

ORSAY

AB

EX 9630

C1



24 JUN 1986

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051474

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 DE PAIRES DE MUONS
PRODUITS DANS LES INTERACTIONS $\pi^- W$ à 194 et 284 GeV/c.

due le 6 JUIN 1986 devant la Commission d'examen

MM J. HAISSINSKI President

G. MARTINELLI

J.-L. MEUNIER

R. SALMERON

D. TREILLE

J. Haissinski
G. Martinelli
J.-L. Meunier
R. Salmeron
D. Treille

Thesis-1986-Frazao Bordalo e Sa

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 $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM_T dy$ 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 toroïdal 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:

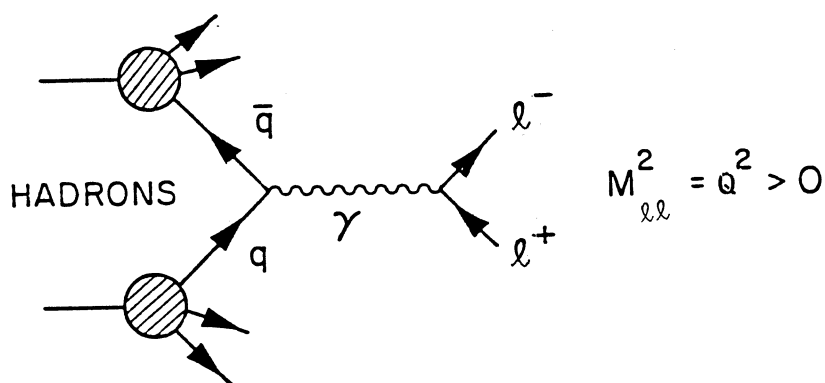


Figure I-1 : Mécanisme de Drell-Yan

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:

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

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 :

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

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

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

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

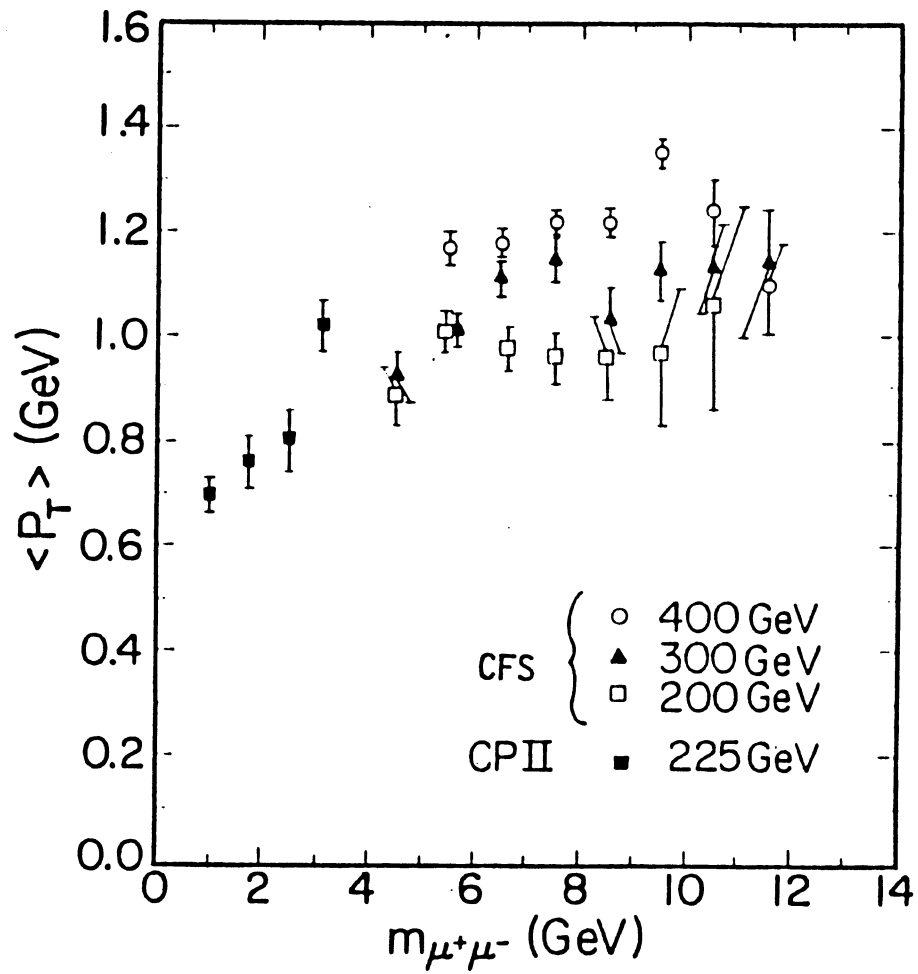


Figure I-2 : P_T moyen en fonction de la masse dans les collisions proton-noyau. Les données correspondent aux expériences CFS et CPII [2]

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 $d^3\sigma/dM dP_T^2 dy$ 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.

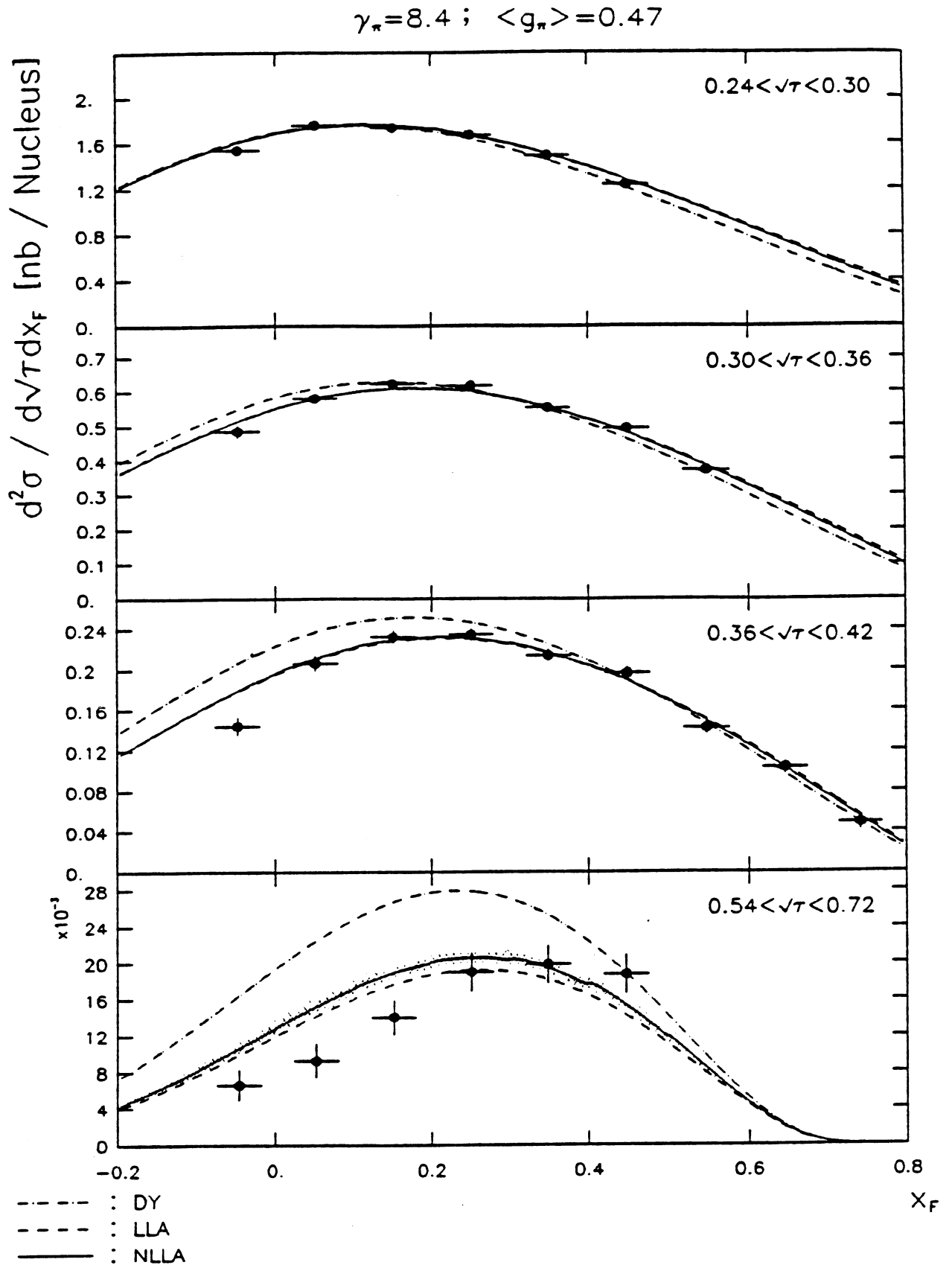


Figure I-3 : Comparaison entre nos mesures de la section efficace $d^2\sigma/d\sqrt{\tau}dx_F$ [7] et différentes approximations du modèle théorique ou on a appliqué un facteur $\langle K \rangle$ approprié. Les paramètres de la fonction de structure de valence du pion ont été ajustés pour l'intervalle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

CHAPITRE II

L'EXPERIENCE NA10 ET SON APPAREILLAGE

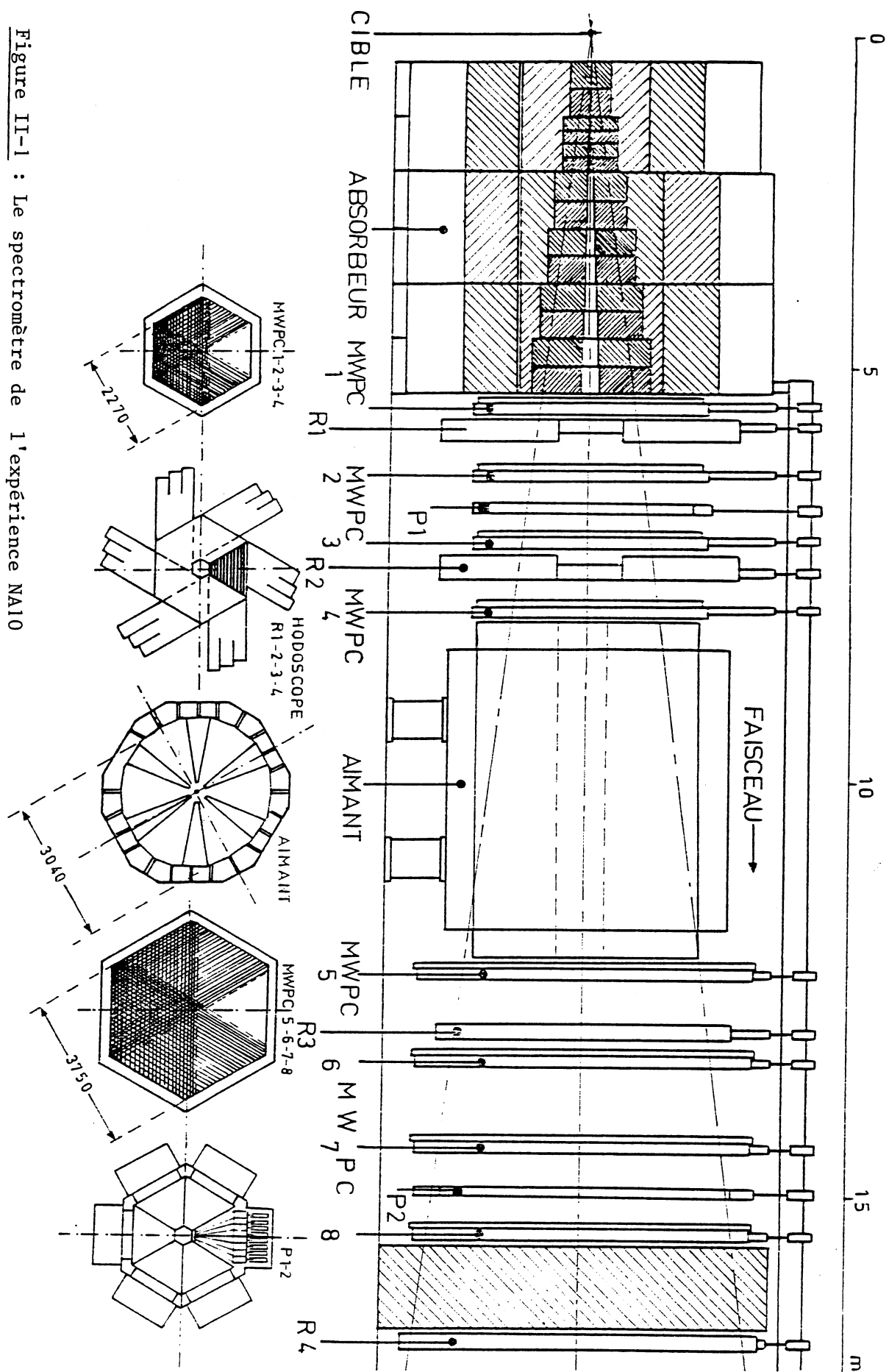
L'expérience NA10 appartient à la nouvelle génération des expériences de production hadronique de paires de muons. Le spectromètre a été décrit en détail dans la référence [10]; nous ferons un résumé de ses propriétés.

Ses caractéristiques principales sont la haute résolution en masse de la paire de muons, la possibilité d'utilisation de faisceaux de hadrons très intenses et une bonne acceptance à grande masse, permettant ainsi des expériences à grandes statistiques.

C'est en 1978 que le spectromètre NA10 a été conçu. Durant les deux années qui suivirent il a été construit et installé auprès du SPS. Dès 1980, une première expérience a été réalisée sur la dépendance en A du noyau de la section efficace de production de dimuons par des π^- de 284 GeV/c en utilisant des cibles de tungstène, cuivre et carbone [11]. Les années suivantes ont été consacrées à la prise de données avec différentes valeurs de l'énergie des π^- incidents.

Dans ce chapitre nous décrivons chacun des éléments qui composent le spectromètre NA10 (Fig. II-1) ainsi que les systèmes de déclenchement et d'acquisition des données.

Figure II-1 : Le spectromètre de l'expérience NA10



2.1 - LE FAISCEAU

Le spectromètre se situe dans le hall ECN3 utilisant NAHIF (North Area High Intensity Facility) auprès du SPS du CERN; il s'agit d'une zone spéciale, capable de recevoir des faisceaux très intenses.

Un faisceau de protons extraits du SPS d'intensité entre 2 et 5×10^{12} protons/burst produit le faisceau de pions sur une cible primaire (T8) de 500 mm de Beryllium. Un champ magnétique sélectionne la charge des pions et la bande d'énergie désirée, assez large en raison de la grande intensité souhaitée. Typiquement la résolution en impulsion est de l'ordre de 10%.

Pour cette thèse nous avons utilisé des données obtenues avec des pions négatifs aux deux énergies nominales de 200 GeV/c et 293 GeV/c. Le spectre en impulsion est montré dans les figures II-2.

Les caractéristiques du faisceau à ces deux énergies ont été les suivantes :

Tableau I-1

Impulsion (GeV/c)	Intensité moyenne (particules/burst)	Pourcentage des particules		
		π^-	K^-	$\bar{p}$
194 ± 19	$1 \sim 2 \times 10^9$	95.0	4.4	0.6
284 ± 28	$2 \sim 5 \times 10^8$	98.8	1.15	0.05

Il faut remarquer que nous utilisons un faisceau négatif non séparé en π^- , K^- et p . En raison de la grande intensité, il est impossible d'utiliser un CEDAR pour déterminer la nature des particules. Etant donné le grand pourcentage des π^- , la non séparation n'est pas grave; le même avantage ne se produirait pas pour un faisceau positif.

Le contrôle d'un faisceau intense n'est pas simple. Le système spécial dont nous disposons comprend les éléments suivants :

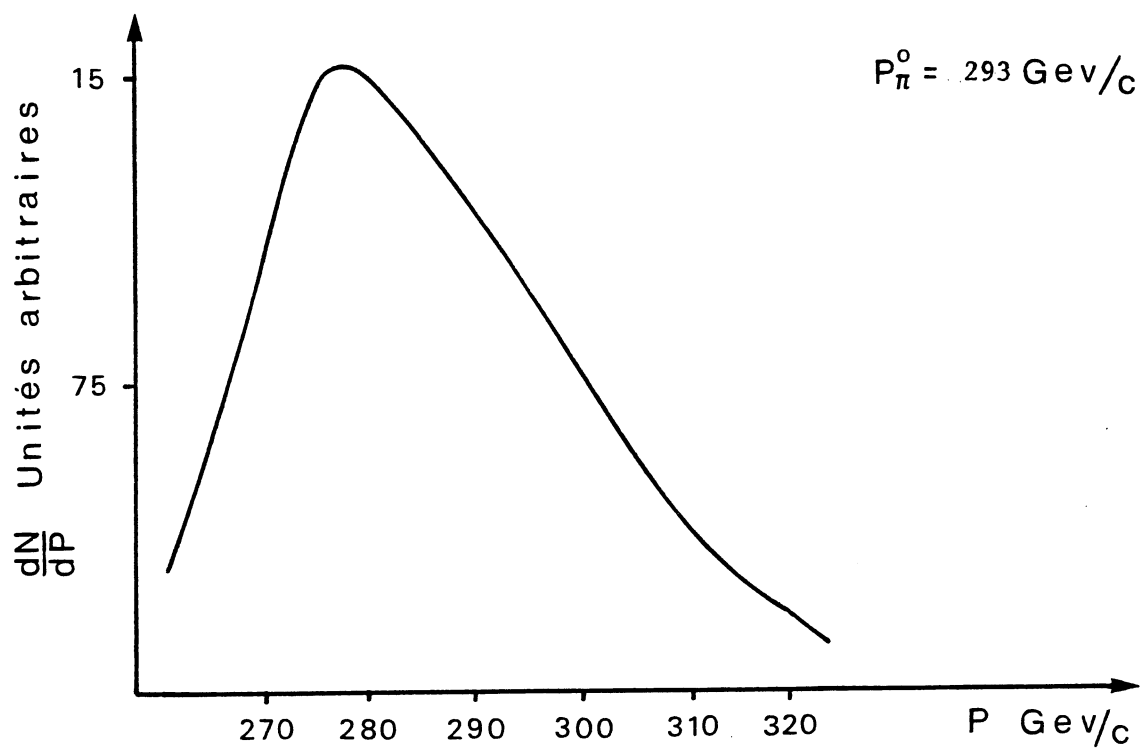
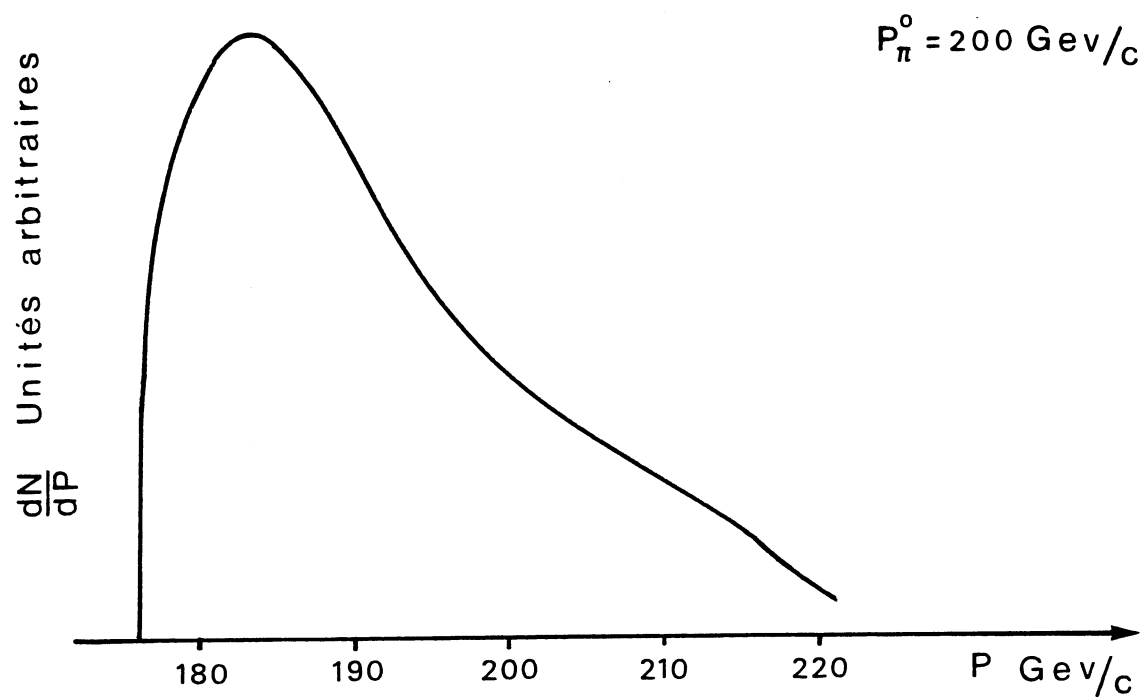


Figure II-2 : Spectre en impulsion des pions aux deux énergies nominales de 200 et 293 GeV/c .

- 4 chambres proportionnelles à fils distants de 0.1mm, 2 à 1 plan horizontal et 2 à 1 plan vertical. Entre les chambres sont interposés des aimants défecteurs;
- un système de 3 télescopes pointant vers la cible à 90°, deux horizontaux et un vertical, chaque télescope étant composé de 3 scintillateurs mis en coïncidence:
- 2 chambres d'ionisation à gaz (Argonium).

Nous décrivons ci-dessous comment cet ensemble donne le centrage du faisceau et mesure son intensité.

2.1.1 Centrage du faisceau

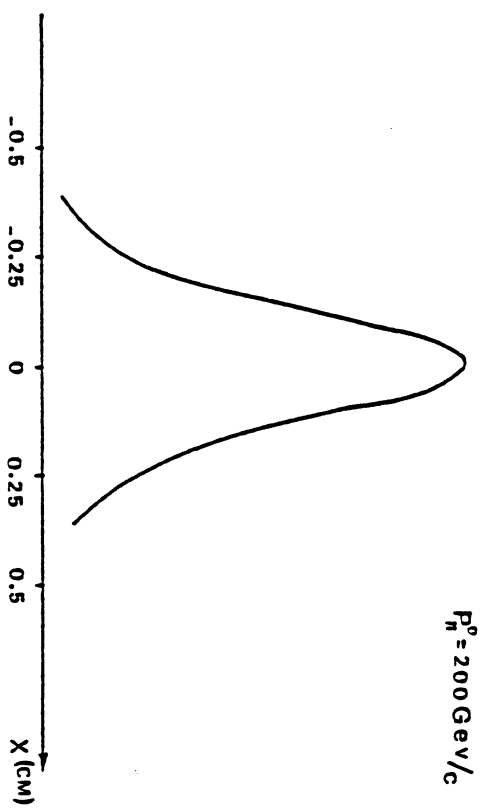
Le centrage initial du faisceau sur la cible se réalise à l'aide des télescopes à 90°. Pour chaque direction, horizontale et verticale, nous déplaçons le faisceau de façon à obtenir le plateau réponse des télescopes. A ce moment, avec les chambres proportionnelles à fils, nous définissons les valeurs de repère qui servent ultérieurement, pendant la prise des données, au contrôle précis du centrage du faisceau.

Les chambres permettent aussi de mesurer le profil du faisceau. Les dimensions du faisceau à la cible du tungstène sont données dans la tableau II-2: Les figures II-3 et II-4 montrent le profil horizontal (a) et vertical (b) du faisceau pour les deux énergies incidentes.

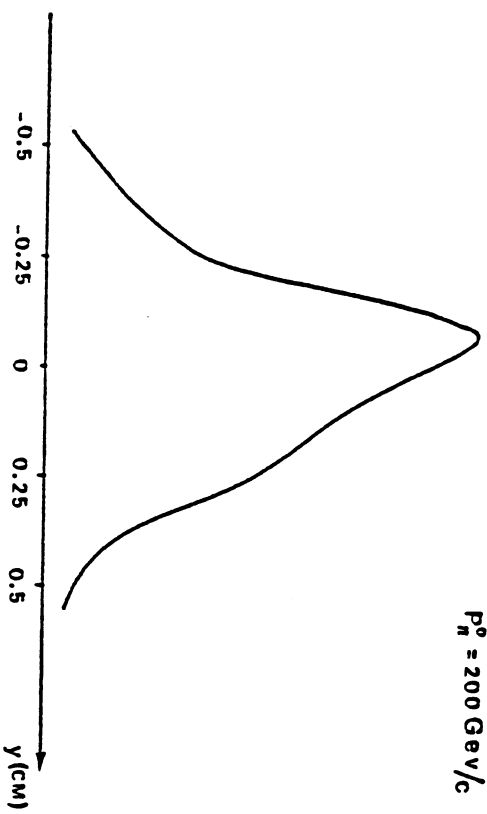
Tableau II-2

Dimension du faisceau de π^-

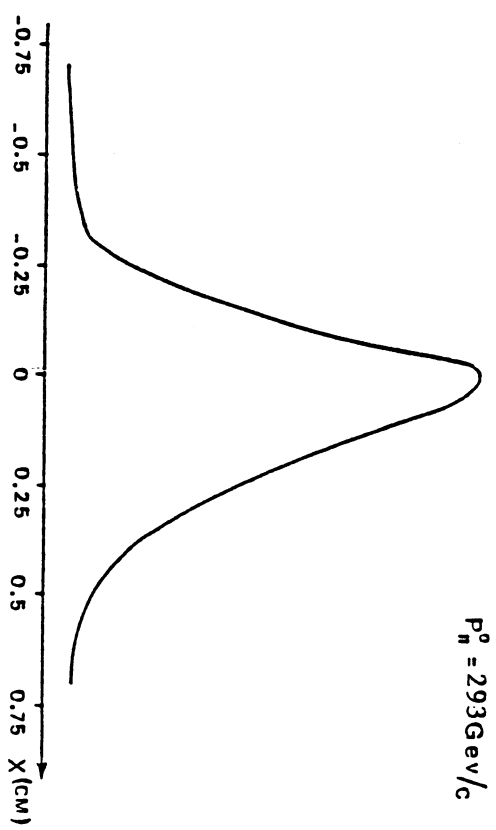
Impulsion	Dispersion latérale		Dispersion angulaire	
	σ_x	σ_y	$\sigma_{\theta x}$	$\sigma_{\theta y}$
194	1.3mm	2.2mm	≤ 1 mrad	1.1 mrad
284	1.8mm	3.1mm	0.6 mrad	0.4 mrad



$P_n^0 = 200 \text{ GeV}/c$



- 18 -



$P_n^0 = 293 \text{ GeV}/c$

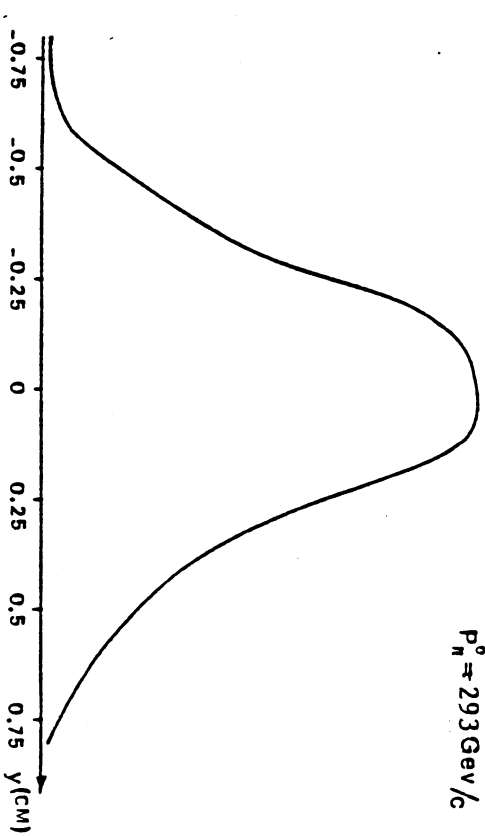


Figure II-3 : Profil du faisceau de π^- à l'impulsion de 194 GeV/c
a) profil horizontal
b) profil vertical

Figure II-4 : Profil du faisceau de π^- à l'impulsion de 284 GeV/c
a) profil horizontal
b) profil vertical

2.1.2 Mesure de l'intensité du faisceau

La mesure directe de l'intensité du faisceau par un scintillateur étant impossible, nous disposons de trois détecteurs indépendants.

Le détecteur principal est constitué par les chambres d'ionisation à argon, lesquelles sont calibrées à bas flux (10^7 particules/burst) par rapport à deux scintillateurs de 12 et 18mm de diamètre mis en coïncidence que nous introduisons dans le faisceau en aval de la chambre à calibrer.

La linéarité de réponse en fonction de l'intensité a été vérifiée à bas flux à l'aide des deux scintillateurs (fig. II-5). A haut flux elle est contrôlée en permanence par les télescopes à 90° , le rapport entre les comptages des 2 détecteurs doit être constant, et de temps à autre par des mesures d'activation d'une feuille de carbone que nous exposons dans le faisceau en amont de la cible, pendant 1 burst. Une dernière vérification de la linéarité de réponse à haut flux des chambres d'ionisation a été faite avec les protons de 400 GeV/c en comparant avec le moniteur voltmètre de la cible primaire (voir fig. II-6). Le résultat de ce système est la connaissance de l'intensité du faisceau avec une précision de 4%.

Nous avons deux chambres d'ionisation à l'argon, l'une d'entre elles étant placée en amont de la cible liquide (Deutérium). Le rapport entre les comptages des deux chambres dépend de la quantité du faisceau absorbé par la première cible. Ce rapport constitue un excellent moniteur de la densité de la cible de Deutérium.

2.1.3 Le bruit de fond des muons

Un grand inconvénient de tous les faisceaux de pions est le halo de μ de désintégration qui les accompagne. Dans notre expérience, cet inconvénient est plus grand puisque nous nous proposons de mesurer des

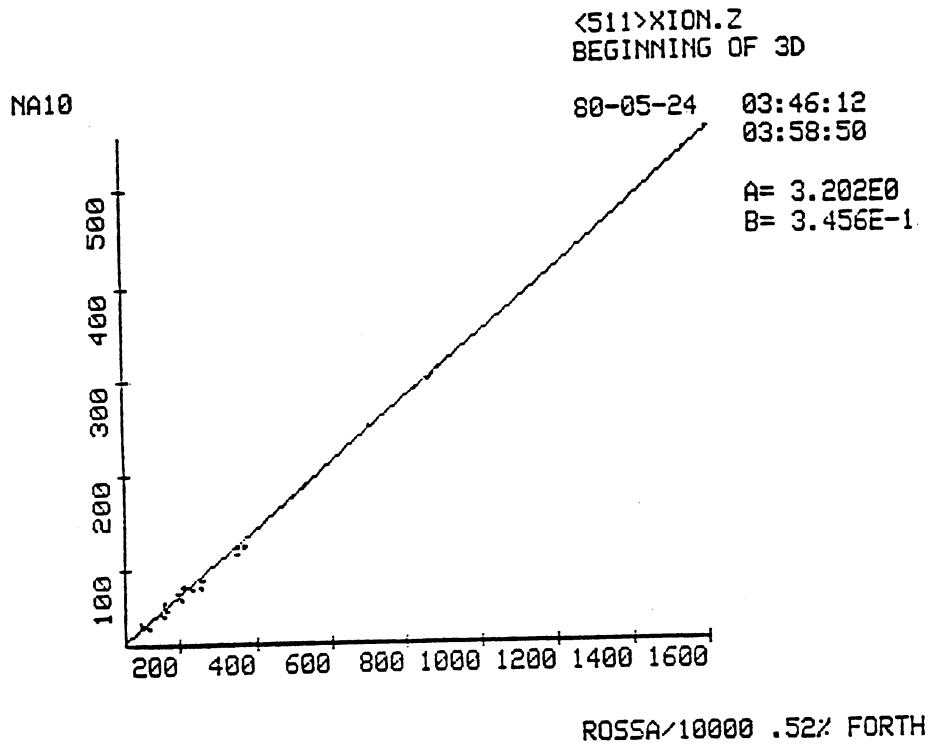


Figure II-5 : Calibration à bas flux de la chambre d'ionisation (NA10) à l'aide d'un compteur (ROSSA)

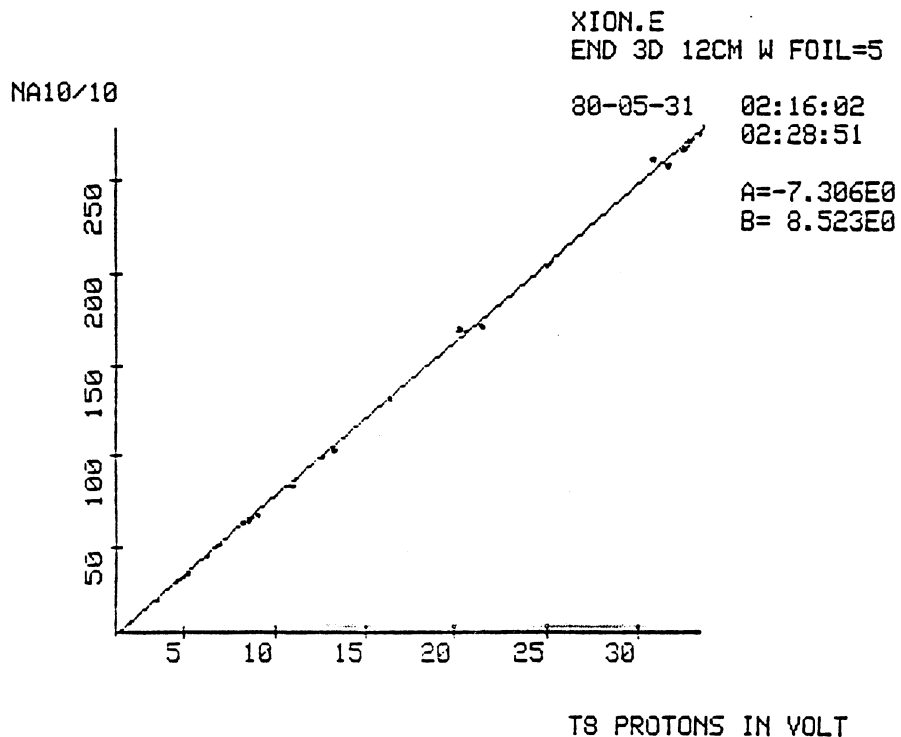


Figure II-6 : Calibration à haut flux de la chambre d'ionisation (NA10) à l'aide des protons de 400 GeV/c dont l'intensité est mesurée avec un voltmètre dans la cible primaire T8.

paires de μ , nous verrons plus tard comment notre système de déclenchement réduit ce problème.

Afin de diminuer l'impact de ce halo sur l'appareillage, il existe des aimants défecteurs le long de la ligne du faisceau. Mais une grande quantité de muons subsiste néanmoins.

Globalement, l'intensité du halo par m^2 est de 1% du nombre de pions incidents. Mais il n'est pas uniforme, la région la plus chaude se localise dans le plan horizontal du côté positif de l'axe des x. Pour éviter une saturation des chambres à fils, nous avons désensibilisé cette région, soit de 14° autour de cet axe-là (voir figure II-7); la forme de cette région associée au trou central également insensibilisé nous a conduits à la nommer "trou de serrure".

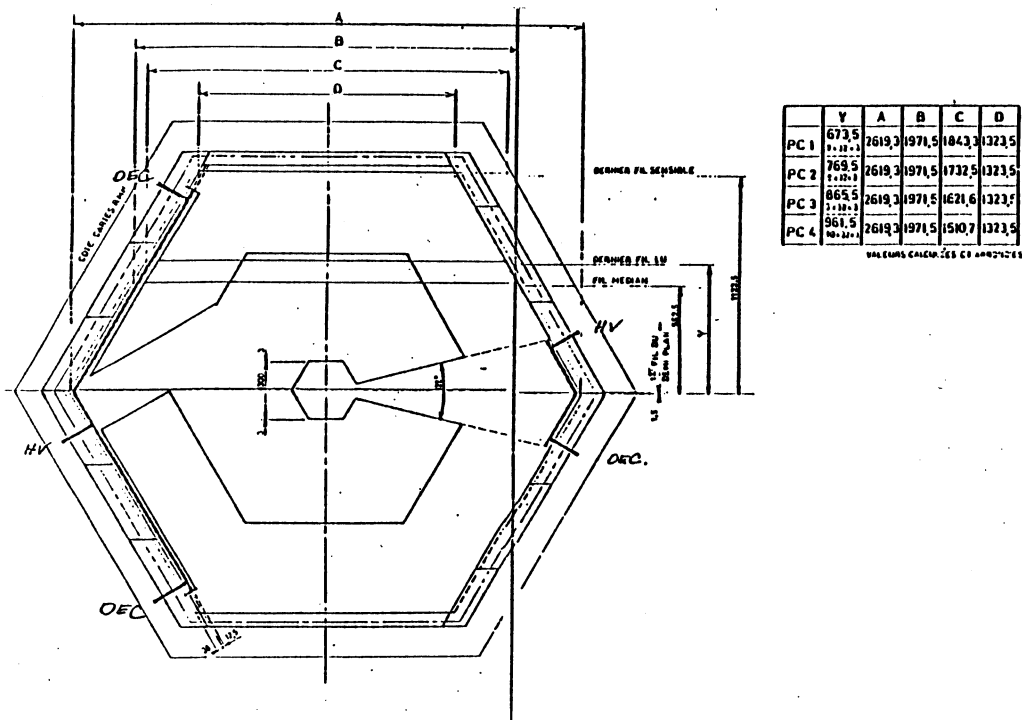


Figure II-7 : Chambres proportionnelles à fils
Définition de la région active.

2.2 CIBLE

Le choix du matériau de la cible a été fait de façon à obtenir de grandes luminosités. Nous avons utilisé deux cibles en tungstène de longueurs différentes pour l'étude des réinteractions.

Une cible en deutérium placée à 2 mètres en amont de la cible lourde a été utilisée à partir de 1983. La comparaison de la production des dimuons dans les deux cibles est en cours d'analyse [9a].

Les caractéristiques des cibles sont données dans le tableau ci-dessous :

Tableau II-3

cible	ℓ (cm)	A	ϕ	ρ (g/cm ³)	σ_a (mb)	λ_a (cm)	ℓ_{eff} (cm)	$N_{\text{eff}} \times 10^{23}$
W	5.6	183.85	18	19.17±0.06	1369±88	11.63±0.76	4.44±0.06	513± 7
W	12.0	183.85	18	18.26±0.06	1369±88	12.21±0.79	7.64±0.20	840±22
D ₂	120.0	2.02	30	0.165±0.003	45±2	448 ±24	105.3±0.72	105± 2

où ℓ = longueur de la cible

A = nombre de masse

ϕ = diamètre

ρ = densité

σ_a = section efficace d'absorption [12]

λ_a = longueur moyenne d'absorption

ℓ_{eff} = longueur effective de la cible

$$\ell_{\text{eff}} = \int_0^{\ell} e^{-x/\lambda_a} dx = \lambda_a (1 - e^{-\ell/\lambda_a})$$

N_{eff} = nombre effectif de nucléons dans la cible

$$N_{\text{eff}} = N_A \times \ell_{\text{eff}} \times \rho$$

N_A = Nombre d'Avogadro

2.3 LE SPECTROMETRE

Les éléments du système de détection sont (Fig. II-1):

- . 1 absorbeur de hadrons de 4.8m de longueur
- . 8 chambres proportionnelles à fils
- . 4 hodoscopes de déclenchement
- . 1 aimant
- . 1 mur de fer de 1.6m d'épaisseur

L'originalité principale de ce spectromètre est son aimant à champ toroïdal dans l'air. Sa symétrie hexagonale a donné en conséquence la forme hexagonale des chambres et hodoscopes. En plus, l'appareillage peut être dilaté ou contracté selon l'énergie du faisceau de telle façon que les domaines physiques acceptés restent les mêmes.

2.3.1 L'absorbeur et le mur de fer

La fonction de l'absorbeur est d'absorber les hadrons, électrons et photons produits dans la cible, ainsi que la partie du faisceau qui n'a pas interagi, ne laissant passer que les muons.

Il comprend deux parties principales (fig. II-8) : l'une formée de cylindres de carbone et de fer de longueurs 3.2 et 1.6 mètres, respectivement, qui couvrent l'acceptance angulaire des muons; l'autre d'un noyau central conique très absorbeur en tungstène et uranium de 4.0 mètres de longueur totale placé à la fin d'un trou central de 80cm de longueur. Ces deux parties sont entourées par des blocs de fer et de béton.

Le carbone a été choisi pour diminuer la diffusion multiple qui détériore la résolution en masse des dimuons. En effet d'une façon approximative:

$$M^2 \sim 2 P_1 P_2 (1 - \cos \Theta)$$

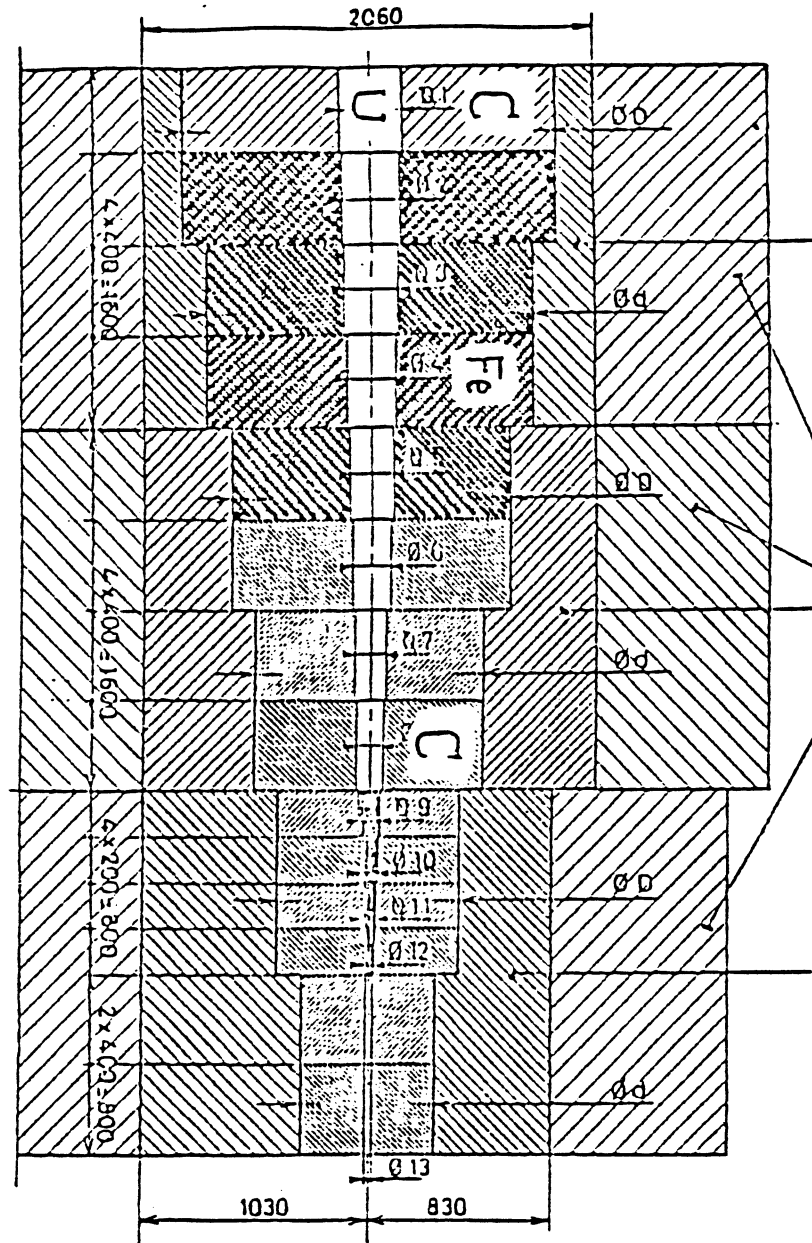


Figure II-8 : Absorbeur de hadrons

où M = masse du dimuon
 Θ = angle entre les deux muons
 P_1, P_2 = impulsion de chaque muon.

La diffusion multiple affecte la mesure de Θ , et la perte d'énergie affecte la connaissance de P_1 et P_2 .

D'un autre côté l'absorbeur doit avoir environ 18 longueurs d'absorption pour les valeurs d'intensité utilisées. Un absorbeur fait avec du carbone seulement devrait avoir une trop grande longueur, 7 mètres, ce qui diminuerait l'acceptance. Le problème a été résolu avec l'introduction de 1,6 mètres de fer à la fin de l'absorbeur; le fer mis à cette position ne dégrade presque pas la résolution en masse (Fig. II-9). Celle-ci est de 3% pour une masse de 10 GeV/c.

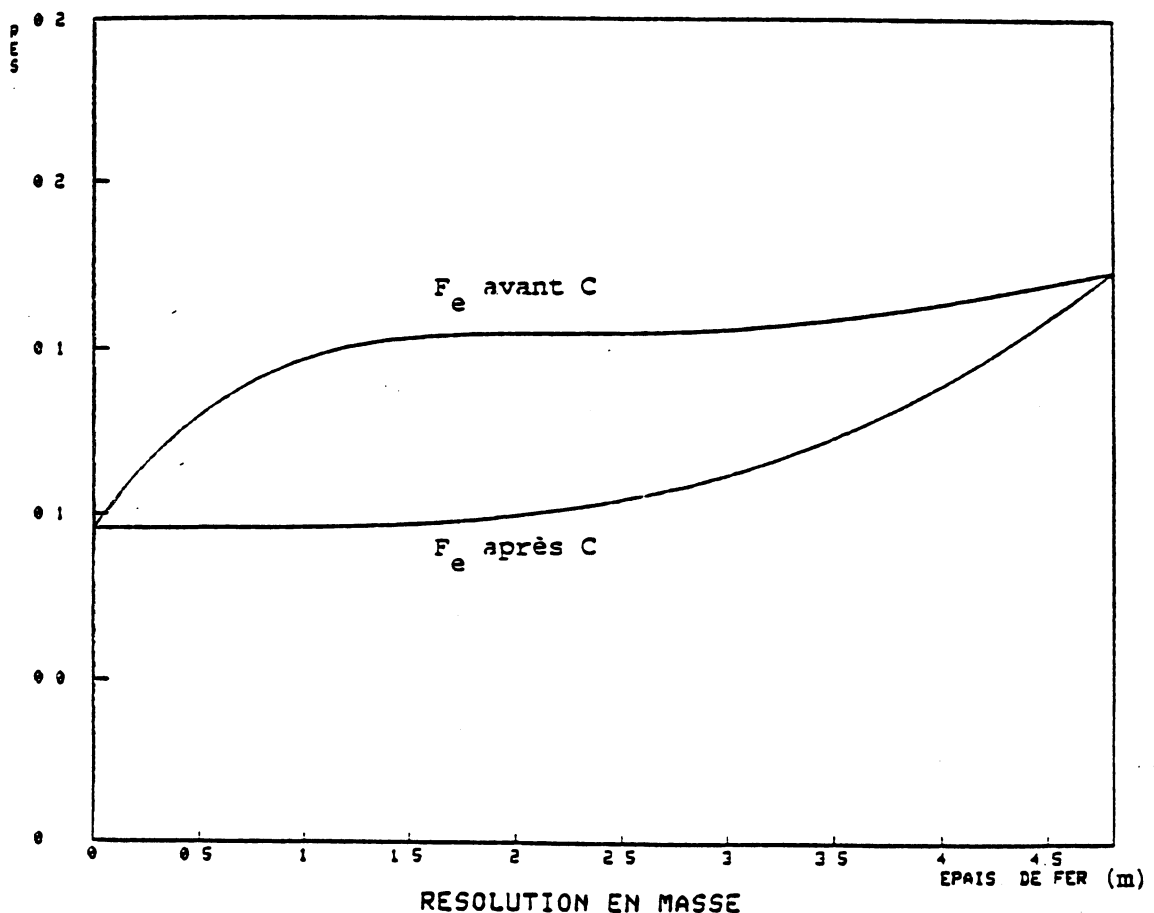


Figure II-9 : Résolution en masse en fonction de l'épaisseur de fer dans l'absorbeur

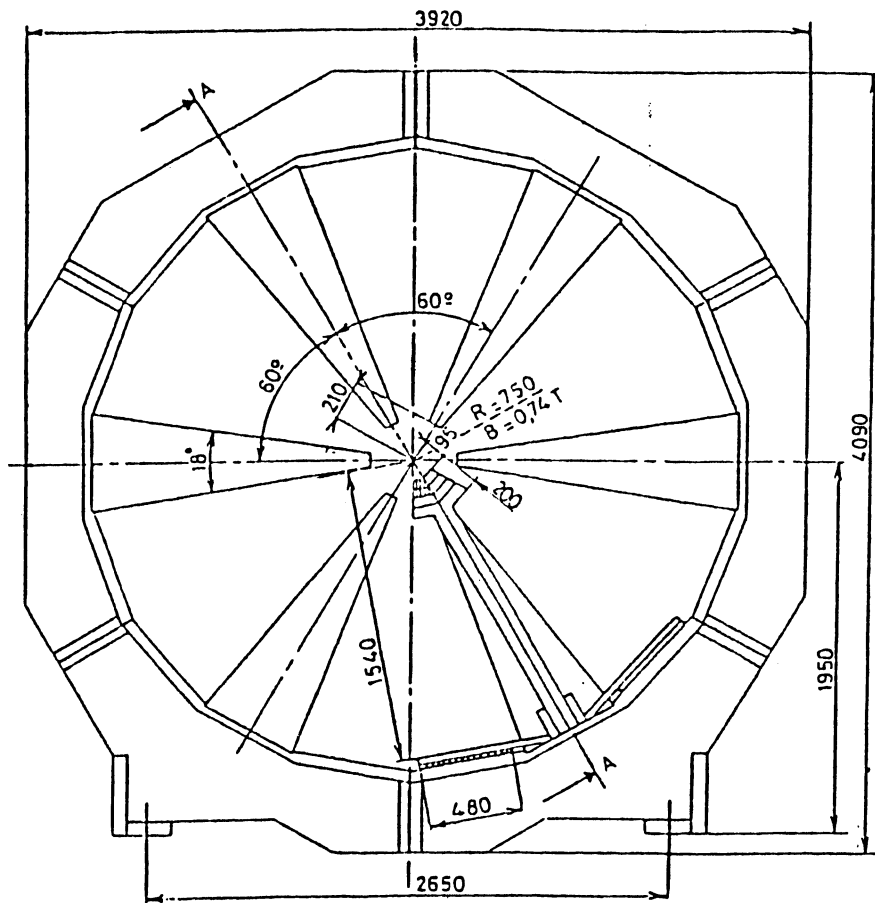
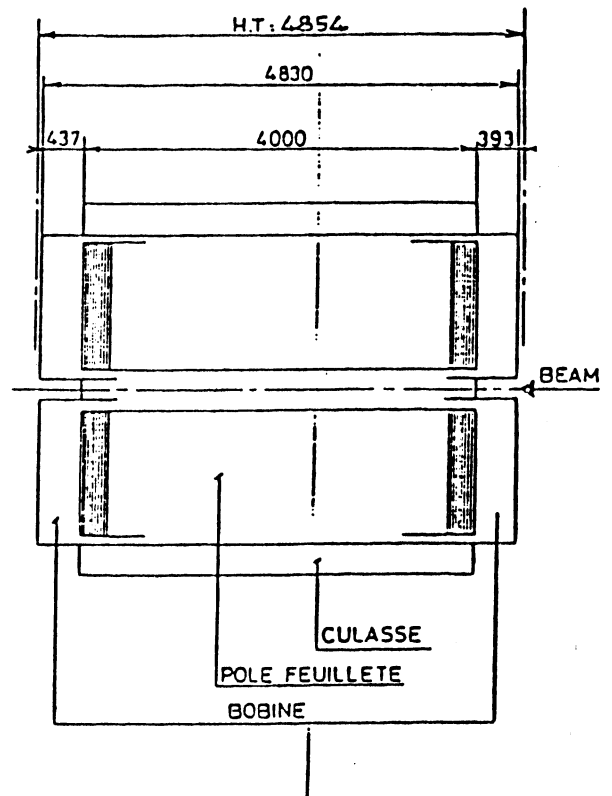


Figure II-10 : Aimant toroïdal



La position et la géométrie de l'absorbeur ont été aussi soigneusement étudiées. D'un côté, il faut qu'il soit assez proche de la cible pour que les π et les K n'aient pas la possibilité de se désintégrer en μ , contribuant ainsi au bruit de fond. Il est placé à 40cm en aval du centre de la cible lourde. D'un autre côté, il doit être assez loin pour ne pas fonctionner comme une cible où des dimuons seraient produits avec des vertex très proches de la vraie cible. Le trou éloigne le point d'impact sur l'absorbeur des particules du faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible.

Nous verrons plus loin qu'un dimuon produit au-delà de 1.2 mètres en aval de la cible lourde ne déclenche pas l'acquisition. Ceci a été vérifié expérimentalement en prenant des données sans cible.

Un deuxième filtre à muons existe à la fin du spectromètre, avant le dernier hodoscope; il consiste en un mur de fer de 1.6m de largeur.

2.3.2. L'aimant

La mesure des impulsions des muons se fait à l'aide d'un aimant à champ toroïdal, de symétrie hexagonale, de 4.8m de longueur et 2m de rayon, dont la région utile se situe entre 30 et 154cm de rayon. Le champ magnétique est obtenu par un courant pulsé de 10 000 ampères parcourant chacune des 6 bobines qui entourent les 6 sextants en fer (Fig. II-10). A part ces secteurs en fer qui couvrent un angle azimutal de 18° chacun, le champ magnétique est dans l'air.

Le champ obéit à la relation :

$$\vec{B} = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\varphi$$

où

r - distance à l'axe de l'aimant

B_0 - constante = 0.5475 Tesla-mètre

φ - angle azimutal.

$\vec{e}_\varphi$ - vecteur unitaire tangent au cercle de rayon r .

