.10)$$

x_i ($i = a, b$) représente la fraction du moment du parton "i" dans l'hadron et s , t et u sont les variables de Mandelstam du processus hadronique $A + B \rightarrow t + X$; et

$$\chi_{ab} = 1 + \left[(1 + \eta_a^2)(1 + \eta_b^2) \right]^{\frac{1}{2}} - \eta_a \eta_b \cos(\alpha_a - \alpha_b) \quad (4.11)$$

$$\Lambda_i = \left(1 + \eta_i^2\right)^{\frac{1}{2}} - \eta_i \left(1 - 4\frac{m_t^2}{\tilde{s}}\right)^{\frac{1}{2}} \cos \alpha_i \quad (i = a, b) \quad (4.12)$$

Pour les sous-processus dominants qui sont responsables de la hadroproduction du top quark au leading order (LO) en théorie de perturbation : $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ et $gg \rightarrow t\bar{t}$, l'évaluation des éléments de matrice peut être accomplie facilement en utilisant les techniques standard des diagrammes de Feynman¹. Les résultats sont pour le groupe de couleur $SU_c(N)$:

- pour $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$

$$\sum_{\substack{\text{spins} \\ \text{colors}}} |\overline{M}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})|^2 = \frac{(N^2 - 1)g^4}{2N^2\tilde{s}} [L_1^2 + L_2^2 + 2m_t^2\tilde{s}] \quad (4.13)$$

- pour $gg \rightarrow t\bar{t}$

$$\sum_{\substack{\text{spins} \\ \text{colors}}} |\overline{M}(gg \rightarrow t\bar{t})|^2 = \frac{g^4}{2N(N^2 - 1)} \left[\frac{(N^2 - 1)\tilde{s}^2}{L_1L_2} - 2N^2 \right] \cdot \left[\frac{L_1^2 + L_2^2}{\tilde{s}^2} + \frac{4m_t^2}{\tilde{s}} - \frac{m_t^4}{L_1L_2} \right] \quad (4.14)$$

avec "g" est lié à la constante de couplage fort α_s par : $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$ et où

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)}$$

et nous avons

$$\begin{aligned} L_1 &= \tilde{t} - m_t^2 \\ L_2 &= \tilde{u} - m_t^2 \end{aligned} \quad (4.15)$$

Pour les collisions $p\bar{p}$ (i.e. $A \equiv p$, $B \equiv \bar{p}$), des calculs directs conduisent à :

$$\sigma = E_t \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}_t} = \sigma_1 + \sigma_2 \quad (4.16)$$

où

$$\sigma_1 = \sum_{q,\bar{q}} \int \int d^2\vec{k}_{T_q} d^2\vec{k}_{T_{\bar{q}}} G(\vec{k}_{T_q}) G(\vec{k}_{T_{\bar{q}}}) \hat{\sigma}_1 \quad (4.17)$$

et

$$\sigma_2 = \int \int d^2\vec{k}_{T_{1g}} d^2\vec{k}_{T_{2g}} G(\vec{k}_{T_{1g}}) G(\vec{k}_{T_{2g}}) \hat{\sigma}_2 \quad (4.18)$$

¹voir les techniques employées par K. Hagiwara and al., in Phys. Lett. **80B**, **282** (1979)

La double intégration sur \vec{k}_{T_i} , ($i = q, g$) peut s'effectuer indépendamment de $\hat{\sigma}_j$, ($j = 1, 2$), en utilisant les deux formes (exponentielle et gaussienne) pour les distributions $G(\vec{k}_{T_a})$ et $G(\vec{k}_{T_b})$, le calcul est exécuté dans l'Annexe A. Les $\hat{\sigma}_j$, ($j = 1, 2$) ont les formes suivantes :

$$\hat{\sigma}_1 = \int_{x_0}^1 dx_1 F_{q/p}(x_1, Q^2) F_{\bar{q}/\bar{p}}(x_2, Q^2) \Omega(x_1, \chi_{12}, \Lambda_2, p_T, m_t) \frac{|\overline{M}(q\bar{q} \rightarrow t\bar{t})|^2}{16\pi^2 \tilde{s}} \quad (4.19)$$

$$\hat{\sigma}_2 = \int_{x_0}^1 dx_1 F_{g/p}(x_1, Q^2) F_{g/\bar{p}}(x_2, Q^2) \Omega(x_1, \chi_{12}, \Lambda_2, p_T, m_t) \frac{|\overline{M}(gg \rightarrow t\bar{t})|^2}{16\pi^2 \tilde{s}} \quad (4.20)$$

et

$$\Omega(x_1, \chi_{12}, \Lambda_2, p_T, m_t) = \left[\frac{x_1 s}{2} \chi_{12} - \sqrt{s} p_T \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \Lambda_2 \right]^{-1} \quad (4.21)$$

Notons qu'à partir de la relation de conservation de l'énergie-impulsion manifestée par la fonction $\delta(\tilde{s} + \tilde{t} + \tilde{u} - 2m_t^2)$ dans l'éq. (4.6), nous obtenons,

$$x_2 = x_1 \sqrt{s} p_T \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \Lambda_1 \left[\frac{x_1 s}{2} \chi_{12} - \sqrt{s} p_T \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \Lambda_2 \right]^{-1} \quad (4.22)$$

et

$$x_0 = \sqrt{s} p_T \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \Lambda_2 \left[\frac{s}{2} \chi_{12} - \sqrt{s} p_T \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \Lambda_1 \right]^{-1} \quad (4.23)$$

