

ORSAY

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le titre de DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

Par

Maria Paula FRAZAO BORDALO e SA

SUJET : ETUDE DES DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION TRANSVERSE DEPAIRES DE MUONS
PRODUITS DANS LES INTERACTIONS $\pi^- W$ à 194 et 284 GeV/c.

soutenue le 6 JUIN 1986 devant la Commission d'examen

MM. J. HAISSINSKI Président

G. MARTINELLI

J.-L. MEUNIER

R. SALMERON

D. TREILLE

J. Haissinski

G. Martinelli

J.-L. Meunier

R. Salmeron

RESUME

Cette thèse étudie la production inclusive de paires de muons par un faisceau très intense de π^- de 194 et 284 GeV/c incident sur une cible de tungstène, que l'on a mesurée avec le spectromètre NA10 auprès du SPS du CERN.

La grande statistique accumulée a permis pour la première fois, la mesure des sections efficaces doublement et triplement différentielles $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ et $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ et de la dépendance en M , y et S de la valeur moyenne du P_T^2 . Les prédictions de QCD incluant la resommation des gluons mous sont en accord avec nos résultats dans certaines régions cinématiques et présentent des déviations à grande masse et grande rapidité. De même, on a observé pour la première fois la violation de l'invariance d'échelle dans les mesures de section efficace $S^2 P_T^2 d^2\sigma/dP_T^2 dM^2$ en fonction de $x_T=2P_T/\sqrt{S}$ et de $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{T}$; ces résultats sont en accord avec les prédictions de QCD citées.

MOTS CLES: Drell-Yan, distributions en P_T , dimuons, paires de leptons, QCD, gluons mous, invariance d'échelle.

ABSTRACT

This thesis studies the inclusive muon pair production induced by 194 and 284 GeV/c π^- beam interacting on a tungsten target using the NA10 spectrometer at CERN SPS.

The enormous statistical sample allowed us, for the first time, the measurement of the double and triple cross sections $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ and $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ and the measurement of P_T^2 mean value as a function of M , y and S . The QCD predictions including soft gluons resummation agree with our results in some specific cinematic regions, however deviations are found at large mass and rapidity. We have observed, as well, for the first time, scaling violations in the cross section $S^2 P_T^2 d^2\sigma/dP_T^2 dM^2$ as a function of $x_T=2P_T/\sqrt{S}$ and in the measurement of $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ as function of $\sqrt{T}$; these results are in agreement with the QCD predictions.

KEY WORDS : Drell-Yan, P_T distributions, dimuons, lepton pairs, QCD, soft gluons, scaling violations.

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
 CHAPITRE I - INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DE LA PRODUCTION HADRONIQUE	
DES PAIRES DE LEPTONS	5
1.1 - Le modèle de Drell-Yan	5
1.2 - Le formalisme du modèle de Drell-Yan	6
1.3 - Un problème du modèle de Drell-Yan : l'impulsion transverse.	9
1.4 - Contribution de QCD au mécanisme de Drell-Yan	10
 CHAPITRE II - L'EXPERIENCE NA10 ET SON APPAREILLAGE	
2.1 - Le faisceau	15
2.1.1 Centrage du faisceau	17
2.1.2 Mesure de l'intensité du faisceau	19
2.1.3 Le bruit de fond des muons	19
2.2 - La cible	22
2.3 - Le spectromètre	23
2.3.1 L'absorbeur et le mur de fer	23
2.3.2 L'aimant	27
2.3.3 Les chambres proportionnelles à fils	29
2.3.4 Les hodoscopes	31
2.3.4.1 Hodoscopes R	33
2.3.4.2 Hodoscopes P	35
2.4 - Déclenchement et acquisition	35
2.4.1 Les éléments de la logique du déclenchement	37
2.4.1.1 $V = R_1.R_2$	39
2.4.1.2 La matrice	39