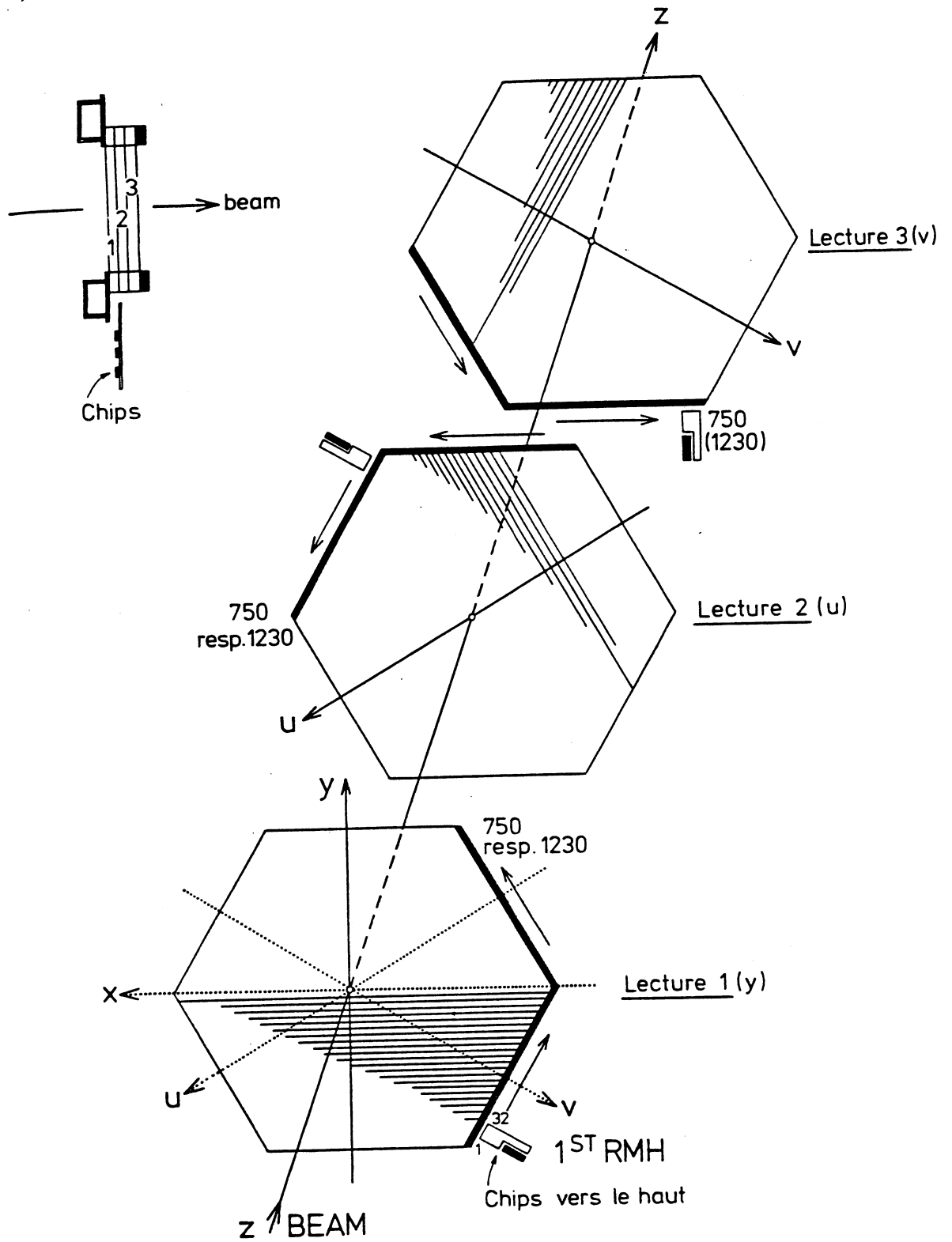


Figure II-11 : Chambres proportionnelles à 3 plans de fils
(y, u, v)

La trajectoire d'une particule qui pénètre le champ dans un plan qui contient l'axe du faisceau est défléchie sans que son azimuth soit changé. La trajectoire a une déflexion angulaire inversement proportionnelle à l'impulsion transverse de la particule :

$$\alpha = \frac{b}{P_T}$$

où

α - angle de déflexion

P_T - impulsion transverse de la particule

b - constante dépendant de B_0 et de la position de l'aimant:

- 0.067 GeV/c pour la configuration 200 GeV

- 0.061 GeV/c pour la configuration 300 GeV.

C'est précisément à cause de cette propriété qu'on a choisi un champ toroïdal. Car, quand une particule de masse M se désintègre en deux particules 1 et 2 de masses négligeables par rapport à leurs énergies, M est donnée approximativement par la somme des deux impulsions transverses de 1 et 2 :

$$M \simeq P_{T1} + P_{T2}.$$

Nous verrons dans le chapitre suivant que cette relation est utilisée pour sélectionner les événements d'après les valeurs de P_{T1} et P_{T2} mesurés au niveau du déclenchement.

2.3.3. Les chambres proportionnelles à fils

La mesure des trajectoires des particules est effectuée par huit chambres proportionnelles à fils, quatre de chaque côté de l'aimant. Les chambres ont une symétrie hexagonale (Fig. II-7). Celles en amont de l'aimant mesurent 1.3m de rayon, celles en aval ont un rayon de 2m.

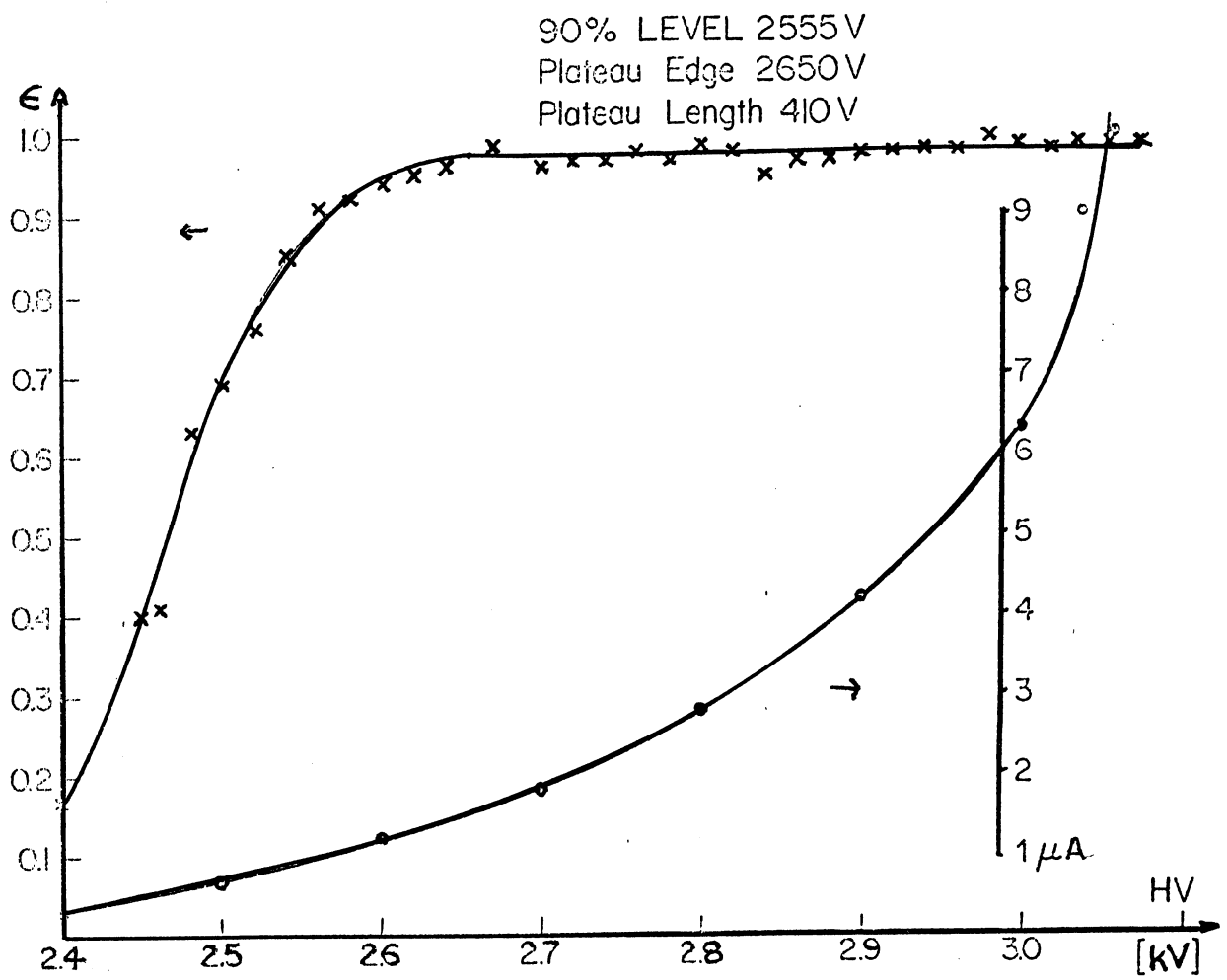


Figure II-12 : Efficacité des chambres en fonction de la haute tension et courant résultant d'après une source de Ru de $300\mu C$.

L'espacement entre les fils est de 3mm et il existe 3 plans de fils indépendants qui donnent les coordonnées y, u et v, les angles entre les directions des fils étant de 60°. (Fig. II-11). Il y a un total de 20 000 fils actifs.

Le plan de fils est placé entre deux cathodes de mylar graphité, à une distance de 6mm. Le potentiel appliqué est de -2800V et pendant le temps entre deux paquets de faisceau il est baissé à -2400 V. La figure II-12 donne l'efficacité des chambres en fonction de la haute tension.

Les zones de plus grand flux de muons du halo ont été rendues insensibles en y appliquant une tension de -2200V.

Les chambres sont alimentées par un mélange gazeux d'argon (80%), isobutane (19,8%) et fréon (0,2%) qui est contrôlé en permanence pendant la prise des données.

La lecture se fait par des groupes de 32 fils connectés à des préamplificateurs d'où sortent des câbles de 120m de longueur, qui retardent les signaux et les transmettent au RMH ("Receiver-Memory-Hybrid") [13]. Ces modules de circuit hybride discriminent et amplifient les signaux. En cas d'événement accepté leur information est transmise à une mémoire à la vitesse rapide de 150ns par mot de 16 bits (voir section 2.4.2). Il y a 660 modules RMH dans 34 chassis organisés en 8 branches, une par chambre.

2.3.4. Les hodoscopes

Tous les hodoscopes ont la forme hexagonale et sont divisés en 6 sextants. Les 4 hodoscopes, R1, R2, R3, R4 ont les compteurs disposés parallèlement aux bords (voir figure II-13a); les 2 hodoscopes P1, P2 ont 8 compteurs par sextant disposés radialement (Fig. II-13b).

Les scintillateurs sont du NE110 (Scotland) avec 1cm d'épaisseur. La collection de lumière est faite par des guides de lumière de

plastique connectés à des photomultiplicateurs dont le gain est stable aux variations de flux de 10^4 à 10^7 Hz; les trois derniers dynodes ont un surplus de tension (booster) afin d'éviter une saturation du courant anodique. Un préamplificateur rapide augmente par un facteur 10 le signal collecté avant qu'il soit transmis et discriminé. La construction des hodoscopes a tenu compte du fait qu'ils doivent supporter un taux flux de particules, jusqu'au maximum de 10^7 Hz.

2.3.4.1. Hodoscopes R

Ils appartiennent au système de déclenchement standard. Les hodoscopes R1 et R2 situés en amont de l'aimant sont construits de telle sorte que deux compteurs correspondants R1 et R2 en coïncidence pointent vers la cible. Leur largeur augmente avec la distance au centre selon la relation d'homothétie:

$$\ell_n = \ell_1 \rho^n$$

où

ℓ_n = largeur du $n^{\text{ème}}$ compteur
 ℓ_1 = largeur du 1^{er} scintillateur
 ρ = 1.043 pas de la progression géométrique.

L'homothétie entre les deux détecteurs par rapport à la cible subsiste quelque soit la configuration de l'appareillage utilisée : il suffit pour cela de les placer à des distances (Z_{Ri}) de la cible dont le rapport est une puissance entière n de ρ et donc égale au rapport entre les largeurs des paires de compteurs en coïncidence.

Pour les deux configurations de l'appareillage ici étudiées, nous avons utilisé les valeurs suivantes :

Configurations	Z_{R1} (cm)	Z_{R2} (cm)	$n: \frac{Z_{R2}}{Z_{R1}} = \rho^n$	numéro du 1 ^{er} compteur de R1 utilisé
200 GeV/c	560	720	6	7
300 GeV/c	560	780	8	5

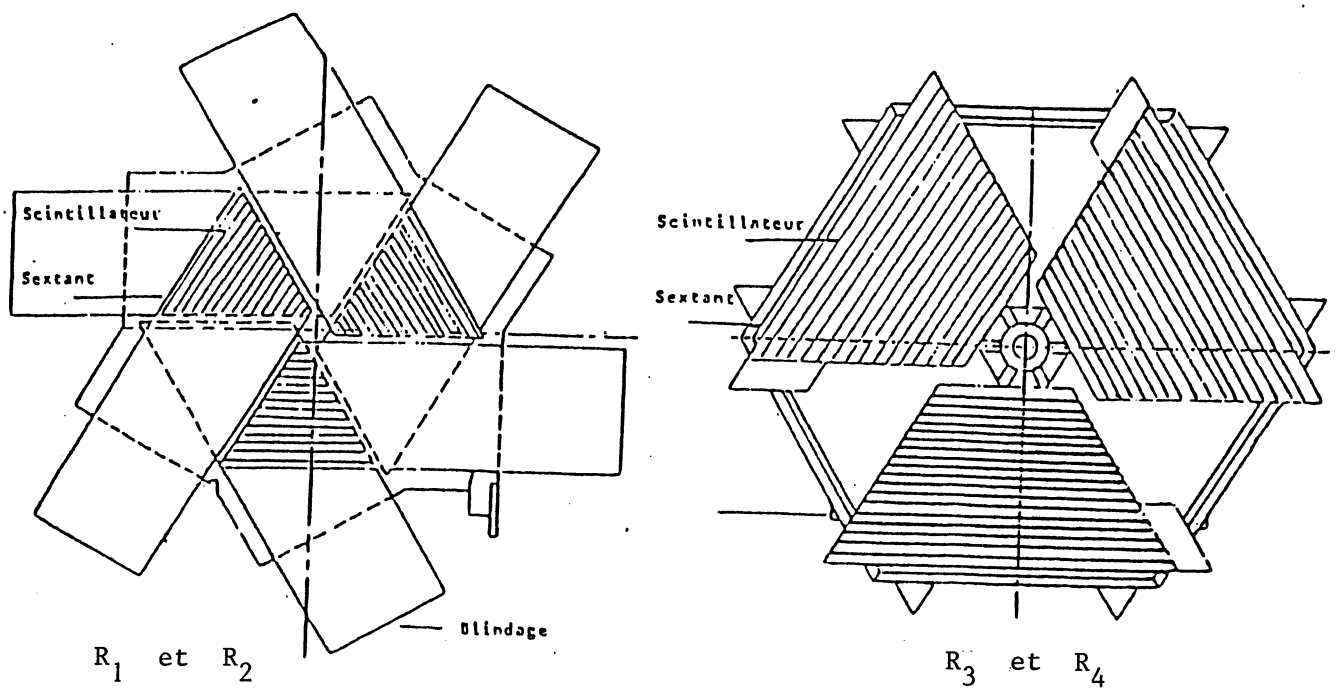


Figure II-13 a: Les hodoscopes R

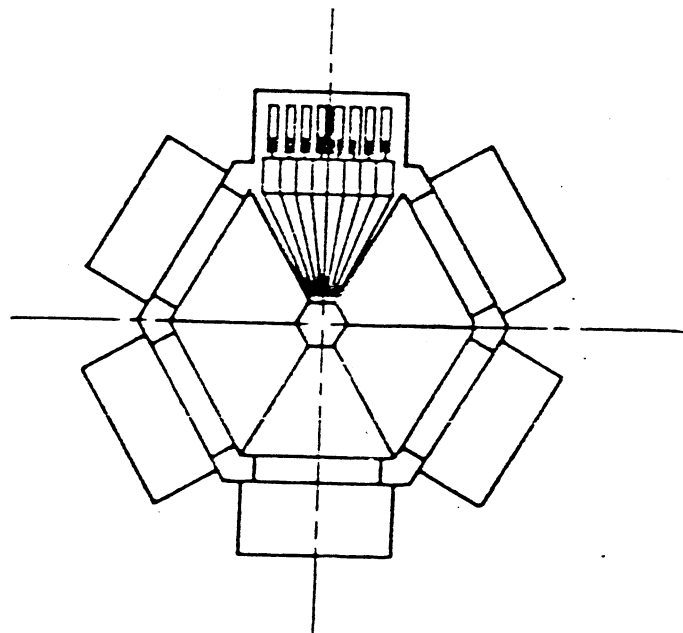


Figure II-13 b: Les hodoscopes P

Afin d'éviter une inefficacité due à la diffusion multiple des traces dans l'absorbeur, les compteurs de R1 sont légèrement plus larges et se recouvrent de quelques millimètres.

L'image de la cible vue par une paire de scintillateurs n'est pas ponctuelle. La Figure II-14 donne l'acceptance au vertex de la coïncidence $R1_i.R2_i$.

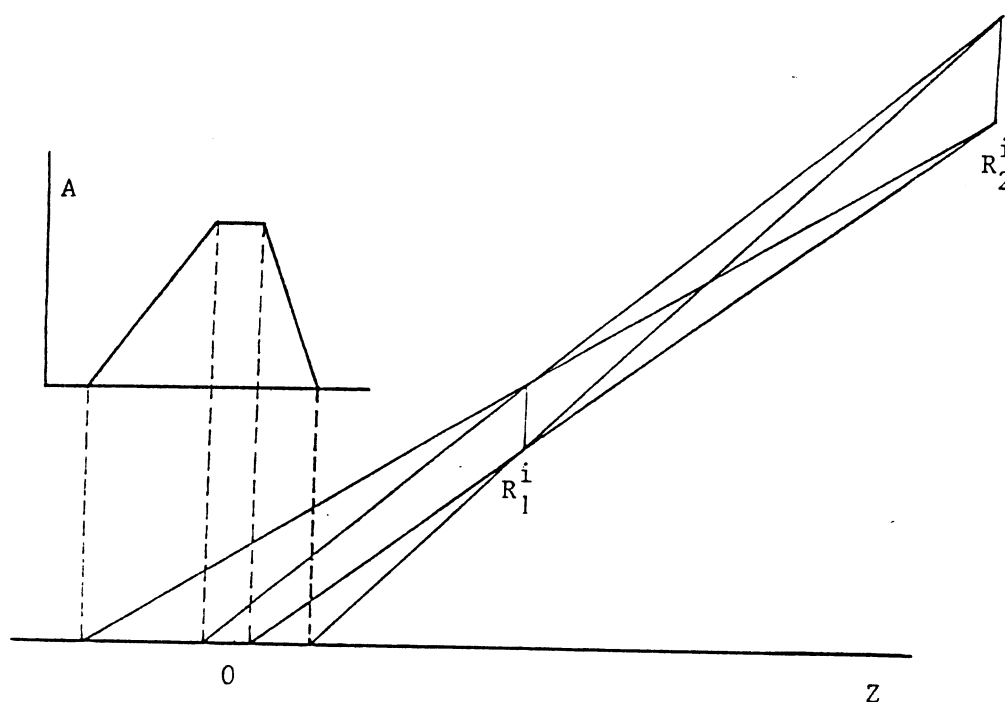


Figure II-14 : Acceptance au vertex de la coïncidence $R1.R2 = V$

Les hodoscopes R3 et R4 situés en aval de l'aimant servent à la détermination en ligne de l'impulsion transverse des muons. La largeur des compteurs de R3 et R4 est constante et égale à 5.5cm, en conjonction avec l'information donnée par R1 et R2. Les sextants de R3 ont 24 compteurs, ceux de R4 en ont 32. La résolution en impulsion transverse d'une particule mesurée par la coïncidence $R1.R2.R3.R4$ est de 10 à 20%.

Les signaux des compteurs sont mémorisés dans les modules RMH organisés dans une branche unique.

2.3.4.2 Hodoscopes P

Ces hodoscopes ont été construits pour être mis en coïncidence avec les hodoscopes R pour le déclenchement au cas où le bruit de fond serait trop élevé. La coïncidence entre deux compteurs de P_1 et P_2 introduit la contrainte qu'une trace doit rester dans un plan d'azimut constant et réduit les accidentelles. On n'a jamais eu besoin de les utiliser dans le déclenchement; ils ont été utilisés pour l'estimation des inefficacités des hodoscopes R et du système de déclenchement.

2.4 DECLENCHEMENT ET ACQUISITION

La sélection des données doit être faite sur des muons correspondants à une paire de muons de haute masse. Les points de départ d'une telle sélection sont l'élimination de:

- a) toute autre particule à part les μ ;
 - b) μ dus à la désintégration des π et des K produits à la cible;
 - c) μ du halo du faisceau;
 - d) paires de μ produits dans l'absorbeur;
 - e) paires de μ provenant de la désintégration des résonances de petite masse et de grande section efficace de production (ρ , ω , φ). la résonance ψ est acquise pour le calcul de la normalisation.
- Le premier point est satisfait par les filtres à muons : l'absorbeur et le mur de fer;

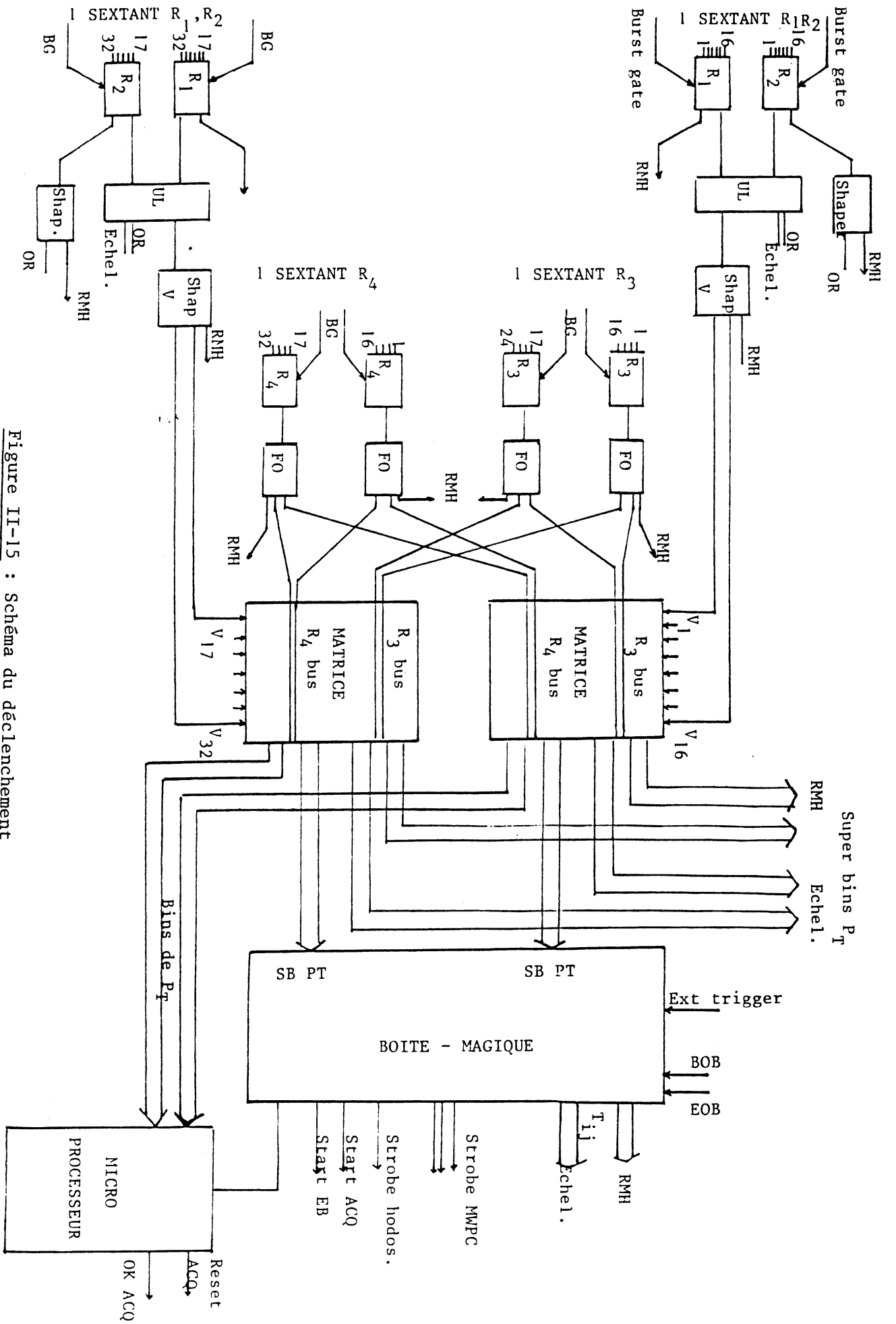


Figure II-15 : Schéma du déclenchement

- Le deuxième point requiert une petite distance entre la cible et l'absorbeur de façon à absorber les π et les K avant qu'ils se désintègrent. La distance entre la cible de tungstène et l'absorbeur est de 40cm;
- La satisfaction des autres points est obtenue par la logique du déclenchement que nous allons décrire par la suite.

2.4.1 Les éléments de la logique du déclenchement

Le système de déclenchement est basé sur le fait que :

- dans l'acceptance du spectromètre, la masse du dimuon est approximativement égale à la somme des impulsions transverses de chaque μ

$$M \simeq P_{T1} + P_{T2}$$

- dans un champ toroïdal, les impulsions transverses P_T des particules sont obtenues à partir de l'angle de déflexion α des traces (voir 2.3.2).

$$P_T = b/\alpha$$

Il faut aussi considérer que le pouvoir de décision doit être rapide pour qu'il puisse agir en temps utile sur l'acquisition des événements produits à haut flux incident.

Le schéma de la logique est représenté dans la figure II-15, et il comprend les parties suivantes:

- coïncidence $R1 * R2 = V$
- matrice de corrélation
- boîte magique
- event-buffer et microprocesseur

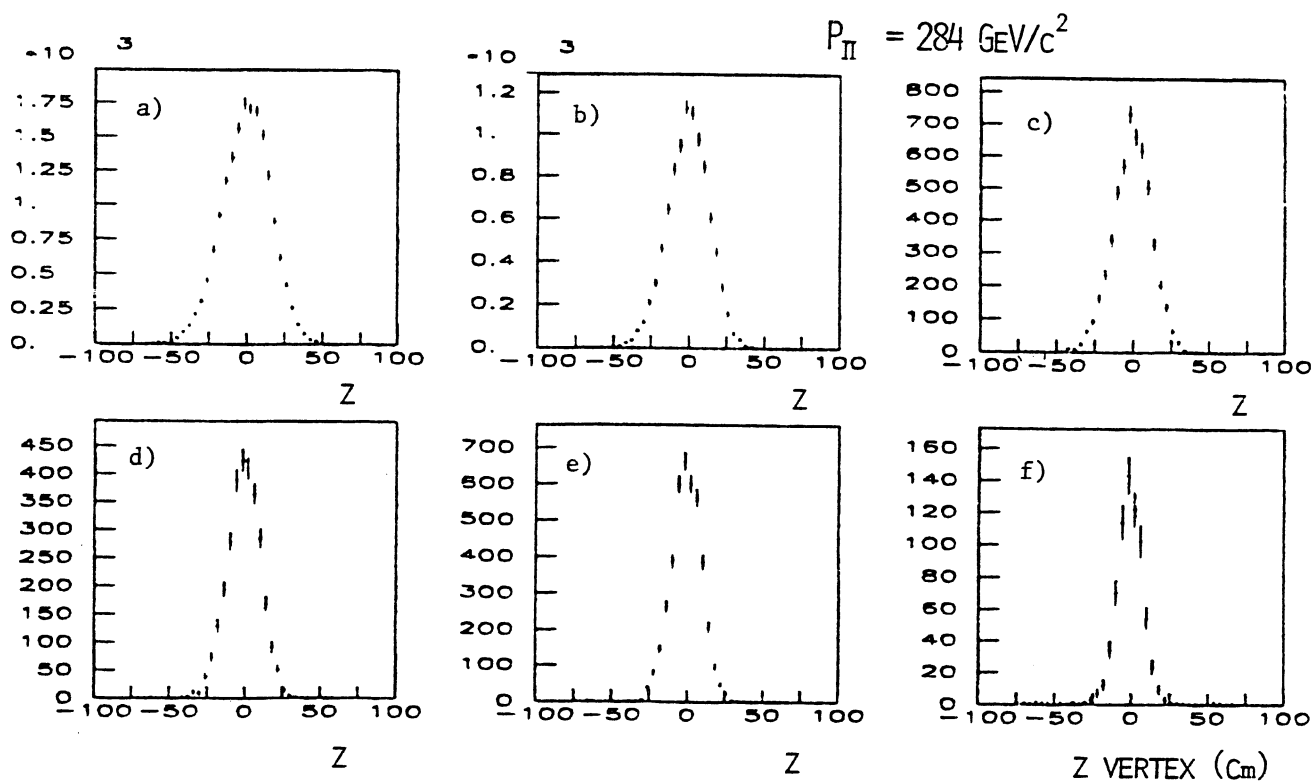
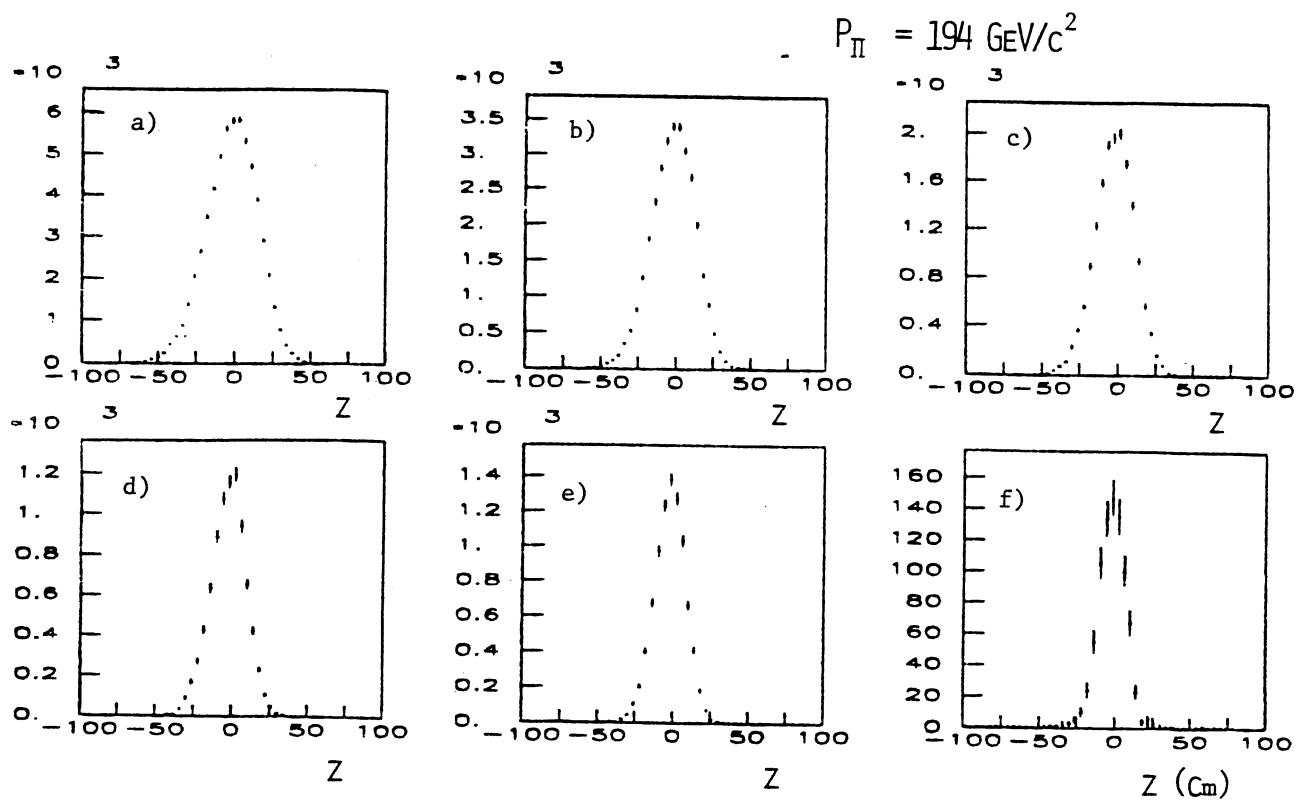


Figure II-16 : 1 Distribution du vertex des dimuons à 194 et 284 GeV/c pour les structures de masse suivantes :

a) $4.5 < M < 5.5$	c) $6.5 < M < 7.5$	e) $8.5 < M$
b) $5.5 < M < 6.5$	d) $7.5 < M < 8.5$	f) $M > 11$

2.4.1.1 $V = R1.R2$

La coïncidence V entre les compteurs homothétiques de $R1$ et $R2$ sélectionne des particules qui proviennent de la cible, comme déjà décrit au paragraphe 2.3.4 et Fig. II-14.

La figure II-16 montre la distribution en vertex des événements acquis : nous y remarquons qu'aucun vertex ne peut être associé à l'absorbeur.

Puisque nous travaillons à haut flux, nous diminuons au maximum le taux des fortuits en réduisant la porte de cette coïncidence le plus possible : la largeur des signaux est respectivement 8 ns et 6 ns pour $R1$ et $R2$. Ceci exige une mise en temps des signaux de tous les compteurs inférieure à 1 ns, ce qui est fait à l'aide des compteurs T . Ces compteurs, au nombre de 6, sont placés derrière l'hodoscope $R2$ au milieu de chaque sextant; ils sont équipés de deux photomultiplicateurs suivis d'un "meantimer", ce qui fournit la définition temporelle requise.

2.4.1.2. La matrice

La matrice détermine de façon approchée la valeur de l'impulsion transverse d'un μ à partir des signaux V , $R3$ et $R4$.

Dû aux propriétés de l'aimant (paragraphe 2.3.2), il suffit de connaître les directions de la trace avant et après l'aimant pour l'estimation de son P_T . La direction dans le télescope avant est donnée par le V ; le point d'intersection d'une trace dans le plan de déflexion de l'aimant et le compteur $R4$ touché détermine la direction de la trace arrière. A chaque paire V - $R4$ correspond une valeur de P_T , une validation de la coïncidence $V.R4$ par $R3$ diminue la possibilité des coïncidences fortuites entre les traces avant et arrière de l'aimant comme par exemple le cas d'une particule provenant du "punch-through" de l'absorbeur et un μ du halo : il n'y a donc que quelques combinaisons possibles pour la triple coïncidence $V.R3.R4$. La figure II-17 montre un exemple d'une carte de la matrice.

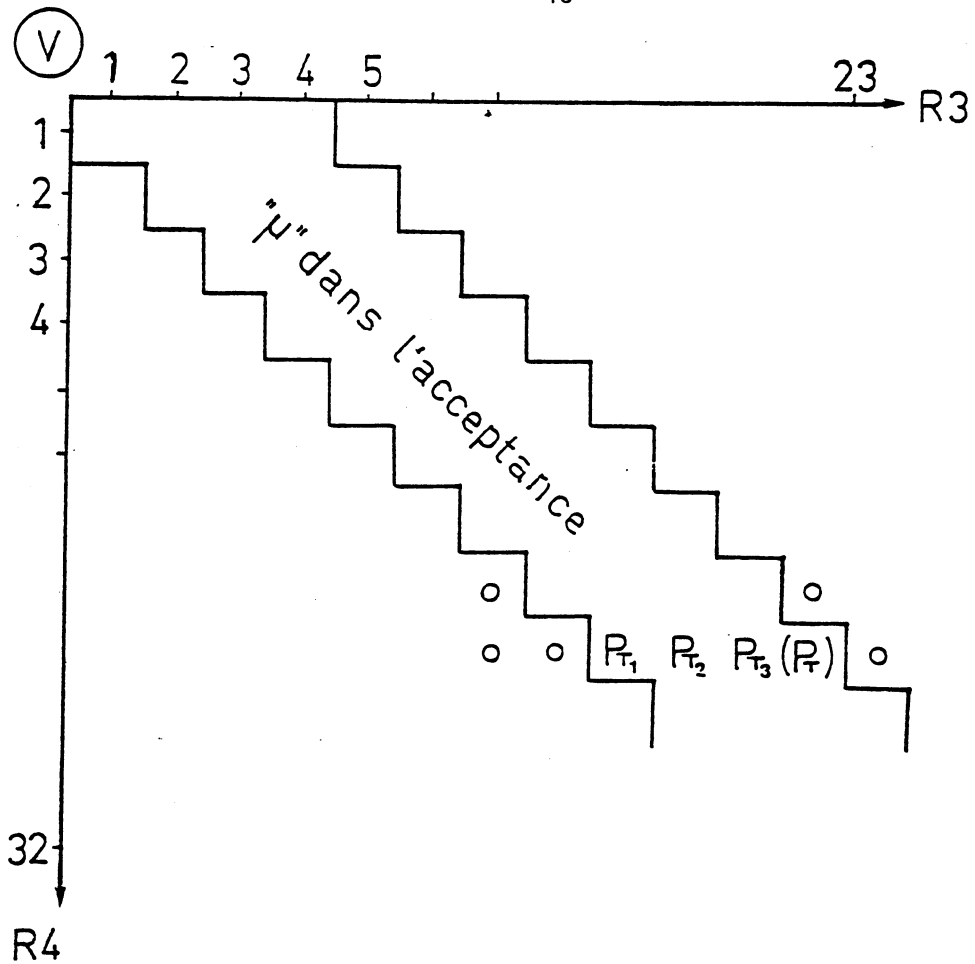


Figure II-17 : Matrice de coïncidence V.R3.R4

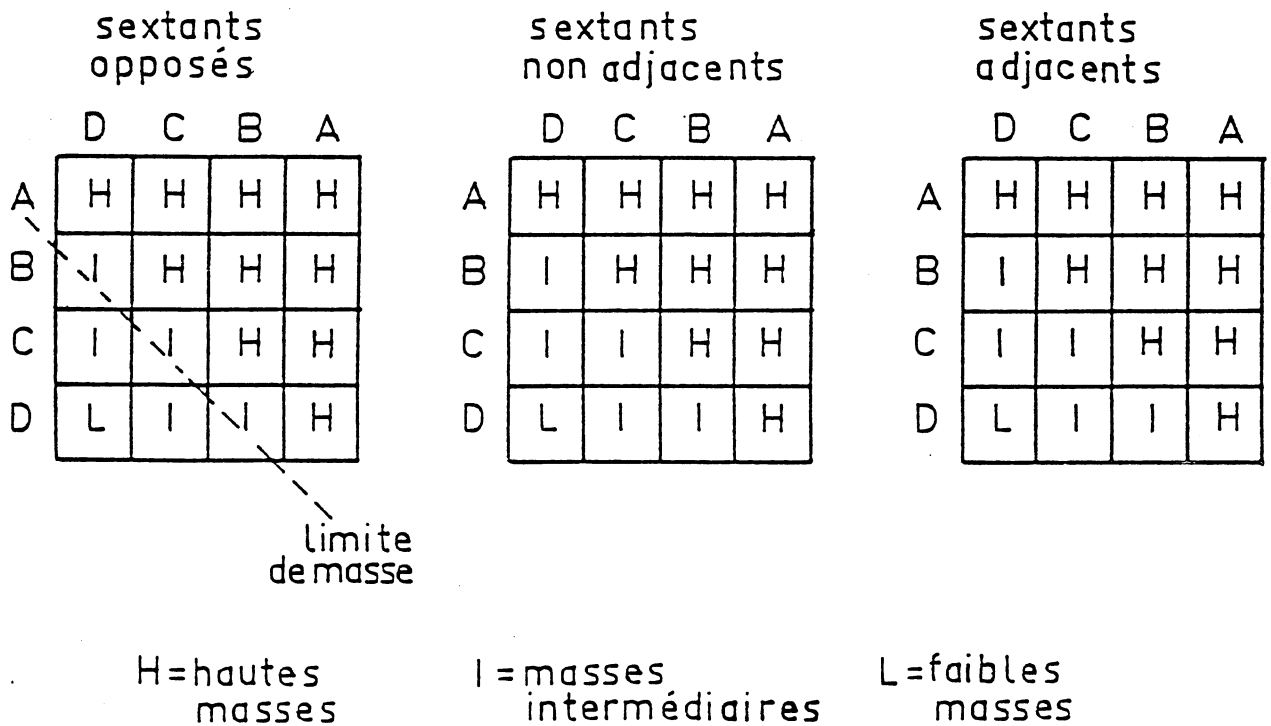


Figure II-19 : Matrices de décision de la logique intersextants

La matrice est construite en technologie ECL et elle est composée de 192 modules (1 par V) rangés dans 12 chassis.

L'information à la sortie de la matrice est de deux types:

- la valeur du P_T associé à chaque V, codé sur 8 bits, donc un total de 32 valeurs correspondantes aux 32 compteurs de R4, c'est ce que nous appelons le " P_T encodé" (voir figure II-18).

- la valeur du P_T regroupé en 4 échelons par demi-sextant : les "superbins" A, B, C, D.

Le domaine en P_T de chacun de ces superbins est :

A	$P_T > 4 \text{ GeV/c}$
B	$2 \leq P_T \leq 4 \text{ GeV/c}$
C	$1.4 \leq P_T \leq 2 \text{ GeV/c}$
D	$0.7 \leq P_T \leq 1.4 \text{ GeV/c}$

La largeur des signaux à l'entrée de la matrice est de 12ns pour les V et 20ns pour R3 et R4. Des retards programmables appliqués aux signaux de R3 et R4 permettent la mise en temps de leurs signaux en accord avec les V. Le temps de transit est de 35ns et les signaux à la sortie sont délivrés avec une largeur de 30ns.

2.4.1.3. La boîte magique

Le déclenchement d'un dimuon s'obtient avec une paire de P_T dans deux sextants différents.

La logique intersextant est opérée par une boîte de mémoires programmables par CAMAC. Elle permet de choisir une paire de dimuons d'une certaine masse selon la formule approchée :

$$M = P_{T1} + P_{T2}$$

V : angle incident déterminé par la coïncidence $R_1 R_2$
 α : angle de déflexion de l'aimant

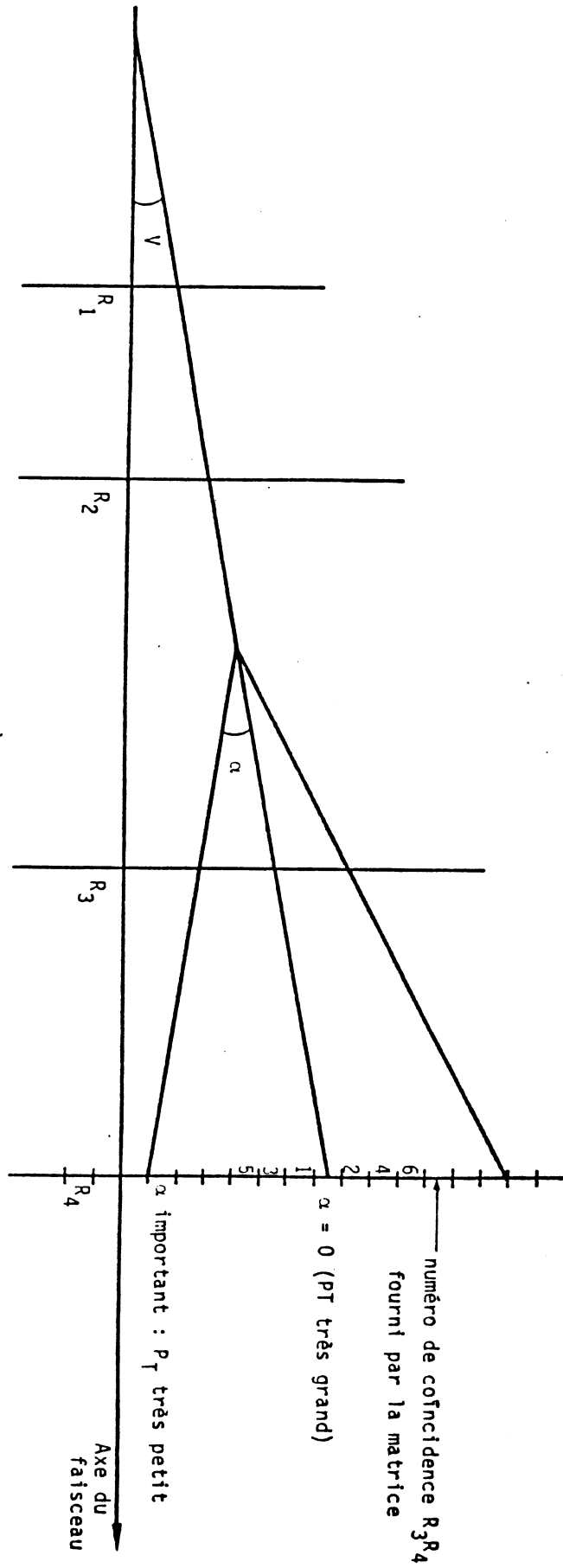


Figure II-18 : Principe du déclenchement :
 Détermination du P_1 à partir du numéro de coïncidence $R_3 R_4$ et de la direction incidente V .

A chaque couple de sextants, au nombre maximum de 15, il est associé une mémoire de 256 mots de 4 bits qui reçoit l'information des 2 P_T regroupés et génère une réponse.

Les combinaisons des superbins définissent 7 régions de masse représentées par les diagonales dans le diagramme suivant:

	D	C	B	A
A	H	H	H	H
B	I	H	H	H
C	I	I	H	H
D	L	I	I	H

Chaque région de masse peut être programmée en mode réjection, échantillonnage ou acquisition. C'est ici que s'effectue la première sélection des événements selon leur masse.

Les valeurs des limites des superbins ont été choisies de façon à pouvoir définir des régions de masse suivantes:

- petites masses (L) $M \lesssim 2.7 \text{ GeV}/c^2$
- ψ $2.7 \lesssim M \lesssim 3.4 \text{ GeV}/c^2$
- hautes masses (H) $M \gtrsim 3.4 \text{ GeV}/c^2$

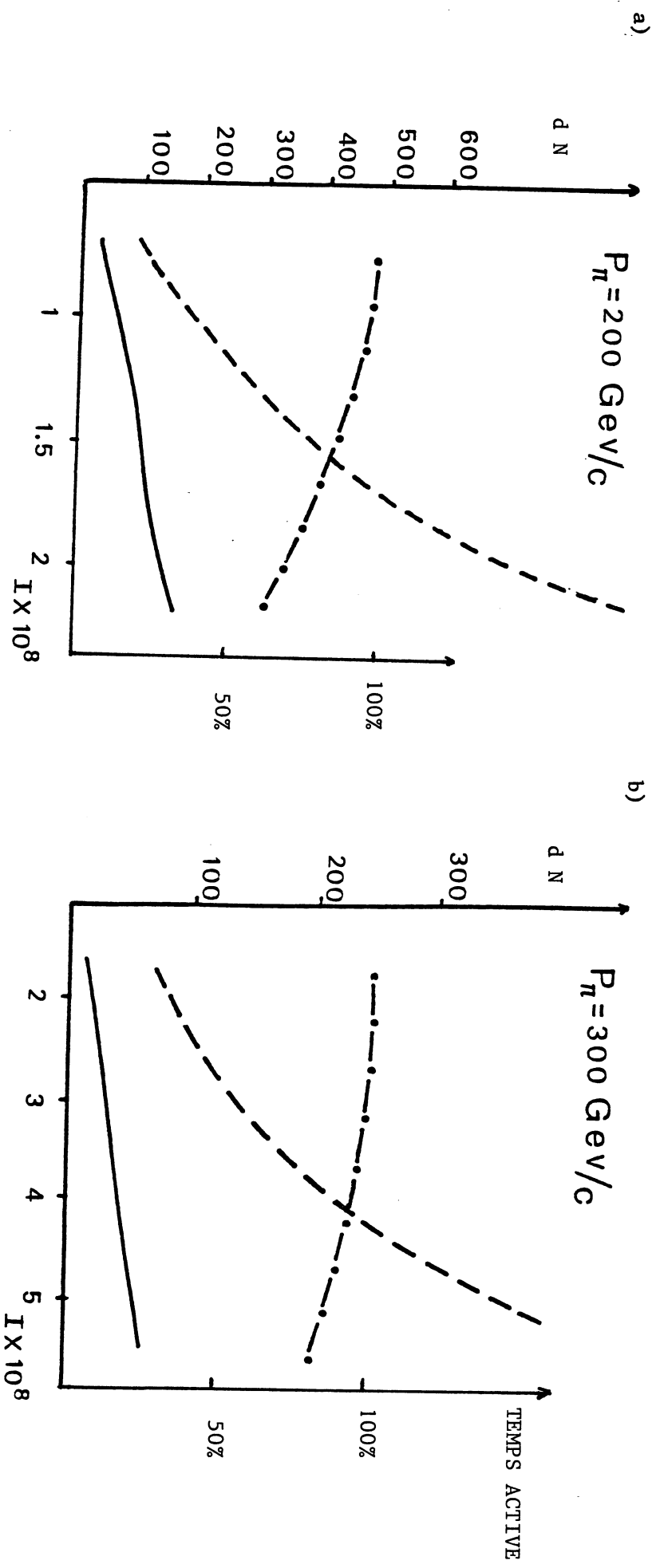


Figure II-20 : Nombre d'événements acquis par burst en fonction de l'intensité du faisceau

----- nb d'événements déclenchés par la boîte magique

———— nb d'événements du deuxième niveau de déclenchement

-.-.-.- temps actif

La programmation standard utilisée pendant l'acquisition des données est représentée dans la figure II-19; pour les runs de 300 GeV/c nous avons exclu le couple de sextants (4,5) car le nombre de déclenchements obtenus dans cette zone y était trop élevé par rapport au nombre de dimuons reconstruits; c'est la région la plus arrosée par le halo.

En cas de détection de plusieurs dimuons dans un événement, une priorité aux dimuons de haute masse est donnée.

A chaque événement sélectionné, un signal est transmis au RMH démarrant sa lecture.

Le taux de déclenchements de la boîte magique pour les deux énergies du faisceau est montré dans les figures II-20a et II-20b par la courbe en pointillé. Nous y remarquons que si l'intensité du faisceau est grande (10^9 part./burst ou 3.5×10^8 part./burst respectivement pour les énergies du faisceau de 200 GeV et 300 GeV) le taux peut devenir critique.

Un deuxième niveau de déclenchement s'impose. Celui-ci est effectué par un système Event-buffer microprocesseur.

2.4.1.4.Event-Buffer et microprocesseur

Nous pouvons réduire le nombre de déclenchements par burst en effectuant une coupure en masse plus haute, par exemple en rejetant le ψ . Or, l'estimation de la masse donnée par la boîte magique est trop grossière et dans le cas cité, elle introduit des inefficacités dans la région de masse de 4 à 6 GeV/c².

La formule exacte de la masse du dimuon est :

$$M^2 = 2 p_1 p_2 (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2))$$

où p_i , φ_i et θ_i sont l'impulsion, l'angle polaire et azimutal d'un μ .

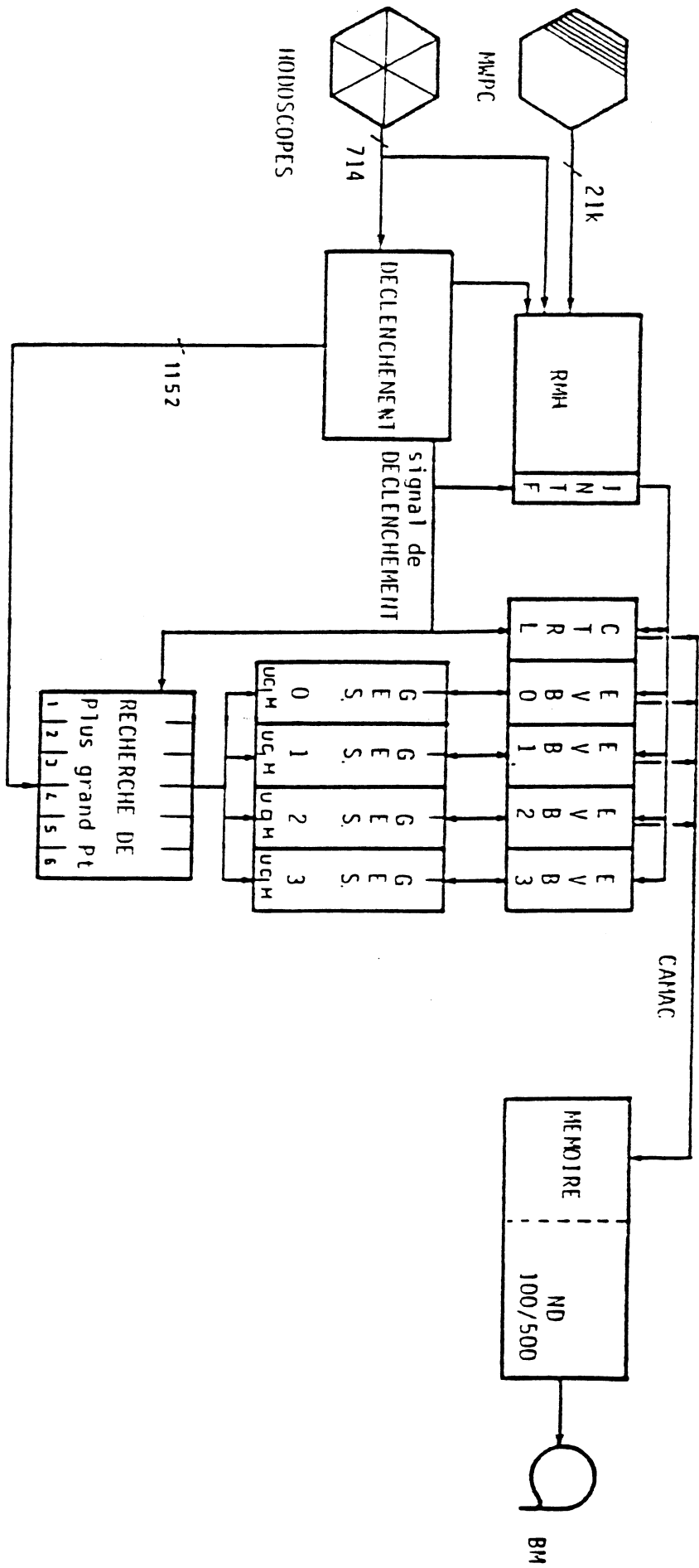


Figure II-21 : Schéma du 2^{ème} niveau de déclenchement

Pour effectuer ce calcul d'une façon plus précise, nous avons un ensemble de 4 microprocesseurs reliés à 4 mémoires de 2000 mots de 16 bits (figure II-21).

En fait, ce système a plusieurs tâches que nous résumons en:

- lecture rapide des RMH (~ 150 ns/mot);
- réjection des événements selon des critères programmables.
- réduction du temps mort;
- transfert des événements à l'ordinateur d'acquisition en ligne.

Dès qu'il y a un déclenchement de la boîte magique, le système commence la recherche de la paire de muons de plus grand P_T par 6 processeurs en parallèle qui reçoivent par des câbles ECL l'information des P_T encodés. Au même moment, l'information totale de l'événement, contenu des RMH, est transférée vers l'event-buffer. Avant que le transfert soit fini, le microprocesseur (GESPRO) effectue le calcul de la masse pendant un temps typique de 13 μ s en utilisant les V pour la définition des angles polaires, les sextants touchés pour l'azimut et la matrice V.R3.R4 pour la valeur de l'impulsion.

Pendant toute la prise de données, nous n'avons pas eu besoin d'une autre coupure en masse que celle des toutes petites masses effectuée par la boîte magique. La réjection DD n'entraîne aucune inefficacité pour les hautes masses ($M > 4 \text{ GeV}/c^2$).

Nous avons opté pour une coupure très propre relative au nombre de mots d'un événement et au nombre de compteurs R touchés, gardant ainsi les ψ , qui, comme nous verrons au Chapitre III, sont très utiles pour le calcul de la normalisation et pour la sélection des événements.

L'expérience nous a montré que dans de mauvaises conditions de prises de données, comme par exemple l'existence d'un pic dans le début du

déversement du faisceau, il y a des événements anormaux signés d'une multiplicité très élevée (voir figure II-22).