Phénoménologiquement, et afin d'obtenir une idée sur la contribution de l'effet k_T , sa dépendance en impulsion transversale p_T et en notant que puisque la contribution la plus importante vient de la région où $x_a \approx x_b \approx x_T$ (voir [4.7] - [4.8]), nous pouvons paramétrer la section efficace hadronique inclusive $\sigma(\vec{k}_T = \vec{0})$ comme :

$$\sigma(\vec{k}_T = \vec{0}) \approx (1 - x_T)^n \tilde{p}_T^{-m} \quad (4.24)$$

et par conséquent, $\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0})$ prend la forme :

$$\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0}) \approx \int \int d^2 \vec{k}_{T_a} d^2 \vec{k}_{T_b} (1 - \tilde{x}_T)^n \tilde{p}_T^{-m} G(\vec{k}_{T_a}) G(\vec{k}_{T_b}) \quad (4.25)$$

où

$$x_T = \frac{2(p_T^2 + m_t^2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{s}} \quad (4.26)$$

$$\tilde{x}_T = \frac{2(\tilde{p}_T^2 + m_t^2)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{s}} \quad (4.27)$$

$$\tilde{p}_T = \left[\frac{(\tilde{t} - m_t^2)(\tilde{u} - m_t^2)}{\tilde{s}} - m_t^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.28)$$

n and m sont des nombres réels positifs dépendant des hadrons initiaux. En utilisant le fait que les variables cinématiques η_i ($i = a, b$) sont des quantités petites, donc l'expression (4.15) devient :

$$\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0}) \approx \int \int d^2\vec{k}_{T_a} d^2\vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_a}) G(\vec{k}_{T_b}) (1 - x_T)^n p_T^{-m} \times \left\{ \begin{array}{l} 1 - \left[\frac{m}{2} \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right) + \frac{n}{2} \left(\frac{x_T}{1-x_T} \right) \right] S_{ab} \\ + \left[\frac{n}{4} \left(\frac{x_T}{1-x_T} \right) \left(m + \frac{(n-2)x_T+1}{2(1-x_T)} \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{-1} \right) \right. \\ \left. + \frac{m(m+2)}{8} \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right) \right] S'_{ab} \end{array} \right\} \quad (4.29)$$

où

$$S_{ab} = \frac{\eta_a^2}{4} + \frac{\eta_b^2}{4} - \left(1 + \frac{m_t^2}{p_T^2} \right)^{-\frac{1}{2}} (\eta_a \cos \alpha_a + \eta_b \cos \alpha_b) + \frac{\eta_a \eta_b}{2} \left[\left(\frac{3p_T^2 + m_t^2}{p_T^2 + m_t^2} \right) \cos \alpha_a \cos \alpha_b + \sin \alpha_a \sin \alpha_b \right] \quad (4.30)$$

et

$$S'_{ab} = \eta_a^2 \cos^2 \alpha_a + \eta_b^2 \cos^2 \alpha_b + 2\eta_a \eta_b \cos \alpha_a \cos \alpha_b \quad (4.31)$$

En choisissant une distribution gaussienne pour $G(\vec{k}_{T_i})$ ($i = a, b$) telle qu'elle est définie dans l'éq.(4.5) avec le paramètre ρ étant lié à la valeur moyenne de l'impulsion transversale intrinsèque \vec{k}_{T_i} ($i = a, b$) à travers la relation

$$\rho = \frac{\sqrt{\pi}}{2\langle \vec{k}_T \rangle} \quad (4.32)$$

ainsi, nous obtenons pour le rapport R des sections efficaces lorsque nous prenons en compte l'impulsion transversale par rapport à celle sans \vec{k}_T :

$$R = \frac{\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0})}{\sigma(\vec{k}_T = \vec{0})} \approx 1 + \frac{\gamma^2}{4(x_T^2 - \beta^2)}$$

$$\times \left\{ \frac{m^2}{2} + \frac{(x_T^2 - \beta^2)}{x_T(1 - x_T)} \left[n(m - 1) + \frac{n}{2}(x_T^2 - \beta^2) \left(\frac{1 + (n - 2)x_T}{x_T^2(1 - x_T)} \right) \right] \right\} \quad (4.33)$$

Où nous avons posé :

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\langle k_T \rangle}{\sqrt{s}} \\ \beta &= \frac{2m_t}{\sqrt{s}} \end{aligned} \quad (4.34)$$

4.3 Résultats et Conclusions

Nous avons présenté une expression compacte de la section efficace des sous-processus $q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$ and $gg \rightarrow Q\bar{Q}$. L'objectif de notre travail était de présenter une méthode simple et rapide qui permet de réexaminer l'approche de Contogouris et al., et élargir le cadre de travail théorique en incluant l'impulsion transversale k_T des constituants des hadrons "les partons", pour la production du top quark. En même temps, nous avons voulu clarifier plusieurs points techniques, qui étaient absents dans le cas des réfs.[4.15], [4.17]. En utilisant notre expression compacte pour la section efficace, nous avons estimé l'importance des effets de l'impulsion transversale intrinsèque k_T pour la production du quark lourd spécialement pour le top quark au Tevatron ; une telle analyse des mesures futures au Tevatron sera complémentaire de l'étude de la production des saveurs lourdes dans les collisions hadron-hadron. L'étude expérimentale de la production de bottom, charm et du top dans cette gamme cinématique ($\frac{2m_Q}{\sqrt{s}} \leq x_T \leq 1$) aidera à mesurer plus précisément la fonction d'onde du gluon et améliorera également notre compréhension de la description de QCD pour la production du quark lourd dans les collisions hadron-hadron, photon-hadron.

Nous avons calculé le rapport R de la section efficace différentielle du terme de Born $E_t \frac{d\sigma}{d^3p_t}$ avec le paramètre intrinsèque k_T par rapport à celle sans ce dernier (le paramètre intrinsèque). En Fig. 4.1, nous avons représenté le rapport R avec $\gamma = 25 \times 10^{-4}$, $n = 4$, $m = 6$, $m_t = 175$ GeV et $\sqrt{s} = 630$ GeV ; mais sur une certaine gamme des valeurs de x_T i.e. ($0.56 \leq x_T \leq 0.91$). Nous remarquons qu'au-delà d'une valeur approximative de $x_T \approx 0.70$ où le rapport R est minimal (≈ 1.16) lorsque p_T (ou x_T) augmente, R augmente aussi et devient important aux grandes valeurs de x_T (≈ 0.85) où $R \approx 1.33$. De la même façon, pour les plus petites valeurs de x_T , R augmente et particulièrement proche de la limite cinématique $x_T \approx 0.55$ (par exemple : $R \approx 1.21$ pour $x_T \approx 0.6$), de telle manière que, pour $x_T \approx 0.6$ l'impulsion transversale intrinsèque contribue par 21% en comparaison avec la contribution du terme de Born.