2.4.1.3	La boîte magique	41
2.4.1.4	Event-Buffer et microprocesseur	45
2.4.2	L'acquisition	49
CHAPITRE III - RECONSTRUCTION ET SELECTION DES EVENEMENTS		51
3.1	- Reconstruction des traces	51
3.1.1	Reconstruction du déclenchement	52
3.1.2	Reconstruction des traces arrière	53
3.1.3	Reconstruction des traces avant	55
3.1.4	Association avant-arrière	55
3.1.5	Reconstruction du vertex	56
3.1.6	Taux et efficacité de reconstruction	56
3.2	- Mesure de l'impulsion	57
3.3	- Détermination de l'angle d'émission des muons	60
3.4	- Sélection des événements	63
3.4.1	Coupure globale	63
3.4.2	Coupures géométriques	71
3.4.3	Estimation du bruit de fond physique	73
3.4.3.1	Résonances	73
3.4.3.2	Désintégration des π et K produits à la cible	73
3.4.3.3	Désintégration des saveurs lourdes	75
3.4.3.4	Interactions secondaires	77
	a) secondaires produites dans la cible de tungstène	80
	b) secondaires produites dans la cible de deutérium	81
3.5	- Sélection des runs	83
CHAPITRE IV - METHODES D'ANALYSE		87
4.1	- Le programme de simulation Monte Carlo	88
4.1.1	Génération des événements	88
4.1.1.1	Paramètres des dimuons	88
4.1.1.2	Paramètres des deux muons	91
4.1.2	Génération de l'énergie totale	91

4.1.3	Simulation de l'appareillage	95
4.1.3.1	La cible	95
4.1.3.2	L'absorbeur	95
4.1.3.3	Le champ magnétique	96
4.1.3.4	Le système de déclenchement	96
4.1.3.5	Chambres et hodoscopes	96
4.1.4	Fiabilité du programme de simulation	97
4.2	Méthode d'extraction des distributions physiques	99
4.2.1	Méthode de détermination des distributions cinématiques à introduire dans le Monte Carlo pour le calcul correct de l'acceptance et de la fonction de transfert	101
4.2.2	Remarques sur la méthode	105
CHAPITRE V - L'IMPULSION TRANSVERSE DE LA PAIRE DE LEPTONS ET QCD		111
5.1	Corrections de QCD au modèle de Drell-Yan au premier ordre en α_s	113
5.2	La correction due aux gluons mous	123
5.3	Calculs numériques	125
5.3.1	Approche numérique du groupe de Rome	126
5.3.2	Approche numérique du groupe de Nice	135
5.3.2.1	Rappel de la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ au premier ordre NLLA	136
5.3.2.2	Section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ dans l'approximation SG2	138
5.3.2.3	Calcul $\langle P_T^2 \rangle$ dans les approximations NLLA et SG2	143
5.4	Corrections d'ordre supérieur	
CHAPITRE VI - PRESENTATION ET DISCUSSION DES RESULTATS		
COMPARAISON AVEC LA THEORIE		147
6.1	Sections efficaces doublement et triplement différentielles.	147
6.1.1	Section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_TdM$	147
6.1.2	Section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_TdMdy$	150
6.1.3	Erreurs systématiques sur les sections efficaces	157

6.2 - Section efficace $1/P_T d\sigma/dP_T$	157
6.3 - Valeurs moyennes de P_T^2	159
6.3.1 $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité	159
6.3.2 $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité	163
6.4 - Discussion dans le cadre de QCD	163
6.4.1 Fonctions de structure	167
6.4.1.1 Jeu de fonctions de structure NA10	168
6.4.1.2 Jeu de fonctions de structure de Nice	168
6.4.1.3 Jeu de fonctions de structure D0	168
6.4.2 Valeurs moyennes de P_T^2 en fonction de la masse et de la rapidité et l'approche théorique du groupe de Nice.....	169
6.4.3 La section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ et l'approche théorique du groupe de Rome	174
6.4.4 L'invariance d'échelle	193
 CONCLUSIONS	 201
 APPENDICE	
A.1 Paramètres des fonctions de structure NA10	205
A.2 Paramètres des fonctions de structure Nice	206
A.3 Paramètres des fonctions de structure D0	207
 REFERENCES	 209

INTRODUCTION

Le travail de cette thèse se situe dans le cadre de l'expérience NA10 au CERN, à Genève. C'est une expérience de production de paires de muons de haute masse par des faisceaux très intenses de π^- sur des cibles de tungstène et deutérium. Le spectromètre, installé auprès du SPS du CERN, a une excellente résolution et une bonne acceptance aux paires de grande masse. Ceci a permis d'acquérir entre 1980 et 1985 des grandes statistiques pour différentes valeurs de l'impulsion du faisceau incident.