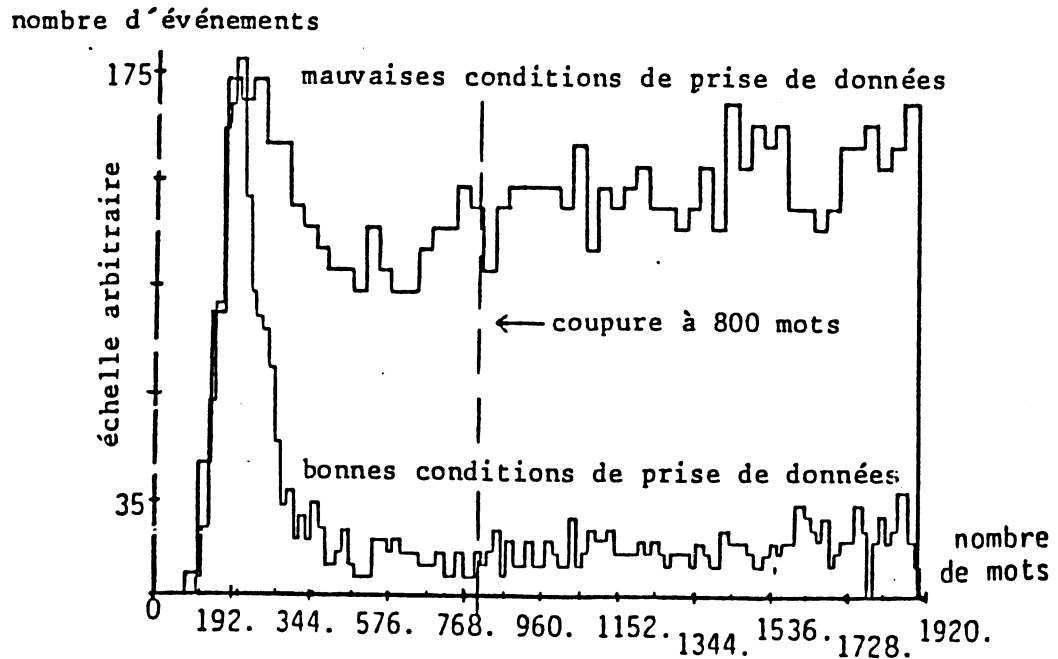


Figure II-22 : Distribution des événements en fonction du nombre de mots pour deux conditions différentes de prise de données à l'énergie de 194 GeV.

L'inefficacité de cette coupure est contrôlée en permanence puisque 1 événement sur 15 est acquis quelque soit sa longueur.

Dans les figures II-20 nous montrons en trait plein le nombre d'événements acquis par burst en fonction de l'intensité du faisceau, en pointillé le nombre d'événements déclenchés par la boîte magique à chaque cycle de machine et en trait point le temps actif respectif.

D'autres coupures ont été élaborées, mais elles n'ont jamais été effectivement utilisées, par exemple la coïncidence $P_1.P_2$.

2.4.2. L'acquisition

L'acquisition en ligne est gérée par un ensemble d'ordinateurs de la Norsk Data, ND 100/500 ayant une mémoire commune de 2M bytes et un disque de 75 M bytes.

Le transfert des événements sélectionnés par GESPRO vers l'ordinateur se fait par CAMAC en mode DMA (Direct Memory Access) à la vitesse de 3 μ s par mot de 16 bits. Les événements sont "vidés" les uns à la suite des autres dans une mémoire tampon de l'ordinateur de 364 Kbytes. Le contenu de l'information est celle du RMH : l'adresse des compteurs et fils touchés et la logique du système de déclenchement. A la fin du burst nous enregistrons aussi le contenu des échelles de comptage, les conditions du faisceau et la valeur du courant de l'aimant.

Le ND 500 effectue le décodage des événements emmagasinés dans la mémoire tampon et les écrits sur bande magnétique de 1600 bpi, remplissant en même temps les histogrammes de contrôle en ligne.

CHAPITRE III

RECONSTRUCTION ET SELECTION DES EVENEMENTS

Un dimuon est complètement défini par la connaissance de la quadri-impulsion de chacun de ses deux muons.

Dans ce chapitre nous décrivons comment à partir de l'information enregistrée sur bande magnétique (fils de chambres et compteurs touchés), nous arrivons à la reconstruction de la trajectoire des particules et à la détermination de leur impulsion p et de l'angle d'émission Θ .

3.1 RECONSTRUCTION DES TRACES

Le programme de reconstruction des trajectoires des μ dans le spectromètre comprend les étapes suivantes:

- reconstruction du déclenchement,
- reconstruction des traces dans le télescope arrière, constitué des chambres PC5 à PC8,
- reconstruction des traces dans le télescope avant, constitué des chambres PC1 à PC4,
- association des traces avant-arrière,
- reconstruction du vertex.

A partir d'un lot spécial d'événements obtenus sans champ magnétique, l'alignement de l'appareillage est mesuré d'une façon précise, en comparant la distance entre les impacts des particules dans les chambres et les impacts extrapolés de la trace reconstruite à l'aide de deux chambres pivots.

3.1.1. Reconstruction du déclenchement

La première tâche du programme de reconstruction est la reconstitution du déclenchement, c'est-à-dire la définition des sextants, des compteurs de chaque hodoscope, des compteurs virtuels et des superbins de p_T susceptibles de produire un déclenchement.

Ceci permet ensuite de ne chercher des traces que dans les sextants ainsi définis et de ne les valider que si elles touchent les compteurs sélectionnés par cette procédure. Cette validation représente une réjection importante des traces hors temps, dans la mesure où la fenêtre de lecture des chambres est de l'ordre de 100 ns alors que la résolution temporelle des compteurs est de quelques ns seulement.

La reconstitution du déclenchement est faite à partir de l'information transmise par le RMH, à savoir R1, R2, V, R3, R4 et superbin de P_T pour chacun des sextants.

On remarquera que l'on bénéficie d'une redondance de l'information en ce qui concerne les associations

R1-R2-V d'une part, et

V(R3 ou R4) - P_T d'autre part.

Cette redondance permet de réduire l'inefficacité éventuelle du RMH à une quantité négligeable en rétablissant le compteur manquant; dans le cas où l'information relative à R3 est absente, on rétablit tous les compteurs de R3 permis par la matrice.

Un événement sera conservé s'il possède au moins deux sextants avec une configuration V-R3-R4- P_T permise et si, en outre, la combinaison 2 à 2 des "bons" sextants satisfait la logique intersectorielle telle qu'elle est définie lors de la prise de données.

3.1.2. Reconstruction des traces arrières

On commence la reconstruction par le télescope qui se situe derrière l'aimant car il reçoit moins de particules que celui de devant. En effet les particules de petite impulsion qui sortent de l'absorbeur sont balayées par l'aimant et ne sont donc pas détectées dans le télescope arrière.

Nous rappelons ici que chaque télescope est constitué par 4 chambres à 3 plans de fils donnant les coordonnées y, u et v.

Le passage d'une particule chargée dans un plan de fils peut allumer un ou plusieurs fils constituant un "cluster". L'impact d'une particule dans un plan est défini par la position du centre du cluster et par sa taille, c'est-à-dire, le nombre n de fils touchés.

L'erreur de mesure σ_i associée à la coordonnée i de l'impact dépend de la taille du "cluster" n et de l'espace d entre les fils :

$$\sigma_i = n \frac{d/2}{\sqrt{3}}, \quad i = y, u, v$$

La reconstruction s'initialise en projection par demi-plan en utilisant les chambres PC5 et PC8 comme pivots.

Chaque couple d'impacts dans ces deux chambres définit une trajectoire qui doit d'abord vérifier les conditions suivantes:

- la valeur de la coordonnée de la trace extrapolée dans le plan médian de l'aimant est inférieure à 164 cm,
- son angle est dans les limites de $[-0.080, 0.200]$ mrad.

Autour de chaque trajectoire à deux points qui satisfait ces critères, nous établissons une route à l'intérieur de laquelle nous recherchons les impacts des chambres PC6 et PC7. La largeur de la route est déterminée empiriquement à partir des données : on s'aperçoit en effet que si on l'augmente au-delà d'une certaine valeur, on crée des traces fantômes en associant de façon fortuite des impacts situés à l'intérieur des routes; compte tenu du fait que l'on efface les impacts dès lors qu'ils ont été utilisés pour la reconstruction d'une trace, ces associations fortuites entraînent une perte d'efficacité globale de reconstruction. Si nous définissons la largeur de route par l'expression $\ell_r = 2 f \sigma_i$, les valeurs de f que nous avons retenues sont $f = 0.9$ pour les données de 200 GeV et $f = 1.5$ pour les données de 300 GeV. Les efficacités correspondantes sont de 94.5% et 95.3% respectivement.

Chaque trajectoire qui possède un fil touché à l'intérieur de la route dans au moins l'une des deux chambres PC6 et PC7 est considérée comme étant une bonne projection, dont les paramètres (angle α_i , positions x_i et leurs erreurs associées) sont déterminés par ajustement d'une droite sur les points d'impact.

Par la suite, nous reconstruisons la trace dans l'espace en associant deux projections et en la validant avec la troisième projection en tenant compte des relations existantes entre ces trois projections :

$$u + v = -y$$

$$\alpha_u + \alpha_v = -\alpha_y$$

Une trace espace sera acceptée si dans 2 plans extrêmes (A et B), le calcul de la coordonnée y' à partir des coordonnées u et v est tel que :

$$(y'_A - y_A)^2 + (y'_B - y_B)^2 < 0.5$$

Si une trace espace définie par 2 projections ne peut être validée par aucune trace dans la 3^{ème} projection, nous faisons une récupération de la projection manquante en n'exigeant que la présence de deux impacts à une distance de 0.3cm de la coordonnée calculée par les deux autres.

Chaque trace ainsi obtenue doit être validée par un des deux hodoscopes R_3 et R_4 avec une tolérance d'un compteur pour R_3 et deux pour R_4 puisque celui-ci se trouve derrière le mur de fer.

3.1.3 Reconstruction des traces avant

Afin de diminuer le temps de calcul, nous effectuons la reconstruction dans le télescope-avant en utilisant la contrainte des traces arrières déjà reconstruites. Pour cela, nous définissons des "tubes", délimités d'un côté par l'intersection de l'extrapolation de la trace espace arrière avec le plan médian de l'aimant, avec une tolérance de 3 cm, et de l'autre côté par le centre de la cible, avec une tolérance de 10 cm; seuls les impacts situés à l'intérieur de ces tubes seront considérés. La définition de ce tube traduit les 2 contraintes principales qu'une trace doit avoir:

- elle doit provenir de la cible
- la déflexion dans l'aimant doit avoir lieu au niveau de son plan médian.

Toute la chaîne de reconstruction (traces en projection et traces dans l'espace) est la même que celle du télescope arrière.

3.1.4 Association avant-arrière

L'association avant-arrière consiste à considérer l'ensemble des traces espace reconstruites dans chaque télescope et à sélectionner les couples de traces "avant-arrière" qui se raccordent correctement au niveau de l'aimant.

Ce raccordement repose sur deux critères :

- la distance minimale d'approche entre les traces avant et arrière doit être inférieure à 2cm.
- la différence entre l'angle azimutal des deux morceaux de traces mesuré dans les chambres PC1 et PC8 doit être inférieure à 200 mrad. Cette dernière coupure est assez large pour ne pas introduire une inefficacité due au fait que les traces, surtout celles de petites impulsions, ne sont plus contenues dans un plan d'azimut constant par suite de la diffusion multiple dans l'absorbeur.

3.1.5. Reconstruction du vertex

Une fois que toutes les traces de l'événement sont définies, il faut déterminer le vertex d'interaction et reconstruire les dimuons.

Pour chaque couple de traces nous définissons les deux points d'impact dans un plan vertical quelconque ($Z=\text{constant}$), ainsi que le point d'intersection du faisceau et de ce plan. Ensuite nous déterminons le barycentre de ces trois points pondérés par leurs erreurs. La coordonnée Z du vertex est celle qui correspond au plan vertical où la somme des carrés des distances des impacts à leur barycentre est minimale.

3.1.6. Taux et efficacité de reconstruction

Le taux de reconstruction est en moyenne de 40%. Il est une fonction de l'intensité I du faisceau car le taux de fortuites croît selon une loi en I^2 et une fonction de l'énergie incidente puisque la multiplicité augmente avec celle-ci.

Une étude sur l'efficacité de reconstruction a été faite en considérant un lot d'événements simulés par Monte-Carlo mélangé avec un vrai bruit de fond extrait des données acquises. Elle a montré que l'efficacité de reconstruction est de 100%.

3.2 MESURE DE L'IMPULSION

La déflexion angulaire Θ subie par une particule chargée d'impulsion P au terme d'un parcours $d\ell$ dans un champ magnétique B est :

$$\Theta = \frac{e}{c} \frac{\int B d\ell}{P}$$

Considérons le cas d'un muon dont la trajectoire est contenue dans un plan d'azimut constant. Soient α l'angle que fait la trajectoire avec l'axe Oz dans ce plan et r la distance de la trace à l'axe Oz , définis à une coordonnée z , figure III-1. Le champ magnétique en ce point est $\vec{B} = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\varphi$ et un parcours $d\ell$ dans ce champ magnétique (entre z et $z + dz$) entraîne une déflexion

$$\Theta = \frac{e}{cP} \int \frac{B_0 d\ell}{r} = \frac{e B_0}{cP} \int \frac{dr}{r \sin \alpha}$$

Si α varie peu le long d'un parcours $d\ell$, on peut écrire

$$\Theta \approx \frac{e B_0}{cP} \frac{l}{\sin \alpha} \int \frac{dr}{r}$$

$$d\Theta = \frac{e B_0}{cP} \frac{l}{\sin \alpha} \ln \frac{r + dr}{r}$$

$$d\Theta = \frac{e B_0}{cP} \frac{l}{\sin \alpha} \ln \left(1 + \frac{dz \operatorname{tg} \alpha}{r} \right)$$

Dans le cas des très grandes impulsions, nous pouvons en première approximation considérer l'aimant entier comme un élément infinitésimal et exprimer l'angle de déflexion complet de la façon suivante

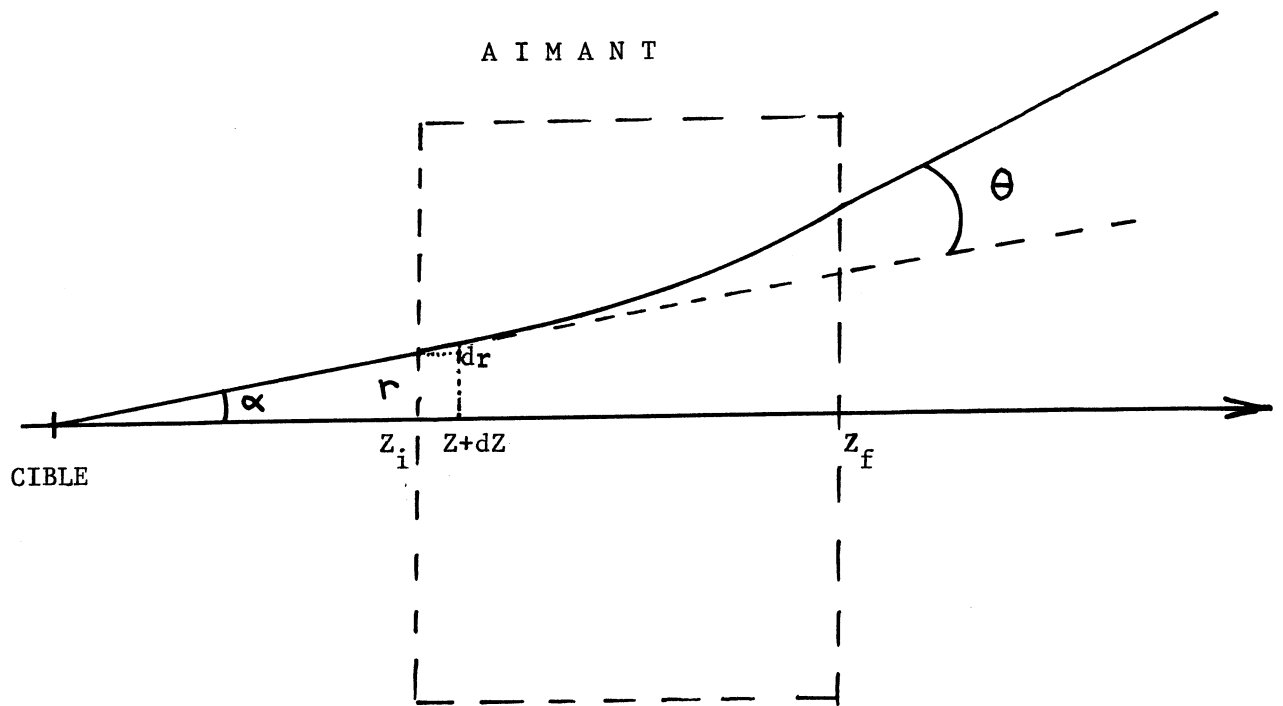


Figure III-1 : Schéma de déflexion dans le champ magnétique dont les limites sont définies par les coordonnées z_i et z_f .

$$\Theta = \frac{e B_o}{cP} \frac{l}{\sin \alpha_o} \ln \left[1 + \frac{Z_f - Z_i}{r_o} \operatorname{tg} \alpha_o \right]$$

où α_o et r_o sont les valeurs des variables α et r à l'entrée de l'aimant et où $Z_f - Z_i$ représente la longueur de l'aimant.

Dans cette approximation, l'impulsion P_o est déterminée simplement par les quantités mesurées α_o , r_o et Θ_B , où Θ_B est la différence angulaire entre les traces avant et arrière:

$$P_o = \frac{e B_o}{c \Theta_B} \frac{l}{\sin \alpha_o} \ln \left[1 + \frac{Z_f - Z_i}{r_o} \operatorname{tg} \alpha_o \right]$$

En fait, cette première approximation P_o est assez grossière et il est clair que le calcul rigoureux de la déflexion subie par une particule d'impulsion P_o dans l'aimant conduit à une valeur Θ_o différente de la quantité expérimentalement mesurée Θ_B . Néanmoins, comme une erreur en impulsion $\Delta P/P$ entraîne une erreur sur l'angle de déflexion $\Delta \Theta/\Theta$ telle que $\frac{\Delta \Theta}{\Theta} = - \frac{\Delta P}{P}$ on peut écrire qu'une meilleure estimation de l'impulsion, soit P_1 , est obtenue par l'équation :

$$\frac{\Theta_B - \Theta_o}{\Theta_o} = - \frac{P_o - P_1}{P_o}$$

ce qui entraîne

$$P_1 = P_o \left(\frac{2 \Theta_o - \Theta_B}{\Theta_o} \right) .$$

Si la valeur Θ_o diffère de plus de 1% de la valeur Θ_B , on recommence le calcul rigoureux de la déflexion pour la nouvelle impulsion P_1 , soit Θ_1 , et la comparaison de Θ_1 à Θ_B conduit à une nouvelle estimation de l'impulsion, soit P_2 . Ce processus itératif est poursuivi jusqu'à ce que la différence entre les déflexions calculée et mesurée soit inférieure au %, ce qui correspond à une précision sur la détermination de l'impulsion de l'ordre de quelques ‰; on notera que l'accord est obtenu au bout de 2 itérations dans plus de 70% des cas.

3.3 DETERMINATION DE L'ANGLE D'EMISSION DES MUONS

Comme il n'était pas possible d'avoir des détecteurs avant l'absorbeur, l'angle de production des muons à la cible est déduit de la mesure des traces après l'absorbeur, c'est-à-dire après avoir subi la diffusion multiple. Nous savons que la déflexion $d\theta$ dans un plan YOZ d'une particule chargée qui a traversé une épaisseur dZ de matière, suit approximativement une loi gaussienne dont la valeur moyenne est zéro et la variance:

$$\langle d\theta^2 \rangle = \left(\frac{0.015}{P\beta} \right)^2 \frac{dZ}{L_r}$$

où P et β sont l'impulsion en GeV/c et la vitesse de la particule respectivement et L_r est la longueur de radiation du matériau traversé.

La déflexion σ_θ entraîne un déplacement en Y qui, dans le plan YOZ à une distance $Z_b - Z$ de l'élément diffuseur, est :

$$\sigma_Y = (Z_b - Z) \sigma_\theta$$

Pour l'ensemble d'un absorbeur, situé entre les abscisses Z_i et Z_f (Fig. III-2) l'effet de la diffusion multiple au point Z_b quelconque est obtenu par l'intégration des équations précédentes, soit :

$$\langle \Delta\theta_b^2 \rangle = \alpha^2 \int_{Z_i}^{Z_f} \frac{dZ}{L_r}$$

$$\langle \Delta Y_b^2 \rangle = \alpha^2 \int_{Z_i}^{Z_f} (Z_b - Z)^2 \frac{dZ}{L_r}$$

$$\langle \Delta\theta_b \Delta\theta_b \rangle = \alpha^2 \int_{Z_i}^{Z_f} (Z_b - Z) \frac{dZ}{L_r}$$

avec

$$\begin{cases} \Delta\theta_1^2 = \alpha^2 F_o \\ \Delta\theta_2^2 = \frac{\alpha^2}{Z_o^2} (F_2 - \frac{F_1^2}{F_o}) \end{cases}$$

et l'erreur sur θ est :

$$\Delta\theta = \sqrt{\frac{\Delta\theta_1^2 + \Delta\theta_2^2}{\Delta\theta_1^2 + \Delta\theta_2^2}}$$

Nous allons démontrer ci-dessous qu'il existe un plan d'abscisse Z_m tel que l'estimation de l'angle θ est donnée par l'angle de la droite qui relie le centre de la cible au point d'intersection de la trace avec ce plan (Fig. III-2). Ce plan est unique et la valeur de son abscisse ne dépend que de la longueur et de la composition de l'absorbeur.

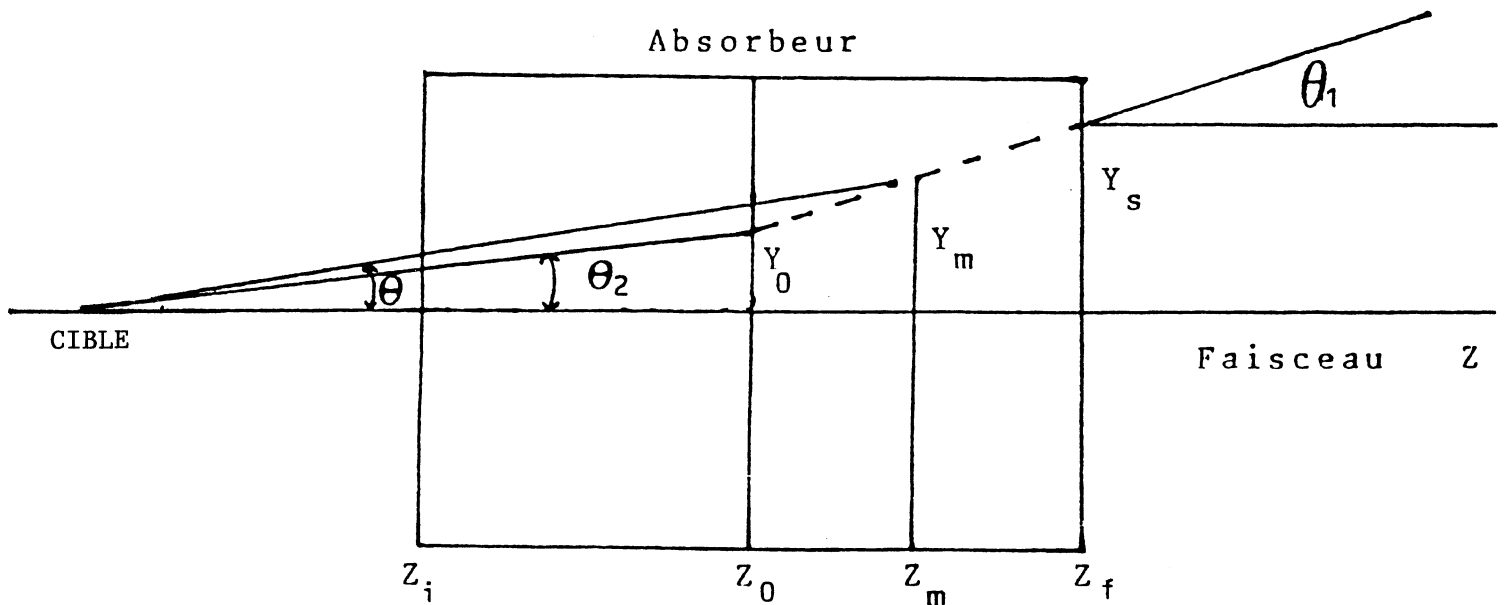


Figure III-2 : Définitions de : l'angle θ de la trace

plan de non-corrélation- Z_m
plan z_i de Branson - z_o

En définissant les moments:

$$F_n = \int_{Z_i}^{Z_f} \frac{Z^n}{L_r} dZ ,$$

les équations ci-dessus s'écrivent plus simplement

$$< \Delta\theta_b^2 > = \alpha^2 F_0$$

$$< \Delta Y_b^2 > = \alpha^2 (Z_b^2 F_0 - 2 Z_b F_1 + F_2)$$

$$< \Delta\theta_b \Delta Y_b > = \alpha^2 (Z_b F_0 - Z_1)$$

Avec ceci, nous voyons immédiatement que la corrélation entre les erreurs en Y et θ est nulle dans un plan d'abscisse

$$Z_0 = \frac{Z_1}{F_0}$$

appelé le plan de BRANSON. Ici, nous disposons de deux mesures indépendantes pour l'estimation de l'angle de départ à savoir l'angle de la trace avant (θ_1 , dans la Figure III-2) et l'angle défini par la position en Y_0 de la trace extrapolée au plan de Branson ($\theta_2 = \frac{Y_0}{Z_0}$).

L'angle d'émission θ est donné par la moyenne pondérée de ces deux estimateurs:

$$\theta = \frac{\theta_1 \omega_1 + \theta_2 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \quad (2)$$

où

$$\omega_i = \frac{1}{\Delta\theta_i^2}$$

Soit Y_m la coordonnée de la trace avant extrapolée à $Z - Z_m$:

$$Y_m = Y_o + (Z_m - Z_o) \Theta_1$$

et par définition

$$Y_m = Z_m \Theta$$

d'où

$$\Theta Z_m = Y_o + (Z_m - Z_o) \Theta_1 ,$$

en remplaçant Θ par l'expression (2) et en sachant que $Y_o = Z_o \Theta_2$ nous obtenons que :

$$Z_m \frac{\Theta_1 \omega_2 + \Theta_2 \omega_2}{\omega_1 + \omega_2} = Z_o \Theta_2 + (Z_m - Z_o) \Theta_1$$

$$Z_m = Z_o \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} + 1 \right)$$

et puisque

$$Z_o = \frac{F_1}{F_o} \quad \text{et} \quad \frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1}{Z_o^2 F_o} \left(F_2 - \frac{F_1^2}{F_o} \right)$$

Nous obtenons tout simplement que la valeur de l'abscisse du plan cherché est : $Z_m = \frac{F_2}{F_1}$.

3.4 SELECTION DES EVENEMENTS

3.4.1. Coupure globale

Les coupures du programme de reconstruction étant un peu larges afin de ne pas rejeter de bons événements, le lot d'événements

reconstruits contient encore un certain pourcentage de bruit de fond. Il s'impose donc une sélection plus soigneuse, qui fait intervenir les trois contraintes fondamentales suivantes :

- l'événement doit provenir de la cible;
- les deux segments qui composent la trace d'un muon (avant et arrière) doivent se croiser dans l'aimant dans un plan de coordonnée Z constante (plan de déflexion);
- la trajectoire des muons doit être coplanaire avec l'axe du faisceau.

Les trois grandeurs qui traduisent ces contraintes le plus indépendemment possible sont **RTARGET**, **DMAG** et **DPHI** :

RTARGET est la distance entre l'axe Z et l'impact du segment de la trace du télescope avant au plan $Z = 0$. Ce terme dépend de la diffusion multiple dans l'absorbeur et dans la cible, qui est une fonction de l'impulsion et il contient l'imprécision de reconstruction des traces.

DMAG est la distance entre les points d'intersection des traces avant et arrière extrapolées jusqu'au plan de déflexion magnétique. Cette distance est affectée par la diffusion multiple dans les chambres et les hodoscopes et l'imprécision de reconstruction.

DPHI est la différence entre les angles azimutaux de la trace arrière dans PC8 et de la trace avant extrapolée au niveau de PC8. Cette extrapolation a pour effet une diminution de la contribution de la diffusion multiple dans l'absorbeur. Mais cette grandeur contient l'effet de la diffusion multiple dans le reste de l'appareillage et les erreurs de mesure de la trajectoire.

Nous constatons que l'imprécision de reconstruction figure dans les trois grandeurs, ce qui signifie qu'il existe une petite corrélation entre elles. DMAG et DPHI sont de plus corrélées par la contribution de la diffusion multiple dans les détecteurs. Donc, ces trois distributions bien spécialisées selon l'origine des effets physiques ne sont pas totalement indépendantes, mais ce sont elles qui sont le moins corrélées parmi toutes celles qui traduisent les trois contraintes citées.

Leurs distributions dépendent des variables physiques de la particule, RTARGET notamment dépend fortement de son impulsion puisque la diffusion multiple varie selon $1/P$. Afin de diminuer cette dépendance, nous avons remplacé RTARGET par son produit avec l'impulsion (soit $P \cdot RTARGET$).

Dans la figure III-4 nous montrons les valeurs de l'écart standard des distributions $P \cdot RTARGET$, DMAG et DPHI, en fonction de l'impulsion du muon pour les deux énergies du faisceau incident et nous les comparons avec les distributions équivalentes, obtenues par le programme de simulation. Nous constatons que le Monte Carlo présente systématiquement des distributions légèrement plus étroites que les données, qui reflète essentiellement une imprécision dans la description du passage des particules dans l'aimant, et l'absence de queues aux distributions, qui reflète l'absence de bruit de fond dans les événements simulés.

Les différences observées entre les deux énergies, aussi bien pour les données que pour le Monte Carlo, sont dues au fait que la configuration de l'appareillage est différente et que les paramètres des traces sont mieux mesurés dans un spectromètre où les chambres à fils sont plus éloignées les unes des autres.

Il nous reste à définir un critère de sélection, c'est-à-dire une valeur de coupure. Puisque les trois distributions sont gaussiennes, on peut d'abord les normaliser pour exprimer la qualité d'une trace reconstruite en nombre d'écarts standards.

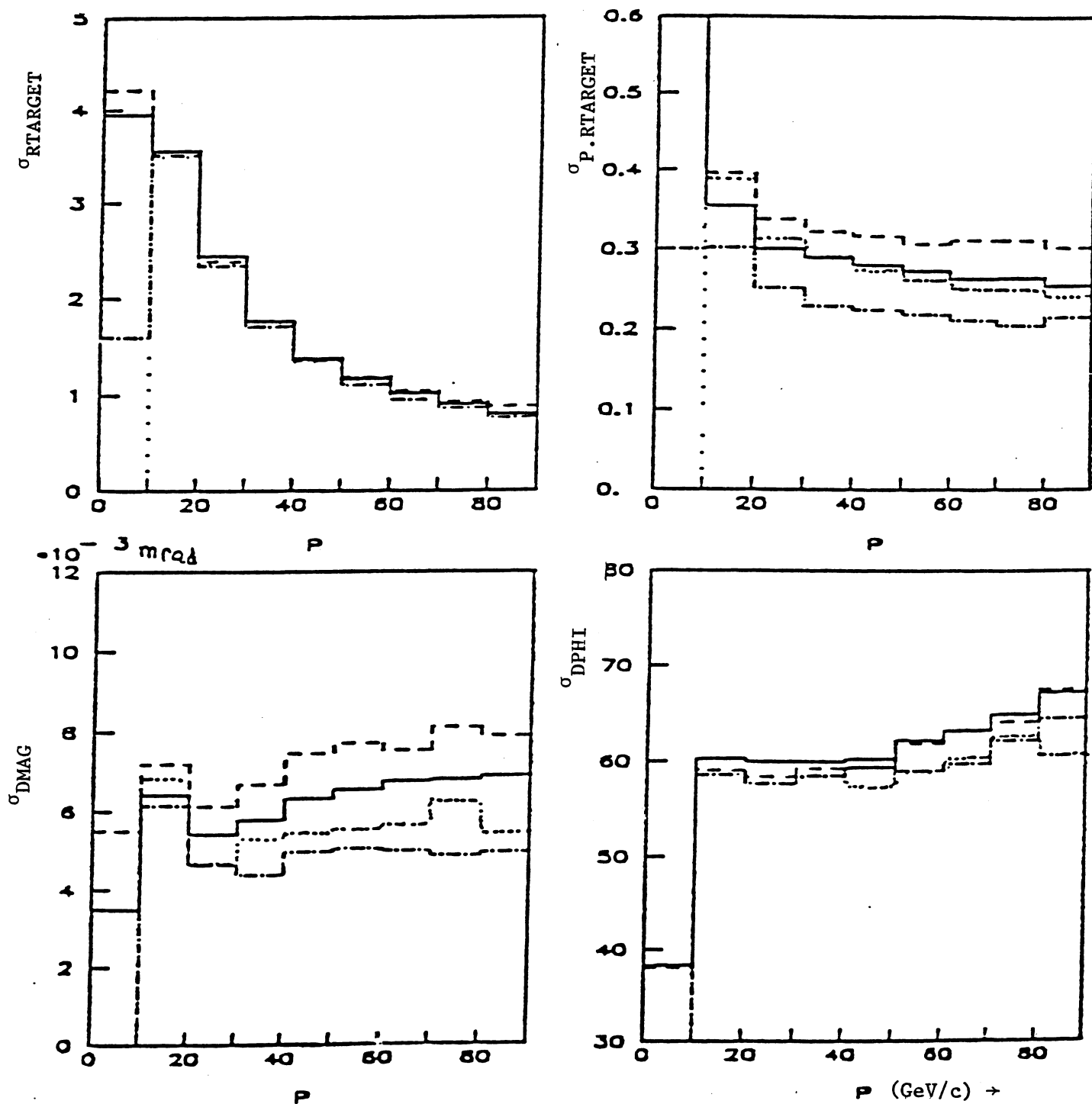


Figure III-4 : Distribution de l'écart standard des grandeurs RTARGET, DMAG, DPHI et RTARGET décrites dans le texte en fonction de l'impulsion des muons dans les cas suivants :

— MC	} $P_{\pi} = 194$ GeV/c
--- données	
-.-.- MC	} $P_{\pi} = 284$ GeV/c
..... données	

Une paramétrisation de la déviation standard des trois distributions, en fonction de l'impulsion du muon et de l'énergie incidente est ensuite nécessaire.

A partir de la paramétrisation nous définissons les distributions normalisées, qui sont maintenant indépendantes de l'impulsion de la particule à sélectionner, et de l'énergie du faisceau incident. Nous avons utilisé comme paramètre global de qualité d'une trace la somme quadratique du nombre d'écarts standards des trois distributions (Fig. III-6).

La valeur de coupure choisie est à 5σ , elle correspond à une inefficacité inférieure au 1% et rejette environ 2% des données.

Dans la figure III-7 nous représentons les distributions en masse, p_T et x_F pour deux lots d'événements, ceux qui ont subsisté après la coupure globale à 5 et ceux qui ont été rejetés. Nous remarquons que les distributions des deux lots sont bien différentes, ce qui reflète bien leur nature différente.

La coupure globale est donc un instrument puissant dans l'élimination du bruit de fond, lequel comme nous l'avons vu dans la figure III-7 a une importance relative dans les régions cinématiques peu peuplées des grandes valeurs des masses de P_T et de x_F .

Au vu des distributions en masse des paires de muons de même signe, après la coupure globale (Fig. III-10), nous constatons que le bruit de fond de nature physique, provenant des désintégrations des pions, kaons, et des particules de saveurs lourdes, se localise essentiellement aux petites masses et nous pouvons affirmer que cette contribution est nulle pour des masses supérieures à $5.5 \text{ GeV}/c^2$.

Pour conclure, l'estimation des pertes de cette coupure s'élève à 0.9% pour les données et à 0.2% pour les événements Monte Carlo.

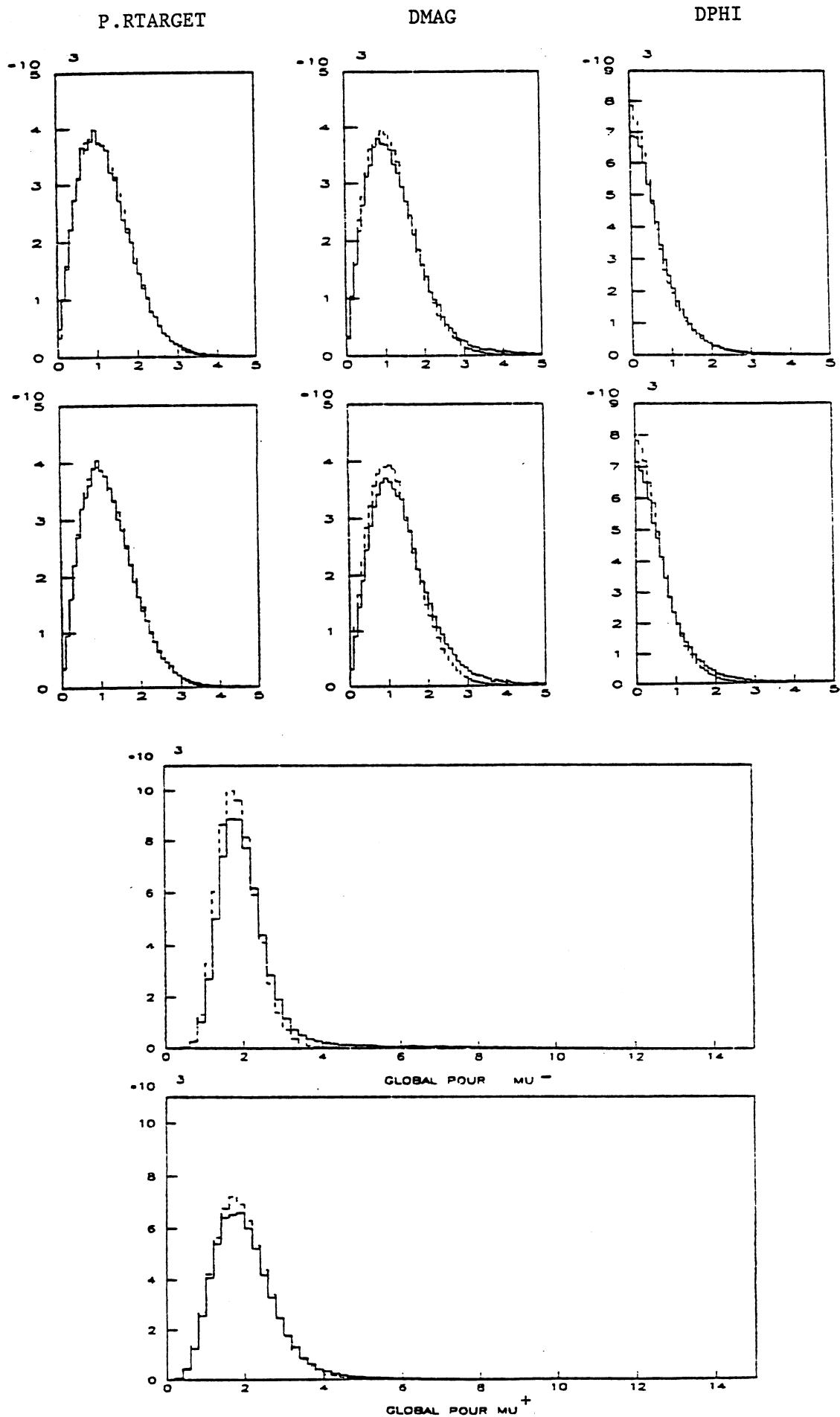


Figure III-6 : Distributions normalisées des coupures RTARGEY, DMAG DPHI et globale. En trait plein sont les données, en pointillé les événements Monte Carlo.

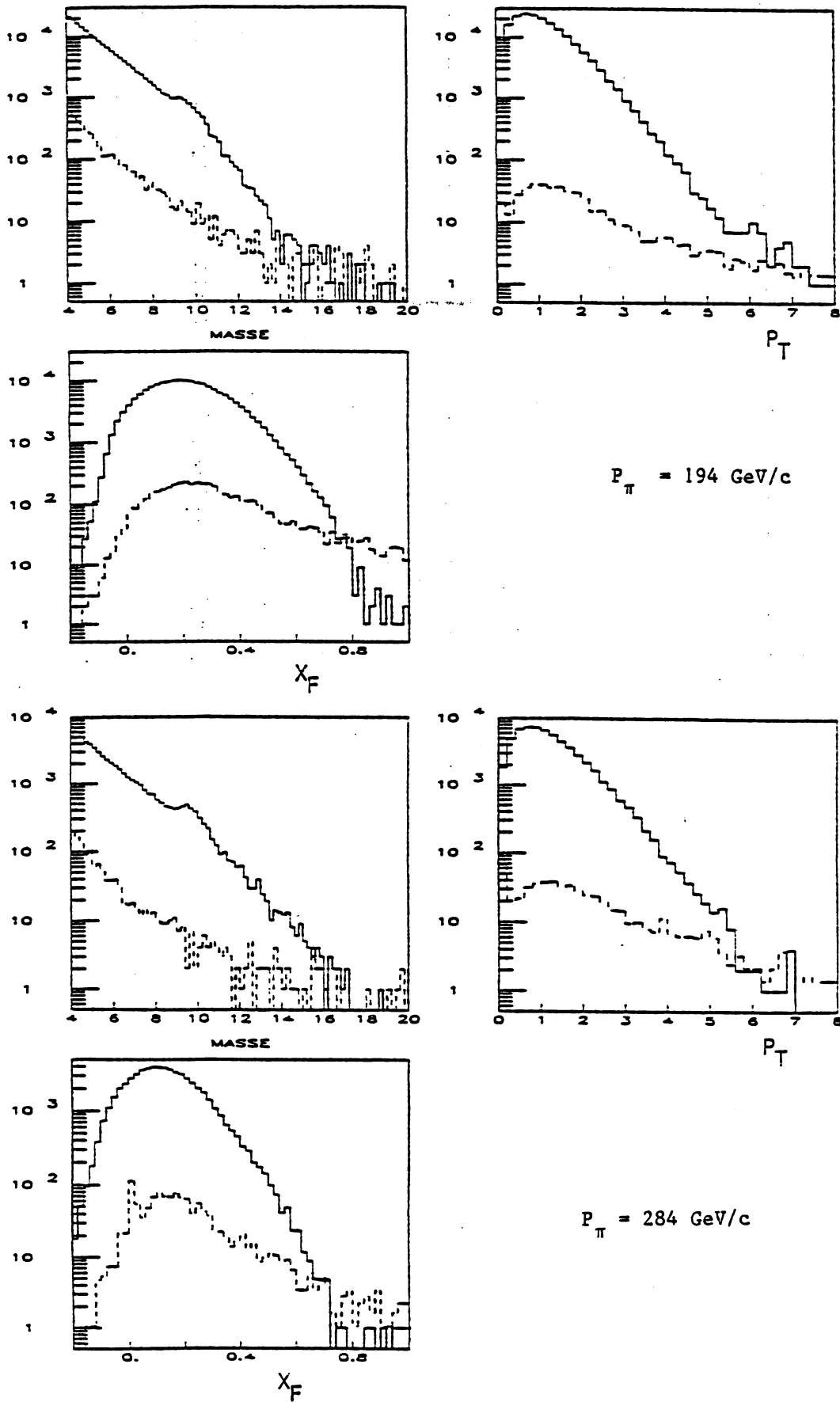


Figure III-7 : Distributions en M , P_T et x_F des paires de μ^{+-} produites aux énergies de 194 et 284 GeV :
 — paires de muons retenues après la coupure globale 5σ
 ---- paires de muons rejetées par la coupure globale à 5σ .

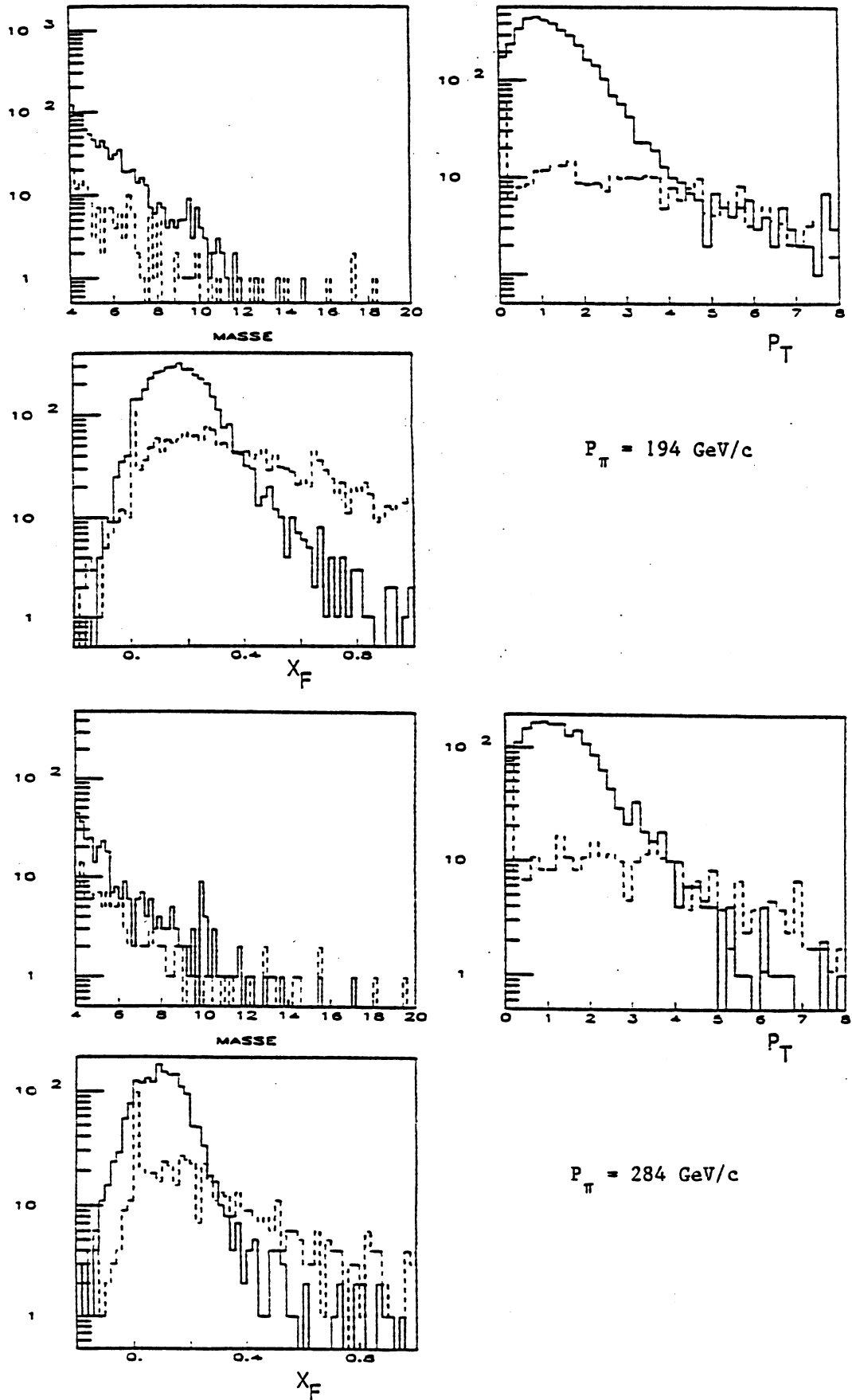


Figure III-8: Distributions en M , P_T et x_F des paires $\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$ produites aux énergies $\sqrt{s}$ de 194 et 284 GeV :

- paires de muons de même signe retenues après la coupure globale à 5 σ
- paires de muons de même signe rejetées par la coupure globale à 5 σ .

3.4.2. Coupures géométriques

A la suite de la reconstruction, nous avons été amenés à faire une sélection des événements selon les critères géométriques suivants:

- rejet des événements ayant au moins une trace qui traverse un des secteurs de fer de l'aimant (voir figure II-11). Cette rejection est effectuée en raison de la mauvaise résolution que ces événements présentent (environ de 8% en masse). Ceci représente $\sim 40\%$ du nombre total d'événements reconstruits;
- coupure fiduciaire concernant la géométrie des chambres de façon à délimiter leur volume actif. Celui-ci est défini par la région d'espace qui est recouverte par les trois plans de fils Y, U et V (voir figure III-9). Seulement 1% des événements reconstruits sont rejetés avec cette coupure;
- et une coupure liée à la géométrie des compteurs : il faut que la trace reconstruite ait obéi aux critères du système de déclenchement, notamment à la vérification d'une combinaison $R1 \cdot R2$ permise. Si une trace a subi une diffusion multiple importante, il se peut qu'elle passe à côté, le déclenchement n'ayant été effectué par une coïncidence fortuite. Le rejet de cette coupure est de 0.3% environ.

Il va de soi que toutes ces coupures sont aussi pratiquées à la reconstruction des événements simulés.

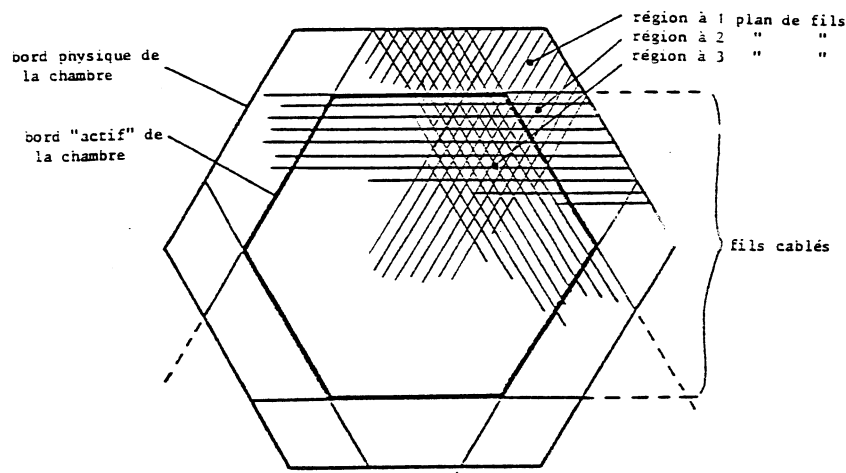


Figure III-9 : Chambres proportionnelles à fils.
Définition de la région recouverte par les 3 plans de fils.

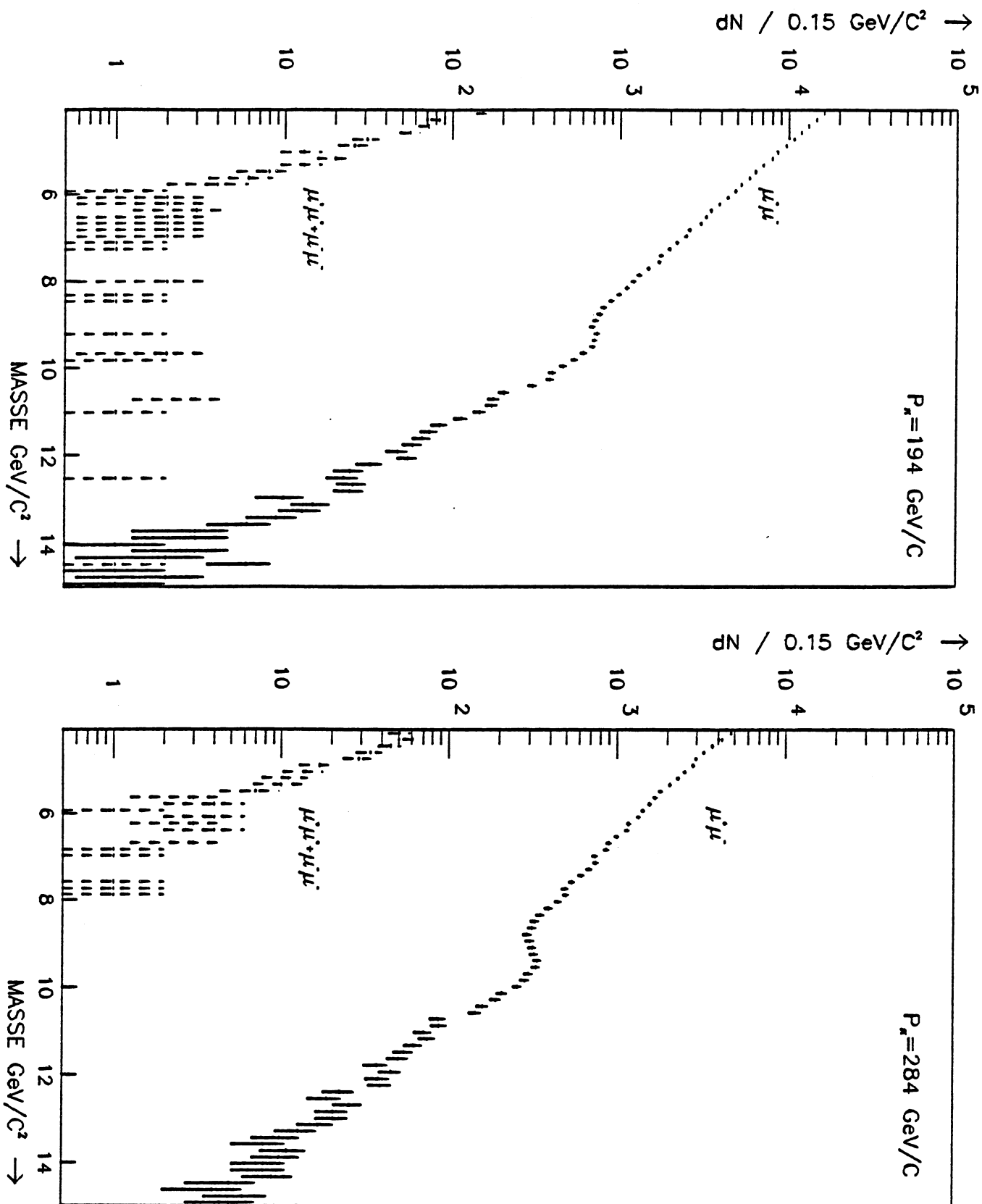


Figure III-10 : Spectre en masse, non corrigé d'acceptance, des paires de $\mu^+\mu^-$ et $\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$ aux impulsions de faisceau de 194 GeV/c (a) et 284 GeV/c (b)

3.4.3. Estimation du bruit de fond physique

La figure III-10 , montre les spectres en masse pour les paires de muons reconstruits ayant une masse supérieure à $4.05 \text{ GeV}/c^2$ aux énergies de 194 et 284 GeV/c , après les coupures globales et géométriques (cf. parag. 3.4.1 et 3.4.2). Néanmoins, ces événements présentent des contaminations d'origine physique, autre que le continuum Drell-Yan que nous nous proposons d'étudier, à savoir:

- les résonances ψ et T
- la désintégration des π et K produits à la cible
- la désintégration des saveurs lourdes
- les interactions secondaires.

3.4.3.1. Résonances

La séparation entre les résonances et le continuum s'obtient par une simple coupure en masse. La considération des masses supérieures à $4.5 \text{ GeV}/c^2$ élimine d'emblée la famille du ψ . L'analyse des résonances de la famille de l'upsilon [14,49] (voir figure III-11) montre que l'exclusion des masses entre 8.5 et 11.0 GeV/c^2 élimine à un niveau de confiance supérieur à 99.5% toute contamination de cette famille.

3.4.3.2. Désintégration des π et K produits à la cible

Malgré la courte distance entre la cible et l'absorbeur, il se peut que des pions et des kaons produits à la cible se désintègrent en muons pendant leur vol avant leur absorption. Ceci contribue à la production de paires de muons de signes opposés et de même signe avec une probabilité égale. Si, en première approximation nous considérons que l'ensemble des paires de $\mu^+\mu^+ + \mu^-\mu^-$ produits ayant subi toutes les coupures (figure III - 8) n'est dû qu'à ce mécanisme de production, nous estimons que la contamination dans les paires $\mu^+\mu^-$ est inférieure à 1%.