Pour avoir une idée au sujet de l'effet de la masse du top quark, nous avons pris dans la Fig. 4.2, $\beta^2 = 0$, mais avec ($0.55 \leq x_T \leq 0.92$) (qui signifie que les quarks produits sont légers). Comme dans le cas du quark lourd, le même comportement du rapport R

en tant que fonction de x_T a été remarqué (mais x_T doit être légèrement différent de zéro et de un). Cependant, pour une valeur fixée de x_T , R est plus petit dans le second cas (quark léger) que dans le premier cas (top quark). Par exemple, pour $x_T = 0.75$, $R \approx 1.19$ (resp. $R \approx 1.14$) dans le cas du top quark (quark léger), donc la différence est insignifiante elle est de l'ordre de 5%.

Pour montrer l'effet de l'énergie sur le rapport R , nous l'avons présenté en Fig. 4.3, comme une fonction de x_T . A cet effet, nous avons utilisé une gamme limitée des x_T , $0.20 \leq x_T \leq 0.92$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV ($p_T \leq 470$ GeV) mais nous avons gardé les mêmes paramètres comme dans la Fig. 4.1. Comme on s'attendait, R est une fonction croissante de \sqrt{s} , les valeurs maximales atteintes par le rapport R proche des limites cinématiques sont légèrement grandes en comparaison avec le cas où $\sqrt{s} = 630$ GeV. Par exemple, à $x_T \approx 0.4$, $R \approx 1.52$ tandis que $R \approx 1.45$ pour $x_T \approx 0.9$. Certaines analyses veulent montrer que k_T augmente avec l'énergie, P. Lévai et al. dans leur approche trouve que k_T augmente jusqu'à 50 GeV d'énergie totale et ensuite diminue au-delà de 50 GeV.

Nous concluons que pour la hadro-production du top quark, l'effet- k_T est légèrement significatif aux valeurs les plus petites et les plus grandes de x_T (proches des limites cinématiques). La raison est qu'aux plus petites valeurs de x_T , la section efficace est plus raide et de cette manière le premier terme dans l'éq.(4.28) domine. D'ailleurs, à grandes valeurs de x_T (ou p_T), le second terme dans l'éq.(4.28) augmente rapidement et domine aussi. Pour la dépendance de R en énergie, il peut être compris à partir du fait que si \sqrt{s} augmente, le mouvement partonique de Fermi à l'intérieur de l'hadron augmente aussi et par conséquent, l'effet de l'impulsion transversale intrinsèque devient important. Mais ce paramètre k_T ne doit pas avoir des grandes valeurs de l'ordre de 3 voire 4 GeV car dans ce cas précis, on entre dans le cadre perturbatif et de telles études ne sont pas disponibles pour le moment.

Il est vrai qu'il faut introduire un paramètre non-perturbatif supplémentaire, appelé dans certains travaux récents le "moment transversal primordial" ou tout simplement k_T des partons dans les hadrons qui est adapté (comme on vient de le constater précédemment) aux données à chaque énergie (voir par exemple [1.24, 1.25, 1.26]) mais il ne doit pas avoir des grandes valeurs. De plus, on constate que ce paramètre augmente avec l'énergie (techniquement parlant il n'est donc pas une impulsion "intrinsèque") et ceci est interprété comme tenir compte des effets de l'émission multiple de gluon "mou" associée à la diffusion partonique dure. Cependant, pour que nous soyons plus précis, (dans la Réf. [1.30]) le $\langle k_T \rangle$ des partons collisionnants n'est pas appelé "intrinsèque", mais il est tout simplement et d'une manière plus générale appelé le $\langle k_T \rangle$ "de la radiation de l'état initial du gluon mou". Donc, en conclusion, on n'aura pas besoin d'un k_T primordial supplémentaire d'une valeur appréciable pour forcer l'accord entre les prédictions de QCD et les expériences (voir les récents résultats de RHIC [1.30]). Les recherches phénoménologiques de la Réf.[1.33] montrent que ce kick $\langle k_T \rangle$ supplémentaire peut conduire à un meilleur accord entre les calculs et les données. Alors que les données de la collaboration WA70 préfèrent de n'ajouter aucun $\langle k_T \rangle$. Une compréhension phy-

sique précise des effets de $\langle k_T \rangle$ est toujours absente. D'une part, parce que la quantité de $\langle k_T \rangle$ suggérée par les données du prompt-photon varie avec \sqrt{s} , il est difficile d'argumenter que l'impulsion transversale est réellement 'intrinsèque' et a une origine tout à fait non-perturbative. D'autre part, un cadre de travail général pour inclure sans exception les effets non perturbatifs de l'impulsion transversale dans les calculs perturbatifs n'est pas encore disponible. De récentes propositions dans ce but sont présentés dans les Réfs. [4.20] et [4.21].

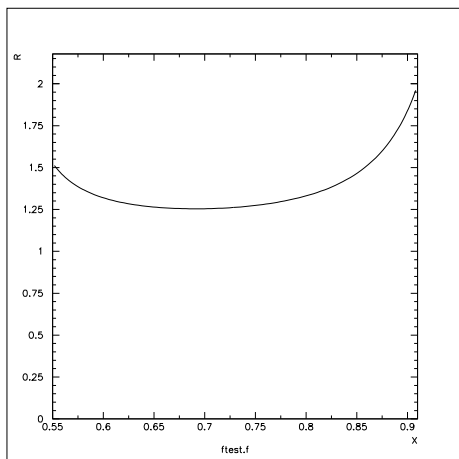


FIG. 4.1 – : Montre le rapport $R = \frac{\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0})}{\sigma(\vec{k}_T = \vec{0})}$ comme une fonction de x_T avec : $\sqrt{s} = 630$ GeV, $\gamma = 25 \cdot 10^{-4}$ et $m_t = 175$ GeV.