Compte tenu de ces caractéristiques, l'expérience NA10 est particulièrement bien adaptée pour mener à bien des tests de la théorie des interactions fortes -la Chromodynamique Quantique- (QCD). En effet, QCD introduit des corrections importantes au mécanisme de base décrit par Drell et Yan, qui consiste en l'annihilation électromagnétique d'un quark en provenance d'un hadron avec un anti-quark de l'autre hadron pour produire un photon virtuel qui se matérialise en une paire de leptons. Ce modèle ne prédit pas d'impulsion transverse pour la paire et ce sont les corrections au premier ordre QCD qui ont amené à la première justification de la grande valeur moyenne des distributions en moment transverse observées expérimentalement.

L'objet de cette thèse est l'étude des distributions en impulsion transverse des dimuons produits par des π^- de 194 GeV/c et de 284 GeV/c sur une cible de tungstène. Les résultats de mesures sont comparés avec les dernières prédictions théoriques dans le cadre de QCD.

Nous avons organisé notre étude comme suit.

Dans le premier chapitre nous présentons le modèle de Drell et Yan qui décrit avec succès un certain nombre d'observations expérimentales. Nous analysons également les domaines qui exigent une théorie plus élaborée et terminons par une introduction à la Chromodynamique Quantique.

Dans le chapitre II, nous procédons à la description du spectromètre NA10, qui est conçu spécialement pour l'utilisation de faisceaux très intenses et la détection de paires de muons. Ses caractéristiques principales sont un aimant à champ toroidal dans l'air, une bonne acceptance et une excellente résolution expérimentale; l'acquisition est très rapide et s'appuie sur un système de déclenchement assez sélectif.

La mesure de l'impulsion et de l'angle d'émission de chaque muon conduisant à la reconstruction complète des événements et à la détermination des variables cinématiques caractéristiques est décrite dans le chapitre III. Ce chapitre présente également les critères de sélection des événements, l'estimation du bruit de fond résiduel, et les calculs d'inefficacité des différents éléments de l'appareillage, du déclenchement, et de la reconstruction. Les sources d'erreurs systématiques et leur incidence sur nos résultats sont étudiées en fin de chapitre.

La méthode que nous avons utilisée dans l'analyse des données pour aboutir à la détermination des sections efficaces doublement et triplement différentielles en impulsion transverse, est exposée dans le chapitre IV. Nous décrivons le programme de simulation Monte-Carlo nécessaire à l'évaluation de l'acceptance de l'appareillage, de la précision de mesure et de la fonction de transfert qui nous permet de remonter aux distributions physiques à partir de nos mesures.

Dans le chapitre V nous exposons, dans le cadre de la Chromodynamique Quantique, les différentes prédictions théoriques concernant les distributions en impulsion transverse des paires de

leptons produites dans des interactions hadroniques. Nous étudions en détail les derniers résultats théoriques qui considèrent, dans l'approximation au premier ordre de la théorie perturbative, différentes façons d'inclure les corrections dues aux gluons mous à tous les ordres.

Finalement, au dernier chapitre nous présentons nos résultats sur les sections efficaces différentielles $1/P_T d^2\sigma/dM dP_T$ et $1/P_T d^3\sigma/dM dP_T dY$. Nous déterminons la valeur moyenne du P_T^2 en fonction de la masse et de la rapidité de la paire de muons et de l'énergie disponible dans le centre de masse. Nous étudions enfin l'invariance d'échelle qui est prédite par QCD dans la section efficace $S^2 P_T^2 d^2\sigma/dP_T^2 dM^2$ en fonction de X_T et dans la distribution de $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{s}$. Nous comparons nos résultats avec les calculs de QCD présentés dans le chapitre précédent; nous mettons l'accent sur les incertitudes de la théorie, à savoir la constante de renormalisation QCD, l'échelle de factorisation Q^2 , la coupure infrarouge dans la constante de couplage α_s et le moment transverse intrinsèque K_T . Nous montrons que les incertitudes sur les fonctions de structure jouent aussi un rôle important dans le calcul théorique des sections efficaces et des valeurs moyennes.