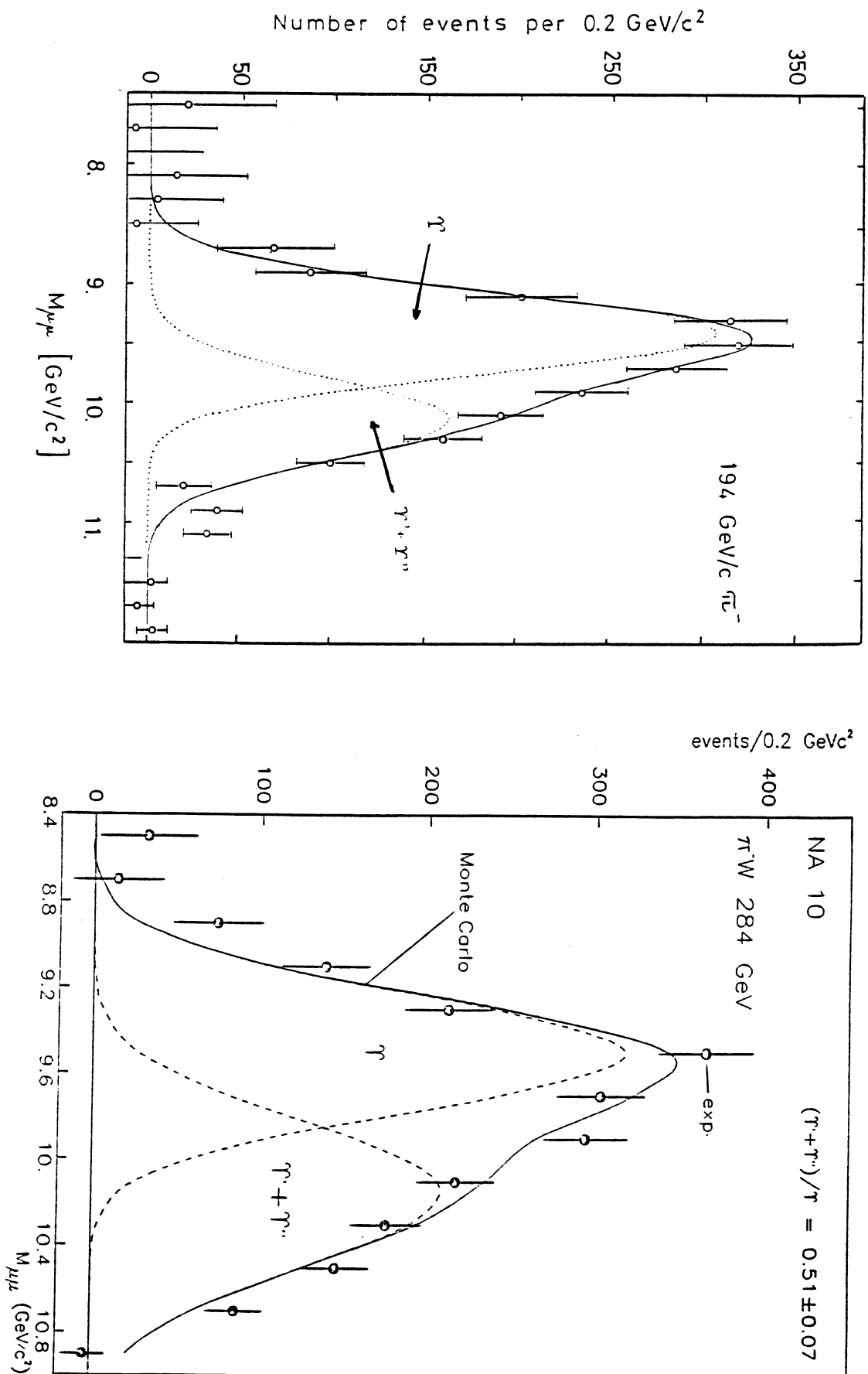
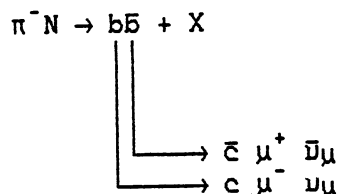
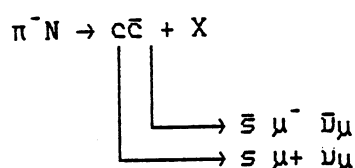


Figure III-11 : Distribution des résonances de la famille de $1'T$ aux impulsions du faisceau de 194 GeV/c (a) et 284 GeV/c (b).

3.4.3.3. Désintégration des saveurs lourdes

Nous avons fait une étude sur la contamination des paires $\mu^+\mu^-$ due à la désintégration semi-leptonique des quarks de saveurs lourdes (charme et beauté). Cette étude, basée sur des simulations de Monte-Carlo, présente de grandes incertitudes relatives à la section efficace de production, $\sigma(c\bar{c})$ et $\sigma(b\bar{b})$. En considérant le mécanisme de production centrale due à la fusion des quarks et des gluons traduit par les réactions:



Nous pouvons calculer la section efficace théorique de production des paires de muons si la masse des quarks de désintégration est négligeable par rapport à l'énergie du centre de masse [15]. Dans la figure III-12 nous comparons la section efficace $d^2\sigma(c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-)/dM dY$ à la section efficace de production du continuum Drell-Yan calculée au premier ordre en QCD et nous y remarquons que la section efficace de désintégration des quarks charmés a une décroissance en masse plus forte que celle des paires de muons du continuum. En plus, l'acceptance de ces deux processus est très différente (voir figure III-13), du fait que les dimuons de grande masse résultant de la désintégration des quarks charmés ont un muon à petit angle et l'autre à grand angle presque toujours en dehors des limites d'acceptance de notre spectromètre.

La considération d'un mécanisme de production diffractive est encore plus défavorable à la détection par notre appareillage. Une simulation Monte-Carlo nous montre que l'acceptance des paires de muons de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$ produits par ce mécanisme est de l'ordre de

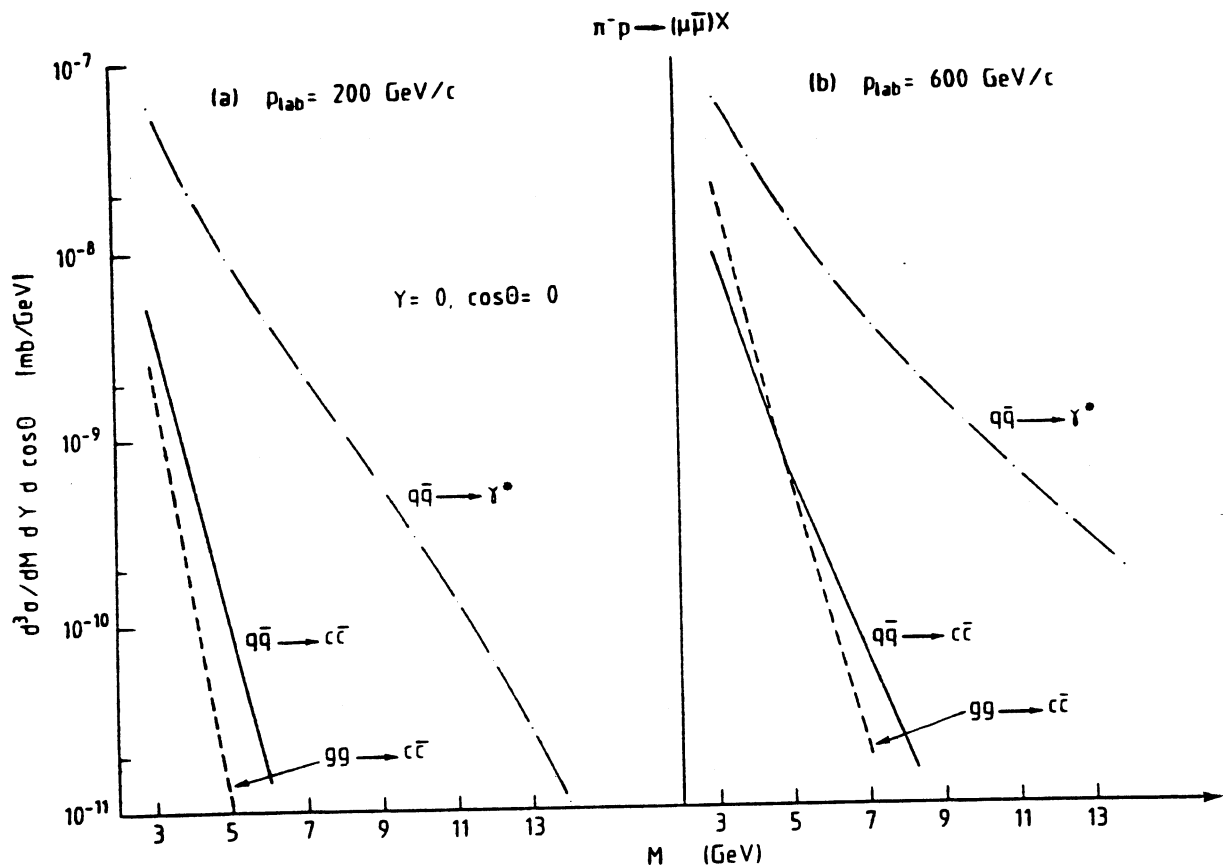


Figure III-12 : Comparaison des différents mécanismes de production des paires de muons en fonction de la masse à deux énergies du faisceau de π^- [15].

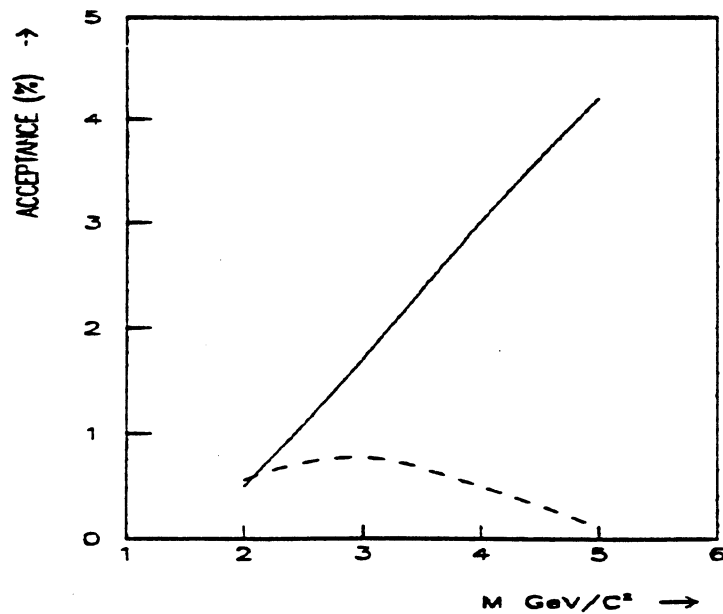


Figure III-13 : Acceptance en fonction de la masse des dimuons produits par :

- le mécanisme de Drell Yan
- la désintégration semi-leptonique des quarks charmés (production centrale)

0.03%, soit parfaitement négligeable. Donc, nous concluons que la désintégration des quarks charmés constitue un fond de moins de 1% pour les dimuons de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$.

La méthode d'estimation des contributions au fond de $\mu^+\mu^-$ dues aux désintégrations des paires $b\bar{b}$ présente encore plus d'incertitudes en raison de la mauvaise connaissance expérimentale de la valeur de la section efficace de production. Le calcul théorique [15] n'étant pas valable puisque la masse du quark b ($\sim 4.5 \text{ GeV}/c^2$) n'est plus négligeable par rapport à l'énergie du centre de masse ($\sim 20 \text{ GeV}$). Nous avons simulé la production des paires $b\bar{b}$ en considérant les limites supérieures de la section efficace de production établies actuellement par l'expérience [16, 17], soit environ 10 nb et 20 nb pour des faisceaux de π^- à 194 et 284 GeV/c , avec un rapport de branchement ($b \rightarrow D \mu \nu$) de 0.1. Ce programme de simulation prédit que la proportion des paires de muons provenant des désintégrations $b\bar{b}$ est inférieure au 1% pour des masses supérieures à $4.5 \text{ GeV}/c^2$ (cf. Fig. III-14).

En conclusion, nous sommes conduits à une coupure en masse de $4.5 \text{ GeV}/c^2$ de façon à réduire la contamination des paires de muons produits par des désintégrations semi-leptoniques des quarks de saveurs lourdes à moins de 1%.

3.4.3.4. Interactions secondaires

Il se peut que les hadrons produits lors d'une interaction primaire réinteragissent dans la cible et produisent alors des paires de muons.

Afin d'estimer la contamination des dimuons par les interactions secondaires nous avons pris des données utilisant des cibles de tungstène de longueurs 2.5, 5.6 et 12.0 cm.

En ce qui concerne les données à l'énergie de 284 GeV , il faut rappeler qu'une cible de deutérium a été placée en amont de la cible de

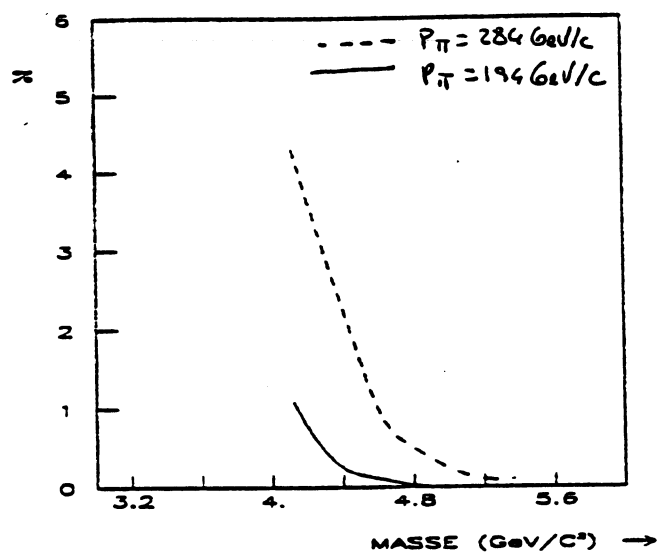


Figure III-14 : Proportion du nombre de paires de muons provenant des désintégrations $b\bar{b}$ produites aux énergies de 194 et 284 GeV/c.

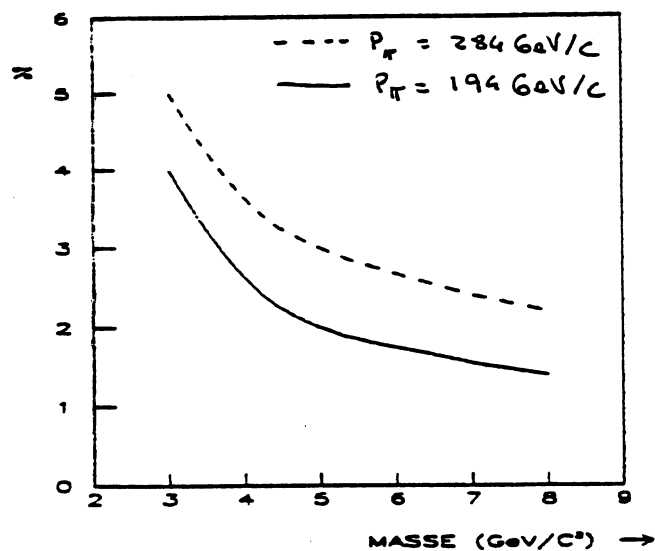


Figure III-16 : Proportion des paires de muons produits dans des interactions secondaires correspondant aux deux impulsions du faisceau primaire de π^- .

tungstène, et que des secondaires produits dans la cible de deutérium peuvent réinteragir dans la cible de tungstène.

a) Secondaires produits dans la cible de tungstène

Nous avons comparé le nombre d'événements produits dans les cibles de tungstène de longueurs 5.6 et 12.0 cm pour les variables cinématiques masse, P_T , x_F , après correction d'acceptance. Cette comparaison est présentée dans les figures III-15 sous la forme d'un rapport pour les hautes masses et pour la région de masse du ψ ($2.7 < M < 3.4 \text{ GeV}/c$). Aucun effet différentiel entre les deux cibles est observé. Ceci est traduit de façon quantitative d'une part par la pente de la droite qui paramétrise les rapports en masse et x_F , d'autre part par la variation de la valeur moyenne en P_T (cf. tableaux III-1, 2).

Tableau III-1

	$2.7 < M < 3.4 \text{ GeV}/c^2$	$M > 4 \text{ GeV}/c^2$
$\langle P_T \rangle_{W12} - \langle P_T \rangle_{W5.6}$	$.001 \pm .007$	$-.004 \pm .012$
$\langle P_T \rangle_{W(DP)} - \langle P_T \rangle_{W(DV)}$	$.003 \pm .005$	$-.017 \pm .011$

Différence entre les valeurs moyennes de la distribution en P_T des dimuons produits à l'énergie de 284 GeV/ dans :

- cible de tungstène de 12.0cm et de 5.6 cm
- cible de tungstène de 12.0cm avec la cible de deutérium pleine $\langle W(DP) \rangle$ et vide $\langle W(DV) \rangle$.

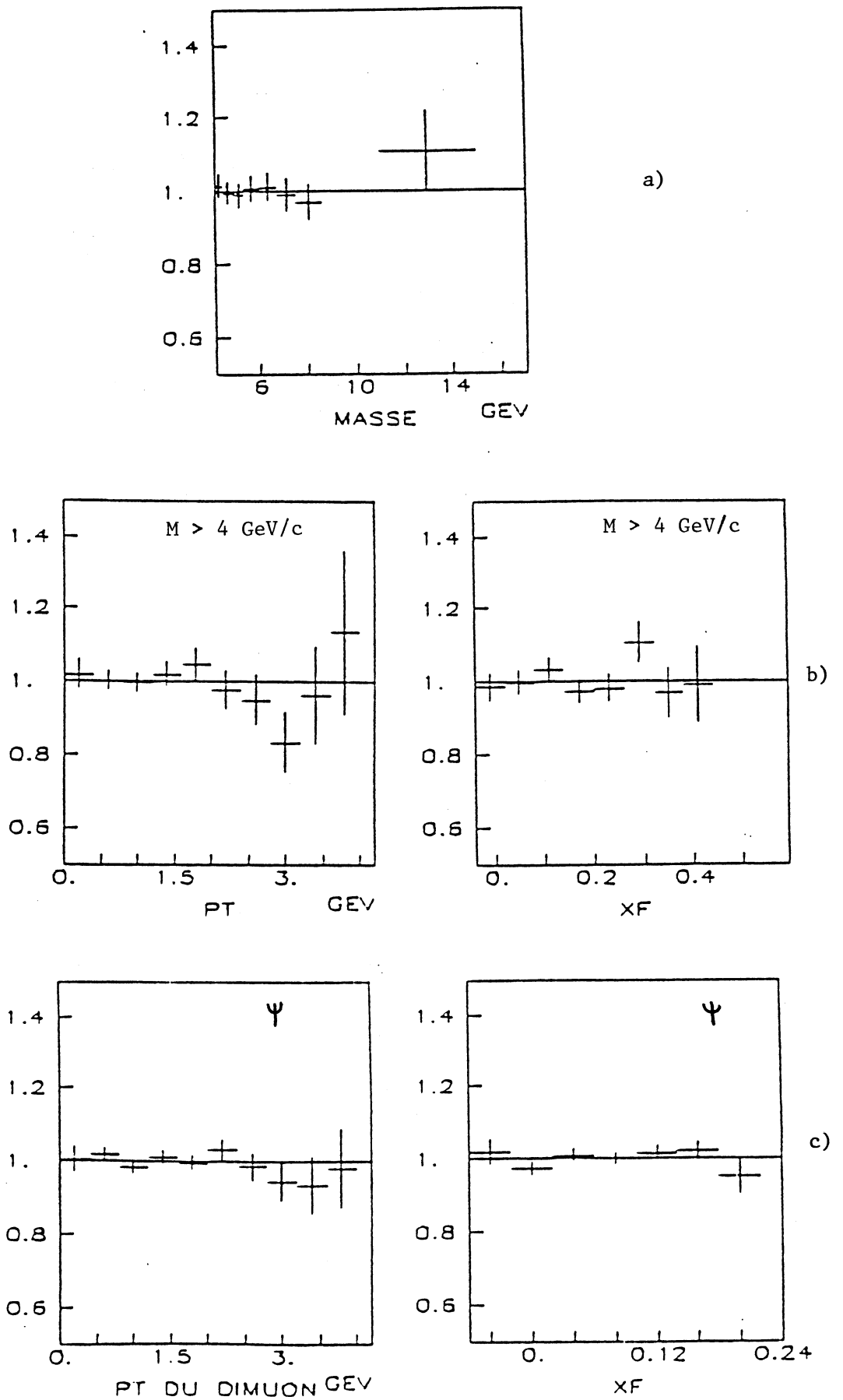


Figure III-15 : Rapport des distributions en masse, P_T et x_F des paires de muons produits dans les cibles de tungstène de 120cm et 5.6cm pour deux régions de masses :
b) $M > 4 \text{ GeV}/c^2$
c) $2.7 < M < 3.4 \text{ GeV}/c^2$

Tableau III-2

	M	x _F
W 12 / W 5.6	$-.002 \pm .010$	$.04 \pm .14$
W(DP) / W(DV)	$-.004 \pm .009$	$-.02 \pm .13$

Valeur de la pente de la droite qui paramétrise les rapport des distributions en masse et x_F des dimuons produits en :

- cible de tungstène de 12.0cm et de 5.6cm (W 12/W 5.6)
- cible de tungstène de 12.0cm avec cible de deutérium (W(DP) et vide (W(DV)).

La faible statistique obtenue pour la cible très courte (2.5 cm) ne permet pas d'en tirer des conclusions sur l'effet de contamination pour la région des grandes masses ($M > 4 \text{ GeV}/c^2$). Néanmoins, pour la région de masse du ψ le rapport entre les nombres de dimuons produits en cible longue (12.0cm) et cible très courte (2.5 cm), ramenés à la même luminosité et corrigés d'acceptance vaut $4 \pm 2\%$.

Etant donné que la section efficace de production des paires de muons décroît assez rapidement avec l'énergie, le problème de réinteractions devrait être plus important dans le cas du faisceau de 284 GeV/c que dans celui du faisceau de 194 GeV/c. Ceci a été confirmé par le programme de simulation de GRANT qui nous montre d'autre part que le nombre de dimuons produits par les secondaires décroît avec l'augmentation de leur masse (voir figure III-16). Notamment, dans la région de masse du ψ , le programme estime la contamination à 5% à l'énergie de 284 GeV, en accord avec le résultat obtenu expérimentalement.

En conclusion, nous estimons que la contamination des dimuons

W120 D2F/D2E 300GEV

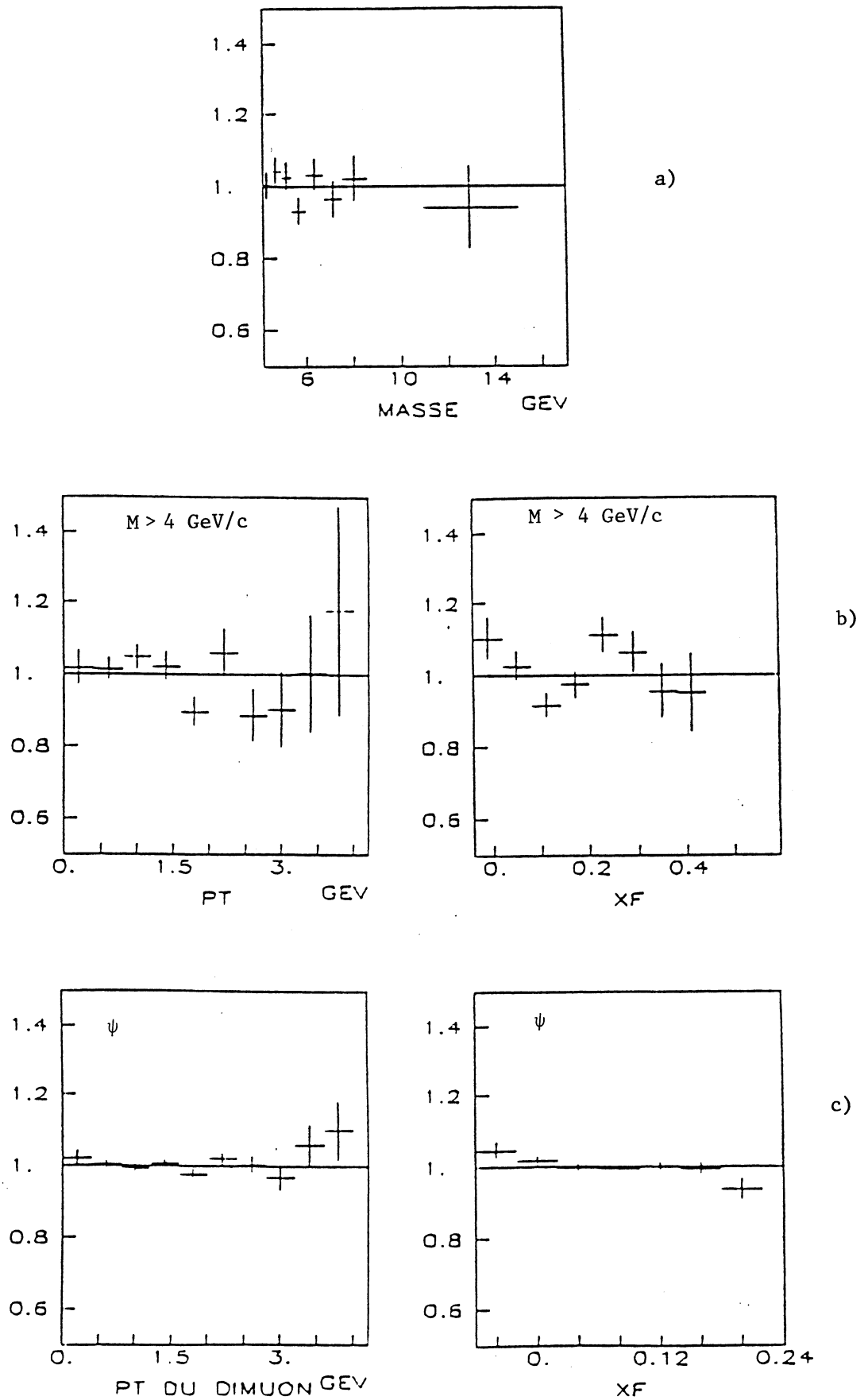


Figure III-17 : Rapport des distributions en masse, P_T et x_F des dimuons produits dans la cible de tungstène de 12cm ayant en amont la cible de Deutérium liquide pleine et vide pour les régions de masse

b) $M > 4 \text{ GeV}/c^2$
c) $27 < M < 3.4 \text{ GeV}/c^2$

produits par des secondaires, ayant des masses supérieures à $4.5 \text{ GeV}/c^2$, est inférieure à 2% (resp. 3%) pour le faisceau de $194 \text{ GeV}/c$ (resp. $284 \text{ GeV}/c$).

b) Secondaires produits dans la cible de deutérium

Par comparaison entre le nombre de dimuons produits dans la cible de tungstène ayant en amont la cible de deutérium vide ou pleine, nous observons un excédent de 11.5% de paires de muons rapportés au même flux incident. Ce nombre devrait correspondre exactement à la proportion du faisceau qui a été absorbé par collisions inélastiques dans la cible de deutérium, s'il n'y a pas eu d'interactions secondaires.

En connaissant la longueur d'absorption de la cible légère (voir tableau II-3), un simple calcul nous indique que $23.5 \pm 1.3\%$ du faisceau incident est absorbé par cette cible.

Nous concluons donc qu'environ 12% des dimuons détectés dans la cible lourde proviennent des hadrons secondaires produits dans la cible de deutérium. La figure III-17 et les tableaux III-1 et III-2, montrent qu'il n'y a pas d'effets différentiels entre les interactions primaires et secondaires dans les distributions en masse, P_T et x_F , à part un léger effet en x_F dans la région de masse du ψ . La raison en est que le faisceau de secondaires à l'issue de la cible de deutérium a d'une part une distribution en impulsion piquée vers l'avant, et d'autre part, une ouverture maximum de 7mrad pour qu'il puisse toucher la cible de tungstène, et donc que ses caractéristiques sont très proches de celles d'un faisceau primaire.

3.5 SELECTION DES RUNS

Le nombre de ψ par unité d'intensité est un excellent moniteur de la qualité des événements pris. Il dépend notamment des inefficacités du système de déclenchement et du programme de reconstruction.

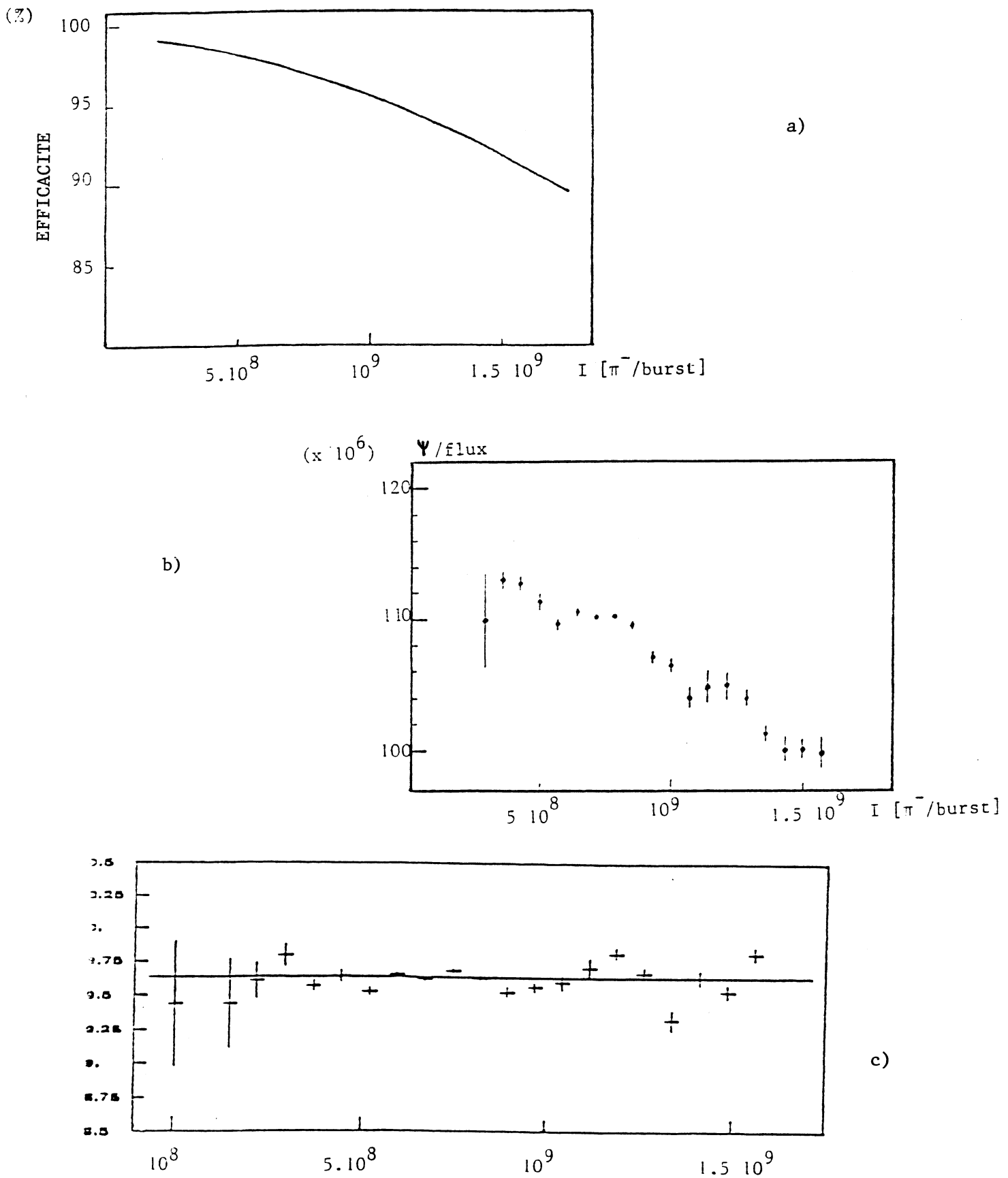


Figure III-18 : a) Efficacité de reconstruction en fonction de l'intensité

b) Nombre de ψ par unité de flux en fonction de l'intensité

c) Section efficace de production du ψ en fonction de l'intensité.

Une étude détaillée nous a montré que l'efficacité du programme de reconstruction diminue avec l'augmentation du flux incident variant de 96% à 88% pour des intensités qui vont de 5×10^8 à 2.2×10^9 /burst (c'est le cas des données de 194 GeV/c montré dans la figure III-18). Le système de déclenchement présente une efficacité de $86\% \pm 1\% \pm 5\%$, plus ou moins constante pour les valeurs d'intensité citées.

Dans aucune de ces inefficacités nous n'avons observé des effets différentiels.

La sélection des runs se fait de la manière suivante : pour les événements acquis dans chaque période du SPS nous calculons la valeur moyenne du nombre de ψ par unité d'intensité corrigée de l'inefficacité de reconstruction. Si un run présente une valeur qui dévie considérablement de la moyenne, il sera rejeté.

CHAPITRE IV

METHODES D'ANALYSE

Dans ce chapitre nous décrivons la méthode qui nous permet de remonter aux distributions physiques lors de la production de l'événement à partir des distributions mesurées.

L'outil principal pour ce travail est le bon programme de simulation des événements. Celui-ci doit contenir:

- une génération des distributions physiques les plus proches possibles des distributions à la production des événements:
- une description complète de l'appareillage y compris l'interaction dans la cible, la diffusion multiple et la perte d'énergie dans les matériaux, la déflexion dans le champ magnétique, le système de déclenchement et la mesure des coordonnées par les chambres proportionnelles à fils.

Les événements générés par le programme de Monte Carlo sont ensuite reconstruits par le programme des événements expérimentaux. Cette reconstruction conduit à l'obtention de quantités mesurées différentes des valeurs générées, ce qui traduit les modifications introduites par l'appareillage aux distributions de départ.

4.1 LE PROGRAMME DE SIMULATION MONTE CARLO

Nous avons généré un lot de 54 000K (15 000K) événements ce qui correspond à 1 500K (400K) événements reconstruits de masse supérieure à 4 GeV pour l'impulsion du faisceau de 194 GeV/c (284 GeV/c).

4.1.1 GENERATION DES EVENEMENTS

4.1.1.1. Paramètres du dimuon

Nous avons utilisé, au départ, les distributions physiques mesurées par des expériences précédentes, avec le formalisme du modèle de Drell-Yan.

Les variables choisies pour caractériser la cinématique du dimuon sont l'impulsion transverse P_T et les variables sans dimension τ (ou $\sqrt{\tau}$) et x_F , qui ont été définies au chapitre I.

Pour simplifier et puisque la théorie n'est pas encore concluante sur le sujet, la distribution en P_T est générée indépendamment de $\sqrt{\tau}$ et x_F . Nous avons utilisé la première paramétrisation de l'expérience NA3 [18] :

$$F(P_T) = \frac{P_T (1 - \tau_T)^\gamma}{M_T^\beta}$$

où

$$M_T = \sqrt{\alpha^2 + 4 P_T^2}$$

$$\tau_T = M_T / C_s$$

avec C_s : la valeur centrale de l'énergie totale dans le centre de masse de la collision,

et

$$\begin{aligned} \alpha &= 4.15 \text{ GeV} \\ \beta &= 4.70 \\ \gamma &= 11.05 \end{aligned}$$

Les distributions en τ (ou $\sqrt{\tau}$) et x_F ont été générées selon la section efficace du modèle de Drell-Yan, donnée par l'expression I-1 du Chapitre I :

$$\frac{d^2\sigma}{d\tau dx_F} = \frac{4\pi \alpha^2}{9} \cdot \frac{1}{\sqrt{x_F + 4\tau}} \cdot \frac{1}{s x_1 x_2} \sum_i e_i^2 (q_{H1}^i \bar{q}_{H2}^{-i} + 1 \leftrightarrow 2) \quad (\text{IV-1})$$

ou bien

$$\frac{d^2\sigma}{d\sqrt{\tau} dx_F} = \frac{8\pi \alpha^2}{9} \cdot \frac{1}{s(x_1 x_2)^{1/2}(x_1+x_2)} \sum_i e_i^2 (q_{H1}^i \bar{q}_{H2}^{-i} + 1 \leftrightarrow 2) \quad (\text{IV-2})$$

où :

$$\begin{aligned} \tau &= x_1 x_2 = M^2/s \\ x_F &= x_1 - x_2 = 2 P_L^* / \sqrt{s} \end{aligned}$$

s = carré de l'énergie totale au centre de masse
 q_H^i = densité de probabilité du quark de saveur i dans le hadron H .

Les fonctions de structure ont été introduites avec la paramétrisation suivante à la Buras-Gaemers [19]:

$$\begin{aligned} x q(x) &= A_v x^\alpha (1-x)^\beta, \text{ pour les quarks de la valence} \\ x q(x) &= A_s (1-x)^\gamma, \text{ pour les quarks de la mer.} \end{aligned} \quad (\text{IV-3})$$

Les valeurs des paramètres α , β , γ se trouvent dans la table IV-1 où nous voyons que, dans la simulation correspondante à l'énergie du faisceau de 300 GeV, nous avons introduit un nucléon dont la fonction de structure évolue avec la masse. Ceci a été une conséquence de notre analyse des données de 200 GeV/c qui nous a montré que le modèle de Drell-Yan ultra-naïf ne représente point les données [7].

α et β sont paramétrisés sous la forme:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \bar{s}$$

$$\beta = \beta_0 + \beta_1 \bar{s}$$

où

$$\bar{s} = \ln \frac{\ln M^2/\Lambda^2}{\ln M_0^2/\Lambda^2}$$

avec $M_0^2 = 25 \text{ GeV}/c^4$ et $\Lambda = 0.55 \text{ GeV}/c^2$

TABLEAU IV-1

PARAMETRE DES FONCTIONS DE STRUCTURE

	Faisceau	200 GeV	300 GeV
PION	Valence	$\alpha = 0.45$	$\alpha = 0.4$
	Mer	$\beta = 1.04$ $\gamma = 5.4$	$\beta = 1.1$ $\gamma = 8.7$
PROTON	Quarks u et d	$\alpha = 0.52$	$\alpha = 0.51 - 0.16 \bar{s}$
	Quark u	$\beta = 2.8$	$\beta = 2.83 + 0.77 \bar{s}$
	Quark d	$\beta = 3.8$	$\beta = 3.83 + 0.77 \bar{s}$
	Mer	$\gamma = 8.0$	$\gamma = 8.0 + 1.5 \bar{s}$

Les normalisations A_v et A_s traduisent respectivement la règle de comptage du nombre de quarks dans les hadrons et la conservation de l'impulsion en considérant que la fraction de l'impulsion transportée par les gluons est de 0.5 .

4.1.1.2. Paramètres des deux muons

La distribution angulaire de la désintégration du dimuon a été générée selon la loi $1 + \cos^2 \theta$ et uniforme en φ , où θ et φ sont les angles définis dans le repère du photon virtuel. Nous avons utilisé pour la génération à 200 GeV/c le système d'axes de Gottfried-Jackson, et à 300 GeV/c celui de Collins-Soper, puisque nos résultats montrent que la distribution angulaire en θ est plus proche de la loi $1 + \cos^2 \theta$ dans ce système [6].

Notons que toutes ces distributions pour la génération des événements ne sont qu'un point de départ, puisque une analyse correcte doit changer les distributions du programme de simulation en accord avec les mesures faites.

Dû à la grande statistique de notre expérience, il n'est pas pratique de générer des millions d'événements à chaque itération dans l'analyse. La solution que nous avons adoptée pour avoir une seule simulation tout en gardant la possibilité de modifier les distributions de génération est d'écrire sur les bandes magnétiques, pour chaque événement, les poids de génération de chacune des variables. Ainsi, par une repondération des événements, nous pouvons changer rapidement les distributions de génération.

4.1.2. Génération de l'énergie totale

Tandis que la distribution de l'énergie du pion est bien connue expérimentalement, (voir dans la Fig. II-2 le spectre en impulsion mesuré pour les deux valeurs nominales), celle du nucléon est affectée par le mouvement de Fermi, qui n'est pas bien connu. Nous avons utilisé dans le programme de simulation le modèle de Bodeck et Ritchie [20] avec la queue de la distribution coupée à 400 MeV/c.

La génération des quadrivecteurs relatifs au pion incident et au nucléon cible permet d'effectuer la transformation de Lorentz et d'obtenir ainsi les paramètres cinématiques des deux muons dans le système du laboratoire.

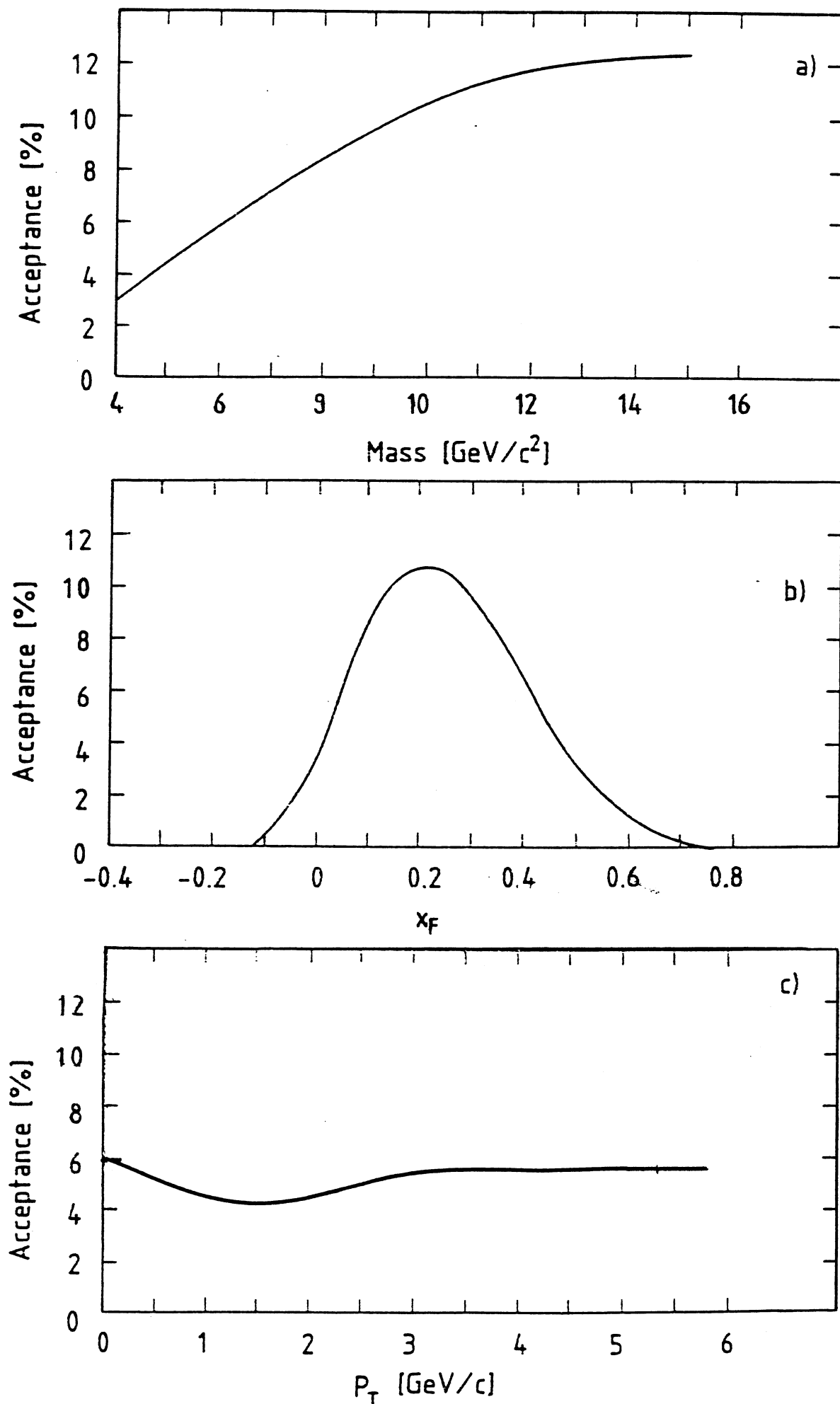


Figure IV-1A : Acceptance en masse, x_F et P_T des dimuons de masse supérieure à 4 GeV/c

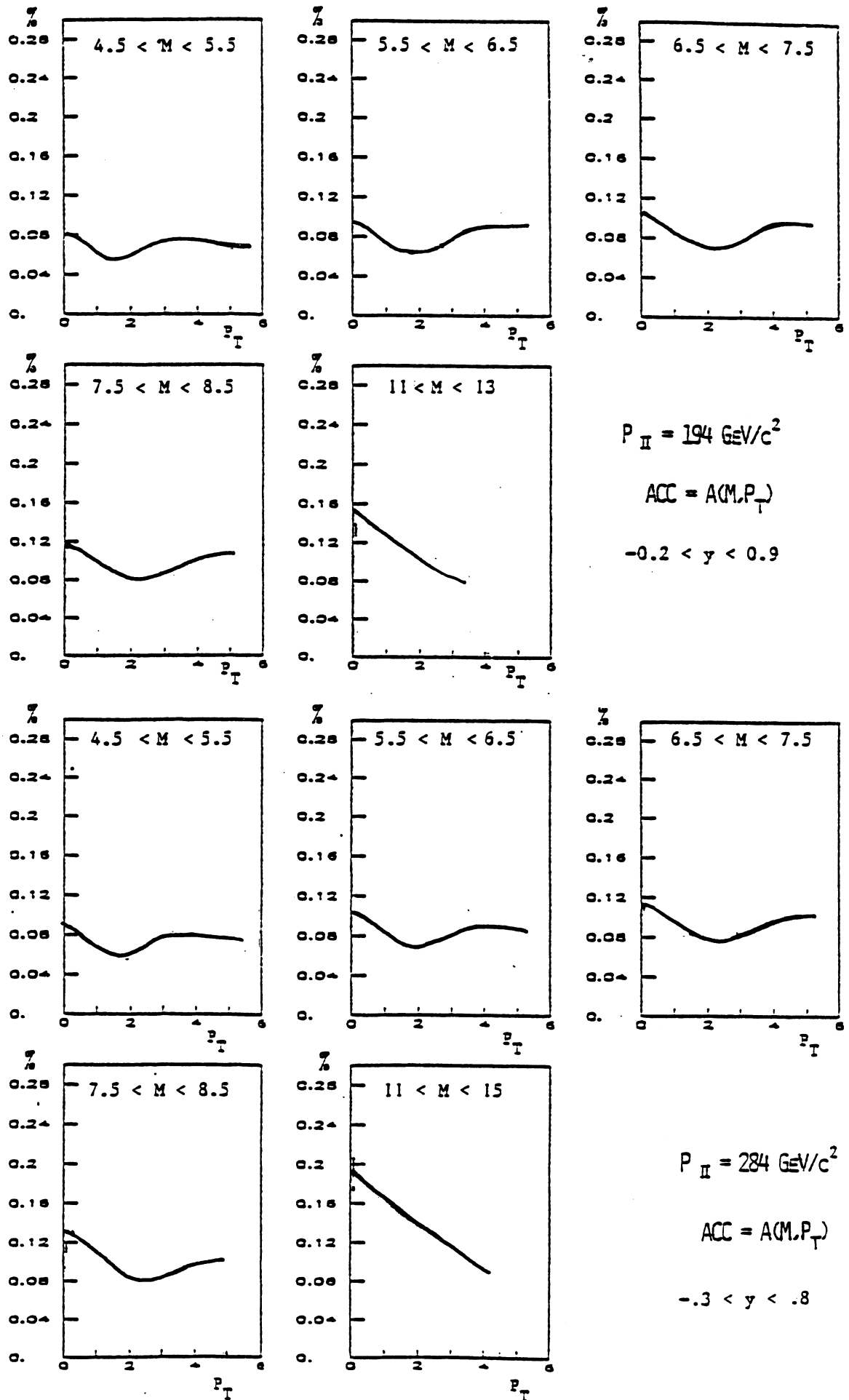


Figure IV-1B : Acceptance différentielle en masse et P_T pour les deux impulsions du faisceau:

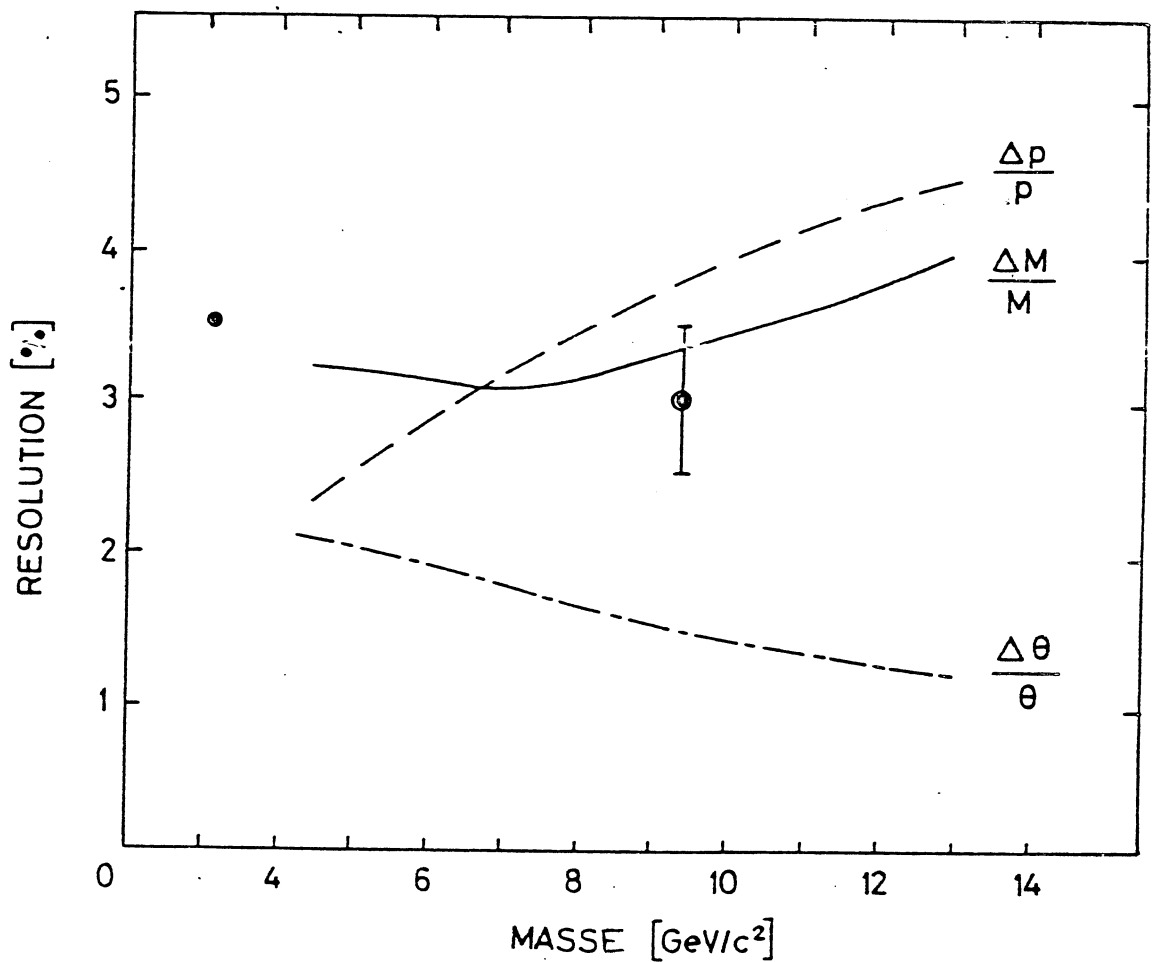


Figure IV-2 a : Résolution en masse, impulsion et angulaire en fonction de la masse du dimuon.
Les points représentent les résolutions expérimentales des résonances ψ et T .

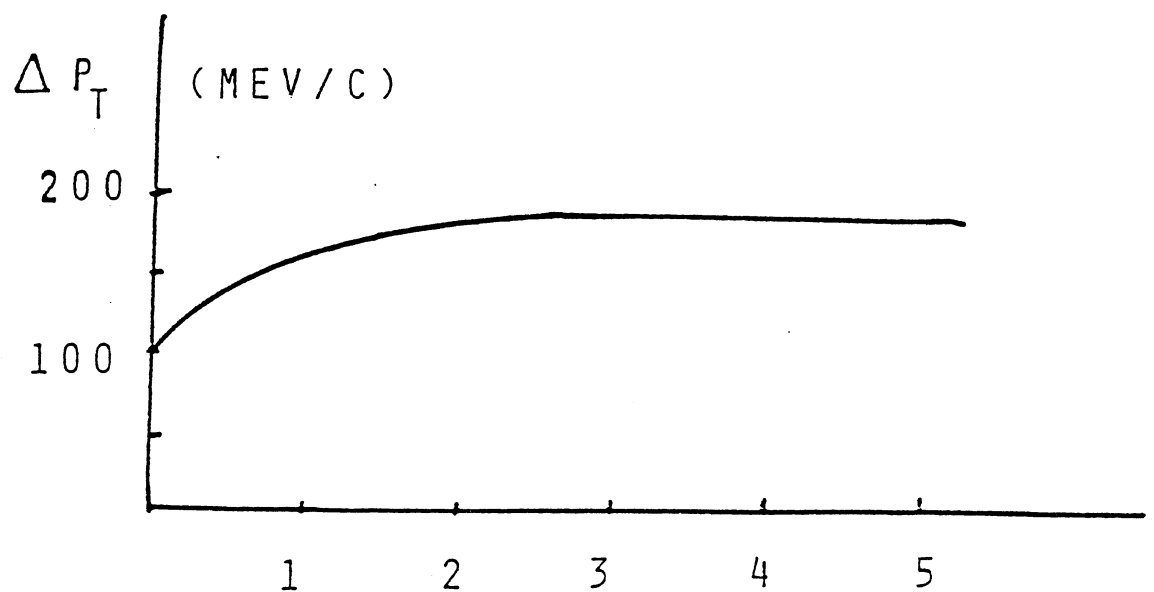


Figure IV-2 b : Résolution en impulsion transverse du dimuon

4.1.3. Simulation de l'appareillage

Les quantités cinématiques d'une paire ayant été générées, il faut simuler son passage à travers l'appareillage pour connaître son acceptance et sa résolution. Dans les figures IV-1 nous montrons les courbes d'acceptance intégrées (IV-1a) et différentielles (IV-2a). Les résolutions obtenues par l'appareillage se trouvent dans la figure IV-2.

4.1.3.1 La cible

La coordonnée Z du point d'interaction suit la loi exponentielle d'absorption:

$$F(Z) = \lambda_a (1 - e^{-L/\lambda_a}) e^{-z/\lambda_a}$$

où

λ_a - longueur d'absorption de la cible (voir Table II-1)

L - longueur de la cible.

Les coordonnées X et Y sont générées selon des gaussiennes qui tiennent compte des dimensions du faisceau de pions (voir Table II-2).

4.1.3.2. L'absorbeur

Les effets du passage des muons dans l'absorbeur sont la diffusion multiple et la perte d'énergie.

La distribution angulaire due à la diffusion multiple est simulée par une loi gaussienne dont l'écart type σ_θ est:

$$\sigma_\theta = \frac{0.015}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_{\text{rad}}}} \left(1 + \frac{1}{9} \ln \frac{L}{L_{\text{rad}}}\right)$$

où

P = impulsion du muon (GeV/c)

β = vitesse du muon

L = longueur de l'absorbeur

L_{rad} = longueur de radiation du matériau de l'absorbeur.

La perte d'énergie est le résultat de trois phénomènes de l'interaction électromagnétique des muons avec la matière : l'ionisation, le bremsstrahlung et la création de paires. Nous avons utilisé une distribution de Landau pour le premier dont la valeur moyenne correspond à la valeur la plus probable donnée par les formules de Sternheimer et Peierls [21]. Pour les deux derniers on a admis que la distribution des secondaires est décrite par $1/E'$, étant E' l'énergie du photon ou de la paire e^+e^- émise, d'où une croissance linéaire approximative de la perte de l'énergie moyenne avec l'énergie du muon traversant la matière. La diffusion multiple et la perte d'énergie ont été prises en compte non seulement dans l'absorbeur mais aussi dans tous les autres matériaux traversés par les muons (hodoscopes et mur de fer essentiellement).