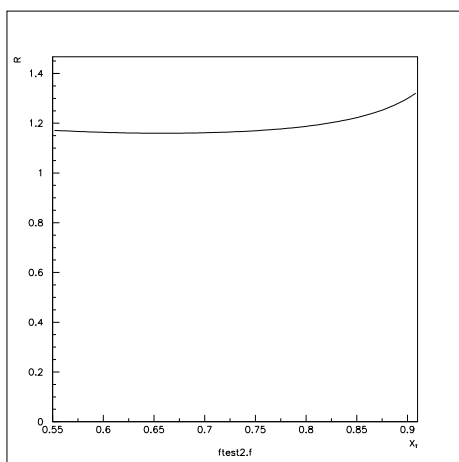


FIG. 4.2 – : Montre le rapport $R = \frac{\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0})}{\sigma(\vec{k}_T = \vec{0})}$ comme une fonction de x_T avec : $\sqrt{s} = 630$ GeV, $\gamma = 25 \cdot 10^{-4}$ mais avec $\beta = 0$.

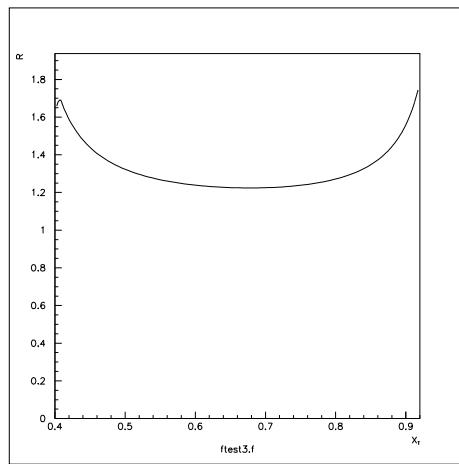


FIG. 4.3 – : Montre le rapport $R = \frac{\sigma(\vec{k}_T \neq \vec{0})}{\sigma(\vec{k}_T = \vec{0})}$ comme une fonction de x_T avec : $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, $\gamma = 25 \cdot 10^{-4}$ et $m_t = 175$ GeV.

Annexe A :

Calcul des intégrales I_1 et I_2

Le rapport R des sections efficaces avec et sans le paramètre k_T peut se réécrire comme suit :

$$R = 1 - C_{nm}I_1 + C_{nm}'I_2 \quad (35)$$

où

$$I_1 = \int \int d^2\vec{k}_{T_a} d^2\vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_a}) G(\vec{k}_{T_b}) S_{ab} \quad (36)$$

$$I_2 = \int \int d^2\vec{k}_{T_a} d^2\vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_a}) G(\vec{k}_{T_b}) S'_{ab} \quad (37)$$

Les intégrales I_1 et I_2 peuvent se calculer en utilisant les coordonnées polaires, par exemple, en prenant soit la forme exponentielle ou la forme gaussienne pour la distribution $G(\vec{k}_T)$.

Calcul de I_1

Pour le calcul de I_1 , on utilise l'expression de S_{ab} donnée par la formule 4.25 du chapitre 4 avec les définitions suivantes :

$$\vec{k}_{T_a} = m_{T_a} (\sin \alpha_a, \cos \alpha_a, 0) \quad (38)$$

$$\vec{k}_{T_b} = m_{T_b} (\sin \alpha_b, \cos \alpha_b, 0) \quad (39)$$

$$m_{T_a} = \eta_a (m_t^2 + p_T^2)^{\frac{1}{2}} \quad (40)$$

$$m_{T_b} = \eta_b (m_t^2 + p_T^2)^{\frac{1}{2}} \quad (41)$$

En coordonnées polaires, on a :

$$d^2\vec{k}_{T_a} = m_{T_a} dm_{T_a} da \quad (42)$$

$$d^2\vec{k}_{T_b} = m_{T_b} dm_{T_b} db \quad (43)$$

Donc,

$$d^2 k_{T_a}^{\vec{}} = (m_Q^2 + p_T^2) \eta_a d\eta_a da \quad (44)$$

$$d^2 k_{T_b}^{\vec{}} = (m_Q^2 + p_T^2) \eta_b d\eta_b db \quad (45)$$

Avec bien sûr

$$0 \leq \alpha_{i(i=a,b)} \leq 2\pi$$

$$0 \leq \eta_{i(i=a,b)} < \infty$$

a)- Par la forme exponentielle de $G(k_{T_a}^{\vec{}})$ $G(k_{T_b}^{\vec{}})$

:

$$G(k_{T_a}^{\vec{}}) = \left(\frac{\Omega^2}{2\pi} \right) \exp(-\Omega k_{T_a}) \quad (46)$$

$$G(k_{T_b}^{\vec{}}) = \left(\frac{\Omega^2}{2\pi} \right) \exp(-\Omega k_{T_b}) \quad (47)$$

où,

$$\Omega = \frac{2}{\langle k_T \rangle} \quad (48)$$

$$\begin{aligned} I_1 = & \left(\frac{\Omega^2}{2\pi} \right)^2 (p_T^2 + m_Q^2)^2 \int \int \int \int d\eta_a d\alpha_a d\eta_b d\alpha_b \left\{ \exp \left[-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_a \right] \right. \\ & \cdot \exp \left[-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_b \right] \left(\frac{\eta_a^3 \eta_b}{4} + \frac{\eta_a \eta_b^3}{4} - \left(\frac{p_T^2}{p_T^2 + m_Q^2} \right) (\eta_a^2 \eta_b \cos \alpha_a + \eta_a \eta_b^2 \cos \alpha_b) \right. \\ & \left. \left. + \frac{\eta_a^2 \eta_b^2}{2} \left[3 - 2 \frac{m_Q^2}{m_Q^2 + p_T^2} \right] \cos \alpha_a \cos \alpha_b + \sin \alpha_a \sin \alpha_b \right) \right\} \quad (49) \end{aligned}$$