CHAPITRE I

INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DE LA PRODUCTION HADRONIQUE DES PAIRES DE LEPTONS.

La production de paires de leptons dans les interactions hadroniques constitue un important test du modèle des partons et de la chromodynamique quantique.

1.1 LE MODELE DE DRELL-YAN

Ce processus a été initialement décrit par le modèle de S.D. DRELL et T.M. YAN [1], dont l'idée de base est l'annihilation électromagnétique de deux partons (quark et antiquark) selon le graphe suivant:

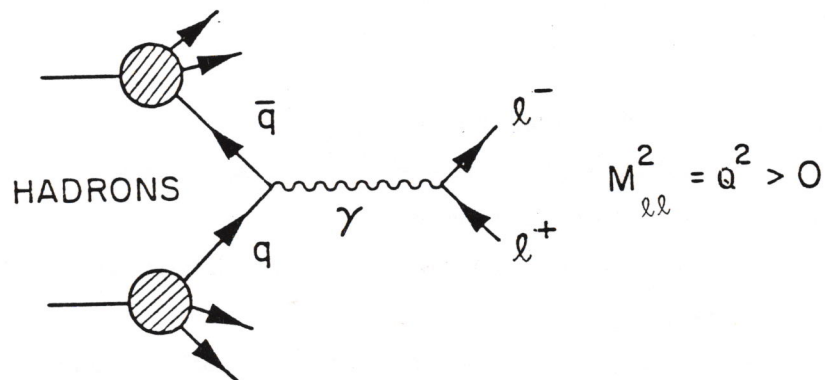


Figure I-1 : Mécanisme de Drell-Yan

Le quark q d'un hadron s'annihile avec l'antiquark $\bar{q}$ de l'autre hadron en produisant un photon virtuel γ qui se matérialise en une paire de leptons l^+l^- .

L'importance historique de ce modèle tient à sa simplicité et à la vérification de la plupart de ses prédictions. En outre, il constitue une mesure nouvelle et complémentaire du modèle des partons.

Cette capacité de prédiction a été démontrée tout au long de la dernière décennie par de nombreuses expériences [2]. Néanmoins, il existe deux résultats expérimentaux inexplicables dans le cadre du formalisme de Drell-Yan : il s'agit de la valeur absolue de la section efficace (plus grande d'environ un facteur 2) et de la grande valeur du moment transverse moyen aussi bien que sa croissance avec l'énergie disponible dans le centre de masse. Nous nous bornerons ici à l'exposé sommaire de son formalisme.

1.2 LE FORMALISME DU MODELE DE DRELL-YAN

La section efficace de production de paires de leptons obtenue par Drell et Yan après intégration angulaire est de la forme:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi \alpha^2}{3 M^2} \frac{1}{3} \sum_i e_i^2 (q_{h_1}^i(x_1) \bar{q}_{h_2}^i(x_2) + 1 \longleftrightarrow 2) \quad (I-1)$$

où :

M - masse de la paire de leptons,

α - constante de couplage électromagnétique,

e_i - charge électrique du quark i ,

x - fraction de l'impulsion longitudinale transportée par le quark,

q_h^i - probabilité d'avoir dans le hadron h un quark de saveur i transportant une fraction d'impulsion comprise entre x et $x+dx$,

$1/3$ - facteur de couleur (seulement les quarks de la même couleur s'annihilent).

L'expression (I-1) exprime que la section efficace de production hadronique d'une paire de leptons est donnée par le produit de la probabilité d'obtenir un quark et un antiquark avec les impulsions x_1 et x_2 et de la section efficace du processus élémentaire d'annihilation électromagnétique de la paire quark-antiquark. Nous rappelons que, dans ce modèle, le photon virtuel γ a une polarisation transversale ce qui conduit à une distribution en $1 + \cos^2\theta$, où θ est l'angle polaire entre un des leptons et la ligne de vol des quarks dans le repère qui leur est associé.

Nous notons d'autre part que le dilepton n'a pas d'impulsion transverse dans la mesure où on néglige l'impulsion transverse des quarks.