4.1.3.3. Le champ magnétique

Nous disposons d'une carte du champ magnétique qui a été mesuré par l'intermédiaire d'une sonde. La trajectoire des muons dans le champ est suivie avec des pas de 20cm.

4.1.3.4. Le système de déclenchement

Les événements simulés obéissent aussi aux critères de sélection du système de déclenchement décrit dans le paragraphe 2.4.1.

Les inefficacités de ce système n'ont pas été introduites puisque nous n'avons pas observé d'effets différentiels dans les événements expérimentaux.

4.1.3.5. Chambres et hodoscopes

Le codage des fils des chambres proportionnelles et des

scintillateurs des hodoscopes touchés a été fait de façon à pouvoir reconstruire l'ensemble des événements simulés par le même programme de reconstruction des données. Ceci permet de minimiser les biais éventuels dus au programme de reconstruction.

4.1.4. Fiabilité du programme de simulation

Il n'y a pas une méthode unique et globale qui permet de tester le programme de simulation de notre expérience. En tout cas, la comparaison entre les données et les événements simulés peut donner une première indication d'existence d'un problème. Cette comparaison

a été très utile pour la détection préliminaire d'erreurs dans le programme de simulation. Actuellement nous pouvons constater que la reproduction de la réalité par le Monte Carlo est bonne dans la plupart des régions cinématiques.

Un autre point de comparaison est la production du ψ car sa section efficace est plus grande que la section efficace du continuum, environ d'un facteur 10, et car il s'agit d'une résonance étroite ($0.063 \text{ MeV}/c^2$ de largeur). La section efficace de production du ψ ainsi que la valeur moyenne de la masse et sa résolution constituent un excellent moniteur pour l'appareillage.

La Figure IV-3 montre pour les deux énergies incidentes la distribution en masse dans la région du ψ comparée aux résultats obtenus avec un lot de ψ générés.

Nous montrons dans la Table IV-2 les valeurs numériques pour la masse du ψ et sa résolution.

Table IV-2

Comparaison de la masse et de la largeur du ψ , exprimées en GeV/c^2

	200 GeV		300 GeV	
	$\langle M_{\psi} \rangle$	$\sigma_{M_{\psi}}$	$\langle M_{\psi} \rangle$	$\sigma_{M_{\psi}}$
Données	3.113 ± 0.001	0.142 ± 0.002	3.123 ± 0.003	0.141 ± 0.001
Monte Carlo	3.143 ± 0.003	0.135 ± 0.001	3.147 ± 0.003	0.134 ± 0.003

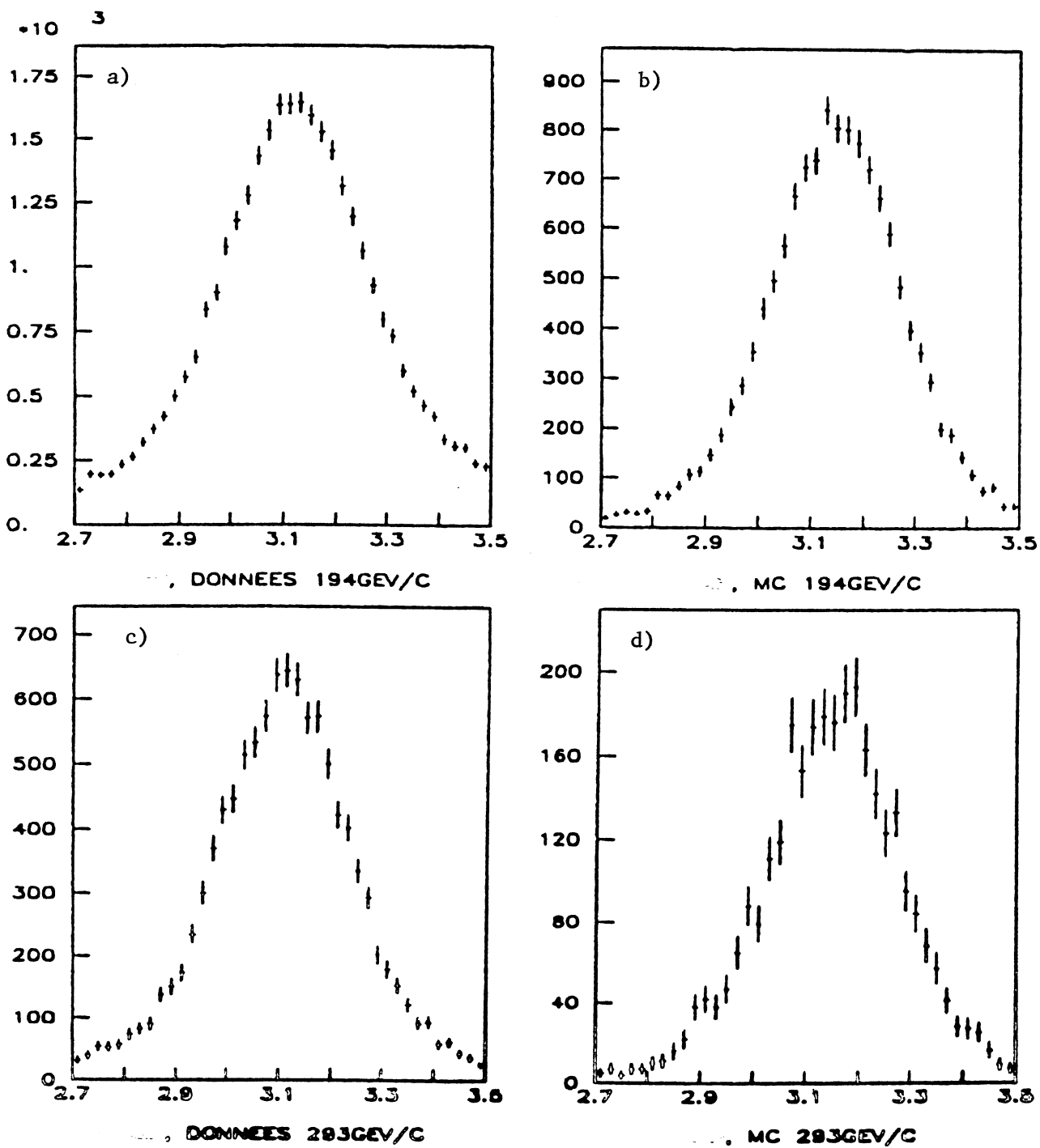


Figure IV-3 : Spectre de la région demasse du ψ pour les données (a, c) et les événements simulés par Monte-Carlo (b, d) aux deux énergies du faisceau.

Par l'intermédiaire de la mesure de la masse et de la section efficace du ψ , et en utilisant un champ magnétique 2 fois moins intense, nous avons pu tester d'autres régions de l'appareillage (et du système de déclenchement) plus arrosées par les événements de haute masse sous le champ magnétique nominal. Dans ce cas la valeur de la masse du ψ obtenue à la reconstruction est de $3.088 \pm 0.003 \text{ GeV}/c^2$.

4.2 METHODE D'EXTRACTION DES DISTRIBUTIONS PHYSIQUES

Dans le cas des expériences où l'impulsion du faisceau est définie avec une bonne précision, l'obtention des distributions produites lors de l'interaction à partir des distributions expérimentalement mesurées est un problème assez simple dans la mesure où les distributions en masse et en P_T ne sont affectées que d'erreurs relativement faibles dues à la diffusion multiple et à la perte d'énergie. Dans notre cas, nous avons montré que nous avons sacrifié la définition du spectre en impulsion du faisceau incident à la haute statistique obtenue grâce à un faisceau de grande intensité; de ce fait, la détermination des sections efficaces différentielles fait intervenir l'énergie totale de l'interaction comme un paramètre supplémentaire et nécessite donc un traitement plus rigoureux.

Nous pouvons définir deux espaces:

- celui des distributions physiques vraies (produites lors de l'interaction) ou générées; nous le désignerons par la suite par l'expression "espace des générés";
- celui des distributions physiques mesurées dans l'appareillage (et déformées par celui-ci); nous le noterons "espace des mesurés".

Nous avons besoin d'une fonction capable de nous faire remonter aux distributions physiques vraies à partir de celles que nous avons mesurées. Pour cela, nous définissons d'abord la fonction inverse de celle-ci, notre "fonction de transfert", qui permet de transformer les

distributions physiques générées en distributions mesurées expérimentalement.

Mathématiquement, le problème se pose de la façon suivante:

Soit $\frac{d^2\sigma}{dP_T^g dM^g}$ - la section efficace différentielle en P_T et M , la distribution à évaluer, l'indice g signifiant qu'il s'agit de distributions supposées réelles, c'est-à-dire générées.

$\frac{d^2N}{dP_T^m dM^m}$ - le nombre d'événements obtenus pour une valeur de P_T et M mesurés.

$A(M^g, P_T^g)$ - l'acceptance différentielle en M et P_T .

Nous voulons déterminer la fonction inverse de transfert $S^I\left(\begin{smallmatrix} P_T^m \rightarrow P_T^g \\ M^m \rightarrow M^g \end{smallmatrix}\right)$ c'est-à-dire la probabilité pour que les valeurs cinématiques mesurées $(M^m, P_T^m, \dots)$ d'un événement correspondent aux valeurs générées $(M^g, P_T^g, \dots)$:

$$\int \frac{d^2N}{dP_T^m dM^m} \cdot S^I\left(\begin{smallmatrix} P_T^m \rightarrow P_T^g \\ M^m \rightarrow M^g \end{smallmatrix}\right) dP_T^m dM^m \frac{1}{A(M^g, P_T^g)} = \mathcal{L} \frac{d^2\sigma}{dP_T^g dM^g} \quad (\text{IV-4})$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité de l'expérience.

Il va de soi que si les distributions cinématiques mesurées des événements simulés reproduisaient celles des données, le calcul de la probabilité S^I serait une affaire très simple. Mais, ceci n'étant pas le cas, il nous faut ajuster les distributions de génération des événements Monte Carlo par repondération de telle façon que le résultat de la mesure de ces événements s'approche le plus possible de la distribution expérimentale.

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.

Cette détermination est faite par comparaison des événements expérimentaux avec les événements simulés dans l'espace des mesurés.

Considérons toujours le cas à deux dimensions où nous voulons estimer la distribution en P_T par tranches de masse.

Soit $d^2n/dM^m dP_T^m$ le nombre d'événements détectés par l'appareillage dans un intervalle donné de P_T^m et M^m produits à une valeur d'énergie totale $\sqrt{s}$. Le nombre d'événements détectés dans des collisions ayant une distribution en s est:

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dP_T^m dM^m} &= \int \frac{d^2n}{dP_T^m dM^m} \rho(s) ds \\ &= \mathcal{L} \int \frac{d^2\sigma(s)}{dP_T^g dM^g} \rho(s) ds A(M^g, P_T^g, s) \otimes S \left(\begin{matrix} P_T^g \rightarrow P_T^m \\ M^g \rightarrow M^m \end{matrix} \right) dP_T^g dM^g \end{aligned} \quad (IV-5)$$

Dans le programme de simulation, la section efficace est représentée par des distributions paramétrisées, et il nous suffit donc d'ajuster ces paramètres par une méthode de maximum de vraisemblance.

En réalité, nous avons simplifié l'expression (IV-5) puisque nous avons constaté par simulation que :

- la fonction de transfert en masse ne dépend pas de l'impulsion transverse. Dans la Table IV-2, nous montrons pour 4 régions de P_T et 3 valeurs de masse (5, 7 et 11 GeV/c²) les résultats d'un ajustement d'une double gaussienne;

- ni l'acceptance, ni la fonction de transfert ne dépendent de la valeur de s .

TABLEAU IV-3
Paramètres d'une double gaussienne d'ajustement de la
fonction de transfert en masse.

P_T (GeV/c) M (GeV/c ²)	0 - 1	1 - 2	2 - 3	> 3	
5	5.02 ± 0.09	5.05 ± .04	4.99 ± 0.03	4.95 ± 0.03	Valeur moyenne
7	7.06 ± 0.11	7.10 ± 0.05	7.00 ± 0.04	6.93 ± 0.04	
11	11.10 ± 0.2	11.2 ± 0.1	11.0 ± 0.1	10.9 ± 0.1	
5	0.15 ± 0.07	0.16 ± 0.03	0.16 ± 0.02	0.17 ± 0.03	σ_{gauche}
7	0.19 ± 0.10	0.20 ± 0.04	0.20 ± 0.04	0.20 ± 0.04	
11	0.29 ± 0.17	0.30 ± 0.06	0.31 ± 0.05	0.30 ± 0.06	
5	0.21 ± 0.08	0.21 ± 0.03	0.21 ± 0.02	0.20 ± 0.03	σ_{droite}
7	0.25 ± 0.11	0.26 ± 0.04	0.26 ± 0.04	0.35 ± 0.04	
11	0.46 ± 0.18	0.48 ± 0.08	0.48 ± 0.06	0.46 ± 0.08	

Alors l'expression IV-5 s'écrit:

$$\mathcal{L} \int \frac{d^2\sigma(s)}{dP_T^g dM^g} \rho(s) ds A(P_T^g, M^g) \otimes S^0(P_T^g \rightarrow P_T^m, M^g) S^1(M^g \rightarrow M^m) dP_T^g dM^g \quad (\text{IV-6})$$

En multipliant les deux membres de cette expression par la probabilité S_2 pour qu'un événement de masse mesurée M^m provienne d'une production de masse M^g et en intégrant dans l'espace de la masse mesurée, nous avons:

$$\int \frac{d^2N}{dP_T^m dM^m} S^2(M^m \rightarrow M^g) dM^m =$$

$$\mathcal{L} \int \frac{d^2\sigma(s)}{dP_T^g dM^g} A(P_T^g, M^g) S^0(P_T^g \rightarrow P_T^m, M^g) S^1(M^g \rightarrow M^m) \dots \quad (\text{IV-7})$$

$$\dots S^2(M^m \rightarrow M^g) dP_T^g dM^g dM^m$$

Puisque la fonction de $S^2(M^m \rightarrow M^g)$ est l'inverse de la fonction de transfert $S^1(M^g \rightarrow M^m)$, on a :

$$S^1 \cdot S^2 = 1$$

et, en écrivant :

$$\frac{d^2 \sigma}{dP_T^g dM^g} \Rightarrow \frac{d\sigma(s)}{dM^g} F(P_T^g)$$

l'expression (IV-7) devient:

$$\int \frac{d^2 N}{dP_T^m dM^m} S^2(M^m \rightarrow M^g) dM =$$

(IV-8)

$$\mathcal{L} \int F(P_T^g) A(P_T^g, M^g) S^0(P_T^g \rightarrow P_T^m, M^g) dP_T^g \int \frac{d\sigma(s)}{dM^g} \rho(s) ds$$

Ceci traduit donc la méthode d'ajustement des distributions en impulsion transverse du programme de simulation. Celles-ci ont été paramétrisées suivant la forme:

$$F(P_T) = P_T \left(\frac{1}{M_T} - C \right)^{\beta(M)}$$

(IV-9)

$$\text{où} \quad M_T = \sqrt{\alpha^2(M) + 4 P_T^2}$$

et où $\alpha(M)$ et $\beta(M)$ sont les paramètres à ajuster pour chaque tranche de masse.

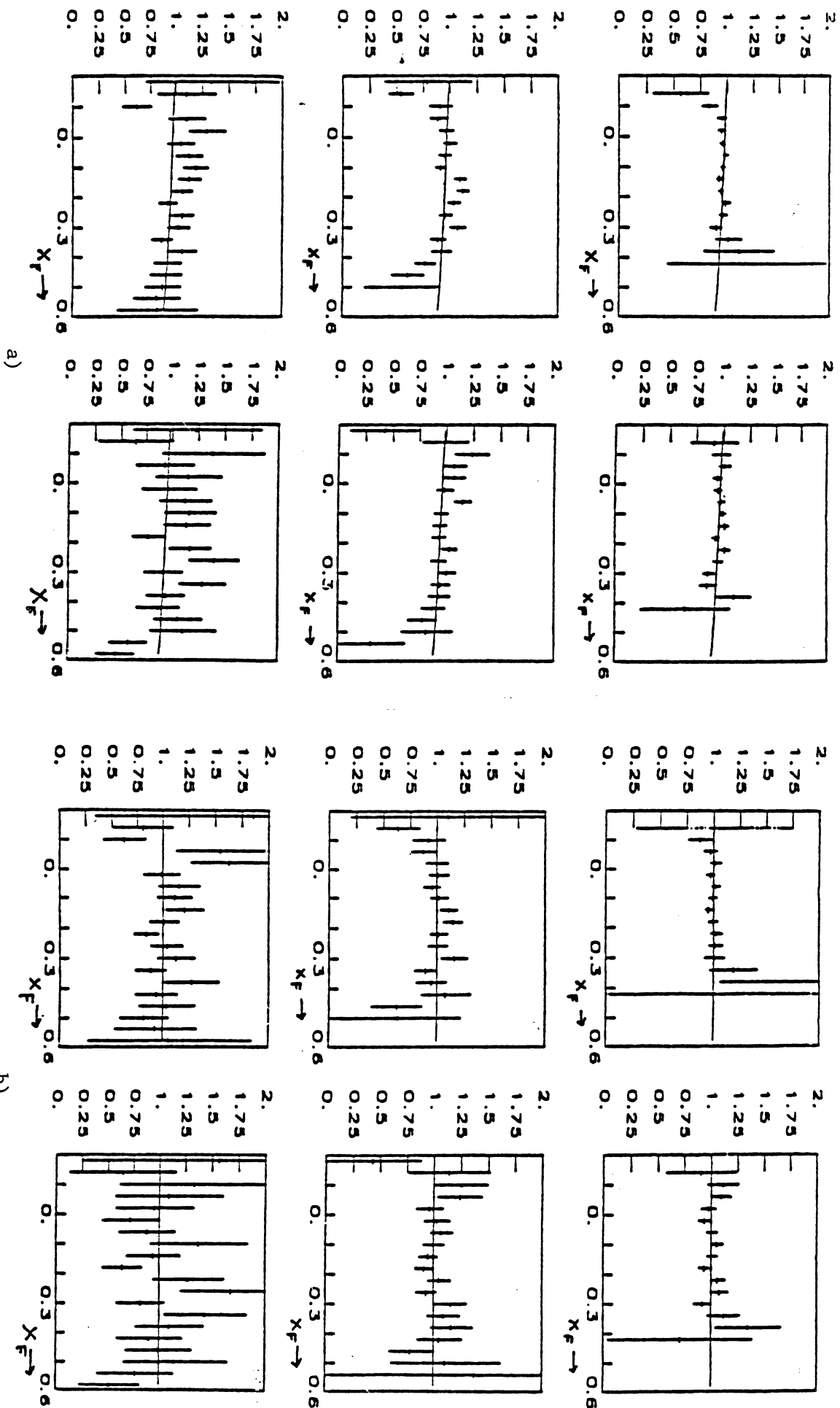


Figure IV-4 : Rapport entre les événements simulés avant correction (a) (après repondération décrite dans le texte (b)) et les données en fonction de la masse et X_F , normalisé au même nombre d'événements.

4.2.2. Remarques sur la méthode

- a) L'utilisation de l'expression 4.5 pré-suppose que le problème de la détermination de la fonction de transfert pour la masse ($S^2(M^m \rightarrow M^g)$) est déjà résolu, c'est-à-dire que le Monte Carlo reproduit entièrement la distribution en masse. Ceci a été effectivement réalisé, bien que par des procédures différentes pour les deux énergies incidentes.

Dans le cas de l'analyse à 200 GeV/c, nous étions déjà en possession des valeurs de la section efficace différentielle en τ et x_F que nous avons mesurées à cette énergie [7]. Donc, notre point de départ pour l'obtention d'un lot d'événements simulés a été le résultat du programme Monte Carlo décrit dans le paragraphe 4.1 et l'on pondère ces événements par une paramétrisation de la fonction $K(\sqrt{\tau}, x_F)$; cette fonction représente le rapport entre la section efficace expérimentalement mesurée et la section efficace prédite par le modèle de Drell-Yan:

$$K(\sqrt{\tau}, x_F) = \frac{d^2\sigma_{\text{exp}}}{d\sqrt{\tau} dx_F} \bigg/ \frac{d^2\sigma_{\text{DY}}}{d\sqrt{\tau} dx_F}$$

avec la paramétrisation :

$$K(\sqrt{\tau}, x_F) = F(\sqrt{\tau}) W_1 + (1-W_1) G(\sqrt{\tau}, x_F) + 0.05$$

où

$$F(\sqrt{\tau}) = 0.664 \sqrt{\tau} + 1$$

$$W_1 = 1/(1 + e^{38.72\sqrt{\tau}-0.5165})$$

$$G(\sqrt{\tau}, x_F) = 1.06 (x_F' + \sqrt{x_F'^2 + 0.1011})$$

$$x_F' = x_F - 4\sqrt{\tau} + 2.402.$$

Pour l'analyse à 300 GeV/c, nos résultats sur la section efficace n'existent pas encore et puisque ceci ne constitue pas

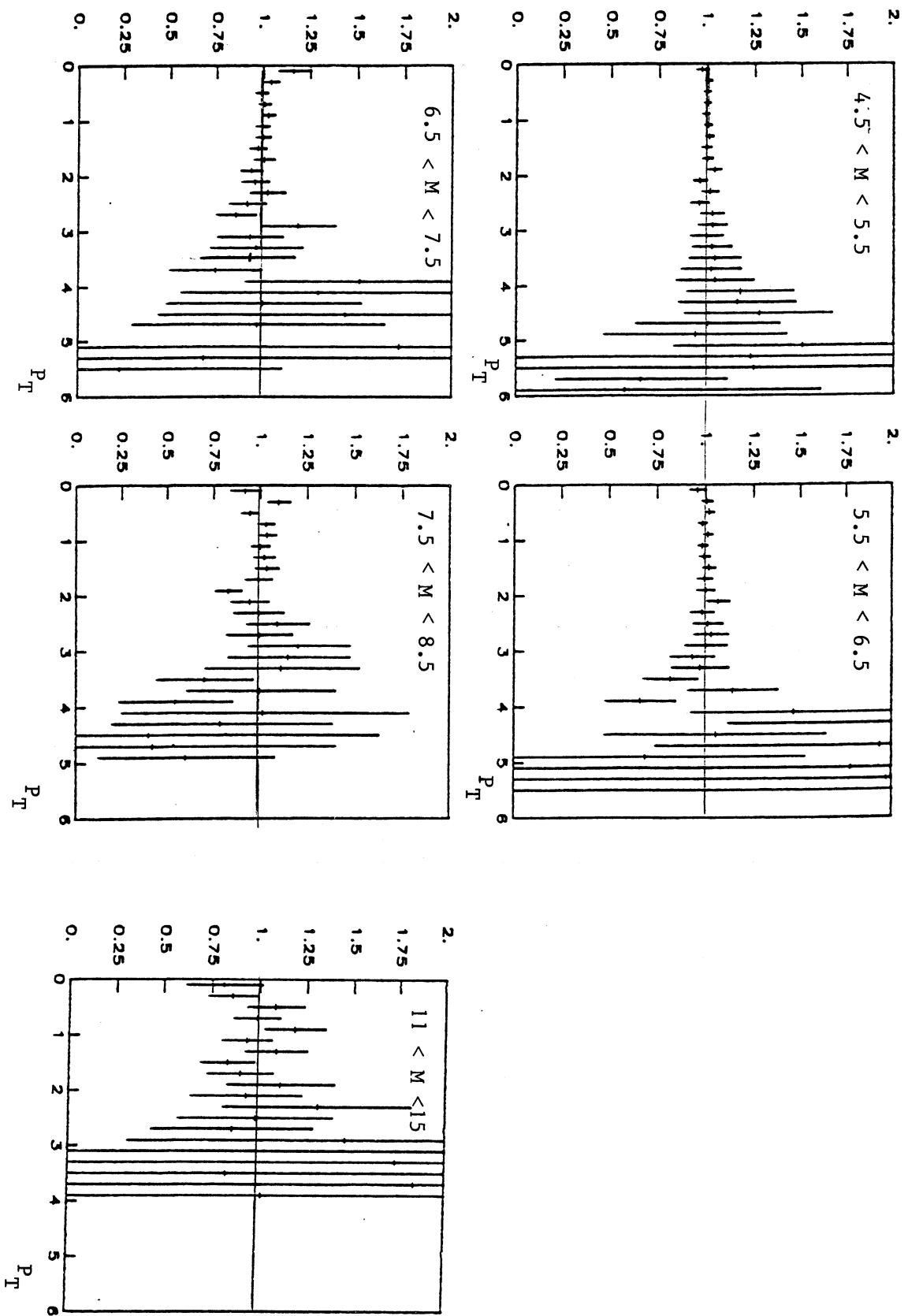


Figure IV-5 : Rapport dans "l'espace des générés" entre les distributions en P_T par intervalle de masse d'un lot d'événements simulés après mesure et déconvolution et sa génération.

l'objet de cette thèse, nous avons utilisé une paramétrisation ad-hoc avec laquelle nous repondérons ces événements simulés de façon à obtenir un rapport plat entre les distributions expérimentales et simulées en masse et x_F dans l'espace des mesurés.

Dans la Fig. IV-4a nous montrons le rapport entre les événements simulés au départ (les valeurs de génération se trouvent dans le paragraphe 4.1.1.) et les données; et dans la Fig. IV-4b nous montrons le même rapport après pondération des événements simulés par les paramétrisations suivantes:

$$F(M) = 0.87 + 0.0235 M$$
$$F(x_F) = 1 + 0.32 x_F - 1.54 x_F^2.$$

- b) La deuxième remarque est sur la dépendance en s de la section efficace. Celle-ci a été incorporée seulement dans la partie dépendante de la masse.

Dans l'expression IV-1 de la section efficace il y a un facteur explicite $1/s$ qui nous donne directement la valeur de cette dépendance pour les distributions en $\sqrt{\tau}$, x_F . Or ceci n'est pas le cas pour les distributions en P_T . En effet, il y a une dépendance en s très faible de $F(p_T)$, (voir nos conclusions sur ce sujet dans le chapitre VI) qui nous permet en première approximation de la négliger comme nous l'avons fait dans l'expression IV-6.

- c) nous avons testé la méthode d'analyse avec un lot spécial d'événements simulés à la distribution en P_T sont différentes de celles existantes dans le Monte Carlo. Dans la figure IV-5 nous montrons, dans "l'espace des générés", le rapport entre les distributions en P_T de ce lot simulé ayant été "mesurées" et déconvoluées par la technique que nous venons d'exposer et celles qui avaient été générées au départ. Ces rapports montrent que la méthode utilisée est correcte et indépendante de la forme des distributions introduites dans le programme de Monte Carlo. Ceci

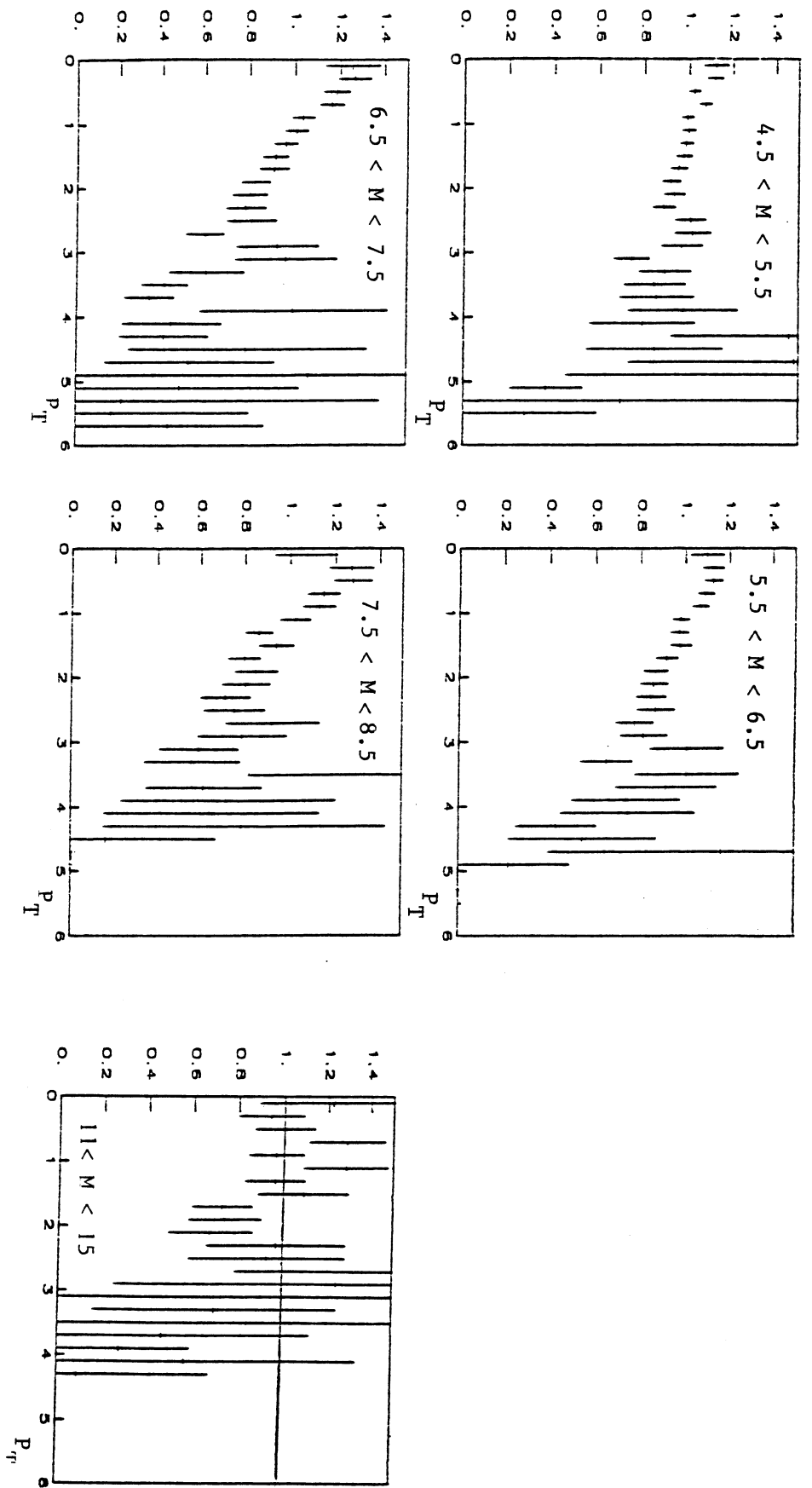


Figure IV-6 : Rapport entre les distributions en P_T dans "l'espace des générés", pour les données à 284 GeV/c par intervalle de masse (a) $4.5 < M < 5.5$, b) $5.5 < M < 6.5$, c) $6.5 < M < 7.5$, d) $7.5 < M < 8.5$, e) $11.0 < M < 15.0$ GeV/c² obtenues par une analyse avec la méthode simple et la méthode retenue décrites dans le texte.

constitue le grand avantage de cette méthode complexe, par rapport à une méthode d'analyse "simple" qui consiste à faire le rapport direct entre des distributions cinématiques dans "l'espace des mesurés" et une acceptance définie par :

$$\text{Acceptance} = \frac{\text{Nombre d'événements mesurés}}{\text{Nombre d'événements générés}}$$

laquelle est dépendante des distributions introduites dans la génération. La comparaison entre les résultats obtenus par les deux méthodes d'analyse est montrée dans la figure IV-6, le biais introduit par la méthode "simple" étant manifeste.

CHAPITRE V

L'IMPULSION TRANSVERSE DE LA PAIRE DE LEPTONS ET QCD

L'interprétation des expériences sur la production hadronique de paires de leptons conduit à des tests importants de la théorie de la Chromodynamique Quantique. En particulier, la distribution en impulsion transverse de la paire de leptons, qui n'a pas de justification dans le modèle naïf des partons [1], peut être interprétée en partie dans le cadre de QCD. L'observation d'une distribution en impulsion transverse pour les paires massives de muons est un des effets spectaculaires de la QCD. Néanmoins, jusqu'à ce jour, les distributions en P_T des dimuons produits dans les interactions hadroniques aux énergies actuellement disponibles sur cible fixe n'ont pas été totalement expliquées.

En QCD perturbative, le calcul de la section efficace $d\sigma/dP_T$ présente une divergence quand $P_T \rightarrow 0$ [25-28]. Ceci nous fait restreindre la comparaison avec les résultats expérimentaux à la région où $P_T \gg \Lambda_{QCD}$. Or, aux énergies disponibles en cible fixe, cette région est très réduite, le spectre en P_T étant dominé par des effets non perturbatifs. Ceux-ci peuvent être représentés par un $\langle K_T^2 \rangle$ intrinsèque de l'ordre de $1 \text{ GeV}^2/c^2$. Malgré cela, le grand succès de QCD à l'époque a été l'explication de l'augmentation de la valeur moyenne de P_T^2 avec l'énergie disponible dans le centre de masse [28]. Le facteur de proportionnalité est une fonction de τ , mais sa valeur dépend de l'ordre de l'approximation considérée dans la théorie perturbative.

Plus tard, la considération de l'émission des gluons mous a permis de décrire la distribution en P_T pour la région $\Lambda_{QCD}^2 \ll P_T^2 \ll M^2$. Ceci a permis la diminution de la valeur moyenne du K_T^2 intrinsèque.

D'après l'idée originale de la resommation à tous les ordres des corrections importantes introduites par l'émission des gluons mous, la section efficace $d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$ est donnée par le produit de deux fonctions de structure et un facteur de forme effectif qui contient ces corrections [31-34].

Actuellement, en 1984 Altarelli et al. [36] ont considéré d'une manière complète toute l'information disponible et ils ont présenté dans une formule unique la section efficace différentielle $d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$ pour la région allant de $P_T \approx \Lambda$ à $P_T \ll M$.

Parallèlement, à partir du calcul de la section efficace intégrée en P_T , $d^2\sigma/dM dy$, au premier ordre en QCD en incluant l'émission des gluons mous [37], les auteurs de Nice [39] présentent des résultats sur la dépendance en masse, y et S de la valeur moyenne du P_T^2 de la paire de leptons.

Le calcul complet des termes correspondant aux ordres supérieurs dans la section efficace en P_T n'est pas encore connu de nos jours. En ce moment, nous ne pouvons que présenter des arguments qualitatifs suggérant que ces termes introduiront de très grandes corrections aux énergies de cible fixe ($\sqrt{S} \approx 20$ GeV), mais qu'elles seront raisonnables aux énergies du SPPS ($\sqrt{S} > 500$ GeV).

Voyons donc comment au fil des années se sont développées dans le cadre de QCD ces différentes explications pour l'observation expérimentale de la distribution en P_T des dileptons.

5.1 CORRECTIONS DE QCD AU MODELE DE DRELL-YAN AU PREMIER ORDRE EN α_s

Dans le cadre de QCD perturbatif, le mécanisme de Drell-Yan (Fig. I-1) correspond à l'approximation d'ordre zéro en α_s . Les corrections d'ordre supérieur sont dues à l'émission ou l'absorption de gluons. Au premier ordre, ces corrections correspondent aux processus élémentaires représentés par les diagrammes de correction au vertex, d'annihilation quark-antiquark et de Compton QCD (Fig. V-1):

$q + \bar{q} \rightarrow g + \mu^+ \mu^-$ Annihilation avec émission de gluon
(Fig. V-1c, d)

$q(\bar{q}) + g \rightarrow q(\bar{q}) + \mu^+ \mu^-$ Effet Compton avec gluon absorbé
(Fig. V-e, f)

Les sections efficaces de ces sous processus ont des singularités de masse correspondant à l'émission de gluons co-linéaires. Cette difficulté a été résolue par Politzer [22] et Sachrajda [23] qui ont montré que, dans l'approximation des logarithmes dominants (LLA), ces singularités peuvent être absorbées dans les fonctions de structure des quarks dans les hadrons, si ces fonctions de structure violent l'invariance d'échelle comme dans la diffusion profondément inélastique des leptons.

D'autre part, les divergences infra-rouges contenues dans les diagrammes d'annihilation, où il y a une émission réelle d'un gluon (Fig. V-1 c,d) s'annulent avec celles existant dans les processus où il y a échange d'un gluon virtuel (Fig. V-1b).

Au premier ordre α_s (Fig. V-1) , l'impulsion transverse emportée par le dimuon est contrebalancée par celle du quark ou du gluon de recul. Ceci a été montré en fin 1977 quasi simultanément par plusieurs auteurs [25-28].

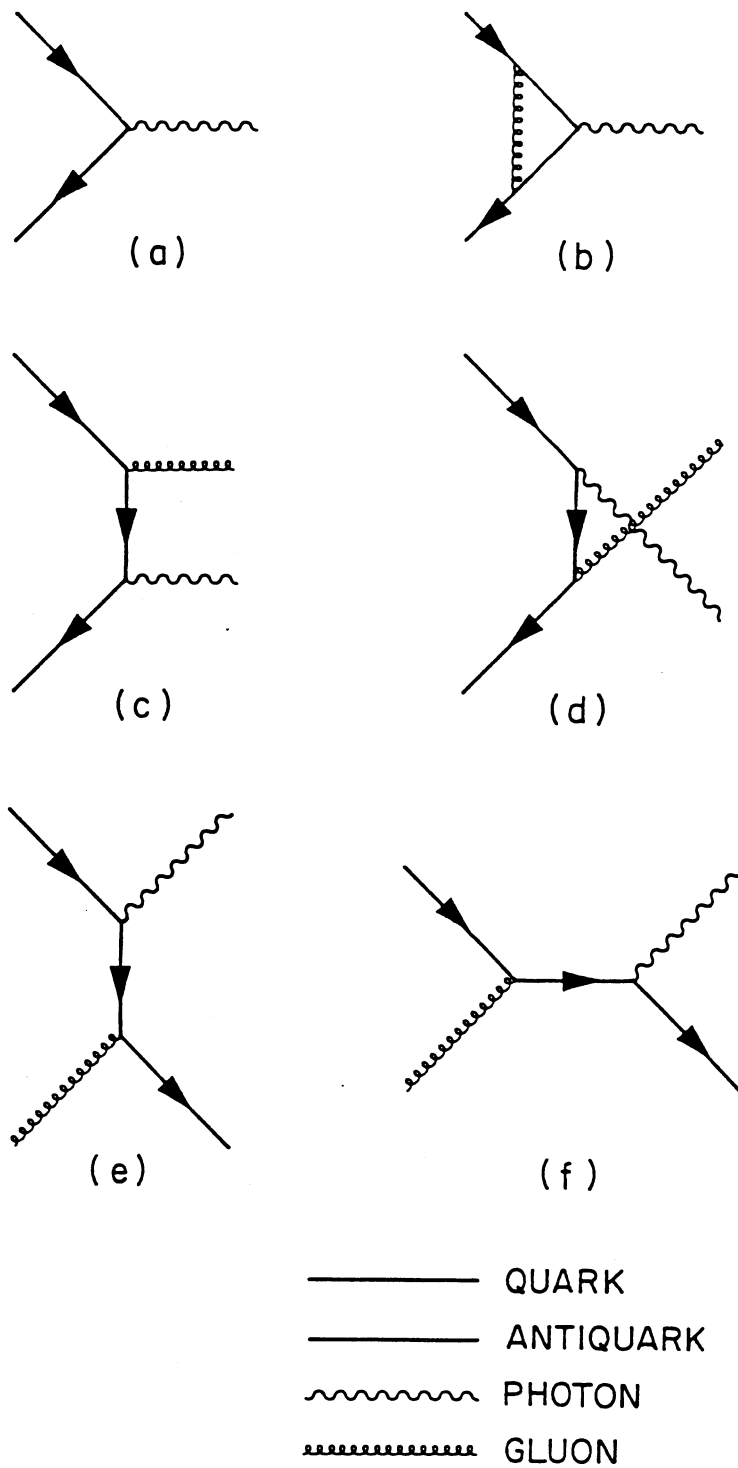


Figure V-1 : Diagrammes de correction du premier ordre en α_s .

Fritzsch et Minkowski [25], par généralisation de l'effet Compton, montrent que celui-ci permet d'expliquer la production dans les collisions hadroniques de dimuons avec des moments transverses.

Ils calculent, pour les collisions nucléon-nucléon, l'impulsion transverse moyenne $\langle P_T \rangle$ des paires de muons produits et ils montrent que celle-ci augmente avec l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision hadron-hadron pour une valeur fixe de $\sqrt{s}$.

En paramétrisant par une gaussienne le moment transverse initial des quarks et gluons (K_T intrinsèque), ils obtiennent de grandes valeurs de $\langle P_T \rangle$ des dileptons produits en collisions proton-proton avec la tendance globale des résultats de l'époque [29] (fig. V-2). Mais, en revanche, dans les collisions nucléon-antinucleon ou pion-nucléon où le mécanisme de production de paires de leptons est essentiellement l'annihilation des quarks de valence, Fritzsch et Minkowski prédisent des valeurs de $\langle P_T \rangle$ trop petites. En effet, dans ce cas la contribution du processus Compton est très réduite et la valeur $\langle P_T \rangle$ du dilepton serait alors due essentiellement au K_T intrinsèque des quarks et antiquarks dans la mesure où les processus de radiation des gluons ne sont pas pris en compte.

Kajantie et Ratio [26] ont considéré toutes les corrections gluoniques représentées dans la figure V-1 et ils ont calculé la section

efficace différentielle $d^3\sigma/dM^2 dy dP_T^2 \Big|_{y=0}$. Celle-ci présente une singularité

quand $P_T \rightarrow 0$ due au propagateur du quark, qui empêche le calcul de la section efficace intégrée $d\sigma/dM$ ainsi que la valeur $\langle P_T \rangle$. Par contre, dans la région où P_T est grand ($> \approx 1.5$ GeV/c) la section efficace différentielle est insensible à ces divergences et, d'une certaine manière, elle reproduit la forme de la queue observée dans les distributions expérimentales. Dans la figure V-3 on montre la comparaison entre ces calculs de la section efficace et les résultats expérimentaux obtenus à Fermilab dans des collisions proton-noyau [29]

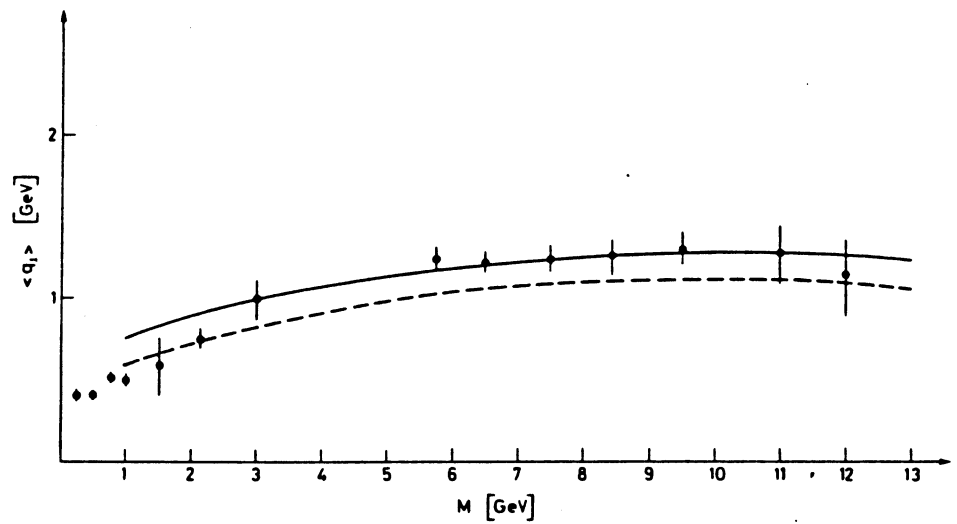


Figure V-2 : $\langle P_T \rangle$ en fonction de la masse du dimuon produit à l'énergie du centre de masse de 27.4 GeV dans des collisions proton-nucléon. Les données [29] sont comparées aux prédictions théoriques [25] pour deux valeurs de K_T intrinsèque :

$$\begin{aligned} \text{—} & \quad \langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.5 \text{ GeV} \\ \text{---} & \quad \langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.3 \text{ GeV} \end{aligned}$$

après soustraction de la résonance T .

Altarelli et al. [28] ont calculé la section efficace différentielle

$\left. \frac{d^3\sigma}{dM P_T^2 dy} \right|_{y=0}$ au premier ordre QCD considérant toutes les corrections , gluoniques et d'annihilation $q\bar{q}$, et ils ont éliminé le problème de la divergence à $P_T = 0$ en utilisant un modèle de régularisation qui simule des moments transverses intrinsèques des quarks et gluons dans les hadrons. On trouvera dans la suite un résumé de leur travail.

La section efficace ainsi régularisée a la forme suivante:

$$\left. \frac{d^3\sigma_{\text{Reg}}}{dM dP_T^2 dy} \right|_{y=0} = \left. \frac{d^2\sigma^{DY}}{dM dy} \right|_{y=0} f(P_T^2) + \frac{1}{\pi} \int d^2K_T \left. \frac{d^3\sigma}{dM dK_T^2 dy} \right|_{y=0} \left[f[(P_T - K_T)^2] - f(P_T^2) \right]$$

où:

$$\left. \frac{d^2\sigma^{DY}}{dM dy} \right|_{y=0} \text{ est la section efficace de Drell-Yan.}$$

$f(P_T^2)$ représente la distribution en P_T des quarks et gluons dans les hadrons. La distribution $f(P_T^2)$ est normalisée et décroît assez rapidement avec P_T^2 . Il s'ensuit que dans la région des grandes valeurs de P_T , la section efficace régularisée se réduit à celle donnée par QCD. La normalisation de $f(P_T^2)$

$$\int_0^\infty dP_T^2 f(P_T^2) = 1$$

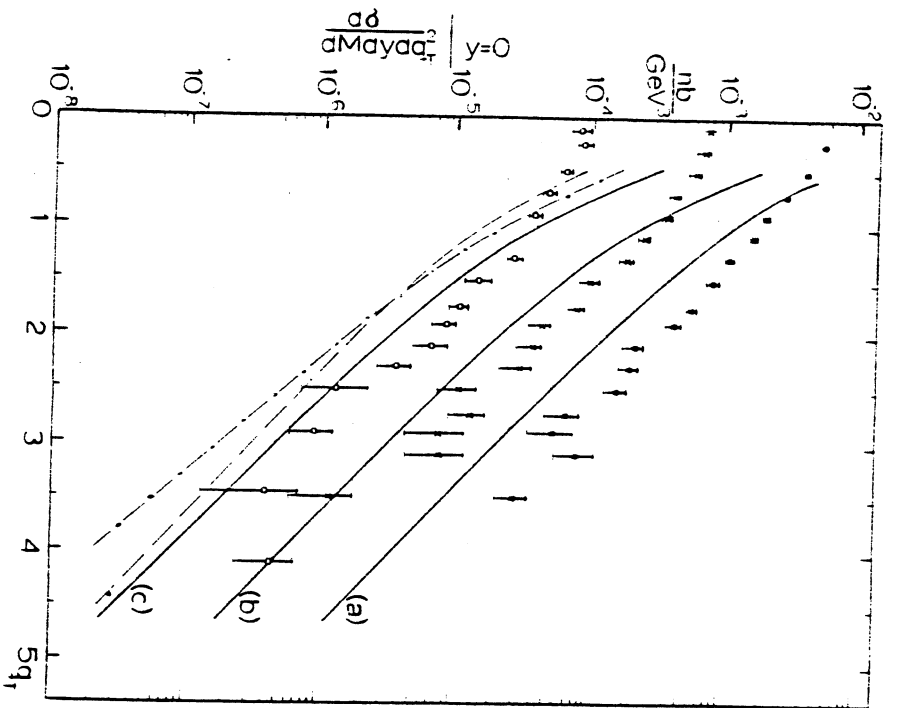


Figure V-3

Comparaison entre les sections efficaces expérimentales [29] et théoriques [26] pour 3 régions de masse :

- a) 5 M 6 GeV/c²
- b) 7 M 8 GeV/c²
- c) 9 M 10 GeV/c² avec soustraction de la résonance

--- contribution des diagrammes d'annihilation à M = 9.5 GeV/c²
 ----- contribution des diagrammes Compton à M = 9.5 GeV/c²

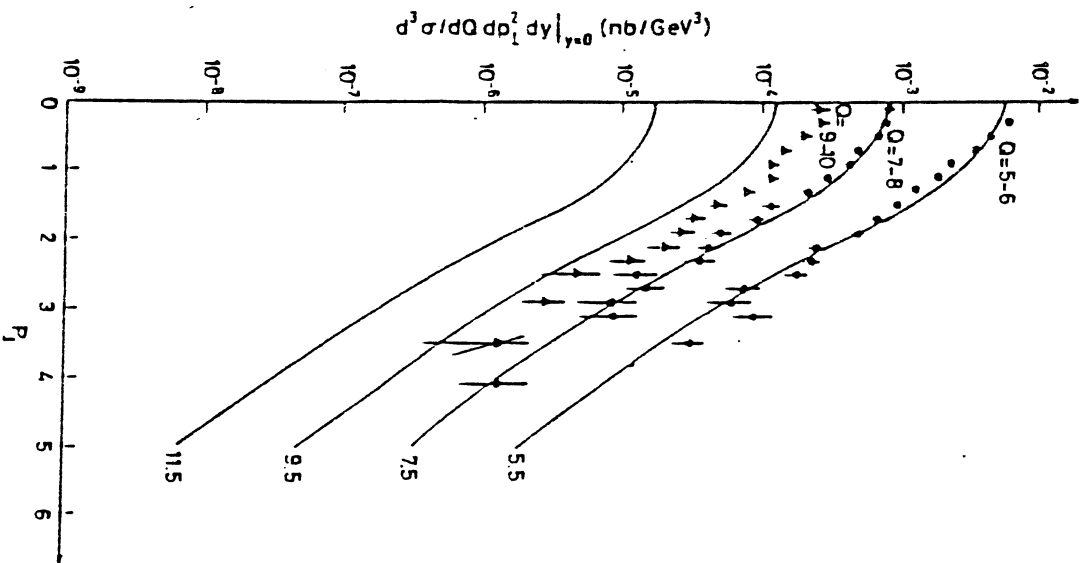


Figure V-4

Prédictions théoriques [28] comparées aux résultats expérimentaux [29] pour les collisions proton-noyau, après normalisation à la section efficace totale.

implique que le résultat de l'intégration de la section efficace différentielle est celui obtenu dans l'approximation des logarithmes dominants:

$$\int dP_T^2 \frac{d^3\sigma^{\text{Reg}}}{dM dP_T^2 dy} \Big|_{y=0} = \frac{d^2\sigma^{\text{LLA}}}{dM dy} \Big|_{y=0}$$

où

$$\frac{d^2\sigma^{\text{LLA}}}{dM dy} = \frac{8\pi \alpha^2}{9 M S} \sum_i e_i^2 \left[q_{h_1}^i(x_1, M^2) \bar{q}_{h_2}^i(x_2, M^2) + 1 \leftrightarrow 2 \right]$$

Les résultats de cette régularisation ont montré un certain accord avec les résultats expérimentaux obtenus dans les expériences à Fermilab[29], à part la normalisation absolue (Fig. V-4). Par simplicité, la distribution $f(P_T^2)$ choisie est celle d'une gaussienne :

$$f(P_T^2) = A \exp (- A P_T^2)$$

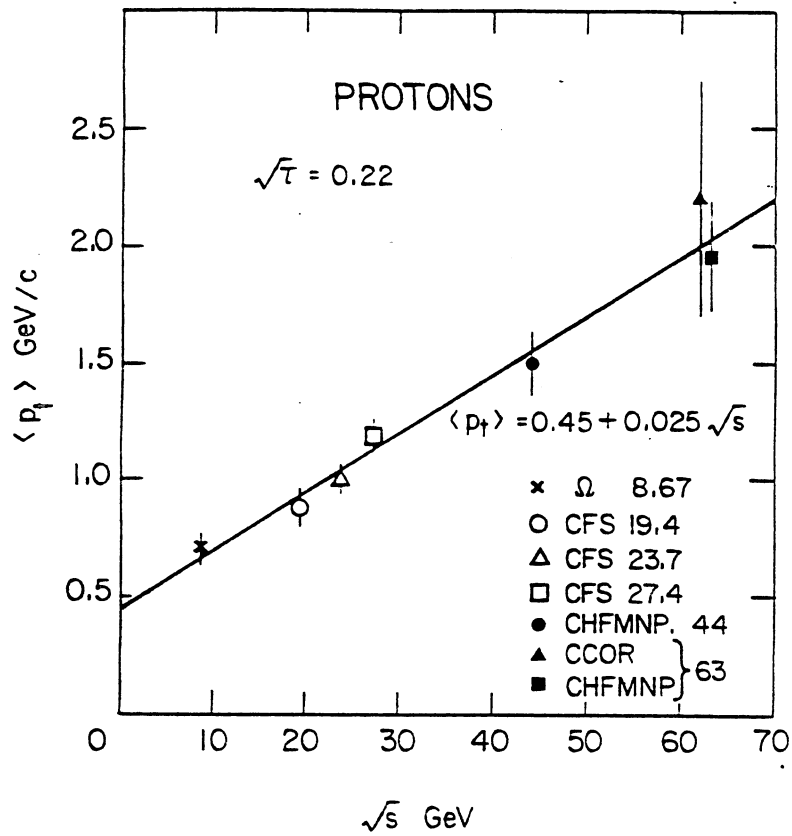
ayant pour valeur moyenne de P_T^2

$$\langle P_T^2 \rangle_f = 1/A$$

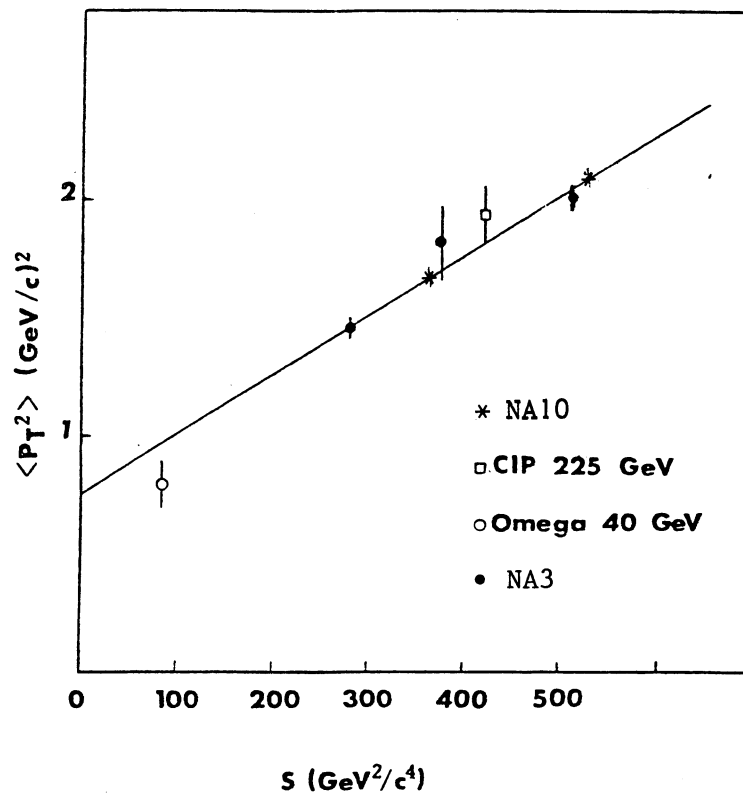
La valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse des paires de muons a donc deux sources : un terme provient des corrections du premier ordre en QCD, l'autre du K_T intrinsèque des quarks et gluons :

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}} + \langle K_T^2 \rangle_{\text{int}}$$

où $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = \langle P_T^2 \rangle_f$.



a)



b)

Figure V-5 : Dépendance du P_T du dimuon avec l'énergie du centre de masse ($\sqrt{s}$):

- a) $\langle P_T \rangle$ produits avec un faisceau de protons
- b) $\langle P_T^2 \rangle$ produits avec un faisceau de pions.