or,

$$\int_0^{2\pi} d\alpha \cos \alpha = \int_0^{2\pi} d\alpha \sin \alpha = 0$$

Donc, les termes contenant $\cos \alpha_i$ et/ou $\sin \alpha_i$ auront des contributions nulles. Par conséquent I_1 s'écrit :

$$I_1 = \left(\frac{\Omega^2}{2\pi} \right)^2 (p_T^2 + m_Q^2)^2 \left\{ \int_0^{2\pi} d\alpha_a \int_0^{2\pi} d\alpha_b \int_0^{\infty} d\eta_a \frac{\eta_a^3}{4} \exp \left(-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_a \right) \right.$$

$$+ \int_0^{2\pi} d\alpha_a \int_0^{2\pi} d\alpha_b \int_0^{\infty} d\eta_b \frac{\eta_b^3}{4} \exp(-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_b) \} \quad (50)$$

$$I_1 = \frac{1}{2} \Omega^4 (p_T^2 + m_Q^2)^2 \left\{ \int_0^{\infty} d\eta_a \eta_a^3 \exp[-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_a] \right\} \\ \cdot \left\{ \int_0^{\infty} d\eta_b \eta_b^3 \exp(-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_b) \right\} \quad (51)$$

En utilisant les relations :

$$\int_0^{\infty} dx x \exp(-ax) = \frac{1}{a^2}$$

$$\int_0^{\infty} dx x^3 \exp(-ax) = \frac{6}{a^4}$$

$$\int_0^{2\pi} d\alpha_a = \int_0^{2\pi} d\alpha_b = 2\pi$$

On obtient finalement pour

$$\int_0^{\infty} d\eta_a \eta_a^3 \exp(-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_a) = 6\Omega^{-4} (p_T^2 + m_Q^2)^{-2}$$

et

$$\int_0^{\infty} d\eta_a \eta_a \exp(-\Omega \sqrt{p_T^2 + m_Q^2} \eta_a) = \Omega^{-2} (p_T^2 + m_Q^2)^{-1}$$

Alors en remplaçant dans l'expression de I_1

$$I_1 = \frac{\Omega^4}{2} (p_T^2 + m_Q^2) (6\Omega^{-4} (p_T^2 + m_Q^2)^{-2}) (\Omega^{-2} (p_T^2 + m_Q^2)^{-1})$$

Finalement, I_1 aura l'expression suivante pour la forme exponentielle :

$$I_1 = 3 \Omega^{-2} (p_T^2 + m_Q^2)^{-1} \quad (52)$$

a)- Par la forme gaussienne de $G(\vec{k}_{T_a})$ $G(\vec{k}_{T_b})$

:

$$G(k_{T_a}^{\vec{}}) = \left(\frac{\Omega^2}{\pi} \right) \exp(-\Omega^2 k_{T_a}) \quad (53)$$

$$G(k_{T_b}^{\vec{}}) = \left(\frac{\Omega^2}{\pi} \right) \exp(-\Omega^2 k_{T_b}) \quad (54)$$

De la même manière, on obtient pour I_1

$$I_1 = 2 \left(\frac{(2\pi)^2}{4} \right) \left(\frac{\Omega^2}{\pi} \right)^2 (p_T^2 + m_Q^2)^2 \left\{ \int_0^\infty d\eta_a \eta_a^3 \exp(-\Omega^2 (p_T^2 + m_Q^2) \eta_a^2) \right\} \cdot \left\{ \int_0^\infty d\eta_b \eta_b \exp(-\Omega^2 (p_T^2 + m_Q^2) \eta_b^2) \right\} \quad (55)$$

En utilisant les relations suivantes :

$$\int_0^\infty dx x \exp(-ax^2) = \frac{1}{2a}$$

$$\int_0^\infty dx x^3 \exp(-ax^2) = \frac{1}{2a^2}$$

On aura pour

$$\int_0^\infty d\eta_a \eta_a^3 \exp(-\Omega^2 (p_T^2 + m_Q^2) \eta_a^2) = \frac{1}{2} \Omega^{-4} (p_T^2 + m_Q^2)^{-2}$$

$$\int_0^\infty d\eta_b \eta_b \exp(-\Omega^2 (p_T^2 + m_Q^2) \eta_b^2) = \frac{1}{2} \Omega^{-2} (p_T^2 + m_Q^2)^{-1}$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation donnant I_1 on a finalement :

$$I_1 = \frac{1}{2} \Omega^{-2} (p_T^2 + m_Q^2)^{-1} \quad (56)$$

Calcul de I_2

:

$$I_2 = \int \int d^2 \vec{k}_{T_a} d^2 \vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_a}) G(\vec{k}_{T_b}) S'_{ab} \quad (57)$$

où on reprend pour S'_{ab} l'expression donnée par l'éq. (4.26) du Chapitre 4

$$S'_{ab} = \eta_a^2 \cos^2 \alpha_a + \eta_b^2 \cos^2 \alpha_b + 2\eta_a \eta_b \cos \alpha_a \cos \alpha_b \quad (58)$$

comme on a vu précédemment

$$\int_0^{2\pi} d\alpha_a \cos \alpha_a = \int_0^{2\pi} d\alpha_b \sin \alpha_b = 0$$

Donc,

$$I_2 = 2 \int \int \int \int d^2 \vec{k}_{T_a} d^2 \vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_a}) G(\vec{k}_{T_b}) \eta_a^2 \cos^2 \alpha_a \\ 2 \int \int d^2 \vec{k}_{T_a} G(\vec{k}_{T_a}) \eta_a^2 \cos^2 \alpha_a \int \int d^2 \vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_b}) \quad (59)$$

or

$$\int \int d^2 \vec{k}_{T_b} G(\vec{k}_{T_b}) = 1$$

Par suite, I_2 aura la forme suivante :

$$I_2 = 2 \int \int d^2 \vec{k}_{T_a} G(\vec{k}_{T_a}) \eta_a^2 \cos^2 \alpha_a \quad (60)$$

a)- Par la forme exponentielle :