Les variables x_1 et x_2 contenues dans l'expression (I-1) représentent la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le quark et l'antiquark. Elles sont définies en fonction de la rapidité de la paire de leptons $y = 1/2 \ln(E+P_L/E-P_L)$, où E et P_L sont l'énergie totale et l'impulsion longitudinale de la paire, par les expressions :

$$\begin{aligned} x_1 &= \sqrt{\tau} e^y \\ x_2 &= \sqrt{\tau} e^{-y} \end{aligned} \tag{I-2}$$

Nous introduisons les quantités sans dimension τ et x_F définies comme suit:

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{M^2}{S} \\ x_F &= 2 \frac{P_L}{\sqrt{S}} \end{aligned} \tag{I-3}$$

où S est le carré de l'énergie totale et P_L l'impulsion longitudinale de la

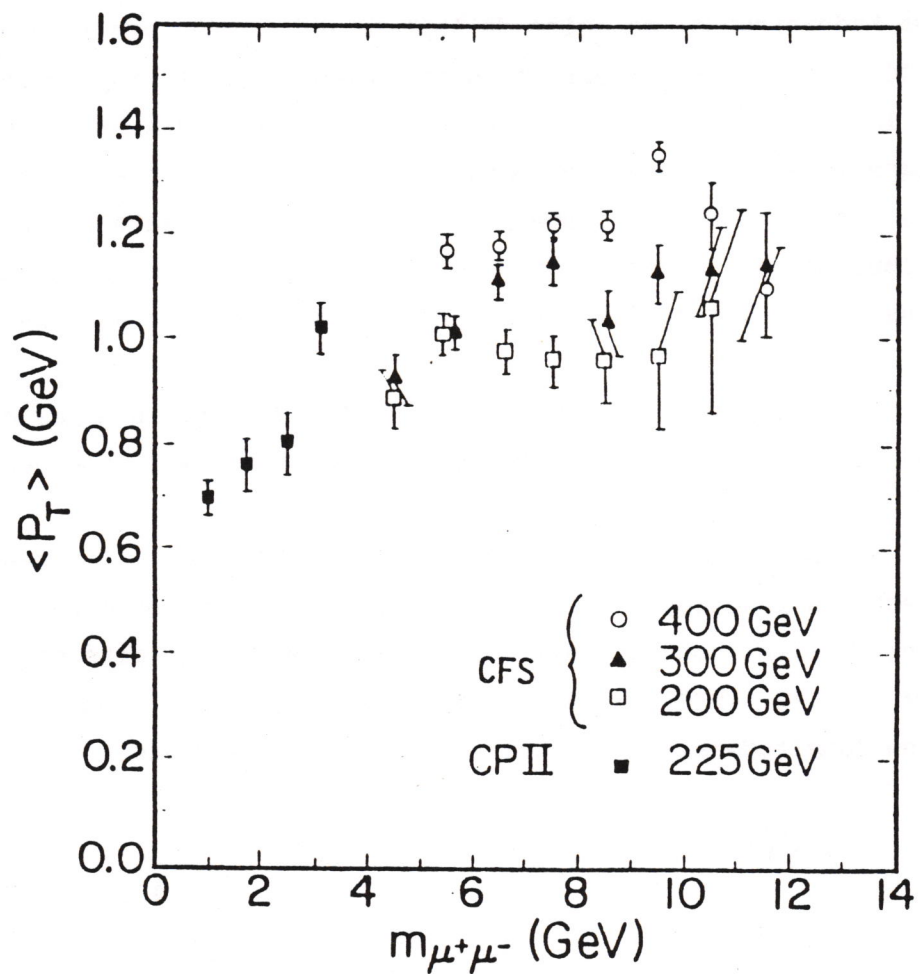


Figure I-2 : P_T moyen en fonction de la masse dans les collisions proton-noyau. Les données correspondent aux expériences CFS et CPII [2]

paire de leptons dans le centre de masse de la collision.

En négligeant la masse des quarks et dans le cas où l'impulsion transverse du dilepton est nulle, nous obtenons les relations :

$$\tau = x_1 x_2 \quad (I-4)$$

$$x_F = x_1 - x_2$$

Nous utiliserons dans la suite de cette thèse les notations présentées ci-dessus avec la définition (I-2) des variables x_1 et x_2 qui n'exclut pas l'existence d'une impulsion transverse pour le dilepton.