La partie $\langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}}$ est donnée par :

$$\langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}} = \frac{\int d P_T^2 P_T^2 \frac{d^3 \sigma}{dM dP_T^2 dy}}{\frac{d^2 \sigma}{dM dy}}$$

Pour la normalisation $d^2 \sigma / dM dy$ on prend le terme de Born de la théorie perturbative.

Les divergences dans la section efficace différentielle sont de l'ordre de $1/P_T^2$, $\ln P_T^2$ et $1/P_T^2$ pour les graphes d'annihilation et Compton respectivement. Alors le produit de P_T^2 par $d^3 \sigma / dM dP_T^2 dy$ ne diverge plus et nous obtenons :

$$\langle P_T^2 \rangle_{\text{QCD}} = \alpha_S(M^2) S f(\tau, \alpha_S(M^2))$$

où $f(\tau, \alpha_S(M^2))$ est une fonction des densités de quarks dont la dépendance en α_S traduit la violation d'échelle.

Ce résultat très important obtenu par Altarelli et al. [28] donne la relation entre $\langle P_T^2 \rangle$ et le carré de l'énergie S . Pour une valeur fixe de τ , cette dépendance est linéaire. Ceci a été observé dans les expériences p-noyau (Fig. V-5a) et π -noyau (V-5b).

Altarelli et al. [28] ont calculé la fonction $f(\tau, \alpha_S)$ en faisant plusieurs hypothèses pour la fonction de structure du gluon (Fig. V-6). Entre autres, il résulte de la variation de $f(\tau, \alpha_S(M^2))$ avec τ que la dépendance de $\langle P_T^2 \rangle$ en M^2 est presque plate pour les grandes valeurs de M^2 (figure V-7).

En conclusion, les corrections radiatives dans les processus de production de dileptons sont liées à :

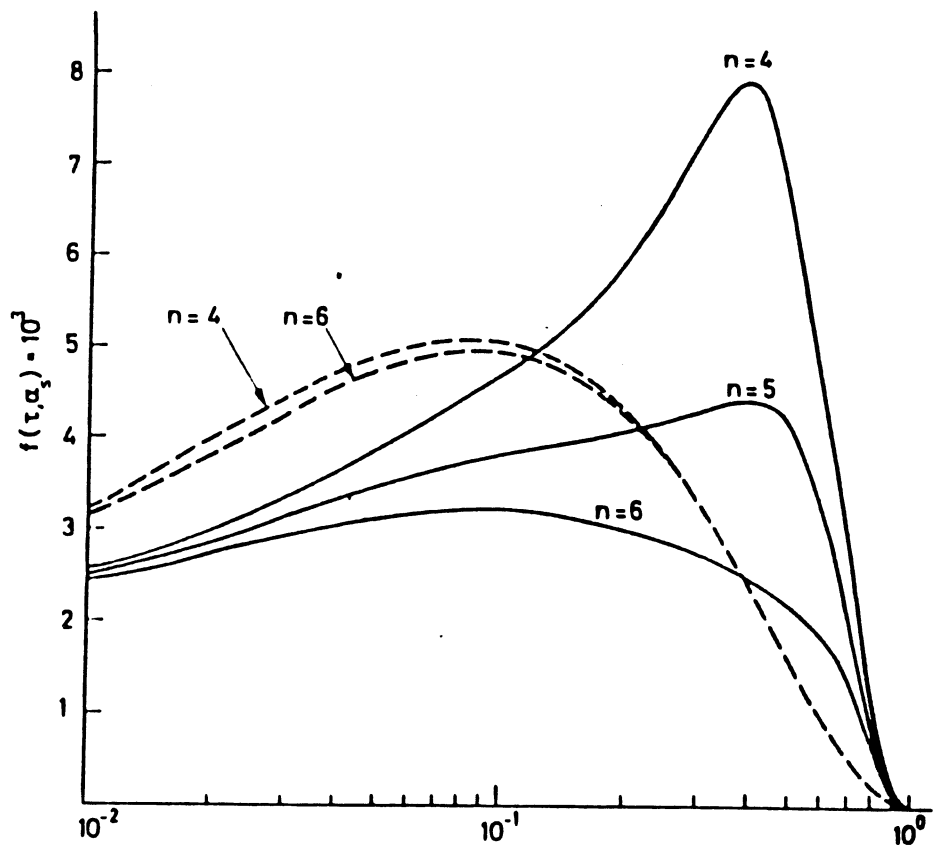


Figure V-6 : Fonction $f(\tau, \alpha)$ décrite dans le texte pour les collisions pp (en pointillé) et PN (en trait plein); n représente le paramètre de la fonction de structure du gluon : $g(x) \sim (1-x)^n$

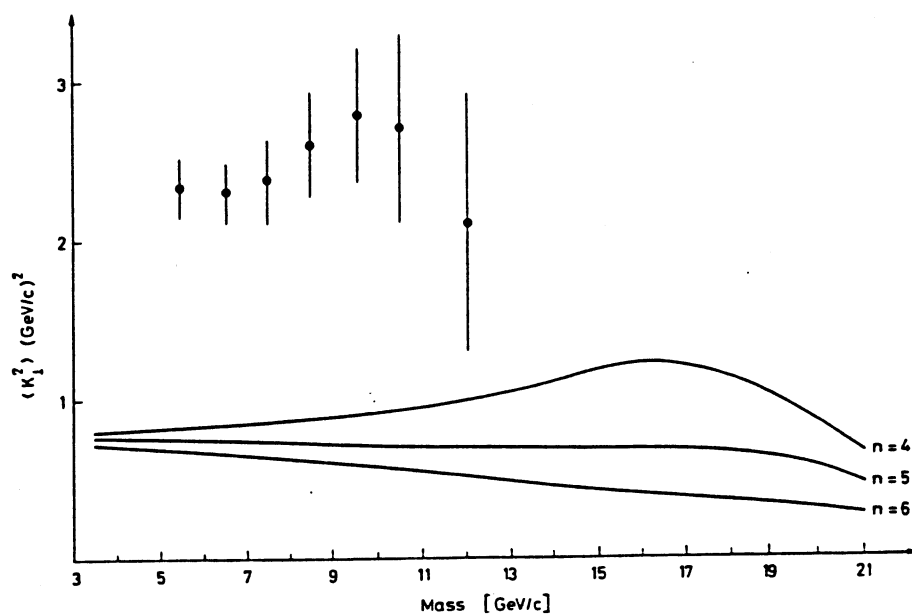


Figure V-7 : $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la masse des dimuons produits dans les collisions PN : comparaison entre les prédictions théoriques pour 3 hypothèses de la fonction de structure du gluon [28] et les résultats expérimentaux.

- la brisure d'échelle des fonctions de structure des quarks, de telle sorte que la formule de Drell-Yan reste valable après ces corrections là.

- l'apparition d'une composante transverse dans l'impulsion du photon virtuel.

5.2 LA CORRECTION DUE AUX GLUONS MOUS

Dans les théories non-abéliennes où les gluons n'ont pas de masse, il y a des singularités dans la région de l'espace de phase où l'impulsion des gluons émis est très petite et parallèle à l'impulsion du quark qui les a émis [30].

Ceci est représenté par des termes:

$$\frac{1}{P_T^2} \alpha_S^n \langle P_T^2 \rangle \ln^m \left(\frac{M^2}{P_T^2} \right) \quad (m \leq 2n-1)$$

qui deviennent très importants aux petites valeurs de P_T du dimuon. Alors, dans la théorie perturbative nous devons faire une resommation à tous les ordres. C'est le cas qui se présente avec l'émission des gluons mous.

Ce calcul a été proposé originalement par Dokshitzer, D'yakonov et Troyan [31] et plus tard développé par Parisi et Petronzio [32], Curci et al. [33], Collins et Soper [34].

Leurs calculs, dans l'approximation des logarithmes doubles, conduisent à une formule pour la section efficace différentielle où les fonctions de structure sont multipliées par un facteur de forme $T(M^2, P_T^2)$ à l'image du facteur de Sudakov en QED. C'est

la formule dite de DDT :

$$\left. \frac{d^3\sigma}{dM dP_T^2 dy} \right|_{y=0} = \frac{4\pi \alpha^2}{9 M^2 S} \frac{1}{P_T^2} \frac{\partial}{\partial \ln P_T^2} \left\{ T^2(M^2, P_T^2) \left[\sum_i e_i^2 q_i^{h1}(x_1, P_T^2) \bar{q}_i^{h2}(x_2, P_T^2) + (1 \longleftrightarrow 2) \right] \right\}$$

Tout se passe comme si le quark n'était plus ponctuel mais possédait un facteur de forme $T(M^2, P_T^2)$ contenant les $\ln(M^2/P_T^2)$:

$$T(M^2, P_T^2) = \exp \left[- \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \ln^2 \left(\frac{M^2}{P_T^2} \right) \right]$$

En QED les logarithmes doubles (correspondants à l'émission de photons mous) peuvent être facilement resommés par la technique Block-Nordsieck [35]. L'adaptation de cette technique en QCD [32, 33] n'est pas évidente car la variation de la constante de couplage peut modifier l'exponentiation des logarithmes doubles. La façon de contourner le problème est la considération de l'émission indépendante des gluons mous avec une probabilité proportionnelle à la constante de couplage mobile où l'impulsion transverse du gluon mou (q_T^2) a été pris comme échelle :

$$\alpha_S(q_T^2) = \frac{2\pi}{25 \ln \left(\frac{q_T^2}{\Lambda^2} \right)}$$

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2} \propto \frac{4}{3\pi} \frac{\alpha_S(q_T^2) \ln(M^2/q_T^2)}{q_T^2} + O[\alpha_S^2(q_T^2)] + \text{terme d'ordre zéro}$$

où q_T est l'impulsion transverse du gluon mou.

Parisi et Petronzio [32] ont réalisé les calculs de la section efficace différentielle en utilisant sa transformée de Fourier dans l'espace du paramètre d'impact. Ceci a permis le traitement de tout le domaine en P_T en incluant $P_T = 0$.

5.3 CALCULS NUMERIQUES

Dans les distributions en impulsion transverse des paires de muons, nous avons à considérer 3 régions :

- la région des grands moments transverses, $P_T \approx M$, décrite par les résultats au premier ordre de QCD perturbatif;

- la région intermédiaire $\Lambda^2 \ll P_T^2 \ll M^2$ correspondant à l'émission des gluons mous; celle-ci est traitée par une resommation de la théorie à tous les ordres dans l'approximation des logarithmes doubles dominants;

- la région des très petites valeurs de $P_T \approx \Lambda$; celle-ci est sensible aux effets non-perturbatifs correspondant au moment transverse intrinsèque des quarks dans les hadrons. Ici, à défaut d'un calcul, on prend une distribution gaussienne [28, 32].

Dans ce paragraphe nous allons exposer deux approches numériques qui considèrent l'exponentiation des gluons mous : une concernant le calcul de la section efficace $d^3\sigma/dM^2 dP_T^2 dy$ est obtenue par le groupe de ROME [36]; l'autre aborde le calcul de $\langle P_T^2 \rangle$ élaboré par le groupe de NICE [38].

Du point de vue phénoménologique, Chiappetta et Greco [39] ont fait une tentative de description de la distribution en P_T en considérant ces 3 régions; de ce fait la valeur moyenne du P_T^2 est donnée par la somme de 3 termes.

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle_{\text{hard}} + \langle P_T^2 \rangle_{\text{soft}} + \langle K_T^2 \rangle_{\text{int}}$$

où "hard", "soft" et "int" correspondent respectivement aux régions déjà citées, notamment, pour la partie "soft" :

$$\langle P_T^2 \rangle_{\text{soft}} = \frac{4}{3\pi} \int_0^{q_T^{\text{max}}} dq_T^2 \ln(M^2/q_T^2) \propto \langle q_T^2 \rangle$$

q_T^{max} étant la limite cinématique du moment transverse des gluons mous.

Cette séparation entre les termes soft et hard n'a pas de justification théorique. Dans les travaux qui suivent, un traitement global a été considéré.

5.3.1 Approche numérique du groupe de Rome

Nous présentons le calcul du groupe de Rome - Altarelli, Ellis, Greco et Martinelli [36]. Les auteurs ont calculé la section efficace différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ en considérant, d'une façon systématique, tous ces effets.

Ils présentent le résultat par une expression unique qui est valable dans la région $P_T \approx M$ et $P_T \ll M$, simultanément. En plus, l'intégrale de la section efficace différentielle reproduit les résultats [39,40] déjà connus pour la section efficace $d^2\sigma/dM dy$ calculée au premier ordre de la théorie perturbative.

Altarelli et al. ont fait le calcul au premier ordre en QCD. Dans cette approximation, la section efficace de production hadronique des paires de leptons s'écrit toujours comme une expression du type de Drell-Yan:

$$\frac{d^2\sigma}{P_T^2 dy} = \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, M^2) f_j(x_2, M^2) \hat{\sigma}_{ij}$$

où $\hat{\sigma}_{ij}$ est la somme des sections efficaces différentielles correspondant aux processus élémentaires représentés par les diagrammes de la Fig. V-2. Dans le calcul des $\hat{\sigma}_{ij}$, la resommation des gluons mous (représentée par des termes qui deviennent importants quand $P_T \ll M$) est incluse. Celle-ci est effectuée dans l'approximation des logarithmes doubles dominants, mais l'exponentiation a été faite seulement pour les termes qui avaient une justification théorique.

Le résultat final est présenté sous la forme d'une somme de deux parties :

$$\frac{d^3\sigma}{dM^2 dP_T^2 dy} = N \left(\int \frac{d^2b}{4\pi} e^{-i\vec{P}_T \cdot \vec{b}} R(b^2, M^2, y) e^{F(b^2, M^2, y)} + Y(P_T^2, M^2, y) \right)$$

où $N = 4 \pi \alpha^2 / 9 M^2 S$

La première partie correspond aux termes de la section efficace qui contiennent les singularités à $P_T = 0$ (elles sont absorbées dans les fonctions de structure des quarks et gluons). L'exponentielle du facteur de forme traduit la resommation des gluons mous effectuée dans l'espace du paramètre d'impact b . La deuxième représente la partie finie de la section efficace quand $P_T \rightarrow 0$.

Passons à l'explication de ces parties :

$$\begin{aligned}
 R(b^2, Q^2, y) = & H(x_1^0, x_2^0, p^2) \left[1 + \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} \left(-3 \ln \frac{A_T^2}{M^2} - \ln^2 \frac{A_T^2}{M^2} \right) \right] \\
 & + \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{4}{3} \left[\int_{x_1^0}^1 \frac{dz}{z} f_q(z) H(x_1^0/z, x_2^0, p^2) \right. \\
 & \quad \left. + \int_{x_2^0}^1 \frac{dz}{z} f_q(z) H(x_1^0, x_2^0/z, p^2) \right] \\
 & + \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{2} \left[\int_{x_1^0}^1 \frac{dz}{z} f_g(z) K_2(x_1^0/z, x_2^0, p^2) \right. \\
 & \quad \left. + \int_{x_2^0}^1 \frac{dz}{z} f_g(z) K_1(x_1^0, x_2^0/z, p^2) \right]
 \end{aligned}$$

où x^0 et z sont les fractions d'impulsion transportées par les quarks avant et après émission de gluons.

H , K_1 et K_2 sont le produit des fonctions de structure du quark et antiquark ou gluon quark évoluées à l'échelle $M^2 = p^2$.

$$\begin{aligned}
 H(x_1, x_2, M^2) &= \sum_f e_f^2 \left\{ q_f(x_1, M^2) \bar{q}_f(x_2, M^2) + (1 \longleftrightarrow 2) \right\}, \\
 K_1(x_1, x_2, M^2) &= \sum_f e_f^2 \left[q_f(x_1, M^2) + \bar{q}_1(x_1, M^2) \right] g(x_2, M^2), \\
 K_2(x_1, x_2, M^2) &= \sum_f e_f^2 \left[q_f(x_2, M^2) + \bar{q}_f(x_1, M^2) \right] g(x_1, M^2)
 \end{aligned}$$

Les densités de quark et gluon sont définies au-delà de l'approximation des logarithmes dominants.

$$q(x, M^2) = q_0(x) + \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_S}{2\pi} C_F \left[\left(\ln \frac{M^2}{\mu^2} - \frac{1}{\epsilon} \right) P_{qq}(z) + c_q^{(2)}(z) \right] q_0(x/z)$$

$$+ \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_S}{2\pi} T_R \left[\left(\ln \frac{M^2}{\mu^2} - \frac{1}{\epsilon} \right) P_{qg}(z) + c_g^{(2)}(z) \right] g_0(x/z)$$

où $T_R = -1/2$

et

$$c_q^{(2)}(z) = \left\{ (1+z^2) \left(\frac{\ln(1-z)}{1-z} \right) - \frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)_+} - \frac{1+z^2}{1-z} \ln z \right.$$

$$\left. + 3 + 2z - \left(\frac{9}{2} + \frac{1}{3} \pi^2 \right) \delta(1-z) \right\}.$$

$$c_g^{(2)}(z) = \left\{ \left[z^2 + (1-z)^2 \right] \ln \frac{1-z}{z} + 6z(1-z) \right\}$$

l'échelle en P^2 est donnée par :

$$\ln P^2 = \left[\ln A_T^2 + \int_0^{A_T^2} \frac{d^2 q_T}{\pi} (e^{-i \mathbf{b} \cdot \mathbf{q}_T} - 1) \frac{1}{q_T^2} \right] \sim \ln \frac{b_0^2}{b^2},$$

où

$$b_0^2 = 4 e^{-2\gamma_E} \sim 1.261$$

A_T^2 est la limite cinématique pour le carré de l'impulsion transverse:

$$A_T^2 = \left[\frac{(S+M^2)^2}{4S \cosh^2 y} - M^2 \right]$$

et

$$\begin{aligned} f_q(z) &= \left\{ -\frac{3}{2} \frac{1}{(1-z)_+} - (1+z^2) \left(\frac{\ln(1-z)}{1-z} \right)_+ \right. \\ &\quad \left. + \frac{1+z^2}{1-z} \ln z - 2 - 3z + \left(\frac{1}{2} + \frac{5}{6} \pi^2 \right) \delta(1-z) \right\}, \\ f_g(z) &= \left\{ 1-6z(1-z) - \left[z^2 + (1-z)^2 \right] \ln \frac{1-z}{z} \right\}, \end{aligned}$$

les distributions "+" sont définies par la relation :

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{1-z}$$

Le facteur de forme F vaut :

$$F(b^2, M^2, y) = \int_0^{A_T^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{4\alpha_S(k^2)}{3\pi} [J_0(bk) - 1] \left[(1 + D \alpha_S(k^2)) \ln \left(\frac{M^2}{k^2} \right) - \frac{3}{2} \right]$$

où $D \alpha_S(k^2)$ correspond aux termes resommés dans l'approximation au delà des logarithmes doubles [39,40]:

$$2\pi D = \left\langle \frac{67}{6} - \frac{\pi^2}{2} - \frac{5n_f}{9} \right\rangle$$

La fonction Y se subdivise en deux parties concernant les diagrammes d'annihilation et Compton:

$$Y(P_T^2, M^2, y) = \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{4}{3} Y_q(P_T^2, M^2, y) + \frac{\alpha_S}{2\pi} \frac{1}{2} Y_g(P_T^2, M^2, y)$$

où

$$\begin{aligned} Y_q(P_T^2, M^2, y) = & -\frac{2}{S} \left[\int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{e^y (x_1 - x_1^+)} \frac{H(x_1, x_2^*)}{x_1 x_2^*} + \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_2}{e^{-y} (x_2 - x_2^+)} \frac{H(x_1^*, x_2)}{x_1^* x_2} \right] \\ & + \frac{1}{P_T^2} \left\{ \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{e^y (x_1 - x_1^+)} \left[H(x_1, x_2^*) \left(1 + \left(\frac{\tau}{x_1 x_2^*} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \right. \\ & - \int_{x_1^0}^1 \frac{dx_1}{(x_1 - x_1^0)} \left[H(x_1, x_2^0) \left(1 + \left(\frac{x_1^0}{x_1} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \\ & + \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_2}{e^{-y} (x_2 - x_2^+)} \left[H(x_1^*, x_2) \left(1 + \left(\frac{\tau}{x_1^* x_2} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \\ & - \int_{x_2^0}^1 \frac{dx_2}{(x_2 - x_2^0)} \left[H(x_1^0, x_2) \left(1 + \left(\frac{x_2^0}{x_2} \right)^2 \right) - 2H(x_1^0, x_2^0) \right] \\ & \left. + 2H(x_1^0, x_2^0) \ln \frac{(1 - x_1^+)(1 - x_2^+)}{(1 - x_1^0)(1 - x_2^0)} \right\}, \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 Y_g(P_T^2, M^2, y) = & \left\{ \frac{1}{P_T^2} \int_{\sqrt{\tau_-}}^1 \frac{dx_1}{e^y (x_1 - x_1^+)} K_1(x_1, x_2^*) \left[\frac{x_2^* x_1^+ - \tau}{x_1 x_2^*} - \frac{2\tau (x_2^* x_1^- - \tau)^2}{(x_1 x_2^*)^3} \right] \right. \\
 & + \frac{1}{P_T^2} \int_{\sqrt{\tau_-}}^1 \frac{dx_2}{e^{-y} (x_2 - x_2^+)} K_1(x_1^*, x_2) \left[\frac{x_2 x_1^+ - \tau}{x_1^* x_2} - \frac{2\tau (x_2 x_1^- - \tau)^2}{(x_1^* x_2)^3} \right] \\
 & - \frac{1}{P_T^2} \int_{x_2^0}^1 \frac{dx_2}{x_2} K_1(x_1^0, x_2) \left[1 - 2 \frac{x_2^0}{x_2} \left(1 - \frac{x_2^0}{x_2} \right) \right] \\
 & + \frac{1}{S} \left[\int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_1}{e^y (x_1 - x_1^+)} K_1(x_1, x_2^*) \frac{x_1 x_2^+ - \tau}{(x_1 x_2^*)^2} \right. \\
 & \left. + \int_{\sqrt{\tau_+}}^1 \frac{dx_2}{e^{-y} (x_2 - x_2^+)} K_1(x_1^*, x_2) \frac{x_1^* x_2^- - \tau}{(x_1^* x_2)^2} \right] + (1 \leftrightarrow 2) \Big\}.
 \end{aligned}$$

avec la définition des variables donnée par les relations suivantes:

$$x_1^0 = \sqrt{\tau} e^y ; \quad x_2^0 = \sqrt{\tau} e^{-y}$$

$$x_1^+ = \frac{(M^2 - U)}{S}$$

$$x_2^+ = \frac{(M^2 - T)}{S}$$

$$x_1^* = \frac{x_2 x_1^+ - \tau}{x_2 - x_2^+}$$

$$x_2^* = \frac{x_1 x_2^+ - \tau}{x_1 - x_1^+}$$

$$\sqrt{\tau_{\pm}} = \sqrt{P_T^2/S} \pm (\tau + P_T^2/S)^{1/2}$$

Bien que la théorie ne définisse sans équivoque le Q^2 du processus dur, la constante de couplage mobile α_S et les densités de quarks ont ici pour échelle $Q^2 = M^2$. La définition de la constante de couplage dépend du seuil de production des quarks charme et beauté:

$$\alpha_S(M^2) = \left[\beta_0^{(3)} \ln \frac{M^2 + \alpha\Lambda^2}{\Lambda^2} \right]^{-1}, \quad 0 \leq M^2 \leq 4m_c^2,$$

$$\alpha_S(M^2) = \left[\frac{1}{\alpha_S(4m_c^2)} + \beta_0^{(4)} \ln \frac{M^2}{4m_c^2} \right], \quad 4m_c^2 \leq M^2 \leq 4m_b^2,$$

$$\alpha_S(M^2) = \left[\frac{1}{\alpha_S(4m_b^2)} + \beta_0^{(5)} \ln \frac{M^2}{4m_b^2} \right], \quad 4m_b^2 \leq M^2$$

où

$$\beta_0^{(n_f)} = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}$$

On remarque que cette constante de couplage est "congelée". Ceci signifie que l'introduction d'un "cut-off" ($\alpha\Lambda^2$) permet la possibilité l'intégration numérique dans tout le domaine de l'espace b, y compris dans les régions correspondant aux petites valeurs de l'impulsion.

La première comparaison [41] de ces prédictions a été réalisée avec succès pour les résultats de l'expérience effectuée aux ISR à l'énergie du centre de masse de 62 GeV [42]. Un exemple en est montré dans la figure (V-8) où on présente deux calculs théoriques de la section efficace $d\sigma/dP_T^2$ correspondant à deux valeurs de Λ_{QCD} et en utilisant des fonctions de structure paramétrisées par Duke et Owens [43].

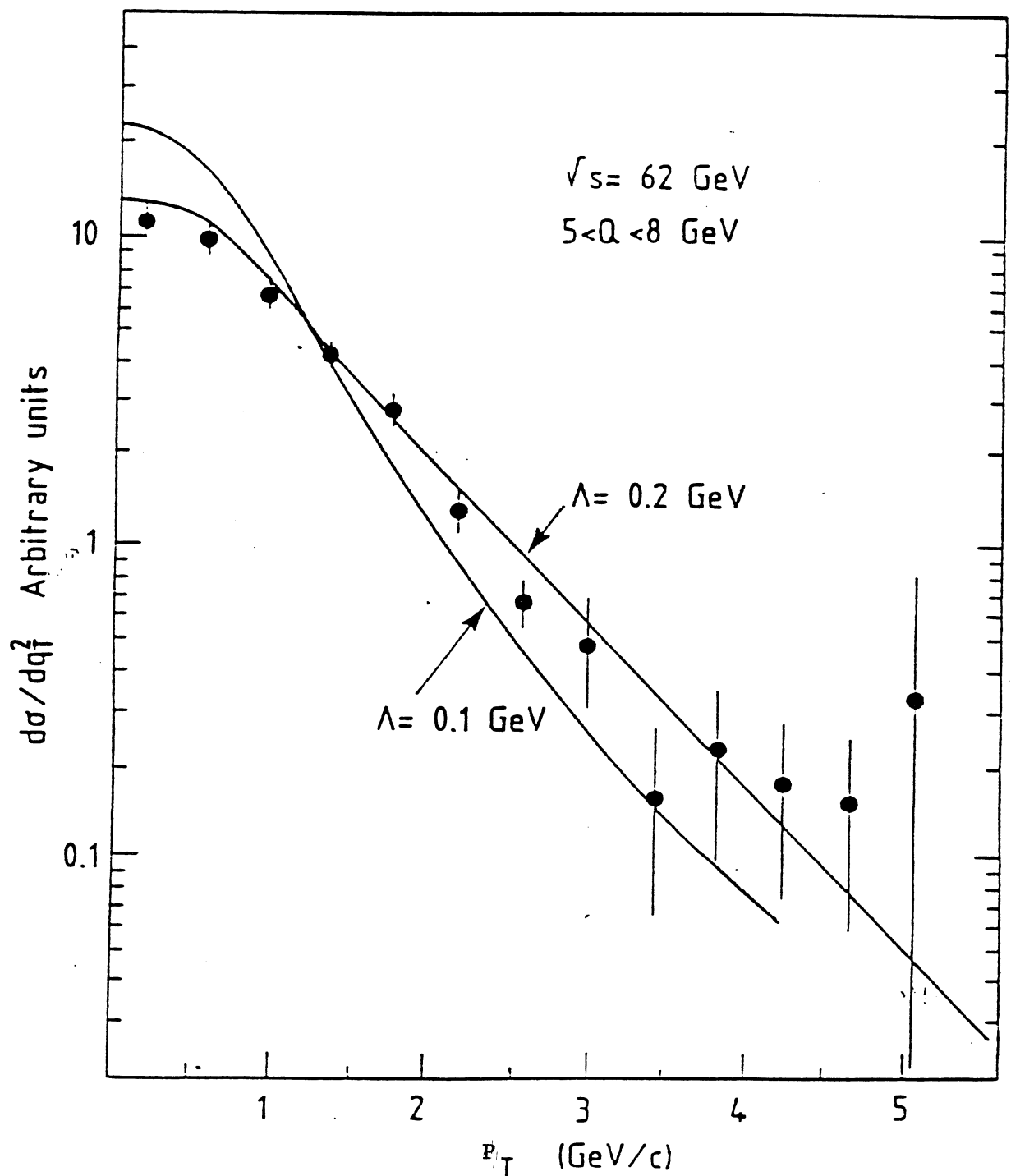


Figure V-8 : Comparaison entre les résultats expérimentaux de la distribution en P_T des paires de leptons produits aux ISR [2] et les prédictions théoriques du groupe de Rome [36] obtenues avec les fonctions de structure DO [43] et pour deux valeurs de $\Lambda_{\text{QCD}} = 0.1$ et 0.2 GeV .

Les deux courbes sont normalisées à la même surface et il n'y a pas de K_T intrinsèque.

5.3.2. Approche numérique du groupe de Nice

Nous présentons maintenant le calcul effectué par le groupe de Nice - Gabellini et Meunier - sur la valeur moyenne du P_T^2 des dimuons [38]. Pour y arriver on a besoin de la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$. Celle-ci est donnée dans l'approximation SG2 qui considère l'émission des gluons mous [37].

5.3.2.1. Rappel de la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ au premier ordre NLLA

Au lieu de faire l'exponentiation des gluons mous seulement dans l'espace des impulsions transverses, nous pouvons l'étendre à tout l'espace (t_1, t_2) (où t_1 et t_2 représentent les fractions d'impulsion

Ceci a été effectué par Chiappetta et al. pour la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ [37]. En effet, considérant la section efficace $d^2\sigma/dM^2dy$ évaluée au premier ordre en α_s [4,5], nous remarquons la présence de deux termes correspondant aux graphes d'annihilation et Compton:

$$\frac{d^2\sigma}{dM^2dy} = \int_{x_1}^1 dt_1 \int_{x_2}^1 dt_2 \left\{ Q^A(t_1, t_2, M^2) \delta^A(z_1, z_2) + \left[Q^C(t_1, t_2, M^2) \times \delta^C(z_1, z_2) + 1 \leftrightarrow 2 \right] \right\} \\ \dots \times \delta(x_1 - t_1 z_1) \delta(x_2 - t_2 z_2)$$

où

x_i est la fraction du moment des quarks et antiquarks juste avant leur annihilation

t_i est la fraction du moment initial

$z_i = x_i/t_i$

Le premier terme de la section efficace correspond aux diagrammes d'annihilation et le second aux Compton, et δ^A et δ^C sont les sections efficaces partoniques:

où

$$\begin{aligned} \delta^A(z_1, z_2) = & \frac{4\pi \alpha^2 e_q^2}{9M^2 S} \left\{ \delta(1-z_1) \delta(1-z_2) \left[1 + \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{2\pi} (\pi^2 + \frac{2}{3} \pi^2 + 1) \right] \right. \\ & + \delta(1-z_1) \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{2\pi} \left(\frac{1+z_2^2}{1-z_2} \ln \frac{2z_2}{1+z_2} + \frac{3}{2(1-z_2)} - 2 - 3z_2 \right) + (1 \leftrightarrow 2) \\ & \left. + \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{\pi} (1+z_1 z_2) \left(\frac{1+z_1^2 z_2^2}{(1+z_1)(1+z_2)[(1-z_1)(1-z_2)]_{++}} - \frac{2z_1 z_2}{(z_1+z_2)^2} \right) \right\} \\ \delta^C(z_1, z_2) = & \frac{4\pi \alpha^2 e_q^2}{9 M^2 S} \left\{ \delta(1-z_1) \frac{\alpha_S(M^2)}{2\pi} \left[\frac{z^2 + (1-z_1)^2}{2} \ln \frac{2z_1(1-z_2)}{z_2(1-z_1)} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} - 3(1-z_1) \right] \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_S(M^2)}{2\pi} \frac{z_2(1+z_1 z_2)}{z_1+z_2} \left[\frac{z_1^2 z_2^2 + (1-z_1 z_2)^2}{(1)[z_2-z_2]_+} + z_1^2 (1+z_2)^2 \right] \right\} \end{aligned}$$

$$C_F = \frac{4}{3}$$

$$Q^A = \langle t_1, t_2, M^2 \rangle = q_1 \langle t_1, M^2 \rangle \bar{q}_2 \langle t_2, M^2 \rangle + \bar{q}_1 \langle t_1, M^2 \rangle q_2 \langle t_2, M^2 \rangle$$

$$Q^C = \langle t_1, t_2, M^2 \rangle = g_1 \langle t_1, M^2 \rangle [q_2 \langle t_2, M^2 \rangle + \bar{q}_2 \langle t_2, M^2 \rangle]$$

5.3.2.2. Section efficace $d^2\sigma/dM^2 dy$ dans l'approximation SG2

Dans la section efficace partonique due au graphe d'annihilation $\delta^A(z_1, z_2)$ il y a deux termes importants :

a) $\alpha_S C_F \pi^2/2\pi$ qui correspond à la continuation analytique du facteur de forme du genre espace au genre temps.

b) le terme en $1/[(1-z_1)(1-z_2)]_{++}$ qui présente des singularités infrarouges.

Les autres termes ne représentent que 10% de la section efficace totale. Les auteurs, P. Chiappetta, T. Grandou, H. le Bellac et J.L. Meunier ont proposé l'exponentiation de ces deux termes à tous les ordres [38] et la section efficace partonique s'écrit dans leur schéma dit SG2 par l'expression suivante:

$$\begin{aligned} \Delta^A(z_1, z_2) = & \{ \delta(1-z_1) \delta(1-z_2) \langle 1 + \Delta I^{(0)} \rangle + \delta(1-z_1) \Delta I_+^{(1)}(z_2, M^2, M_1^2) \\ & + \delta(1-z_2) \Delta I_+^{(1)}(M^2, M_1^2) + F_{++}(z_1, z_2) \} \exp \left(- \frac{\alpha_S(M^2)}{2\pi} C_F \pi^2 \right) \\ & + \frac{\alpha_S(M^2) C_F}{\pi} \left\{ \delta(1-z_1) \delta(1-z_2) \left(-\frac{1}{3} \pi^2 - \frac{5}{4} \right) \right. \\ & \left. + \left[\delta(1-z_1) \frac{1+z_2^2}{1-z_2} \ln \frac{2z_2}{1+z_2} + (1 \leftrightarrow 2) \right] \right\} , \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned} \Delta I^{(0)} = & \int dz_1 dz_2 \theta(\mu^2 - Q_0^2) F(z_1, z_2) - \int dz_1 dz_2 \theta(\bar{\mu}^2 - Q_0^2) \bar{F}(z_1, z_2) \\ \Delta I^{(1)}(z_1, M^2, Q_0^2) = & \int dz_2 \theta(\mu^2 - Q_0^2) F(z_1, z_2) \\ & - \int dz_2 \theta(\bar{\mu}^2 - Q_0^2) \bar{F}(z_1, z_2) \end{aligned}$$

et

$$F(z_1, z_2) = \frac{C_F}{\pi} \frac{\alpha_S(\mu^2)}{(1-z_1)(1-z_2)} \varphi(z_1, z_2) \theta(\mu^2 - Q_0^2),$$

$$\varphi(z_1, z_2) = \frac{(1+z_1 z_2)(1+z_1^2 z_2^2)}{(1+z_1)(1+z_2)} - \frac{2z_1 z_2 (1-z_1)(1-z_2)(1+z_1 z_2)}{(z_1+z_2)^2},$$

$$\bar{F}(x, z) = C_F \frac{\alpha_S(\bar{\mu}^2)}{2\pi} \left\{ \frac{1+x^2 z^2}{(1-x)(1-z)} + (1-x)(1-z) + 4xz \right\}.$$

dans la définition de α_S , les effets des gluons mous sont aussi incorporés par une renormalisation de masse.

$$\mu^2 = \frac{M^2 (1-z_1)(1-z_2)}{z_1 z_2}$$

$$\bar{\mu}^2 = \frac{M^2 (1-x)(1-z)}{x}$$

où M_1 et M_2 sont les masses factorisées :

$$M_1^2 = M^2 (1-x_2)$$

$$M_2^2 = M^2$$

et Q_0^2 est un cut-off infrarouge qui doit être absorbé dans les fonctions de structure des quarks.

5.3.2.3. Calcul de $\langle P_T^2 \rangle$ dans les approximations NLLA et SG2

Du fait que la section efficace $d\sigma/P_T^2$ diverge en $1/P_T^2$, le calcul du deuxième moment ne présente plus de divergence. Dans l'approximation NLLA il faut considérer les deux contributions des diagrammes d'annihilation et Compton:

$$\langle P_T^2 \rangle = \langle P_T^2 \rangle^A + \langle P_T^2 \rangle^C$$

avec

$$\langle P_T^2 \rangle^A = \frac{1}{\sigma} \iint \frac{dz_1}{z_1} \frac{dz_2}{z_2} P_T^2(z_1, z_2) Q^A\left(\frac{x_1}{z_1}, \frac{x_2}{z_2}, M^2\right) G^A(z_1, z_2)$$

$$\langle P_T^2 \rangle^C = \frac{1}{\sigma} \iint \frac{dz_1}{z_2} \frac{dz_2}{z_2} P_T^2(z_1, z_2) \left[Q^C\left(\frac{x_1}{z_1}, \frac{x_2}{z_2}, M^2\right) G^C(z_1, z_2) + (1 \leftrightarrow 2) \right]$$

où

$$G^A(z_1, z_2) = (1+z_1 z_2) \left[\frac{1+z_1^2 z_2^2}{(1+z_1)(1+z_2)[(1-z_1)(1-z_2)]} - \frac{z_1 z_2}{(z_1+z_2)^2} \right]$$

$$G^C(z_1, z_2) = \frac{z_2(1+z_1 z_2)}{z_1+z_2} \left[\frac{z_1^2 z_2^2 + (1-z_1 z_2)^2}{(1+z_2)(1-z_2)} + z_1^2 (1+z_2)^2 \right]$$

$$P_T^2(z_1, z_2) = \frac{M^2 (1-z_1^2)(1-z_2^2)}{(z_1 + z_2)^2}$$

La figure V-9 montre la contribution des deux termes pour des collisions pion-proton à $S = 563 \text{ GeV}^2$ où le terme d'annihilation est prédominant.

En utilisant l'approche qui inclut la resommation des gluons mous, le $\langle P_T^2 \rangle$ est défini par l'expression:

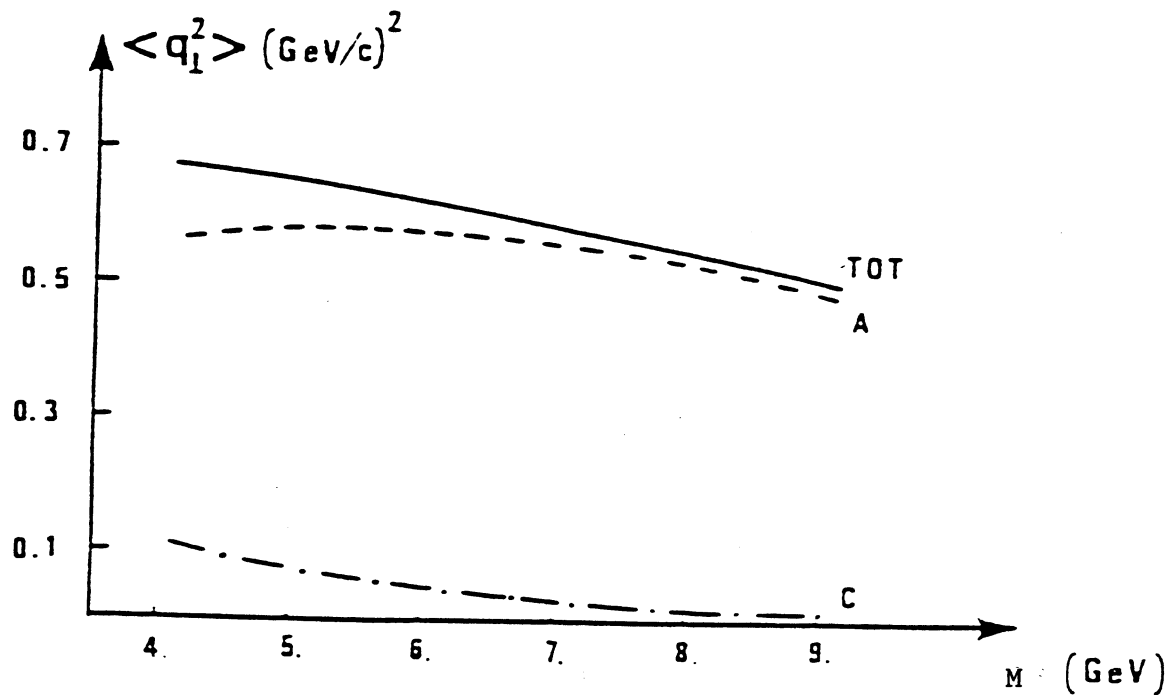


Figure V-9 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse du dimuon calculée dans l'approximation au premier ordre en QCD avec des fonctions de structure évoluées [5]

----- contribution des graphes d'annihilation
 -.-.-.- contribution des graphes Compton
 ——— contribution totale.

$$\langle P_T^2 \rangle = \frac{1}{Q(x_1, x_2)} \iint \frac{dz_1}{z_1} \frac{dz_2}{z_2} Q\left(\frac{x_1}{z_1}, \frac{x_2}{z_2}, M^2\right) \dots$$

$$\times \varphi(z_1, z_2) \frac{C_F}{2\pi} \frac{\alpha_S \langle P_T^2 \rangle}{(1-z_1)(1-z_2)} P_T^2(z_1, z_2)$$

Il faut remarquer qu'ici l'échelle de α_S est $P_T^2(z_1, z_2)$ définie ci-dessus et que la constante de couplage α_S soit "congelée" (introduction d'un cut-off". Le calcul du $\langle P_T^2 \rangle$ dans le schéma des gluons mous fait apparaître des termes égaux dans le numérateur et le dénominateur impliquant que la normalisation soit donnée par la section efficace prise à l'ordre zéro ($\propto Q(x_1, x_2)$).

D'autre part, si la section efficace $d^2\sigma/dM^2 dy$ n'est pas très sensible au cut-off Q_0^2 , le $\langle P_T^2 \rangle$ l'est bien. De plus il dépend de l'incertitude théorique du Λ_{QCD} et de la définition des fonctions de structure. Dans la figure V-10 nous pouvons observer les distributions $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse à $y=0$ en considérant différents jeux des paramètres suivants:

- a) Λ_{QCD}
- b) échelle de α_S
- c) cut-off dans la constante de couplage
- d) K_T intrinsèque
- e) fonction de structure

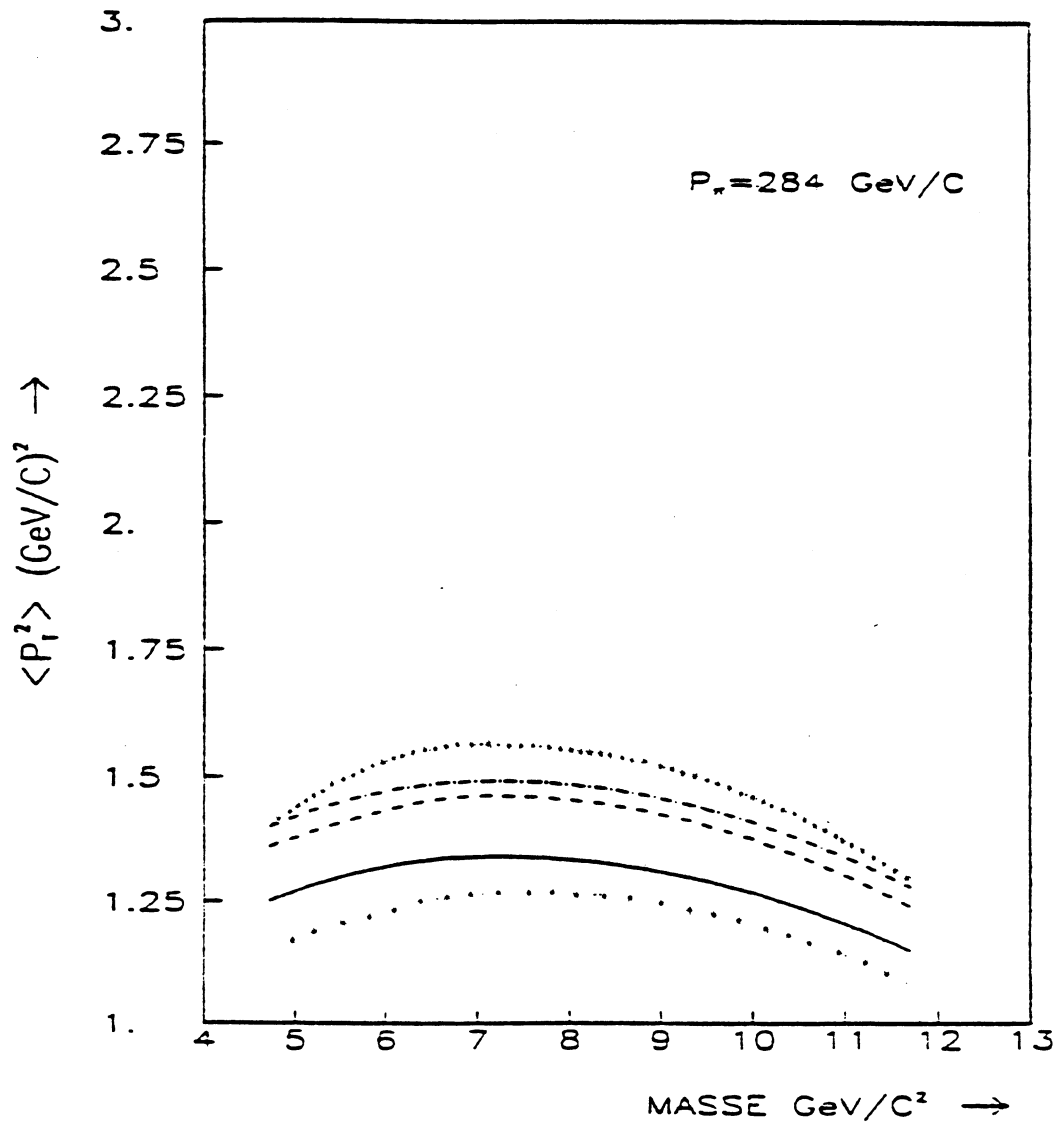


Figure V-10 : Prédictions théoriques du groupe de Nice pour la composante dure de la valeur moyenne du P_T^2 en fonction de la masse avec les ingrédients suivants :

	Fonction de structure	Λ^2 (GeV ²)	cut	échelle de α_s
—	Nice	0.06	$4\Lambda^2$	M^2
----	Nice	0.09	$2\Lambda^2$	M^2
-.-.-	Nice	0.06	$2\Lambda^2$	M^2
. . .	Nice	0.06	$4\Lambda^2$	P_T^2
.....	NA10	0.06	$4\Lambda^2$	M^2

5.4 CORRECTIONS D'ORDRE SUPERIEUR

Les corrections de premier ordre sont d'une grande importance car elles représentent plus de 80% de la valeur de la correction à la section efficace donnée par Drell-Yan. Ceci pose la question de la non convergence rapide de la série en puissance de α_s , ce qui veut dire que la valeur de la section efficace calculée au premier ordre n'a peut-être pas de signification, puisqu'elle risque d'être sensiblement modifiée par les calculs aux ordres supérieurs.

A l'heure actuelle, nous ne pouvons pas répondre à cette question puisqu'un calcul complet aux ordres supérieurs n'est pas disponible.

En tout cas, il existe déjà une évaluation de la section efficace différentielle au deuxième ordre pour le cas non-singlet, c'est-à-dire, pour les sous-processus où il n'y a pas intervention des gluons initiaux (voir Fig. V-11) [44] :

- a) $q\bar{q} \rightarrow g + g + \mu^+\mu^-$
- b) $q\bar{q} \rightarrow q + \bar{q} + \mu^+\mu^-$
- c) $qq \rightarrow q + q + \mu^+\mu^-$

et encore les processus avec des corrections virtuelles.

Les auteurs de cette évaluation ont exprimé leur résultat en termes d'un "facteur" $K(P_T)$ représentant la correction à l'ordre $Q(\alpha_s^2)$ relativement à celle d'ordre $Q(\alpha_s)$:

$$K(P_T) = \frac{\left[\frac{1}{P_T} \frac{d^2\sigma}{dM dP_T} \right]_{O(\alpha_s^2)} + O(\alpha_s)}{\left[\frac{1}{P_T} \frac{d^2\sigma}{dM dP_T} \right]_{O(\alpha_s)}}$$

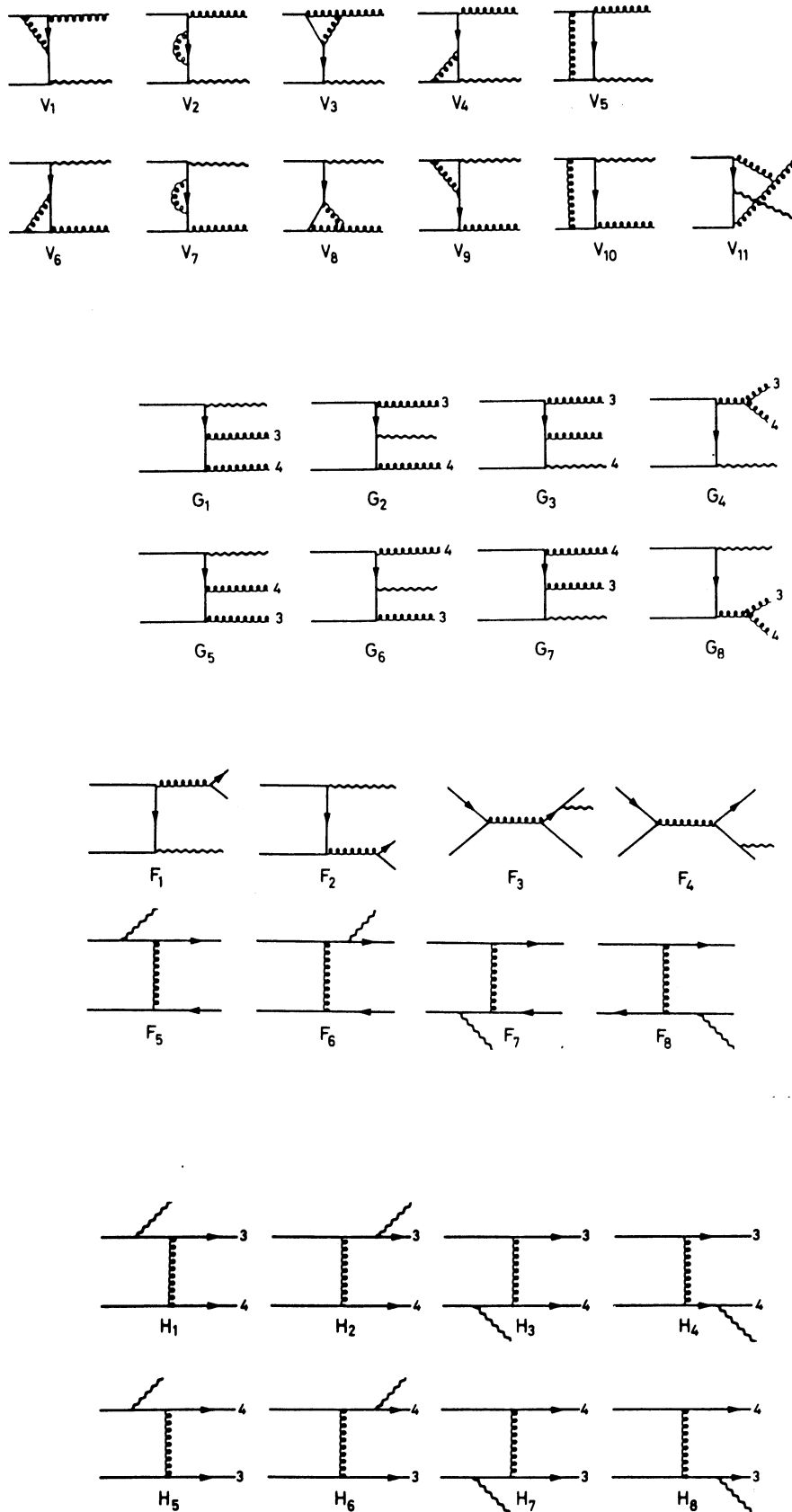


Figure V-11 : Diagrammes de deuxième ordre en α_s correspondant aux processus:

- $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$, l'ordre 2 est obtenu par interférence avec les diagrammes de la figure V-2(c-f)
- $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g + g$
- $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + q + \bar{q}$
- $q + q \rightarrow \gamma + q + q$

Dans la figure V-12 nous représentons cette fonction $\langle K(P_T) \rangle$ qui est assez importante : l'insertion des corrections de deuxième ordre fait augmenter la section efficace d'un facteur 2 environ, pour des paires de muons de $5.5 \text{ GeV}/c^2$ de masse créées à l'énergie dans le centre de masse de 19.4 GeV . Ce résultat est trop grand, mais il ne faut pas oublier que les sous-processus où interviennent des gluons initiaux peuvent introduire des corrections négatives.

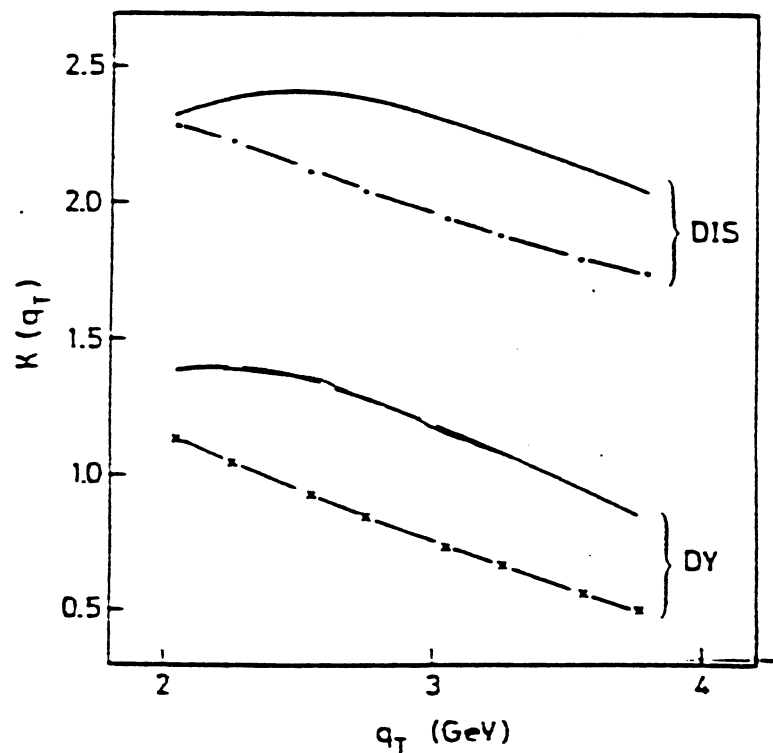


Figure V-12 : Fonction $K(P_T)$ définie dans le texte versus P_T .