En se servant de la forme exponentielle de la distribution $G(\vec{k}_{T_a})$, donnée ci-haut dans l'expression précédent de I_2 , on obtient :

$$I_2 = 2 \left(\frac{\Omega^2}{2\pi} \right) (p_T^2 + m_Q^2)^{-1} \left\{ \int_0^{2\pi} d\alpha_a \cos^2 \alpha_a \right\} \left\{ \int_0^\infty dk_{T_a} k_{T_a}^3 \exp(-\Omega k_{T_a}) \right\}$$

or,

$$\int_0^{2\pi} d\alpha_a \cos^2 \alpha_a = \pi$$

$$\int_0^{\infty} dk_{T_a} k_{T_a}^3 \exp -\Omega k_{T_a} = \frac{6}{\Omega^4}$$

et enfin,

$$I_2 = 6\Omega^{-2}(p_T^2 + m_Q^2)^{-1} \quad (61)$$

b)- Par la forme gaussienne :

En se servant de l'éq. (45) et en utilisant la forme gaussienne pour $G(\vec{k}_{T_a})$ donnée ci-dessus, on obtient pour I_2 :

$$I_2 = 2\left(\frac{\Omega^2}{pi}\right)(p_T^2 + m_Q^2)^{-1} \left\{ \int_0^{2\pi} d\alpha_a \cos^2 \alpha_a \right\} \left\{ \int_0^{\infty} dk_{T_a} k_{T_a}^3 \exp(-\Omega^2 k_{T_a}^2) \right\}$$

or,

$$\int_0^{\infty} dk_{T_a} k_{T_a}^3 \exp(-\Omega^2 k_{T_a}^2) = \frac{1}{2\Omega^4}$$

On obtient finalement,

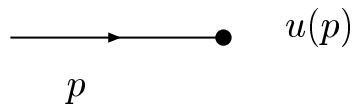
$$I_2 = \Omega^{-2}(p_T^2 + m_Q^2)^{-1} \quad (62)$$

Annexe B :

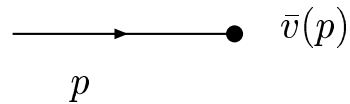
Les règles de Feynman

Les règles de Feynman associées aux différents termes du lagrangien de la QCD sont données ci-après par.

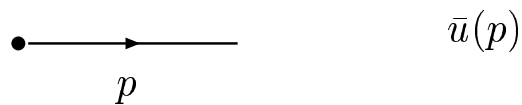
- ligne fermionique entrante



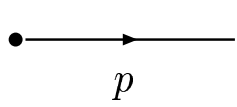
- ligne anti-fermionique entrante



- ligne fermionique sortante

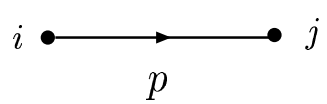


- ligne anti-fermionique sortante



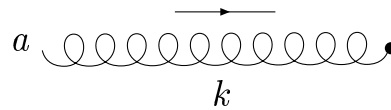
$$v(p)$$

- propagateur fermionique



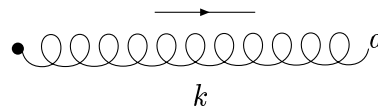
$$\frac{i\delta^{ij}}{\not{p}-m+i\lambda}$$

- ligne gluonique entrante



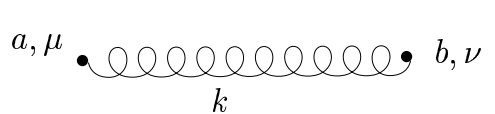
$$\epsilon_a(k)$$

- ligne gluonique sortante



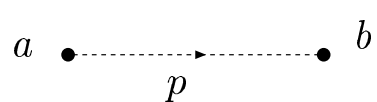
$$\epsilon_a^*(k)$$

- propagateur du gluon



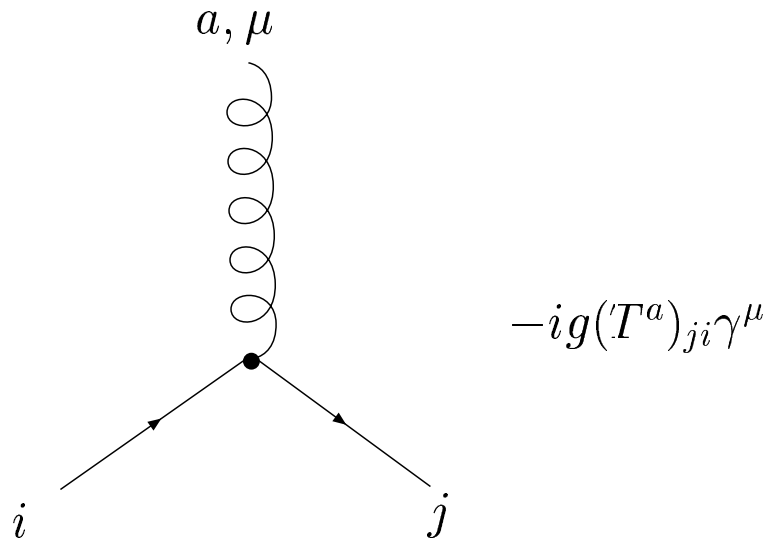
$$\frac{-i\delta^{ab}}{k^2+i\lambda} \left(g^{\mu\nu} - (1-\xi) \frac{k^\mu k^\nu}{k^2+i\lambda} \right)$$