1.3 UN PROBLEME DU MODELE DE DRELL-YAN : L'IMPULSION TRANSVERSE

Dès la première expérience sur la production hadronique des dimuons [3], on a constaté que ceux-ci avaient une impulsion transverse contrairement à ce que peut prédire le modèle de Drell-Yan.

Plus tard, d'autres expériences ont montré que la distribution en impulsion transverse dépend de la masse du dilepton et de l'énergie incidente (voir, par exemple, figure I-2).

Si l'introduction d'un moment transverse intrinsèque des partons qui s'annihilent permet la production de dimuons avec une impulsion transverse non nulle, elle ne peut en aucun cas expliquer ces dépendances ni la grande valeur moyenne observée (de l'ordre de 1 GeV/c).

1.4 CONTRIBUTION DE QCD AU MECANISME DE DRELL-YAN

A présent, nous possédons un outil puissant -la Chromodynamique Quantique (QCD). QCD est une théorie de jauge des interactions fortes. Elle a été construite à l'image de l'Electrodynamique Quantique (QED), mais, contrairement à celle-ci, elle n'est pas abélienne et la constante de couplage α_s de QCD décroît en fonction d'une variable d'échelle : nous prenons usuellement pour celle-ci le carré du quadri-moment transféré (soit M^2 dans notre cas), mais ce choix n'est pas unique :

$$\alpha_s(M^2) = \frac{12 \pi}{(33-2n_f) \ln \frac{M^2}{\Lambda^2}} \left[1 - 0 \left(\frac{1}{\ln M^2} \right)^2 - \dots \right]$$

où n_f est le nombre de saveurs des quarks de masse inférieure au seuil.

Ceci est le résultat de la renormalisation de la théorie et implique la liberté asymptotique, qui permet la définition d'un développement perturbatif de la théorie en puissances de α_s dans les processus durs.

L'ordre zéro de ce développement perturbatif -le terme de BORN- correspond à l'ancien modèle des partons et les ordres supérieurs expliquent en partie les deux problèmes déjà cités du modèle de Drell-Yan. En outre, QCD prédit la violation de l'invariance d'échelle et permet de calculer les sections efficaces $d^2\sigma/dMdy$ et $d^3\sigma/dMdp_T^2dy$ au premier ordre du développement en α_s . Dans cette approximation, les calculs de la section efficace $d^2\sigma/dMdy$ [4,5] montrent qu'il faut corriger le résultat naïf de Drell-Yan par un facteur d'environ 1.8.

L'expérience NA10, conçue comme une expérience à haute statistique et grande acceptance, a pour but la vérification plus fine de ces prédictions de QCD ainsi que l'observation éventuelle d'effets de "higher-twist" [6].

Nos premiers résultats [7, 8] ont montré que l'approximation au-delà des logarithmes dominants au premier ordre QCD (NLLA) n'était pas suffisante pour décrire la section efficace $d^2\sigma/d\sqrt{\tau}dx_F$ expérimentale. Ceci peut être traduit par une fonction $K_{NLLA}(\sqrt{\tau}, x_F)$ définie par le rapport entre la section efficace expérimentale et la section efficace calculée théoriquement dans le cadre NLLA :

$$K_{NLLA}(\sqrt{\tau}, x_F) = \frac{\left[\frac{d^2\sigma}{d\sqrt{\tau} dx_F} \right]_{\text{exp}}}{\left[\frac{d^2\sigma}{d\sqrt{\tau} dx_F} \right]_{\text{NLLA}}}$$

Dans la figure (I-3) nous montrons nos résultats sur la fonction $K_{NLLA}(\sqrt{\tau}, x_F)$ pour quatre intervalles en $\sqrt{\tau}$. Cette observation a constitué un des résultats les plus importants des expériences de production hadronique des paires de leptons. Ceci traduit aussi l'observation expérimentale de la violation de l'invariance d'échelle. Dans les thèses [9] nous trouvons ces résultats décrits en détail.

En ce qui concerne cette thèse, nous nous intéressons à l'étude des distributions en impulsion transverse des dimuons et à leur comparaison aux prédictions actuelles de la QCD sur ce sujet, que nous détaillerons dans le Chapitre V.