——— $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 1 \text{ GeV}^2/c^2$
 - - - - $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0$

CHAPITRE VI

PRESENTATION ET DISCUSSION DES RESULTATS ET COMPARAISON AVEC LA THEORIE

Dans ce chapitre nous présentons les sections efficaces différentielles $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ et $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ de production hadronique de paires de muons. Les mesures ont été effectuées en utilisant la méthode d'analyse exposée dans le chapitre IV sur les lots d'événements acquis aux deux énergies du faisceau de π^- incident (194 et 284 GeV) et ayant subi les sélections écrites dans le paragraphe 3.4. La dépendance de la valeur moyenne du P_T^2 en fonction des variables cinématiques M et y est aussi déterminée.

Ces résultats sont discutés dans le cadre théorique actuel de la QCD perturbative au premier ordre en incluant l'émission des gluons mous (cf. parag. 5.3.1. et 5.3.2.).

6.1 MESURE DES SECTIONS EFFICACES DOUBLEMENT ET TRIPLEMENT DIFFERENTIELLES

6.1.1. Section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$

Notre mesure de la section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$ est présentée dans les figures VI-1 et VI-2 et dans les tables VI-1 et VI-2 pour les impulsions du faisceau de pions de 194 GeV/c et 284 GeV/c respectivement pour 5 régions de masse et intégrées dans tout le domaine de rapidité. La section efficace est exprimée en $\text{nanobarns} \cdot \text{GeV}^{-3} \cdot \text{C}^4$ par nucléon, en considérant une dépendance linéaire en A [11].

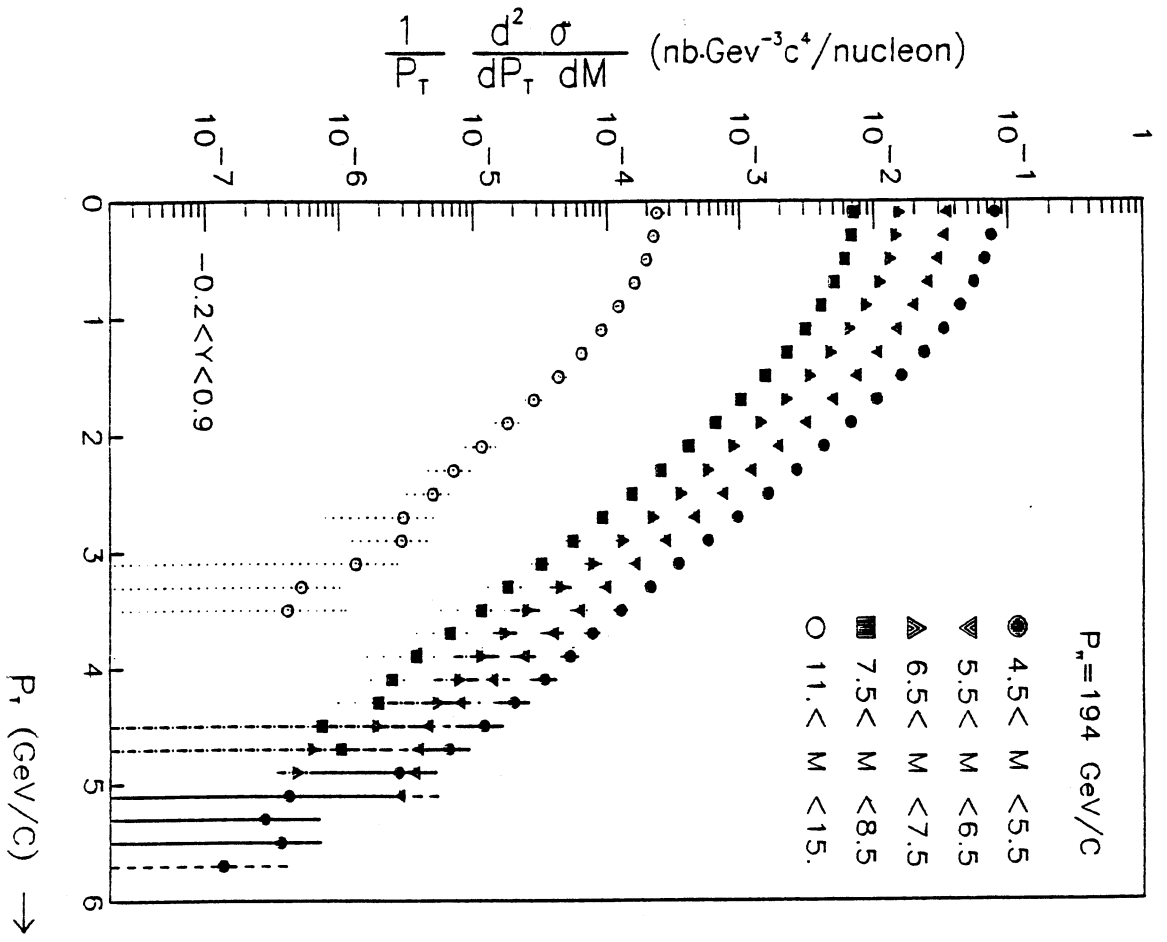


Figure VI-1

Section efficace doublement différentielle $1/P_T \frac{d^2 \sigma}{dP_T dM}$ à 194 GeV/c pour 5 régions de masse

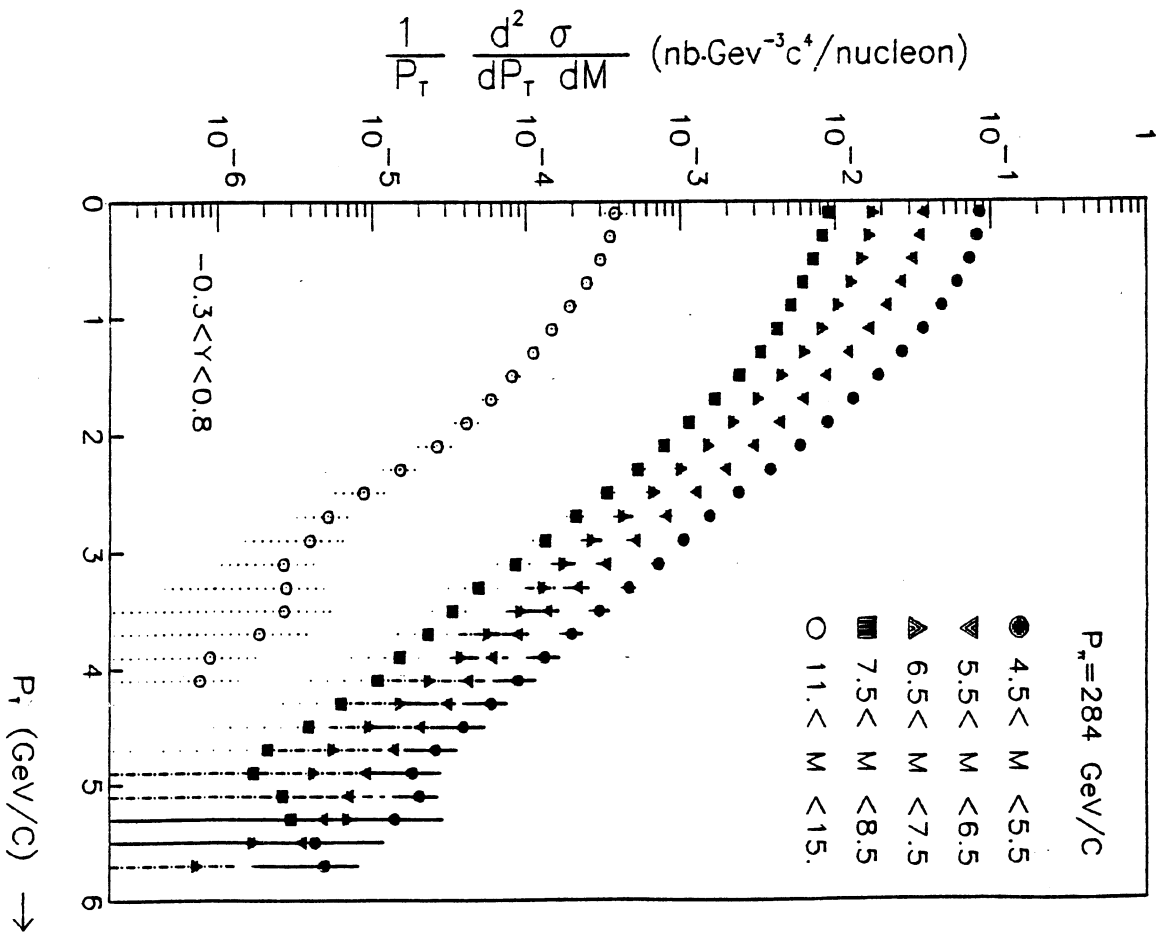


Figure VI-2

Section efficace doublement différentielle $1/P_T \frac{d^2 \sigma}{dP_T dM}$ à 284 GeV/c pour 5 intervalles de masse.

	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 13.0
.1	.787E-01 +- .175E-02	.342E-01 +- .108E-02	.155E-01 +- .682E-03	.707E-02 +- .425E-03	.239E-03 +- .488E-04
.3	.737E-01 +- .994E-03	.322E-01 +- .600E-03	.146E-01 +- .379E-03	.676E-02 +- .241E-03	.225E-03 +- .235E-04
.5	.651E-01 +- .750E-03	.288E-01 +- .457E-03	.131E-01 +- .294E-03	.601E-02 +- .189E-03	.197E-03 +- .210E-04
.7	.543E-01 +- .602E-03	.243E-01 +- .379E-03	.111E-01 +- .242E-03	.500E-02 +- .146E-03	.161E-03 +- .169E-04
.9	.429E-01 +- .501E-03	.192E-01 +- .306E-03	.875E-02 +- .184E-03	.398E-02 +- .119E-03	.122E-03 +- .120E-04
1.1	.324E-01 +- .403E-03	.144E-01 +- .241E-03	.660E-02 +- .156E-03	.305E-02 +- .983E-04	.908E-04 +- .105E-04
1.3	.233E-01 +- .330E-03	.105E-01 +- .204E-03	.479E-02 +- .127E-03	.222E-02 +- .816E-04	.647E-04 +- .888E-05
1.5	.160E-01 +- .257E-03	.735E-02 +- .162E-03	.336E-02 +- .104E-03	.154E-02 +- .661E-04	.438E-04 +- .725E-05
1.7	.105E-01 +- .198E-03	.488E-02 +- .129E-03	.225E-02 +- .812E-04	.102E-02 +- .504E-04	.289E-04 +- .572E-05
1.9	.676E-02 +- .149E-03	.309E-02 +- .947E-04	.145E-02 +- .644E-04	.659E-03 +- .403E-04	.184E-04 +- .447E-05
2.1	.422E-02 +- .111E-03	.191E-02 +- .731E-04	.914E-03 +- .474E-04	.417E-03 +- .326E-04	.118E-04 +- .349E-05
2.3	.261E-02 +- .823E-04	.119E-02 +- .538E-04	.579E-03 +- .376E-04	.255E-03 +- .239E-04	.719E-05 +- .288E-05
2.5	.159E-02 +- .591E-04	.734E-03 +- .400E-04	.363E-03 +- .294E-04	.153E-03 +- .184E-04	.501E-05 +- .202E-05
2.7	.956E-03 +- .439E-04	.454E-03 +- .302E-04	.224E-03 +- .212E-04	.926E-04 +- .115E-04	.304E-05 +- .230E-05
2.9	.573E-03 +- .317E-04	.273E-03 +- .223E-04	.133E-03 +- .156E-04	.553E-04 +- .981E-05	.294E-05 +- .176E-05
3.1	.344E-03 +- .239E-04	.161E-03 +- .162E-04	.794E-04 +- .116E-04	.322E-04 +- .646E-05	.134E-05 +- .143E-05
3.3	.210E-03 +- .190E-04	.974E-04 +- .120E-04	.456E-04 +- .802E-05	.182E-04 +- .611E-05	.524E-06 +- .536E-06
3.5	.127E-03 +- .147E-04	.621E-04 +- .892E-05	.261E-04 +- .668E-05	.116E-04 +- .618E-05	.416E-06 +- .720E-06
3.7	.780E-04 +- .105E-04	.398E-04 +- .765E-05	.178E-04 +- .348E-05	.680E-05 +- .325E-05	
3.9	.533E-04 +- .798E-05	.244E-04 +- .514E-05	.118E-04 +- .455E-05	.382E-05 +- .231E-05	
4.1	.346E-04 +- .766E-05	.141E-04 +- .457E-05	.803E-05 +- .289E-05	.249E-05 +- .884E-06	
4.3	.205E-04 +- .606E-05	.803E-05 +- .334E-05	.552E-05 +- .377E-05	.197E-05 +- .105E-05	
4.5	.123E-04 +- .473E-05	.461E-05 +- .208E-05	.195E-05 +- .280E-05	.749E-06 +- .198E-05	
4.7	.663E-05 +- .278E-05	.388E-05 +- .299E-05	.630E-06 +- .188E-05	.103E-05 +- .124E-05	
4.9	.279E-05 +- .217E-05	.365E-05 +- .169E-05	.491E-06 +- .147E-06		
5.1	.424E-06 +- .217E-05	.285E-05 +- .334E-05			
5.3	.280E-06 +- .438E-06				
5.5	.370E-06 +- .369E-06				
5.7	.138E-06 +- .530E-08				

Table VI-1

Section efficace doublement différentielle $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$
à 194 GeV/c pour 5 régions de masse.

	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0
.1	.832E-01 +- .343E-02	.359E-01 +- .210E-02	.173E-01 +- .141E-02	.889E-02 +- .103E-02	.347E-03 +- .696E-04
.3	.794E-01 +- .194E-02	.338E-01 +- .119E-02	.163E-01 +- .765E-03	.810E-02 +- .498E-03	.325E-03 +- .424E-04
.5	.709E-01 +- .153E-02	.301E-01 +- .881E-03	.147E-01 +- .612E-03	.701E-02 +- .383E-03	.282E-03 +- .325E-04
.7	.586E-01 +- .120E-02	.255E-01 +- .709E-03	.125E-01 +- .448E-03	.597E-02 +- .297E-03	.232E-03 +- .241E-04
.9	.468E-01 +- .102E-02	.206E-01 +- .697E-03	.103E-01 +- .390E-03	.501E-02 +- .257E-03	.185E-03 +- .198E-04
1.1	.357E-01 +- .823E-03	.159E-01 +- .503E-03	.812E-02 +- .328E-03	.411E-02 +- .214E-03	.143E-03 +- .175E-04
1.3	.260E-01 +- .675E-03	.117E-01 +- .396E-03	.614E-02 +- .276E-03	.320E-02 +- .191E-03	.110E-03 +- .127E-04
1.5	.184E-01 +- .540E-03	.841E-02 +- .325E-03	.443E-02 +- .222E-03	.236E-02 +- .146E-03	.820E-04 +- .110E-04
1.7	.127E-01 +- .419E-03	.602E-02 +- .277E-03	.310E-02 +- .184E-03	.164E-02 +- .119E-03	.612E-04 +- .995E-05
1.9	.865E-02 +- .339E-03	.420E-02 +- .219E-03	.216E-02 +- .145E-03	.111E-02 +- .102E-03	.423E-04 +- .828E-05
2.1	.574E-02 +- .254E-03	.286E-02 +- .178E-03	.149E-02 +- .120E-03	.762E-03 +- .833E-04	.284E-04 +- .783E-05
2.3	.370E-02 +- .193E-03	.190E-02 +- .126E-03	.995E-03 +- .946E-04	.514E-03 +- .737E-04	.164E-04 +- .426E-05
2.5	.231E-02 +- .136E-03	.123E-02 +- .988E-04	.652E-03 +- .694E-04	.327E-03 +- .508E-04	.945E-05 +- .333E-05
2.7	.148E-02 +- .103E-03	.782E-03 +- .747E-04	.412E-03 +- .582E-04	.206E-03 +- .356E-04	.530E-05 +- .209E-05
2.9	.101E-02 +- .787E-04	.490E-03 +- .590E-04	.258E-03 +- .395E-04	.131E-03 +- .279E-04	.402E-05 +- .250E-05
3.1	.693E-03 +- .699E-04	.316E-03 +- .385E-04	.171E-03 +- .294E-04	.855E-04 +- .234E-04	.263E-05 +- .161E-05
3.3	.440E-03 +- .490E-04	.209E-03 +- .383E-04	.127E-03 +- .309E-04	.497E-04 +- .202E-04	.262E-05 +- .222E-05
3.5	.278E-03 +- .434E-04	.129E-03 +- .247E-04	.806E-04 +- .183E-04	.331E-04 +- .987E-05	.268E-05 +- .269E-05
3.7	.182E-03 +- .314E-04	.813E-04 +- .155E-04	.550E-04 +- .199E-04	.233E-04 +- .908E-05	.159E-05 +- .157E-05
3.9	.121E-03 +- .288E-04	.548E-04 +- .157E-04	.366E-04 +- .610E-05	.151E-04 +- .841E-05	.835E-06 +- .967E-06
4.1	.816E-04 +- .262E-04	.368E-04 +- .127E-04	.218E-04 +- .130E-04	.104E-04 +- .702E-05	.821E-06 +- .660E-06
4.3	.541E-04 +- .151E-04	.248E-04 +- .115E-04	.139E-04 +- .866E-05	.606E-05 +- .376E-05	.676E-07 +- .948E-06
4.5	.351E-04 +- .139E-04	.177E-04 +- .816E-05	.865E-05 +- .378E-05	.367E-05 +- .124E-04	.285E-06 +- .837E-07
4.7	.224E-04 +- .957E-05	.121E-04 +- .353E-05	.522E-05 +- .370E-05	.209E-05 +- .411E-05	
4.9	.153E-04 +- .855E-05	.800E-05 +- .120E-04	.410E-05 +- .512E-05	.163E-05 +- .119E-05	
5.1	.157E-04 +- .950E-05	.582E-05 +- .473E-05	.260E-05 +- .256E-05		
5.3	.795E-05 +- .129E-04	.307E-05 +- .776E-05	.636E-05 +- .895E-05		
5.5	.262E-05 +- .717E-05	.216E-05 +- .111E-05	.169E-05 +- .192E-05		

Table VI-2 :

Section efficace doublement différentielle $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM$
à 284 GeV/c pour 5 intervalles de masse.

Dans ces valeurs il faut remarquer que:

- La région de masse au delà de la famille de l'upsilon est plus proche de la limite de l'espace de phase, et a donc un domaine en rapidité y plus restreint : de -0.2 à 0.6 à 194 GeV/c et de -0.2 à 0.7 à 284 GeV/c.

- La décroissance de la section efficace avec l'énergie disponible dans le centre de masse et la dispersion de celle-ci (due principalement à la distribution en impulsion des nucléons à l'intérieur du noyau), impliquent que la valeur moyenne de $\sqrt{s}$ correspondant aux données de masse supérieure à 11 GeV/c² est un peu plus élevée que celle de la région de masse entre les résonances ψ et Υ . En effet, par programme de simulation Monte-Carlo nous avons trouvé les valeurs de $\langle\sqrt{s}\rangle$ suivantes:

M	Pn Lab	194 GeV/c $\sqrt{s}$	284 GeV/c $\sqrt{s}$
4.5 - 8.5		19.4 $\pm$ 0.2	23.07 $\pm$ 0.2
11.0 - 13.0		20.4 $\pm$ 0.2	24.0 $\pm$ 0.2

6.1.2 Section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dy dM$

La grande statistique de l'expérience NA10 nous a permis la détermination de la section efficace triplement différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dy dM$. Les résultats sont donnés pour les 5 régions de masse indiquées ci-dessus et les 3 régions de rapidité les plus peuplées, 0.0-0.2, 0.2-0.4 et 0.4-0.6, dans les figures VI-3 et VI-4 et dans les tables VI-3 et VI-4 pour 194 GeV/c et 284 GeV/c respectivement. Ils sont exprimés en nanobarns $\cdot \text{GeV}^{-3} \text{c}^4$ par unité de rapidité et par nucléon; les erreurs sont statistiques.

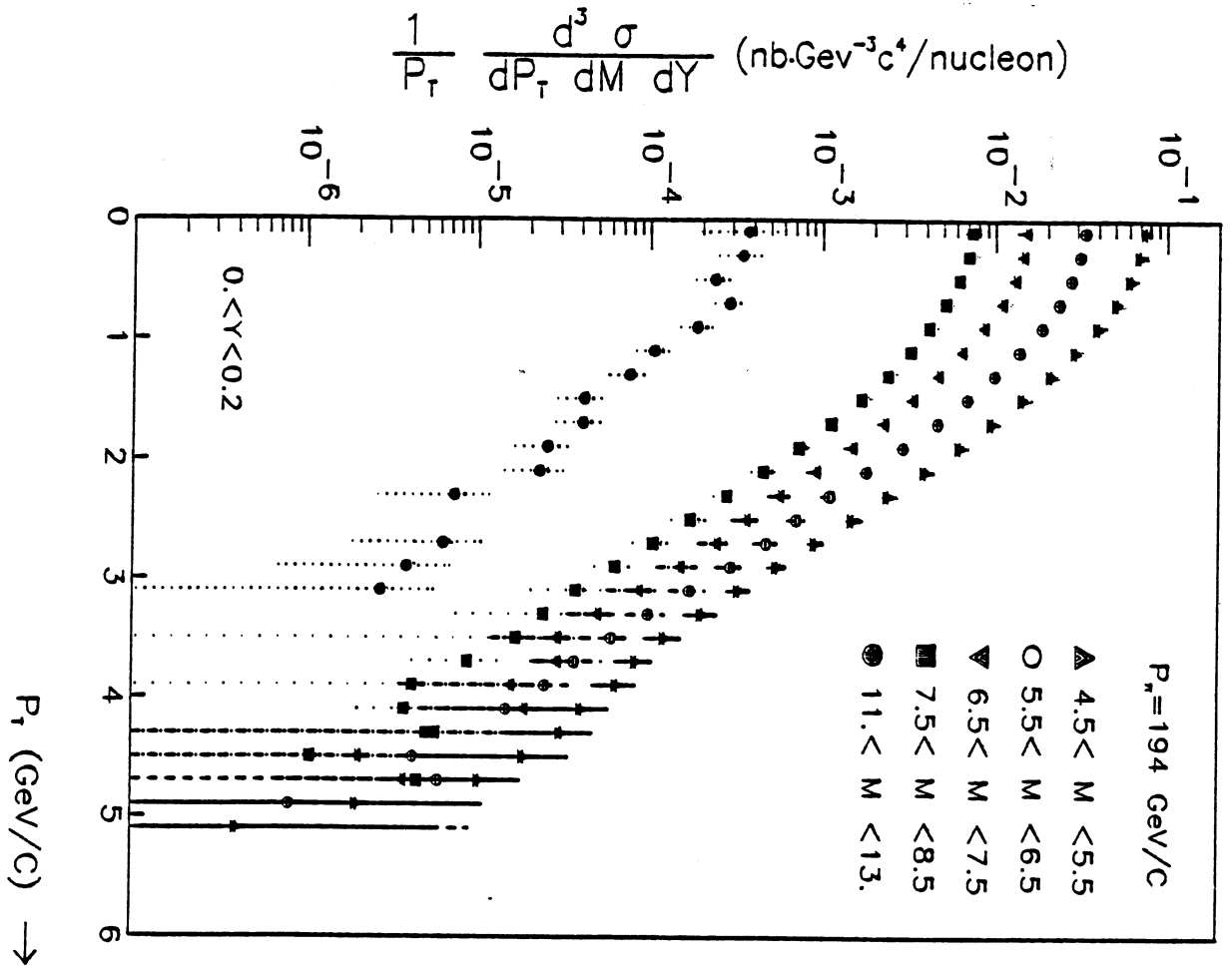


Figure VI - 3a

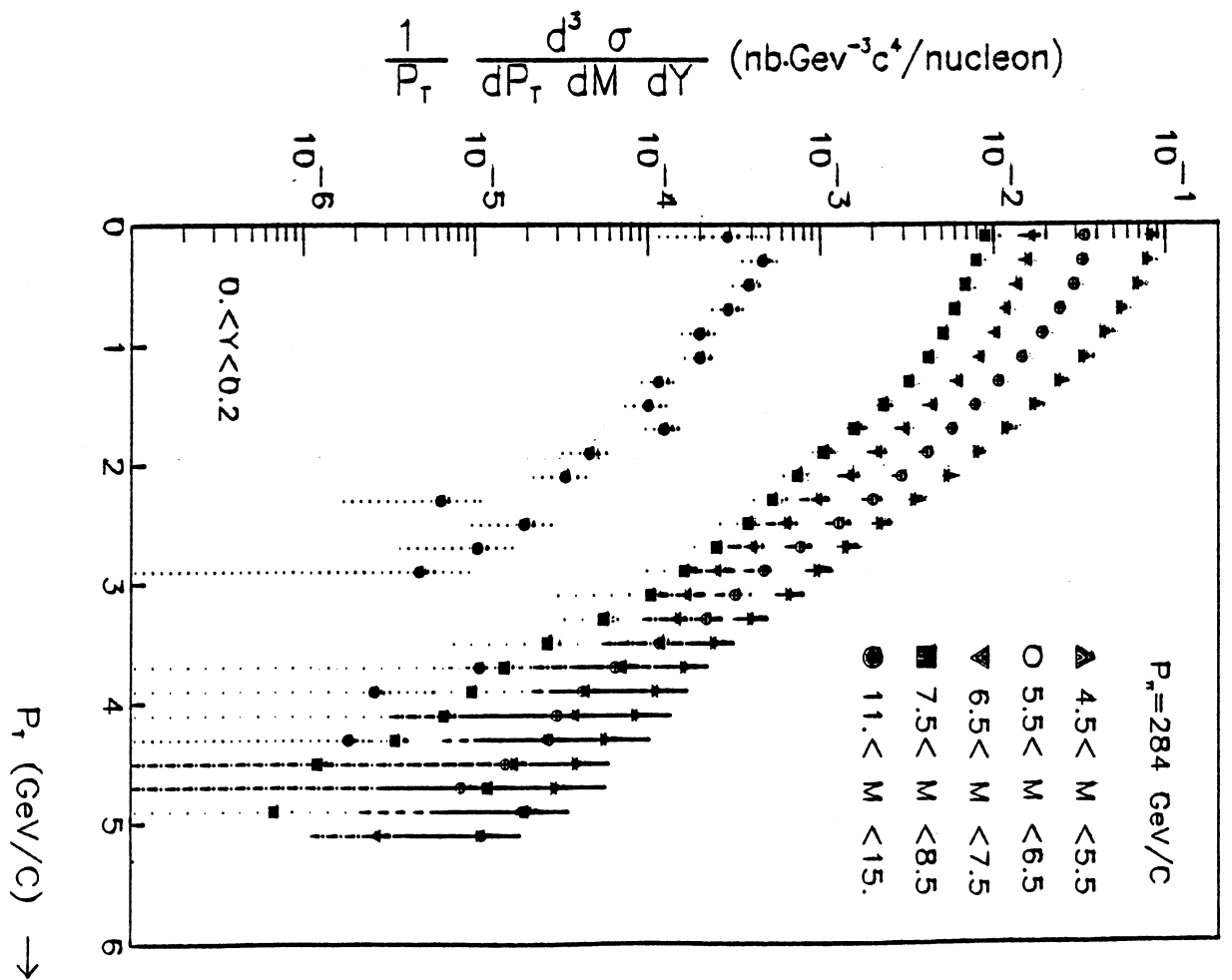


Figure VI - 4a

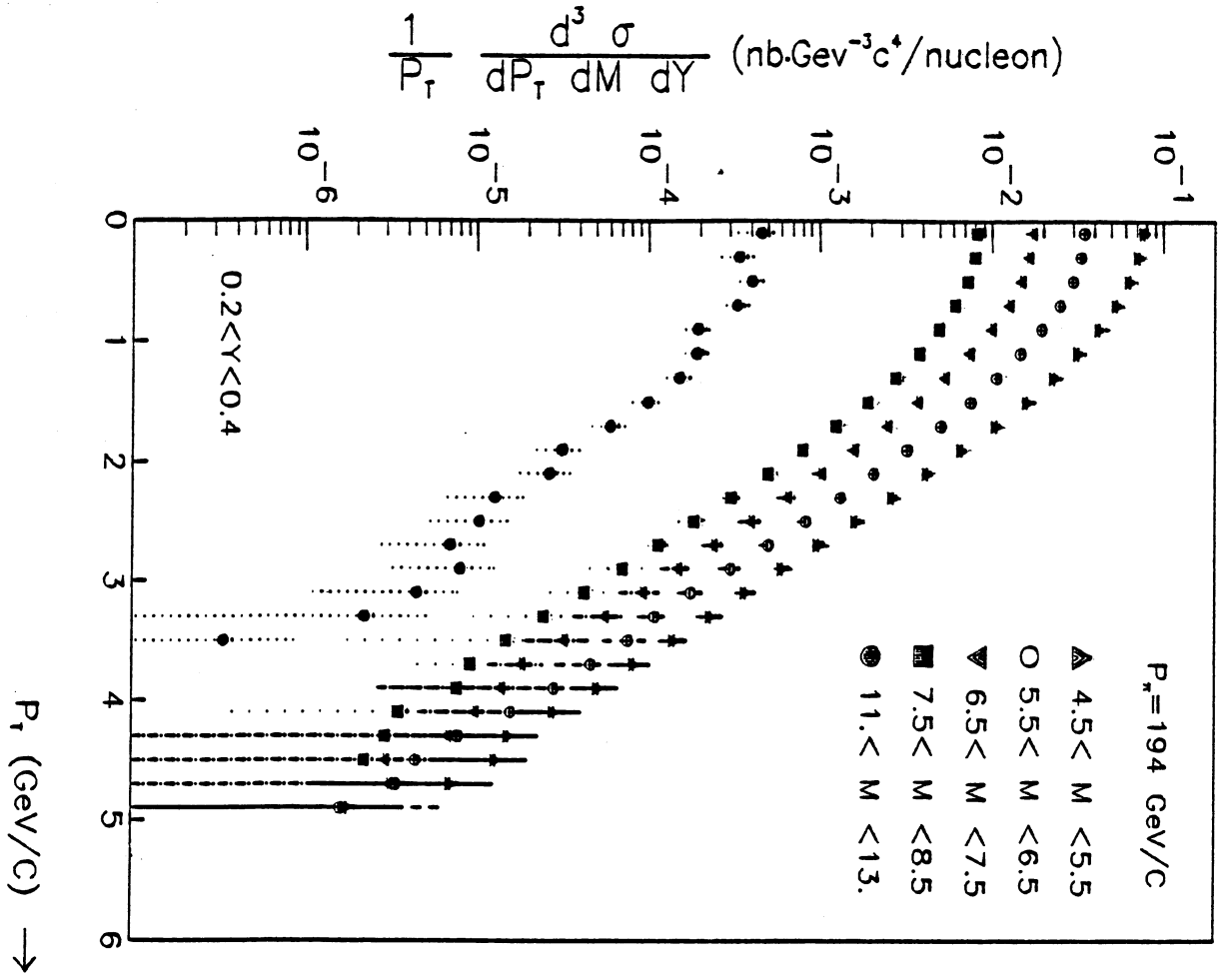


Figure VI - 3b

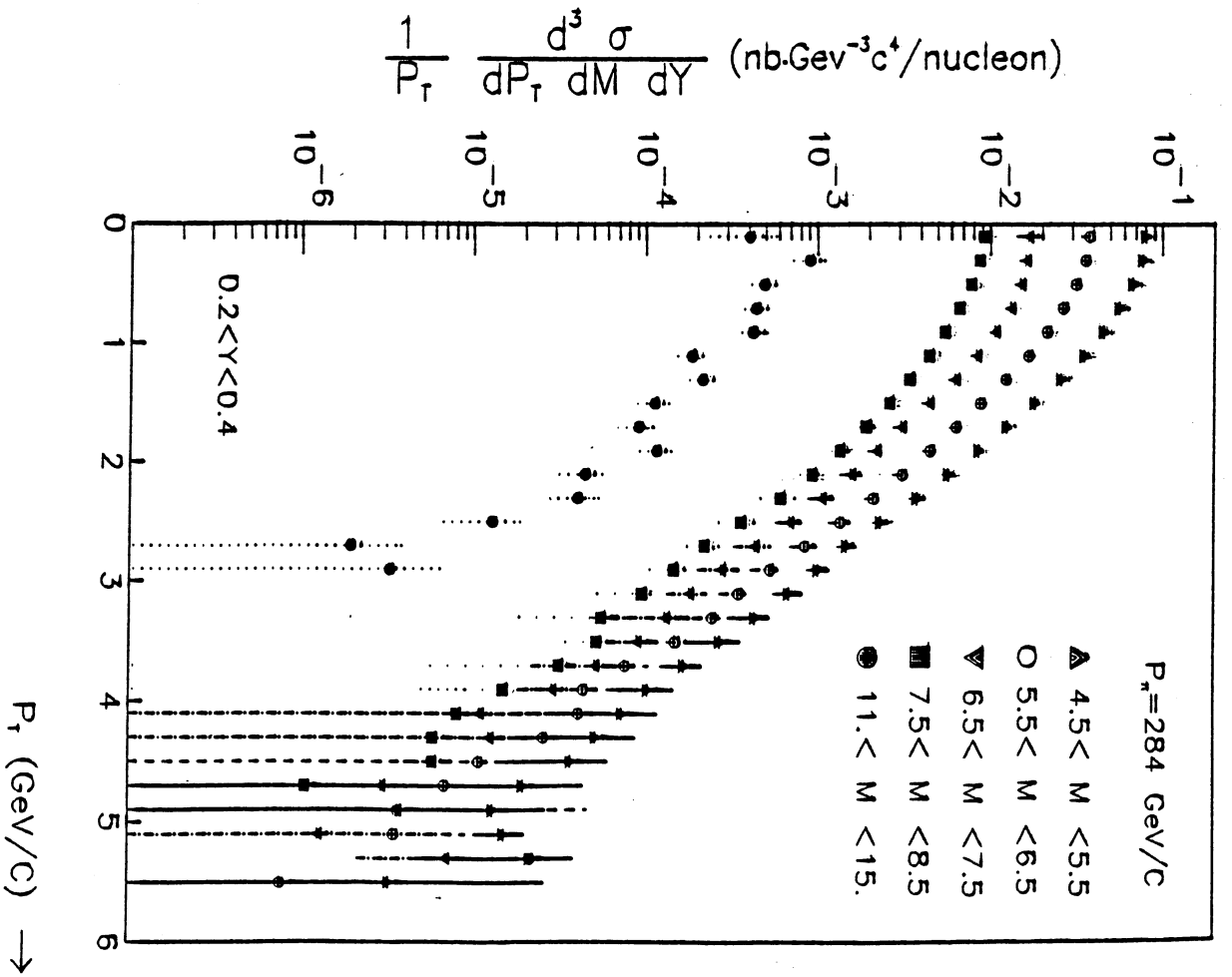


Figure VI - 4b

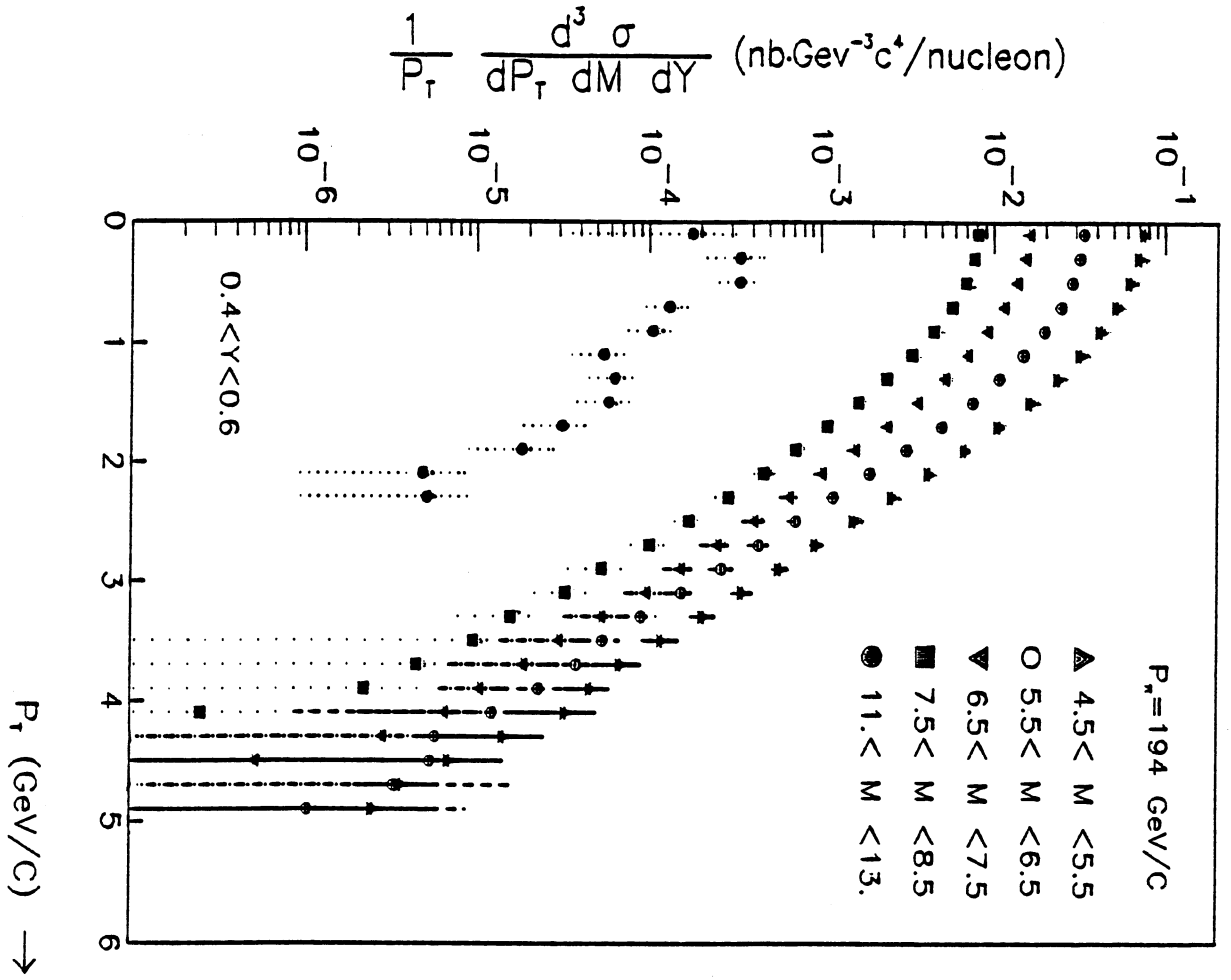


Figure VI - 3c

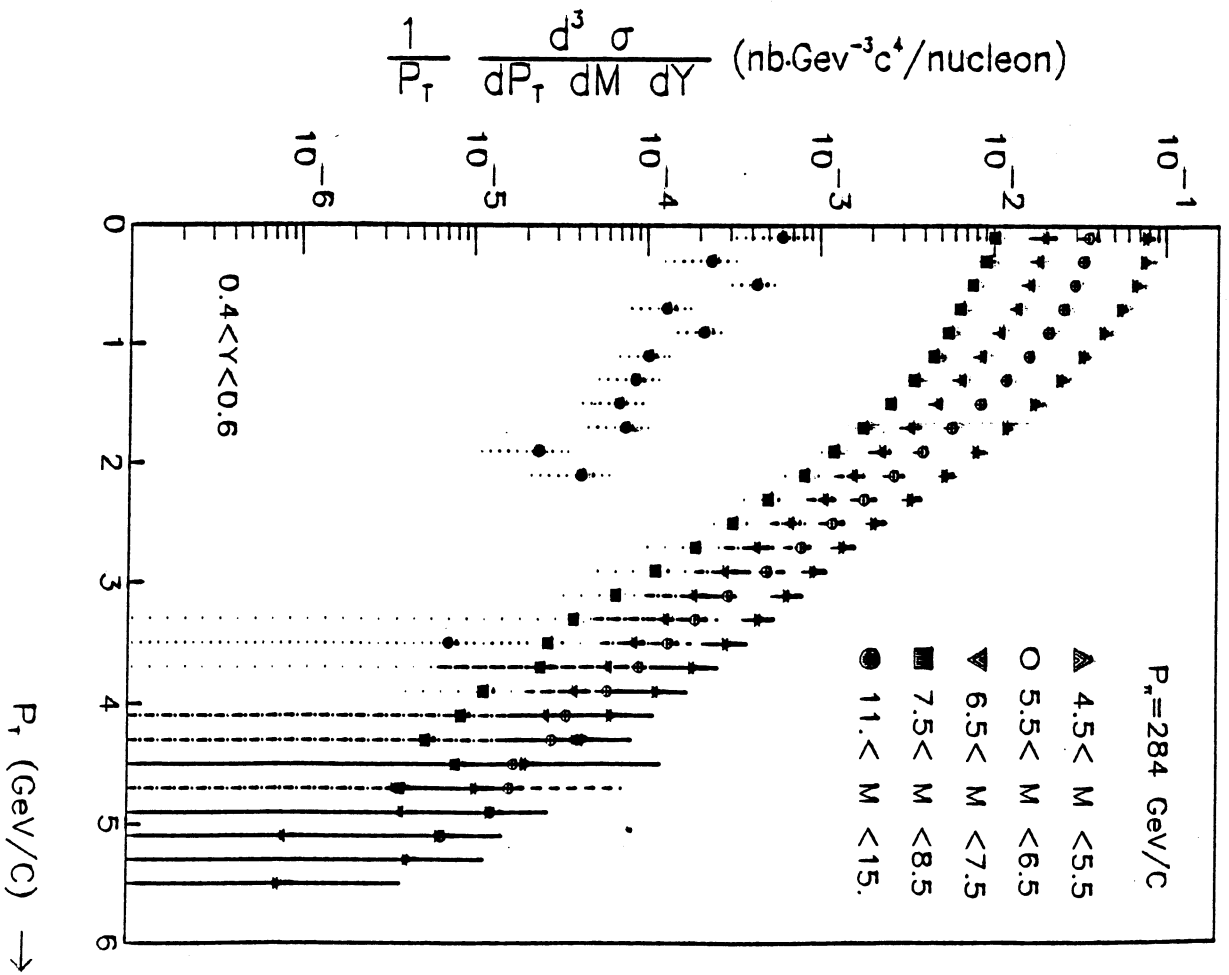


Figure VI - 4c

0 < y < 0.2

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 13.0				
.1	.750E-01	++ .410E-02	.330E-01	++ .262E-02	.148E-01	++ .156E-02	.729E-02	++ .960E-03	.368E-03	++ .184E-03
.3	.691E-01	++ .218E-02	.308E-01	++ .135E-02	.142E-01	++ .886E-03	.696E-02	++ .635E-03	.341E-03	++ .107E-03
.5	.610E-01	++ .169E-02	.274E-01	++ .102E-02	.128E-01	++ .662E-03	.613E-02	++ .458E-03	.234E-03	++ .620E-04
.7	.507E-01	++ .134E-02	.233E-01	++ .882E-03	.108E-01	++ .592E-03	.510E-02	++ .341E-03	.285E-03	++ .643E-04
.9	.394E-01	++ .110E-02	.185E-01	++ .712E-03	.850E-02	++ .413E-03	.411E-02	++ .285E-03	.185E-03	++ .446E-04
1.1	.293E-01	++ .864E-03	.137E-01	++ .556E-03	.636E-02	++ .357E-03	.321E-02	++ .236E-03	.105E-03	++ .263E-04
1.3	.210E-01	++ .709E-03	.982E-02	++ .443E-03	.463E-02	++ .284E-03	.239E-02	++ .214E-03	.755E-04	++ .209E-04
1.5	.143E-01	++ .540E-03	.688E-02	++ .341E-03	.330E-02	++ .243E-03	.168E-02	++ .164E-03	.413E-04	++ .137E-04
1.7	.958E-02	++ .418E-03	.461E-02	++ .282E-03	.227E-02	++ .189E-03	.113E-02	++ .118E-03	.406E-04	++ .136E-04
1.9	.627E-02	++ .327E-03	.294E-02	++ .217E-03	.149E-02	++ .153E-03	.734E-03	++ .955E-04	.254E-04	++ .978E-05
2.1	.393E-02	++ .239E-03	.180E-02	++ .146E-03	.919E-03	++ .107E-03	.456E-03	++ .862E-04	.230E-04	++ .938E-05
2.3	.242E-02	++ .180E-03	.111E-02	++ .123E-03	.566E-03	++ .814E-04	.280E-03	++ .577E-04	.733E-05	++ .485E-05
2.5	.151E-02	++ .122E-03	.710E-03	++ .851E-04	.361E-03	++ .616E-04	.171E-03	++ .442E-04		
2.7	.923E-03	++ .959E-04	.476E-03	++ .741E-04	.240E-03	++ .506E-04	.105E-03	++ .287E-04		
2.9	.550E-03	++ .662E-04	.295E-03	++ .566E-04	.149E-03	++ .392E-04	.630E-04	++ .172E-04		
3.1	.332E-03	++ .529E-04	.171E-03	++ .402E-04	.865E-04	++ .292E-04	.375E-04	++ .178E-04		
3.3	.202E-03	++ .442E-04	.989E-04	++ .250E-04	.497E-04	++ .158E-04	.244E-04	++ .172E-04		
3.5	.124E-03	++ .295E-04	.605E-04	++ .197E-04	.292E-04	++ .160E-04	.169E-04	++ .217E-04		
3.7	.848E-04	++ .207E-04	.372E-04	++ .165E-04	.292E-04	++ .659E-05	.887E-05	++ .487E-05		
3.9	.660E-04	++ .187E-04	.251E-04	++ .969E-05	.157E-04	++ .122E-04	.421E-05	++ .599E-05		
4.1	.412E-04	++ .179E-04	.150E-04	++ .860E-05	.189E-04	++ .142E-04	.370E-05	++ .187E-05		
4.3	.315E-04	++ .163E-04								
4.5	.191E-04	++ .155E-04								
4.7	.105E-04	++ .764E-05								

0.2 < y < 0.4

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 13.0				
.1	.773E-01	++ .313E-02	.346E-01	++ .188E-02	.170E-01	++ .135E-02	.815E-02	++ .803E-03	.455E-03	++ .175E-03
.3	.718E-01	++ .174E-02	.330E-01	++ .110E-02	.161E-01	++ .698E-03	.792E-02	++ .483E-03	.336E-03	++ .852E-04
.5	.634E-01	++ .131E-02	.297E-01	++ .857E-03	.146E-01	++ .567E-03	.721E-02	++ .382E-03	.400E-03	++ .773E-04
.7	.532E-01	++ .106E-02	.248E-01	++ .691E-03	.124E-01	++ .478E-03	.608E-02	++ .303E-03	.329E-03	++ .589E-04
.9	.422E-01	++ .881E-03	.193E-01	++ .546E-03	.980E-02	++ .360E-03	.491E-02	++ .250E-03	.192E-03	++ .367E-04
1.1	.319E-01	++ .721E-03	.145E-01	++ .435E-03	.732E-02	++ .302E-03	.379E-02	++ .215E-03	.182E-03	++ .342E-04
1.3	.231E-01	++ .591E-03	.106E-01	++ .364E-03	.527E-02	++ .266E-03	.276E-02	++ .172E-03	.150E-03	++ .298E-04
1.5	.159E-01	++ .452E-03	.750E-02	++ .296E-03	.368E-02	++ .201E-03	.189E-02	++ .133E-03	.597E-04	++ .150E-04
1.7	.106E-01	++ .364E-03	.506E-02	++ .244E-03	.246E-02	++ .152E-03	.124E-02	++ .109E-03	.315E-04	++ .101E-04
1.9	.670E-02	++ .259E-03	.324E-02	++ .171E-03	.157E-02	++ .116E-03	.795E-03	++ .806E-04	.265E-04	++ .940E-05
2.1	.424E-02	++ .206E-03	.206E-02	++ .144E-03	.101E-02	++ .928E-04	.501E-03	++ .445E-04	.127E-04	++ .629E-05
2.3	.269E-02	++ .146E-03	.132E-02	++ .101E-03	.643E-03	++ .775E-04	.306E-03	++ .415E-04	.104E-04	++ .526E-05
2.5	.164E-02	++ .113E-03	.834E-03	++ .838E-04	.393E-03	++ .569E-04	.185E-03	++ .192E-04	.701E-05	++ .435E-05
2.7	.992E-03	++ .797E-04	.503E-03	++ .551E-04	.239E-03	++ .323E-04	.114E-03	++ .127E-04	.803E-05	++ .492E-05
2.9	.611E-03	++ .588E-04	.304E-03	++ .422E-04	.148E-03	++ .301E-04	.709E-04	++ .168E-04	.450E-05	++ .344E-05
3.1	.374E-03	++ .467E-04	.178E-03	++ .284E-04	.920E-04	++ .243E-04	.427E-04	++ .156E-04		
3.3	.233E-03	++ .393E-04	.109E-03	++ .213E-04	.555E-04	++ .182E-04	.248E-04	++ .156E-04		
3.5	.143E-03	++ .265E-04	.763E-04	++ .213E-04	.324E-04	++ .127E-04	.150E-04	++ .133E-04		
3.7	.835E-04	++ .194E-04	.470E-04	++ .174E-04	.184E-04	++ .648E-05	.932E-05	++ .492E-05		
3.9	.519E-04	++ .156E-04	.287E-04	++ .105E-04	.140E-04	++ .113E-04	.778E-05	++ .462E-05		
4.1	.289E-04	++ .124E-04	.161E-04	++ .988E-05	.981E-05	++ .516E-05				
4.3	.157E-04	++ .742E-05	.790E-05	++ .419E-05						
4.5	.132E-04	++ .694E-05								

0.4 < y < 0.6

c)

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 13.0				
.1	.753E-01	++ .309E-02	.333E-01	++ .193E-02	.159E-01	++ .130E-02	.808E-02	++ .956E-03	.176E-03	++ .142E-03
.3	.706E-01	++ .173E-02	.315E-01	++ .108E-02	.151E-01	++ .728E-03	.766E-02	++ .489E-03	.335E-03	++ .132E-03
.5	.622E-01	++ .134E-02	.284E-01	++ .832E-03	.135E-01	++ .549E-03	.685E-02	++ .389E-03	.332E-03	++ .937E-04
.7	.521E-01	++ .106E-02	.244E-01	++ .690E-03	.113E-01	++ .443E-03	.571E-02	++ .298E-03	.130E-03	++ .395E-04
.9	.418E-01	++ .907E-03	.196E-01	++ .565E-03	.908E-02	++ .348E-03	.447E-02	++ .247E-03	.104E-03	++ .325E-04
1.1	.320E-01	++ .721E-03	.148E-01	++ .446E-03	.699E-02	++ .305E-03	.335E-02	++ .189E-03	.541E-04	++ .205E-04
1.3	.236E-01	++ .611E-03	.107E-01	++ .391E-03	.514E-02	++ .239E-03	.240E-02	++ .152E-03	.629E-04	++ .204E-04
1.5	.163E-01	++ .494E-03	.755E-02	++ .314E-03	.359E-02	++ .196E-03	.165E-02	++ .137E-03	.582E-04	++ .220E-04
1.7	.108E-01	++ .382E-03	.499E-02	++ .235E-03	.240E-02	++ .161E-03	.109E-02	++ .955E-04	.312E-04	++ .135E-04
1.9	.687E-02	++ .286E-03	.313E-02	++ .182E-03	.157E-02	++ .135E-03	.716E-03	++ .834E-04	.183E-04	++ .968E-05
2.1	.424E-02	++ .195E-03	.192E-02	++ .138E-03	.101E-02	++ .980E-04	.466E-03	++ .770E-04	.402E-05	++ .393E-05
2.3	.260E-02	++ .152E-03	.118E-02	++ .957E-04	.654E-03	++ .774E-04	.289E-03	++ .577E-04	.512E-05	++ .422E-05
2.5	.158E-02	++ .107E-03	.717E-03	++ .734E-04	.407E-03	++ .507E-04	.171E-03	++ .360E-04		
2.7	.950E-03	++ .796E-04	.437E-03	++ .584E-04	.248E-03	++ .492E-04	.101E-03	++ .262E-04		
2.9	.583E-03	++ .619E-04	.265E-03	++ .415E-04	.151E-03	++ .294E-04	.535E-04	++ .209E-04		
3.1	.352E-03	++ .503E-04	.155E-03	++ .304E-04	.965E-04	++ .230E-04	.329E-04	++ .121E-04		
3.3	.209E-03	++ .349E-04	.907E-04	++ .213E-04	.530E-04	++ .204E-04	.159E-04	++ .840E-05		
3.5	.121E-03	++ .281E-04	.542E-04	++ .141E-04	.301E-04	++ .162E-04				
3.7	.699E-04	++ .216E-04	.385E-04	++ .130E-04	.187E-04	++ .117E-04				
3.9	.468E-04	++ .136E-04	.232E-04	++ .912E-05	.105E-04	++ .438E-05				
4.1	.336E-04	++ .168E-04	.125E-04	++ .117E-04	.658E-05	++ .448E-05				

Table VI-3 : Section efficace triplement différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ à 194 GeV/c pour 5 régions de masse et 3 intervalles de rapidité:

- a) 0.0 < y < 0.2
- b) 0.2 < y < 0.4
- c) 0.4 < y < 0.6

0 < y < 0.2

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0
1	832E-01 +- 683E-02	335E-01 +- 374E-02	161E-01 +- 230E-02	889E-02 +- 235E-02	287E-03 +- 177E-03	
3	784E-01 +- 366E-02	326E-01 +- 224E-02	153E-01 +- 147E-02	787E-02 +- 919E-03	460E-03 +- 126E-03	
5	689E-01 +- 293E-02	291E-01 +- 169E-02	135E-01 +- 113E-02	670E-02 +- 709E-03	382E-03 +- 883E-04	
7	554E-01 +- 223E-02	241E-01 +- 133E-02	116E-01 +- 780E-03	590E-02 +- 592E-03	289E-03 +- 682E-04	
9	441E-01 +- 184E-02	190E-01 +- 108E-02	101E-01 +- 754E-03	507E-02 +- 498E-03	197E-03 +- 493E-04	
11	334E-01 +- 150E-02	145E-01 +- 915E-03	823E-02 +- 652E-03	418E-02 +- 428E-03	198E-03 +- 443E-04	
13	242E-01 +- 127E-02	106E-01 +- 722E-03	614E-02 +- 574E-03	323E-02 +- 360E-03	115E-03 +- 273E-04	
15	173E-01 +- 961E-03	779E-02 +- 608E-03	434E-02 +- 438E-03	231E-02 +- 317E-03	998E-04 +- 297E-04	
17	119E-01 +- 772E-03	574E-02 +- 502E-03	304E-02 +- 352E-03	156E-02 +- 213E-03	124E-03 +- 319E-04	
19	817E-02 +- 625E-03	413E-02 +- 415E-03	212E-02 +- 268E-03	104E-02 +- 184E-03	458E-04 +- 154E-04	
21	550E-02 +- 466E-03	293E-02 +- 319E-03	146E-02 +- 204E-03	736E-03 +- 152E-03	334E-04 +- 126E-04	
23	356E-02 +- 344E-03	201E-02 +- 265E-03	963E-03 +- 198E-03	527E-03 +- 137E-03	629E-05 +- 167E-05	
25	226E-02 +- 273E-03	128E-02 +- 207E-03	628E-03 +- 139E-03	380E-03 +- 133E-03	193E-04 +- 101E-04	
27	144E-02 +- 192E-03	771E-03 +- 145E-03	401E-03 +- 926E-04	240E-03 +- 731E-04		
29	992E-03 +- 166E-03	471E-03 +- 106E-03	248E-03 +- 756E-04	163E-03 +- 693E-04		
31	677E-03 +- 125E-03	322E-03 +- 762E-04	166E-03 +- 498E-04	104E-03 +- 753E-04		
33	406E-03 +- 908E-04	218E-03 +- 697E-04	145E-03 +- 517E-04	555E-04 +- 248E-04		
35	246E-03 +- 728E-04	117E-03 +- 483E-04	117E-03 +- 624E-04	265E-04 +- 192E-04		
37	166E-03 +- 551E-04	654E-04 +- 258E-04	706E-04 +- 180E-04	149E-04 +- 814E-05		
39	114E-03 +- 554E-04	422E-04 +- 204E-04	435E-04 +- 135E-04			
41	870E-04 +- 502E-04	302E-04 +- 209E-04	376E-04 +- 344E-04			
43	577E-04 +- 458E-04	270E-04 +- 205E-04	256E-04 +- 155E-04			
45	397E-04 +- 185E-04					