- propagateur du fantôme

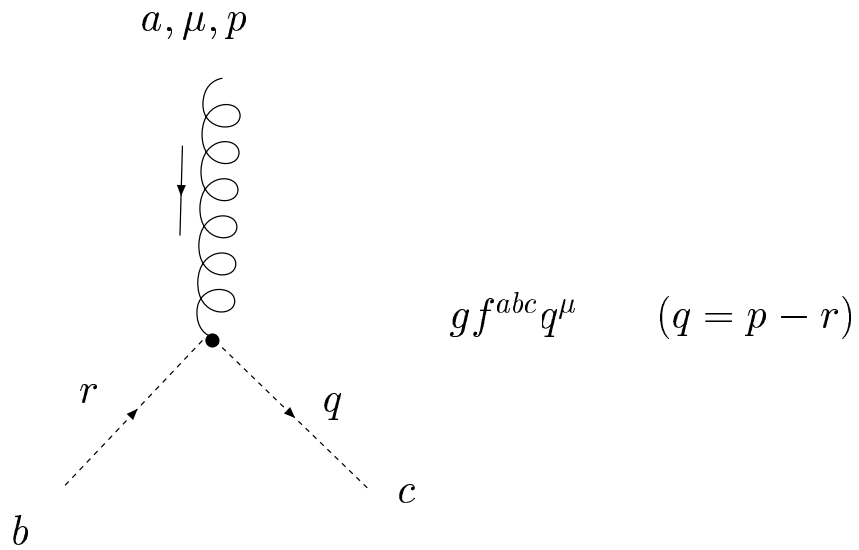


$$\frac{i\delta^{ab}}{p^2+i\lambda}$$

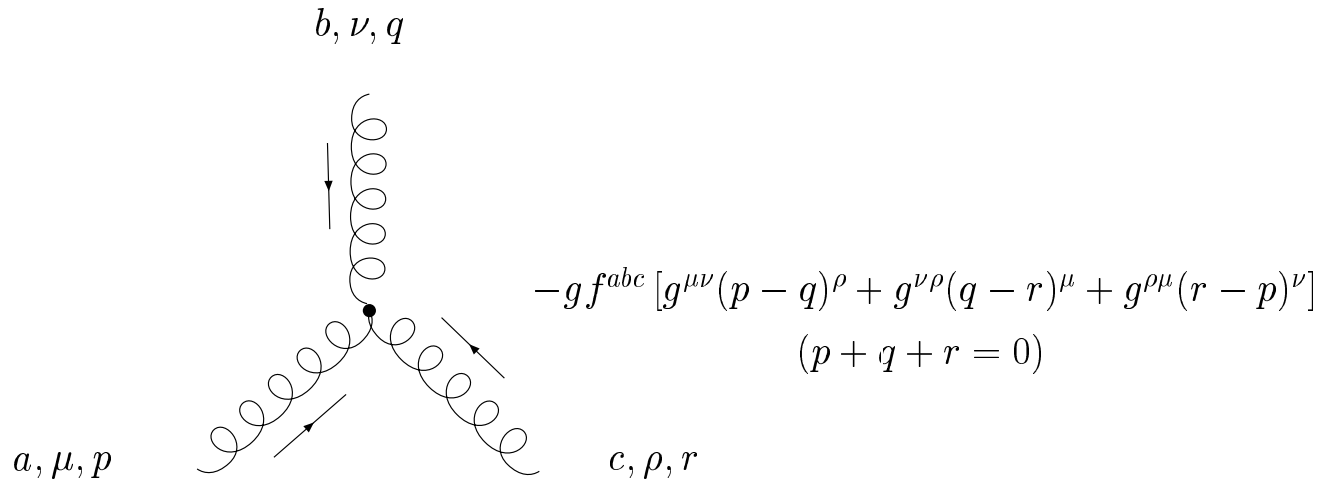
- vertex fermion-fermion-gluon



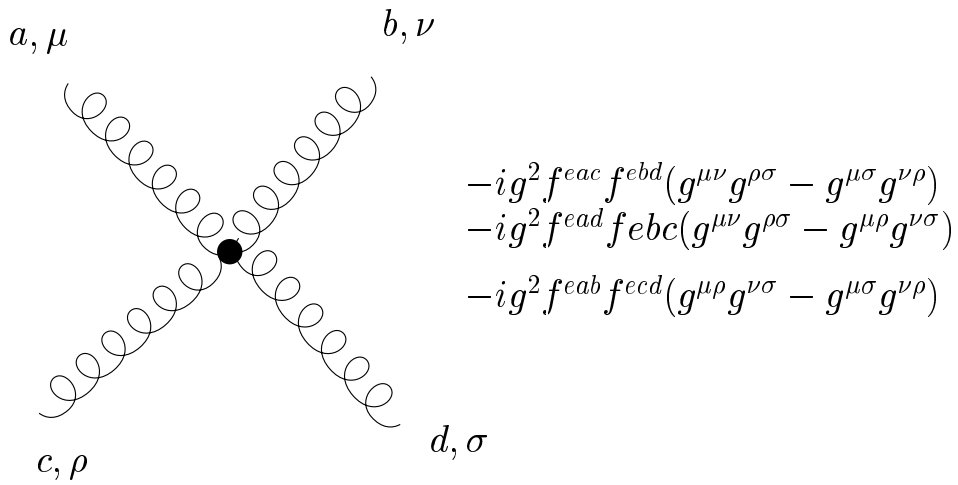
- vertex fantôme-fantôme-gluon



- vertex gluon-gluon-gluon



- vertex gluon-gluon-gluon-gluon



Calcul diagrammatique des facteurs de couleur

T^a étant les générateurs de la représentation fondamentale de $SU(N_c)$, nous avons, pour $N_c = 3$:

$$T^a = \lambda^a / 2 \quad ,$$

$$[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c \quad ,$$

$$\{T^a, T^b\} = \frac{1}{N_c} \delta^{ab} + d^{abc} T^c \quad ,$$

où λ^a sont les matrices de Gell-Mann, et f^{abc} , d^{abc} les tenseurs de Gell-Mann (ou constantes de structures) respectivement totalement antisymétriques et totalement symétriques.