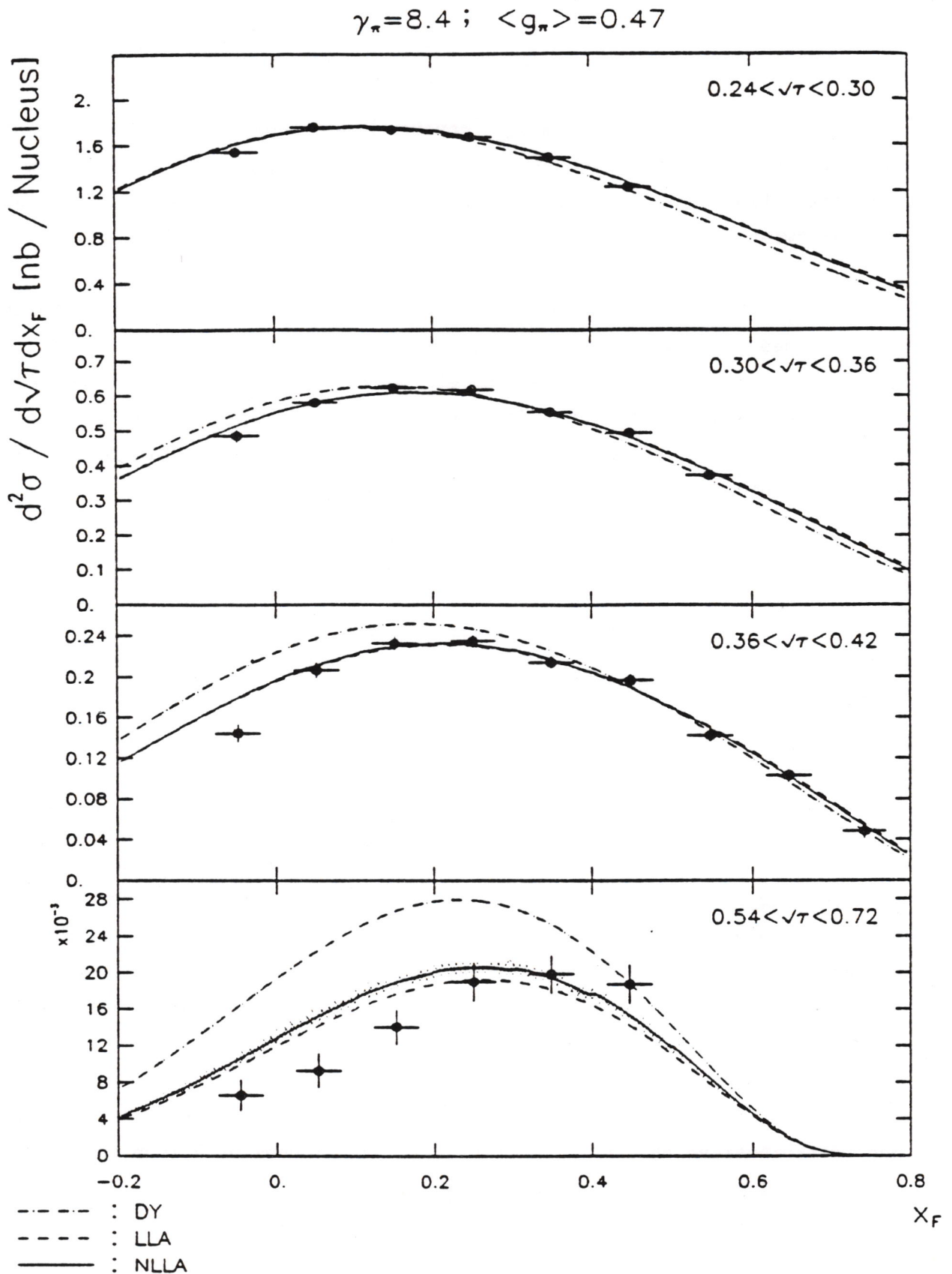


Figure I-3 : Comparaison entre nos mesures de la section efficace $d^2\sigma/d\sqrt{\tau}dx_F$ [7] et différentes approximations du modèle théorique ou on a appliqué un facteur $\langle K \rangle$ approprié. Les paramètres de la fonction de structure de valence du pion ont été ajustés pour l'intervalle $0.24 \leq \sqrt{\tau} \leq 0.42$ dans le cas de LLA et NLLA [8].