Les invariants $C_A = N_c$, $C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c}$ et $T_F = \frac{1}{2}$ sont définis par :

$$Tr(T^a T^b) = T_F \delta^{ab}$$

$$(T^a T^b)_{ik} = C_F \delta_{ik}$$

$$f^{acd} f^{bcd} = C_A \delta^{ab}.$$

En utilisant la décomposition

$$T^a T^b = \frac{1}{2} [T^a, T^b] + \frac{1}{2} \{T^a, T^b\}$$

et les relations [4.18, 4.19]

$$T^b T^a T^b = -\frac{1}{2N_c} T^a \quad ,$$

$$f^{aib} f^{bjc} f^{cka} = -\frac{N_c}{2} f^{ijk} \quad ,$$

on obtient les règles suivantes :

1°)

$$\text{gluon line} \text{---} \text{grey oval} \text{---} \text{gluon line} = \frac{1}{2} \text{gluon line}$$

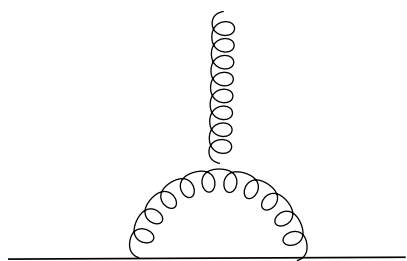
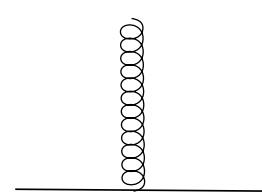
2°)

$$\text{line} \text{---} \text{gluon loop} = C_F \text{line}$$

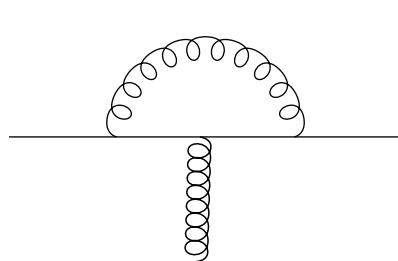
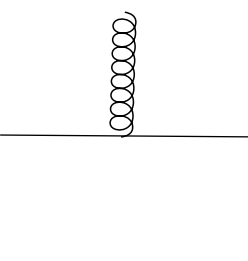
3°)

$$\text{gluon line} \text{---} \text{gluon loop} \text{---} \text{gluon line} = N_c \text{gluon line}$$

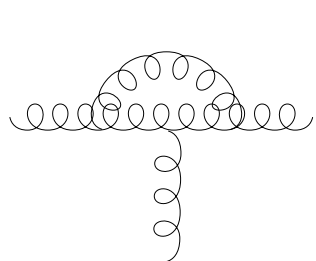
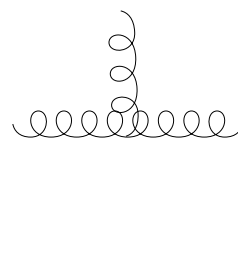
4°)


$$= N_c/2$$


5°)

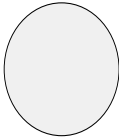

$$= -\frac{1}{N_c}$$


6°)


$$= N_c/2$$


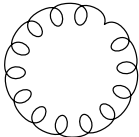
Pour finir, donnons les règles triviales :

7°)



$$= N_c$$

8°)



$$= N_c^2 - 1$$

Annexe C :

Article publié

Références du Chapitre 4

- [4.1] : J.C. Collins, D.E. Soper and G. Sterman, Nucl. Phys. **B 263**, 37 (1986).
- [4.2] : F. Halzen and G. Herzog, Phys. Rev. **D 30**, 2326 (1984).
- [4.3] : P. Nason, S. Dawson, and R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B 303**, 607 (1988).
- [4.4] : A. Ali and G. Ingelman, Phys. Lett. **156B**, 111 (1985); G. Kopp, J.H. Kuhn and P. Zerwas, *ibid.* **153B**, 315 (1985).
- [4.5] : A.H. Mueller and P. Nason, Phys. Lett. **156B**, 226 (1985); Nucl. Phys. **B 226**, 265 (1986).
- [4.6] : R.K. Ellis and J.C. Sexton, Nucl. Phys. **B 269**, 445 (1986).
- [4.7] : W. Beenakker, H. Kuijf and W.L. van Neerven, Phys. Rev. **D 40**, 54 (1989).
- [4.8] : O. Abbes and N. Mebarki, Acta Physica Pol. **B 26**, 1333 (1995).
- [4.9] : P. Tipton, CDF collaboration, Plenary talk at the 28th International Conference on High Energy Physics, Warsaw, July 1996.
- [4.10] : S.D. Rindani and M.M. Tung, Eur. Phys. J. **C 11**, 485 (1999).
- [4.11] : M. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B 373**, 295 (1992).
- [4.12] : S. Frixione, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B 454**, 3 (1995).
- [4.13] : M.G. Ryskin and A.G. Shuvaev, hep-ph/9907507v1.
- [4.14] : J. Smith and W.K. Tung, in Proceeding of 1993 Snowmass Workshop on **B-Physics MSUHEP 93/16**.
- [4.15] : A.P. Contogouris, R. Gaskel and S. Papadopoulos, Phys. Rev. **D 17**, 2314 (1978).

- [4.16] : D. Sivers, S. Brodsky and R. Blankenbecler, Phys. Rep. **23**, 1 (1977), Appendix.
- [4.17] : K.Sridhar, A.D.Martin and W.J.Stirling, Phys. Lett. **B 438**, 211 (1998).
- [4.18] : T. Muta, Foundations of Quantum Chromodynamics, World Scientific Lecture Notes in Physics, **Vol. 5**.
- [4.19] : A.J. Macfarlane, A. Sudbery et P.H. Weisz, Commun. Math. Phys. **11**, 77 (1968).
- [4.20] : M.A. Kimber, A.D. Martin and M.G. Ryskin, Eur. Phys. J. **C 12**, 655 (2000).
- [4.21] : E. Laenem, G. Sterman and W. Vogelsang, preprint YITP-99-69 (hep-ph/0002078).