0.2 < y < 0.4

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0				
1	800E-01	565E-02	375E-01	384E-02	185E-01	256E-02	916E-02	170E-02	401E-03	180E-03
3	763E-01	339E-02	356E-01	225E-02	159E-01	127E-02	863E-02	983E-03	897E-03	212E-03
5	674E-01	255E-02	315E-01	159E-02	148E-01	113E-02	773E-02	758E-03	489E-03	979E-04
7	563E-01	202E-02	265E-01	129E-02	130E-01	840E-03	663E-02	560E-03	439E-03	818E-04
9	456E-01	179E-02	214E-01	107E-02	106E-01	732E-03	550E-02	503E-03	421E-03	758E-04
11	355E-01	151E-02	167E-01	934E-03	836E-02	595E-03	446E-02	385E-03	186E-03	489E-04
13	259E-01	120E-02	123E-01	711E-03	628E-02	489E-03	347E-02	369E-03	215E-03	429E-04
15	181E-01	925E-03	884E-02	606E-03	444E-02	392E-03	264E-02	266E-03	113E-03	271E-04
17	125E-01	760E-03	640E-02	519E-03	311E-02	329E-03	194E-02	255E-03	915E-04	258E-04
19	864E-02	586E-03	454E-02	407E-03	222E-02	253E-03	137E-02	205E-03	117E-03	287E-04
21	584E-02	472E-03	317E-02	354E-03	159E-02	221E-03	944E-03	181E-03	451E-04	146E-04
23	386E-02	366E-03	215E-02	230E-03	107E-02	178E-03	618E-03	166E-03	411E-04	142E-04
25	238E-02	249E-03	138E-02	194E-03	700E-03	120E-03	367E-03	109E-03	131E-04	657E-05
27	150E-02	183E-03	861E-03	154E-03	440E-03	105E-03	223E-03	555E-04		
29	103E-02	147E-03	541E-03	122E-03	281E-03	764E-04	149E-03	465E-04		
31	697E-03	134E-03	357E-03	792E-04	184E-03	481E-04	968E-04	459E-04		
33	444E-03	927E-04	251E-03	969E-04	173E-03	823E-04	566E-04	454E-04		
35	279E-03	866E-04	152E-03	440E-04	915E-04	300E-04	533E-04	196E-04		
37	172E-03	453E-04	781E-04	284E-04	524E-04	297E-04				
39	106E-03	434E-04	450E-04	261E-04	298E-04	106E-04				
41	751E-04	458E-04	423E-04	252E-04						
43	536E-04	366E-04	266E-04	197E-04						

0.4 < y < 0.6

P _T	M	4.5 - 5.5	5.5 - 6.5	6.5 - 7.5	7.5 - 8.5	11.0 - 15.0				
1	780E-01	668E-02	353E-01	456E-02	192E-01	336E-02	101E-01	226E-02	596E-03	291E-03
3	758E-01	408E-02	329E-01	250E-02	180E-01	170E-02	898E-02	110E-02	231E-03	112E-03
5	675E-01	323E-02	293E-01	186E-02	159E-01	139E-02	756E-02	885E-03	425E-03	136E-03
7	554E-01	241E-02	251E-01	146E-02	135E-01	101E-02	638E-02	648E-03	128E-03	518E-04
9	438E-01	208E-02	207E-01	132E-02	108E-01	929E-03	547E-02	607E-03	210E-03	685E-04
11	334E-01	167E-02	160E-01	102E-02	842E-02	744E-03	453E-02	542E-03	101E-03	354E-04
13	248E-01	135E-02	119E-01	881E-03	643E-02	604E-03	350E-02	460E-03	855E-04	356E-04
15	176E-01	115E-02	846E-02	675E-03	473E-02	407E-03	257E-02	290E-03	689E-04	289E-04
17	122E-01	817E-03	577E-02	568E-03	331E-02	410E-03	179E-02	262E-03	748E-04	315E-04
19	823E-02	745E-03	394E-02	442E-03	226E-02	328E-03	122E-02	239E-03	236E-04	130E-04
21	545E-02	525E-03	272E-02	379E-03	156E-02	327E-03	824E-03	221E-03	419E-04	214E-04
23	345E-02	412E-03	183E-02	297E-03	107E-02	209E-03	505E-03	158E-03		
25	214E-02	259E-03	120E-02	196E-03	678E-03	157E-03	315E-03	815E-04		
27	140E-02	224E-03	797E-03	168E-03	428E-03	140E-03	193E-03	962E-04		
29	958E-03	157E-03	499E-03	140E-03	281E-03	888E-04	114E-03	637E-04		
31	675E-03	143E-03	300E-03	672E-04	187E-03	867E-04	673E-04	354E-04		
33	459E-03	967E-04	195E-03	686E-04	129E-03	784E-04				
35	300E-03	864E-04	136E-03	494E-04	846E-04	292E-04				
37	192E-03	722E-04	923E-04	364E-04	601E-04	537E-04				
39	119E-03	574E-04	608E-04	403E-04	384E-04	130E-04				
41	647E-04	474E-04	354E-04	190E-04						
43	440E-04	284E-04								

Table VI-4 : Section efficacetriplement différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ à 284 GeV/c pour 5 régions de masse et 3 intervalles de rapidité :

- a) 0.0 < y < 0.2
- b) 0.2 < y < 0.4
- c) 0.4 < y < 0.6

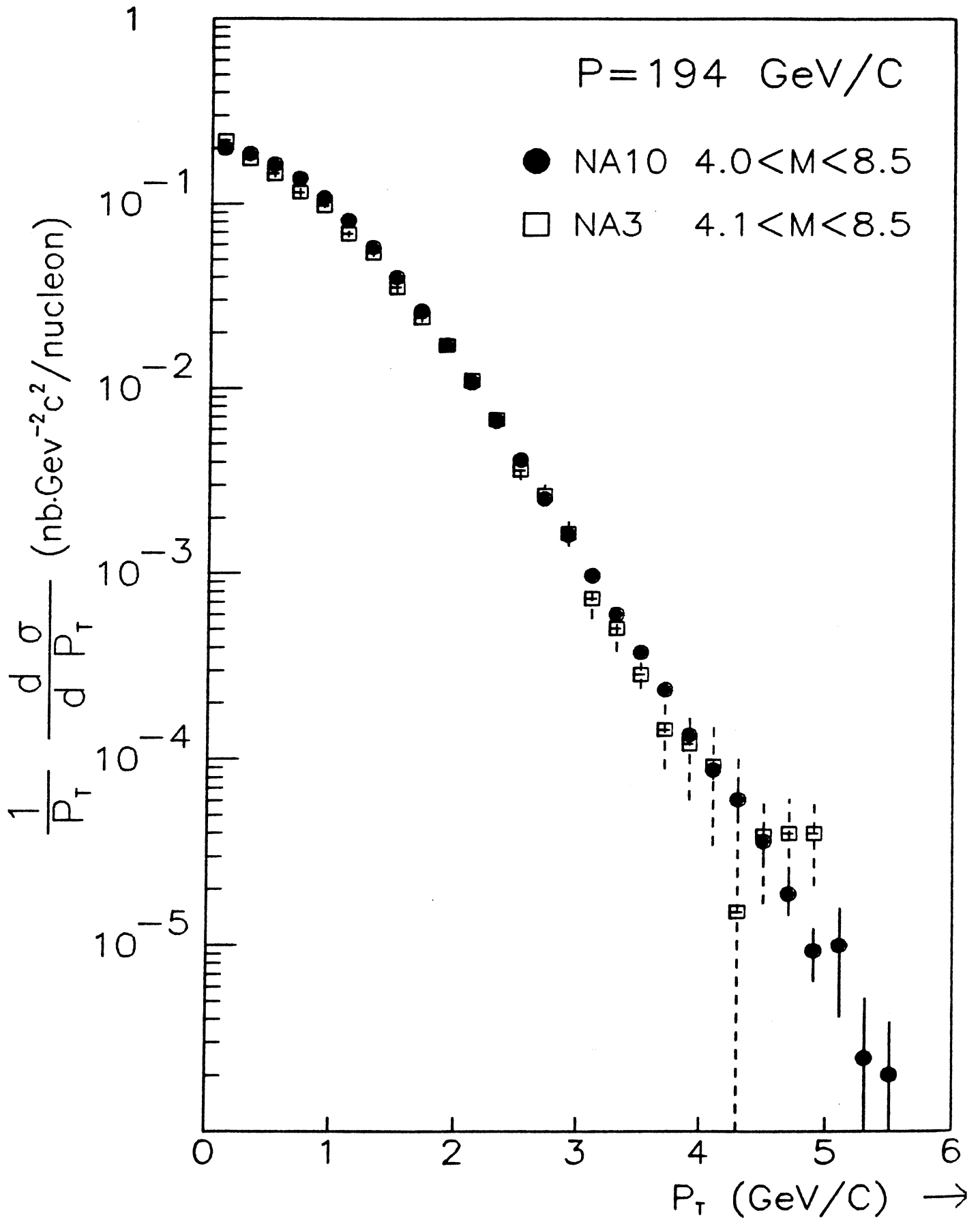


Figure VI-5 : Comparaison des sections efficaces $1/P_T \frac{d\sigma}{dP_T}$ des expériences NA 10 et NA3.

6.1.3. Erreurs systématiques sur les sections efficaces

Dans les chapitres III et IV nous avons abordé l'étude des différentes sources d'erreurs systématiques inhérentes à nos mesures de sections efficaces. Il faut y être très attentif car les erreurs statistiques sont petites.

Une conclusion importante de cette étude a été l'absence d'effets différentiels. Nous pouvons donc travailler avec une erreur systématique globale en normalisation que nous avons estimée à 7% ; 4% sont dus à la calibration du flux de π^- incident, 2.5% proviennent de l'incertitude sur le nombre de nucléons effectifs de la cible de tungstène (erreurs sur la valeur de la section efficace d'absorption [12] et sur la densité), le restant étant dû à la somme des erreurs systématiques sur l'efficacité des détecteurs, le système d'acquisition y compris le déclenchement, le programme de reconstruction et le programme d'analyse, conforme à l'étude présentée dans les chapitres III et IV.

6.2 SECTION EFFICACE $1/P_T d\sigma/dP_T$

La section efficace $1/P_T d\sigma/dP_T$, intégrée sur l'intervalle de masse 4.0 à 8.5 GeV/c² et sur le domaine de rapidité est donnée dans la figure VI-5. Pour comparaison nous donnons sur la même figure le résultat de l'expérience NA3 dans l'intervalle de masse $4.1 < M < 8.5$ GeV/c² aux énergies voisines des nôtres. Dans cette expérience l'intervalle de rapidité était de $-0.4 < y < 1.2$ à 200 GeV/c et $-0.2 < y < 1.2$ à 280 GeV/c. Du fait que notre domaine de rapidité est un peu plus étroit ($-0.2 < y < 0.9$ et $-0.3 < y < 0.8$ respectivement à 194 GeV et 284 GeV/c) il y a une diminution de 10% entre nos valeurs de $1/P_T d\sigma/dP_T$ et celles de NA3. D'un autre côté, pour des raisons techniques, notre domaine en masse diffère aussi de celui de NA3 : il est plus grand de 100 MeV/c² vers les basses masses. Cette différence contribue à une augmentation de la section efficace de 10%. La

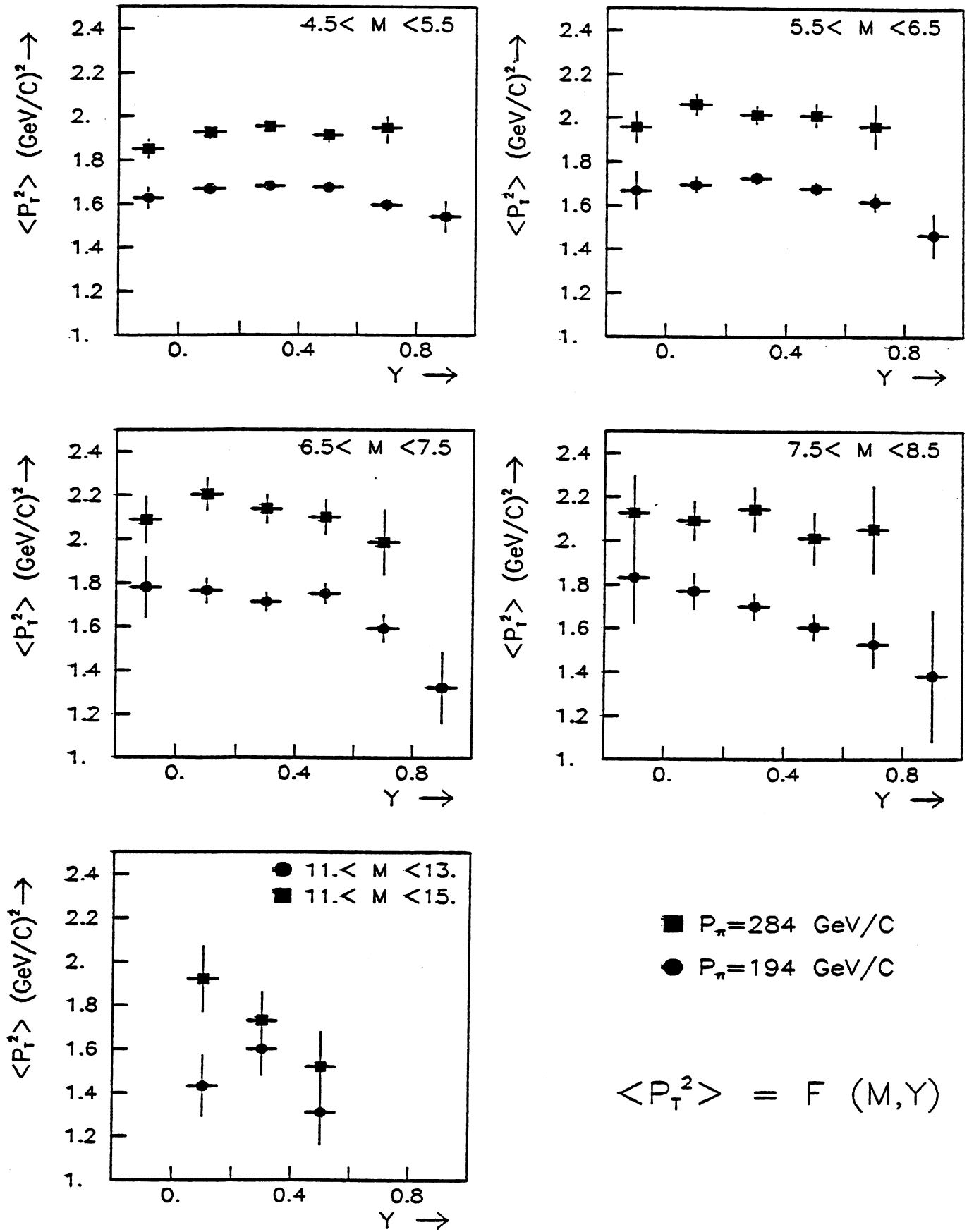


Figure VI-6 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité aux impulsions de 194 et 284 GeV/c.

figure VI-5 montre que les résultats des deux expériences, intégrés dans les domaines respectifs de masse et rapidité, coïncident.

6.3 VALEURS MOYENNES DE P_T^2

6.3.1. $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité

En conséquence de la bonne statistique nous avons mesuré pour la première fois la valeur $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité. Nos résultats sont donnés dans la figure VI-6 et les tables VI-5 et VI-6 pour les deux VI-6 énergies. Les erreurs présentées ne sont que statistiques. Les origines des erreurs systématiques de la mesure de $\langle P_T^2 \rangle$ sont différentes de celles de la détermination des sections efficaces. Par exemple, une erreur globale sur la normalisation n'introduit pas d'erreur sur la valeur de $\langle P_T^2 \rangle$. Nous avons affaire à une autre erreur, inhérente à la méthode même de calcul de $\langle P_T^2 \rangle$. Ce calcul peut se faire soit : a) numériquement par la somme de la valeur de P_T^2 de chaque événement normalisé au nombre total d'événements, soit : b) par l'intégration d'une courbe qui paramétrise bien les données (voir l'expression analytique IV-9 et les résultats du fit dans la table VI-5). Ces deux méthodes dans les régions de masse à grande statistique sont équivalentes (cf. figure VI-7), mais dans la région de masse au delà de l'upsilon les quelques événements à grand P_T pèsent beaucoup plus et d'une façon assez différente dans le calcul de la valeur du $\langle P_T^2 \rangle$ par chacune des deux méthodes. Donc dans cette région nous prenons comme erreur systématique l'écart trouvé par les deux méthodes qui s'avère du même ordre de grandeur que l'erreur statistique.

La figure VI-6 et les tables VI-5 et VI-6 montrent que la valeur moyenne $\langle P_T^2 \rangle$ dépend de la masse du dimuon et de sa rapidité et qu'elle est d'autant plus élevée que l'énergie de la réaction est plus grande. Ces résultats seront comparés plus loin aux prévisions de QCD.

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.5 - 5.5	-2, -0	4.42 +- .45	6.87 +- .71	6.9/18	2157.	1.102 ^{.017} -.016	1.628 ^{.052} -.049
4.5 - 5.5	0.0, .2	4.67 +- .27	7.12 +- .43	13.5/21	9838.	1.118 ^{.007} -.007	1.670 ^{.023} -.023
4.5 - 5.5	.2, .4	5.17 +- .25	7.85 +- .41	18.7/21	17065.	1.128 ^{.005} -.005	1.683 ^{.017} -.017
4.5 - 5.5	.4, .6	5.65 +- .31	8.64 +- .52	21.8/22	16160.	1.129 ^{.006} -.006	1.676 ^{.018} -.018
4.5 - 5.5	.6, .8	5.21 +- .06	8.24 +- .10	19.3/20	8327.	1.099 ^{.008} -.008	1.597 ^{.026} -.025
4.5 - 5.5	.8, 1.0	5.66 +-1.16	9.25 +-2.10	8.8/15	1247.	1.085 ^{.024} -.022	1.544 ^{.072} -.066
5.5 - 6.5	-2, -0	5.51 +-1.11	8.44 +-1.86	8.5/15	1157.	1.126 ^{.027} -.025	1.668 ^{.085} -.077
5.5 - 6.5	0.0, .2	5.06 +- .42	7.64 +- .68	10.9/19	5133.	1.130 ^{.011} -.011	1.694 ^{.036} -.035
5.5 - 6.5	.2, .4	5.10 +- .33	7.59 +- .52	17.2/21	9058.	1.141 ^{.009} -.008	1.726 ^{.028} -.027
5.5 - 6.5	.4, .6	5.69 +- .44	8.69 +- .73	19.3/20	8488.	1.130 ^{.009} -.009	1.679 ^{.028} -.027
5.5 - 6.5	.6, .8	5.43 +- .59	8.52 +-1.01	17.3/18	4189.	1.108 ^{.013} -.013	1.618 ^{.041} -.039
5.5 - 6.5	.8, 1.0	5.10 +-1.03	8.61 +-1.90	8.7/12	591.	1.054 ^{.036} -.032	1.466 ^{.106} -.092
6.5 - 7.5	-2, -0	5.03 +-1.41	7.31 +-2.22	12.0/14	585.	1.157 ^{.043} -.039	1.780 ^{.143} -.124
6.5 - 7.5	0.0, .2	5.05 +- .59	7.39 +- .91	9.9/19	2691.	1.153 ^{.018} -.017	1.765 ^{.058} -.055
6.5 - 7.5	.2, .4	5.14 +- .47	7.69 +- .77	12.8/19	4875.	1.137 ^{.013} -.012	1.713 ^{.042} -.040
6.5 - 7.5	.4, .6	5.67 +- .46	8.37 +- .74	7.0/19	4488.	1.154 ^{.014} -.014	1.751 ^{.046} -.043
6.5 - 7.5	.6, .8	6.86 +-1.45	11.07 +-2.49	10.1/14	1969.	1.107 ^{.020} -.019	1.592 ^{.063} -.058
6.5 - 7.5	.8, 1.0	10.00 +-4.85	18.67 +-1.76	4.5/11	243.	1.017 ^{.057} -.049	1.322 ^{.163} -.131
7.5 - 8.5	-2, -0	7.62 +-6.86	10.87 +-5.88	5.1/12	308.	1.190 ^{.062} -.054	1.832 ^{.211} -.174
7.5 - 8.5	0.0, .2	5.15 +- .80	7.51 +-1.23	11.1/17	1443.	1.155 ^{.025} -.024	1.770 ^{.082} -.075
7.5 - 8.5	.2, .4	5.62 +- .76	8.49 +-1.27	10.4/17	2690.	1.137 ^{.019} -.018	1.699 ^{.060} -.056
7.5 - 8.5	.4, .6	6.42 +-1.08	10.26 +-1.86	6.1/16	2321.	1.110 ^{.019} -.018	1.605 ^{.060} -.055
7.5 - 8.5	.6, .8	6.13 +-1.44	10.18 +-2.70	6.4/14	863.	1.081 ^{.033} -.031	1.526 ^{.102} -.090
7.5 - 8.5	.8, 1.0	4.10 +-3.11	7.16 +-6.11	8.9/ 7	81.	1.014 ^{.133} -.096	1.381 ^{.399} -.255
11.0 - 13.0	.0, .2	3.45 +-1.36	5.79 +-2.50	4.4/11	269.	1.079 ^{.061} -.052	1.600 ^{.181} -.150
11.0 - 13.0	.2, .4	4.76 +-1.64	7.49 +-3.09	5.5/12	393.	1.153 ^{.055} -.049	1.772 ^{.175} -.150
11.0 - 13.0	.4, .6	5.86 +-6.62	12.65 +-12.22	10.2/10	197.	1.079 ^{.063} -.053	1.253 ^{.175} -.139

Table VI-5 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité à l'impulsion de 194 GeV/c.

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.5 - 5.5	- .3 , .0	4.59 +- .50	7.10 +- .83	9.0/28	2198.	1.170 ^{.013} - .012	1.851 ^{.042} - .040
4.5 - 5.5	0.0 , .2	4.62 +- .38	6.96 +- .61	11.8/28	4430.	1.194 ^{.009} - .009	1.928 ^{.030} - .029
4.5 - 5.5	.2 , .4	4.88 +- .37	7.29 +- .61	8.3/28	5284.	1.205 ^{.008} - .008	1.954 ^{.029} - .028
4.5 - 5.5	.4 , .6	4.69 +- .42	7.09 +- .69	10.3/28	3587.	1.191 ^{.010} - .010	1.916 ^{.034} - .033
4.5 - 5.5	.6 , .8	4.91 +- .81	7.34 +-1.34	15.7/28	1211.	1.204 ^{.019} - .019	1.949 ^{.068} - .063
5.5 - 6.5	- .3 , .0	4.88 +- .83	7.28 +-1.35	10.8/30	1088.	1.206 ^{.020} - .019	1.958 ^{.071} - .066
5.5 - 6.5	0.0 , .2	5.04 +- .58	7.26 +- .90	14.4/30	2364.	1.239 ^{.014} - .013	2.062 ^{.048} - .046
5.5 - 6.5	.2 , .4	5.66 +- .60	8.34 +- .98	10.8/30	2983.	1.232 ^{.011} - .011	2.016 ^{.039} - .038
5.5 - 6.5	.4 , .6	5.12 +- .63	7.50 +-1.01	5.7/30	1988.	1.225 ^{.015} - .014	2.013 ^{.053} - .050
5.5 - 6.5	.6 , .8	4.87 +- .98	7.25 +-1.60	15.1/28	630.	1.208 ^{.028} - .026	1.964 ^{.098} - .089
6.5 - 7.5	- .3 , .0	4.58 +- .91	6.53 +-1.33	9.4/30	630.	1.240 ^{.030} - .028	2.089 ^{.106} - .097
6.5 - 7.5	0.0 , .2	5.12 +- .76	7.03 +-1.13	17.2/30	1359.	1.281 ^{.020} - .019	2.205 ^{.074} - .069
6.5 - 7.5	.2 , .4	5.47 +- .83	7.69 +-1.30	6.9/30	1662.	1.266 ^{.018} - .017	2.139 ^{.065} - .062
6.5 - 7.5	.4 , .6	4.70 +- .76	6.67 +-1.15	8.9/30	1131.	1.245 ^{.022} - .021	2.101 ^{.080} - .075
6.5 - 7.5	.6 , .8	6.93 +-2.77	10.59 +-5.06	7.9/28	357.	1.232 ^{.042} - .038	1.985 ^{.149} - .130
7.5 - 8.5	- .3 , .0	4.92 +-1.58	6.93 +-2.47	5.2/30	322.	1.256 ^{.047} - .043	2.127 ^{.172} - .150
7.5 - 8.5	0.0 , .2	6.76 +-1.21	9.86 +-1.91	6.6/30	768.	1.263 ^{.025} - .023	2.092 ^{.088} - .082
7.5 - 8.5	.2 , .4	6.53 +-1.28	9.30 +-2.15	5.2/30	977.	1.277 ^{.027} - .025	2.144 ^{.100} - .092
7.5 - 8.5	.4 , .6	7.40 +-1.81	11.28 +-3.24	9.0/30	645.	1.242 ^{.032} - .030	2.012 ^{.116} - .105
7.5 - 8.5	.6 , .8	5.55 +-2.36	8.06 +-3.87	4.6/28	203.	1.242 ^{.058} - .051	2.053 ^{.210} - .177
11.0 - 15.0	.0 , .2	7.22 +-1.88	11.34 +-3.98	17.4/12	211.	1.214 ^{.085} - .073	1.915 ^{.285} - .234
11.0 - 15.0	.2 , .4	7.93 +- .25	13.87 +-1.16	30.5/12	306.	1.156 ^{.064} - .057	1.730 ^{.207} - .175
11.0 - 15.0	.4 , .6	9.83 +-1.53	20.00 +-1.11	11.0/ 9	148.	1.088 ^{.087} - .072	1.519 ^{.269} - .209

Table VI-6 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité à l'impulsion de 284 GeV/c.

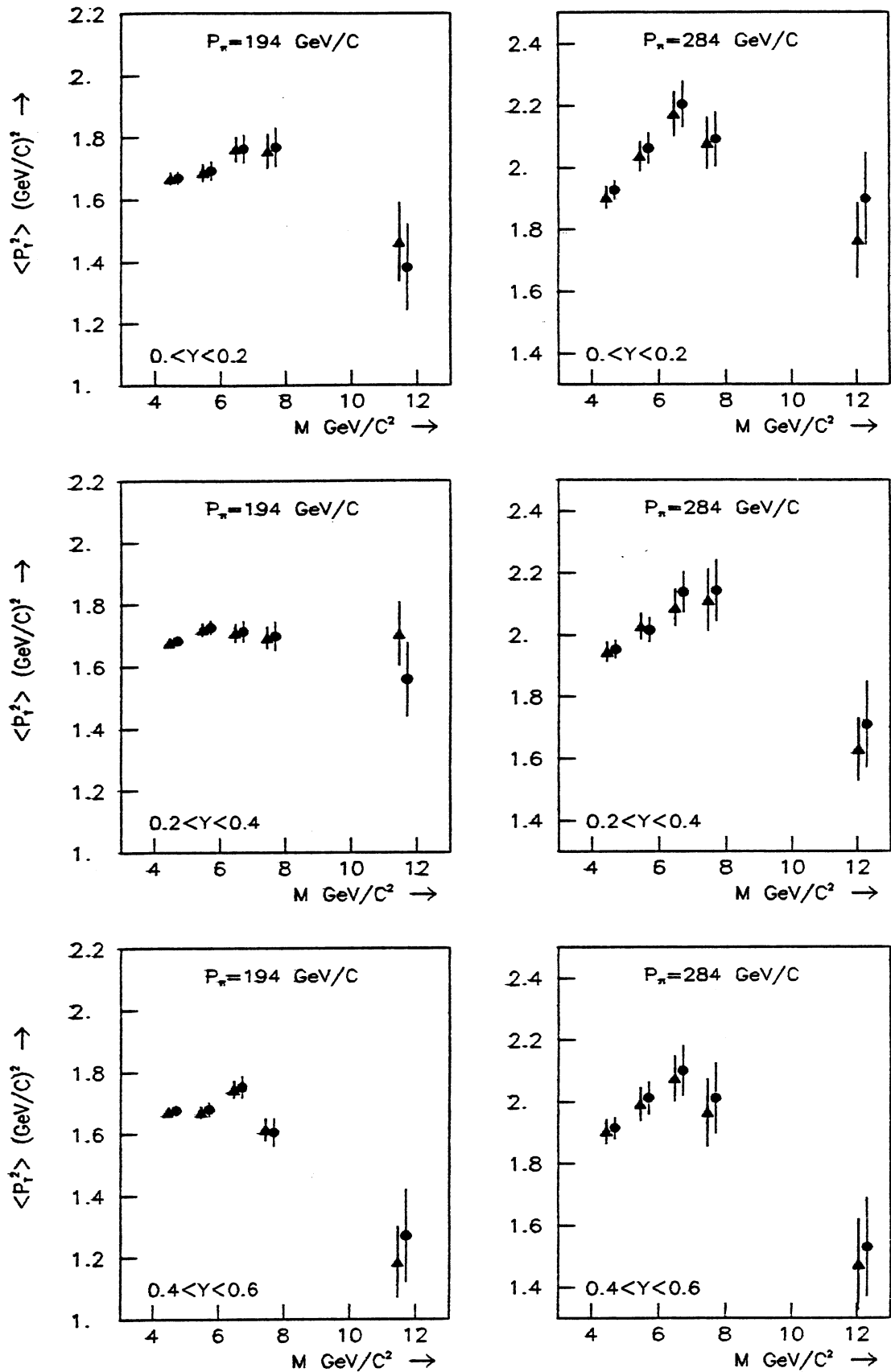


Figure VI-7 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité calculée par deux méthodes décrites dans le texte :

- méthode a)
- méthode b)

6.3.2. $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité

La figure VI-8 et les tables VI-7 et VI-8 donnent la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée sur le domaine de rapidité.

Il est à noter que la région entre 8.5 et 11.0 GeV/c² est très fortement contaminée par la famille des résonances de l' T et qu'aucun traitement particulier n'y a été effectué; on peut cependant remarquer qu'une étude parallèle réalisée sur ces résonances a montrée que les distributions en P_T de l' T et du continuum sous celui-ci sont assez proches[14,49].

La figure VI-9 et les tables VI-8 et VI-9 montrent la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité pour l'intervalle de masse correspondant à $0.23 < \sqrt{\tau} < 0.36$.

Les figures VI-8 et VI-9 donnent aussi, pour comparaison, les résultats correspondants de l'expérience NA3 [45] (à noter que dans la figure VI-9 les intervalles de $\sqrt{\tau}$ sont très voisins). Pour ce qui est de la valeur de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse, intégrée dans le domaine de rapidité, nous observons un désaccord qui est plus visible à 284 GeV/c qu'à 194 GeV/c (voir figure VI-8). Le fait que les domaines d'intégration en rapidité des deux expériences soient différents peut produire un tel désaccord dans la mesure où l'expérience NA10 se situe dans un domaine en rapidité plus central et que l'on observe une diminution du $\langle P_T^2 \rangle$ sur les bords du domaine en rapidité.

6.4 DISCUSSION DANS LE CADRE DE QCD

Dans le paragraphe 5.3 nous avons présenté deux approches numériques de calcul des sections efficaces au premier ordre QCD incluant l'émission des gluons mous. Nous avons signalé que ces prédictions étaient assez dépendantes des paramètres inconnus de la théorie : la constante de

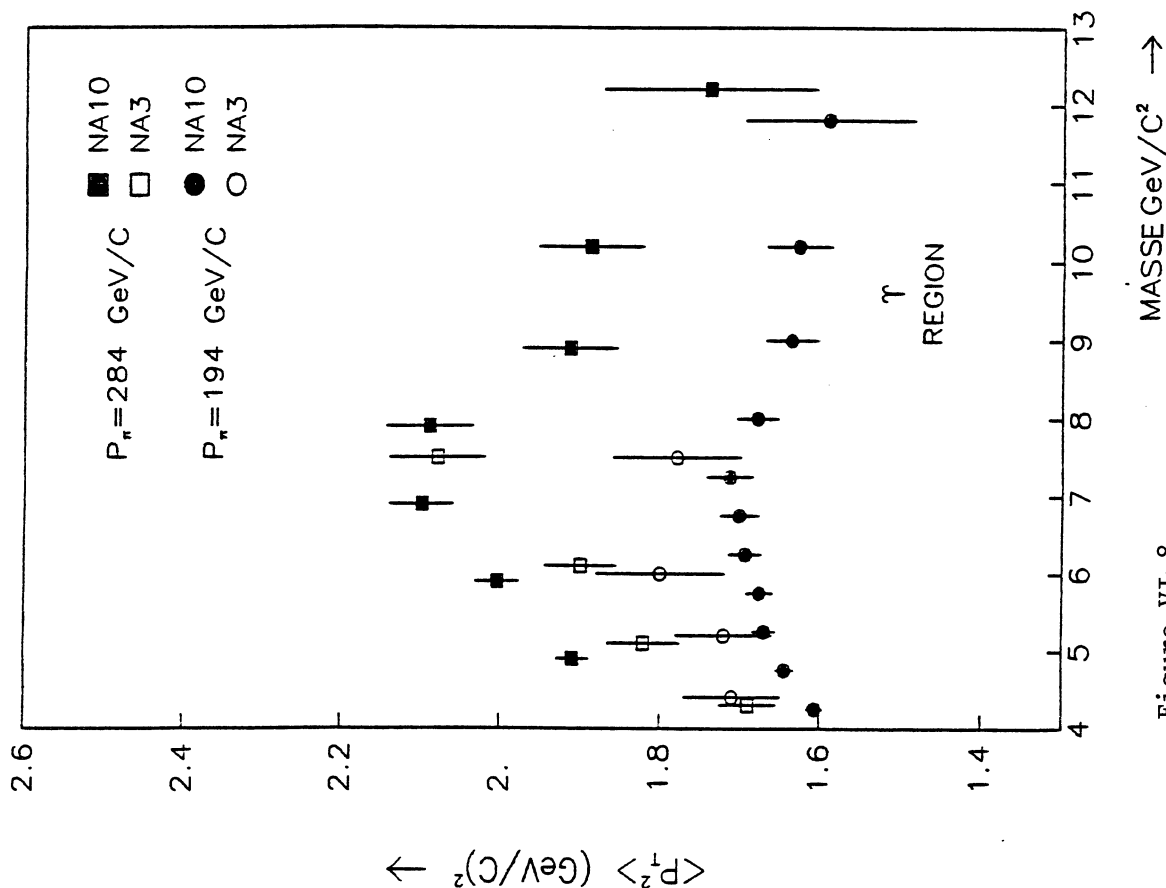


Figure VI-8

$\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée dans le domaine de rapidité aux deux énergies du faisceau.

Les résultats de l'expérience NA3 sont représentés pour comparaison.

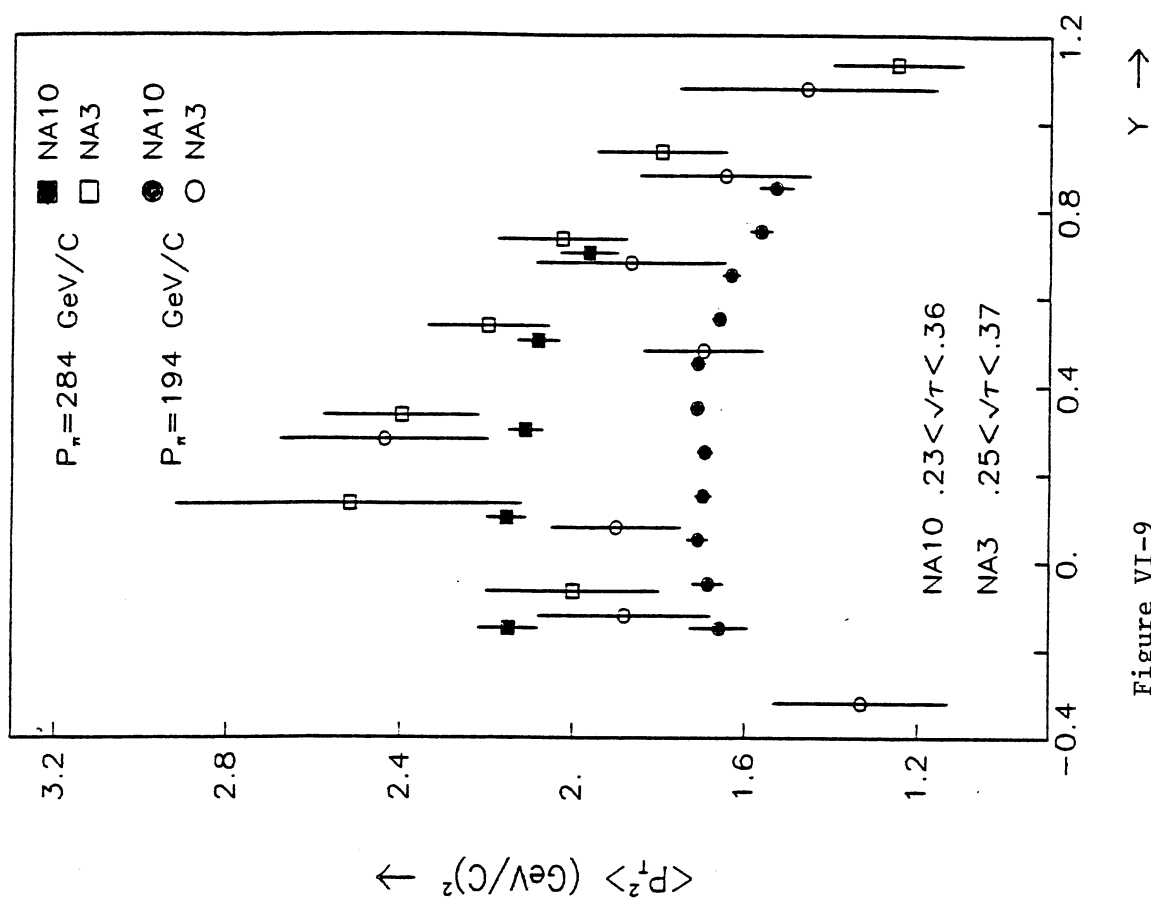


Figure VI-9

$\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité intégrée dans un domaine de Y aux deux énergies du faisceau.

Les résultats de l'expérience NA3 sont représentés pour

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.0 - 4.5	-.2...9	4.51 +- .13	7.08 +- .21	22.1/25	39973.	1.095 ^{+.003} _{-.003}	1.606 ^{+.010} _{-.010}
4.5 - 5.0	-.2...9	5.03 +- .18	7.76 +- .29	33.8/24	32080.	1.113 ^{+.004} _{-.004}	1.644 ^{+.011} _{-.011}
5.0 - 5.5	-.2...9	5.36 +- .23	8.19 +- .38	20.4/23	23016.	1.125 ^{+.004} _{-.004}	1.670 ^{+.014} _{-.013}
5.5 - 6.0	-.2...9	5.26 +- .26	8.01 +- .42	29.6/24	16769.	1.126 ^{+.005} _{-.005}	1.676 ^{+.016} _{-.016}
6.0 - 6.5	-.2...9	5.24 +- .32	7.92 +- .52	16.8/22	11989.	1.132 ^{+.006} _{-.006}	1.694 ^{+.020} _{-.020}
6.5 - 7.0	-.2...9	5.29 +- .39	7.96 +- .62	20.0/21	8685.	1.135 ^{+.008} _{-.008}	1.702 ^{+.024} _{-.024}
7.0 - 7.5	-.2...9	5.39 +- .48	8.08 +- .78	12.8/20	6217.	1.140 ^{+.009} _{-.009}	1.714 ^{+.029} _{-.028}
7.5 - 8.0	-.2...9	5.59 +- .63	8.39 +-1.02	13.4/21	4533.	1.141 ^{+.011} _{-.011}	1.715 ^{+.035} _{-.034}
8.0 - 8.5	-.2...9	5.67 +- .80	8.89 +-1.39	8.3/18	3193.	1.112 ^{+.013} _{-.012}	1.624 ^{+.040} _{-.038}
8.5 - 9.5	-.2...9	5.60 +- .47	8.72 +- .80	12.7/17	4714.	1.115 ^{+.010} _{-.010}	1.636 ^{+.032} _{-.031}
9.5 - 11.0	-.2...9	5.29 +- .74	8.24 +-1.26	16.6/17	3127.	1.111 ^{+.013} _{-.013}	1.628 ^{+.041} _{-.040}
11.0 - 13.0	-.2...6	3.94 +-1.22	5.98 +-1.99	10.2/14	803.	1.096 ^{+.034} _{-.031}	1.600 ^{+.106} _{-.096}

Table VI-7 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée dans le domaine de rapidité à l'impulsion de 194 GeV/c.

M	Y	α $\Delta\alpha$	β $\Delta\beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
4.5 - 5.5	-.3...8	4.73 +- .20	7.18 +- .33	22.5/25	16981.	1.190 ^{+.006} _{-.005}	1.909 ^{+.019} _{-.018}
5.5 - 6.5	-.3...8	5.16 +- .30	7.58 +- .49	14.0/23	9205.	1.223 ^{+.008} _{-.008}	2.004 ^{+.027} _{-.027}
6.5 - 7.5	-.3...8	5.19 +- .39	7.38 +- .60	16.4/22	5174.	1.252 ^{+.011} _{-.011}	2.100 ^{+.039} _{-.037}
7.5 - 8.5	-.3...8	6.03 +- .80	8.69 +-1.32	17.1/20	2932.	1.257 ^{+.016} _{-.015}	2.091 ^{+.056} _{-.053}
8.5 - 9.5	-.3...8	6.76 +-1.21	10.55 +-2.23	21.9/17	2183.	1.212 ^{+.017} _{-.017}	1.924 ^{+.059} _{-.056}
9.5 - 11.0	-.3...8	6.45 +-1.29	10.12 +-2.39	12.2/17	1802.	1.202 ^{+.019} _{-.018}	1.897 ^{+.066} _{-.062}
11.0 - 15.0	-.3...7	9.40 +-8.63	16.63 +-22.22	20.6/14	644.	1.164 ^{+.033} _{-.031}	1.737 ^{+.099} _{-.092}

Table VI-8 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse intégrée dans le domaine de rapidité à l'impulsion de 284 GeV/c.

Y	$\alpha \quad \Delta \alpha$	$\beta \quad \Delta \beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
- .2 , - .3	4.45 +- .78	6.81 +-1.22	2.5/15	787.	1.113 ^{.023} -.022	1.661 ^{.072} -.066
- .1 , .0	4.63 +- .46	7.04 +- .72	4.9/19	2940.	1.119 ^{.012} -.011	1.674 ^{.037} -.035
.0 , .1	4.87 +- .34	7.36 +- .53	10.9/21	6486.	1.127 ^{.008} -.008	1.689 ^{.025} -.024
.1 , .2	4.66 +- .27	7.04 +- .43	12.5/21	10312.	1.125 ^{.007} -.006	1.690 ^{.021} -.020
.2 , .3	5.03 +- .27	7.59 +- .43	16.3/21	13738.	1.130 ^{.006} -.006	1.694 ^{.018} -.018
.3 , .4	5.19 +- .04	7.79 +- .07	17.1/21	15606.	1.136 ^{.005} -.005	1.707 ^{.017} -.017
.4 , .5	5.32 +- .29	8.01 +- .48	16.3/22	15109.	1.135 ^{.006} -.006	1.701 ^{.018} -.018
.5 , .6	5.87 +- .38	9.08 +- .64	24.6/20	12555.	1.124 ^{.006} -.006	1.655 ^{.018} -.018
.6 , .7	5.49 +- .41	8.52 +- .69	26.7/20	8867.	1.116 ^{.007} -.007	1.639 ^{.022} -.022
.7 , .8	5.47 +- .54	8.68 +- .94	23.9/19	5067.	1.101 ^{.009} -.009	1.595 ^{.028} -.027
.8 , .9	5.17 +- .51	8.13 +- .86	6.5/15	2032.	1.103 ^{.014} -.013	1.609 ^{.043} -.041

Table VI-9 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité intégrée dans un domaine de $\sqrt{T}$ à l'impulsion de 194 GeV/c.

Y	$\alpha \quad \Delta \alpha$	$\beta \quad \Delta \beta$	χ^2/DL	#	$\langle P_T \rangle$	$\langle P_T^2 \rangle$
- .3 , .0	4.25 +- .53	5.99 +- .77	19.2/27	2075.	1.248 ^{.019} -.018	2.136 ^{.070} -.025
.0 , .2	5.32 +- .48	7.47 +- .76	29.3/27	4569.	1.264 ^{.012} -.012	2.139 ^{.029} -.011
.2 , .4	5.25 +- .45	7.47 +- .70	48.4/27	5719.	1.252 ^{.011} -.011	2.099 ^{.025} -.010
.4 , .6	4.10 +- .43	5.93 +- .63	24.5/27	3830.	1.225 ^{.014} -.013	2.066 ^{.046} -.017
.6 , .8	7.07 +-1.39	10.97 +-2.46	21.9/24	1218.	1.223 ^{.020} -.019	1.955 ^{.015} -.005

Table VI-10 : $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la rapidité intégrée dans un domaine de $\sqrt{T}$ à l'impulsion de 284 GeV/c.

renormalisation Λ , l'échelle de factorisation de la constante de couplage mobile α_s , la coupure infrarouge dans α_s et le moment transverse intrinsèque; elles dépendent aussi des incertitudes des mesures expérimentales des fonctions de structure du π^- et du nucléon dans le noyau de tungstène.

6.4.1. Fonctions de structure

Pour l'étude que nous décrivons ci-après, nous avons considéré trois jeux de fonctions de structure, paramétrisées comme suit :

- quarks de valence : $x q_V(x) = A_V x^{\alpha(M^2)} (1-x)^{\beta(M^2)} (1+\gamma x)$ ($\gamma=0$ pour le pion)
- quarks de la mer : $x q_S(x) = A_S (1-x)^{\delta_S}$
- gluons : $x g(x) = A_g (1-x)^{\delta_g}$

Les constantes de normalisation A_i sont déterminées par les règles de comptage du nombre de quarks dans le hadron dans le cas des quarks de valence, et par conservation de l'impulsion transportée par les quarks et gluons dans le cas des quarks de la mer et de gluons.

Notre expérience ne mesure que les fonctions de structure des quarks de valence du π^- [8]. Nous utilisons les résultats des expériences de diffusion profondément inélastiques des leptons (DIS) afin d'obtenir les fonctions de structure des quarks de valence et de la mer et des gluons du nucléon. La distribution en impulsion des quarks de la mer du pion est obtenue dans les expériences de production des paires de muons à l'aide des faisceaux de π^+ et π^- . La fonction de structure des gluons du pion est extraite des analyses de la pio-production du Ψ ou de l' T , tout en remarquant que cette mesure est tributaire du modèle utilisé.

L'évolution des fonctions de structure en fonction de la masse

du dimuon est obtenue par résolution directe des équations de Altarelli et Parisi calculées selon les prescriptions du degré d'approximation utilisé de la théorie perturbative.

6.4.1.1 Jeu de fonctions de structure NA10

Dans ce premier jeu de fonctions de structure que nous appellerons NA10, la valence du pion est extraite des données expérimentales de l'expérience NA10 à 194 GeV/c [8]; les autres fonctions de structure que nous utilisons ici sont celles que nous avons utilisées à cette occasion, à savoir

- les fonctions de structure des quarks et des gluons dans le nucléon extraites des données de CDHS [46];

- les fonctions de structure des quarks de la mer et des gluons dans le pion extraites des données de NA3 [47, 48]; il est à noter que la fonction de structure des gluons dans le pion a été mesurée ultérieurement par la collaboration NA10 à partir de la production du T [49] et que cette mesure est en accord avec celle obtenue par l'étude de la production du ψ .

L'évolution est calculée dans l'approximation NLLA. Le résultat de l'ajustement des paramètres de ce jeu de fonctions de structure se trouve dans la table A - 1 en annexe.

6.4.1.2. Jeu de fonctions de structure de Nice

Gabellini et al. [50] ont proposé un ensemble de fonctions de structure qu'ils ont obtenu par des ajustements sur les valeurs de F_2 mesurées dans la collaboration EMC avec des cibles hydrogène et deutérium [51] et sur nos mesures de la section efficace $d^2\sigma/dMdy$ de production des dimuons par des π^- à 194 GeV/c.

Ces auteurs tiennent en compte l'effet EMC [52] et utilisent une méthode d'insertion des effets nucléaires [53] qui, à partir de la fonction de structure du nucléon libre, permet d'arriver à la fonction de structure du nucléon dans le noyau de tungstène. L'évolution des fonctions de structure est obtenue par la résolution directe des équations de Altarelli et Parisi établie dans l'approximation des gluons mous [54]. Nous présentons en annexe, dans la table A-2, les paramètres obtenus pour une valeur de $M_0^2 = 25 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$.

6.4.1.3 Jeu de fonctions de structure D0

Duke et Owens [43, 55] ont paramétrisé les fonctions de structure de valence et de la mer du nucléon en considérant l'ensemble des résultats des expériences DIS [46, 51, 56] avec des facteurs appropriés à la normalisation de ces expériences par rapport aux résultats de la collaboration EMC sur la cible d'hydrogène [51]. La distribution en impulsion des gluons dans le nucléon est extraite des distributions en x_F des Ψ produits dans les collisions hadroniques [57, 58].

Ces auteurs ont utilisé pour les fonctions de structure du pion les données des expériences NA3 [47], WA11 [59] et CIP [60]. La table A-3 en annexe montre le résultat de ces paramétrisations. Par la suite nous appellerons D0 ce jeu de fonctions de structure proposé par Duke et Owens.

6.4.2 Valeurs moyennes de P_T^2 en fonction de la masse et rapidité et l'approche théorique du groupe de Nice.

Nous avons effectué les calculs concernant la valeur moyenne de P_T^2 des dimuons produits par des faisceaux de π^- de 194 GeV/c et 284 GeV/c, selon les prescriptions de l'approche théorique du groupe de Nice [38] indiquées dans le paragraphe 5.3.2.

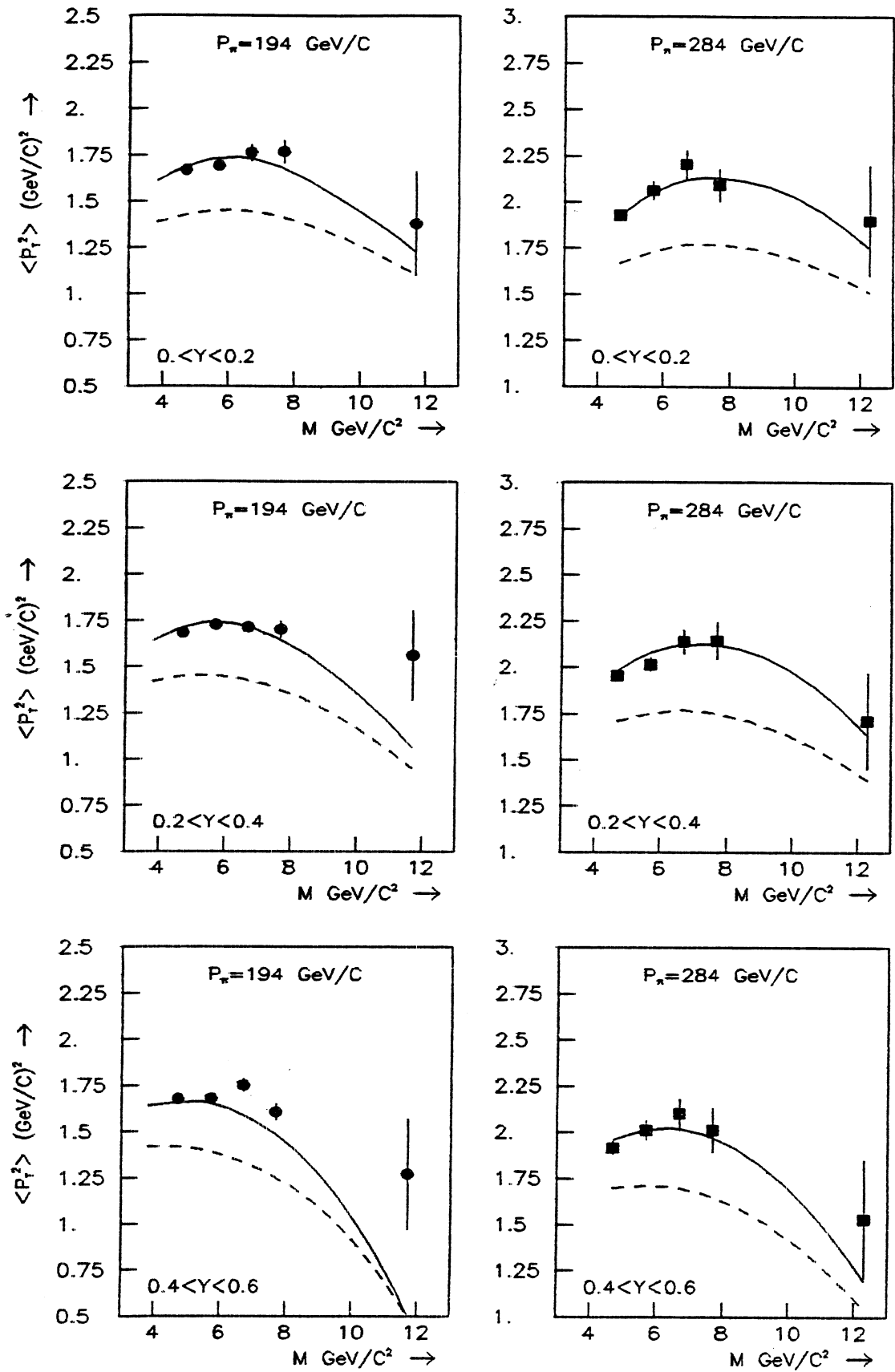


Figure VI-10 : $\langle P_T^2 \rangle = F(M, y, S)$: comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du groupe de Nice, avec deux jeux de fonctions de structure et $\langle K_T^2 \rangle = 0.48 \text{ GeV}^2/c^2$:

— NA 10
 ---- Nice

Les figures VI-10 montrent la dépendance de la valeur moyenne de P_T^2 par rapport aux fonctions de structure utilisées. Pour la comparaison entre ces prévisions théoriques et l'expérience, nous avons considéré les distributions de quarks et gluons désignées par Nice et NA10 prises à $M_0^2 = 25 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$, évoluées dans l'approximation SG2 et en utilisant $\Lambda = 0.245 \text{ GeV}$. Une coupure infrarouge de 0.24 GeV^2 et un $\langle K_T^2 \rangle$ intrinsèque de 0.48 (GeV/c)^2 ont été appliqués.

La première conclusion de cette comparaison est que la forme et la normalisation de la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse et de la rapidité sont très dépendantes du jeu de fonctions de structure choisi. On peut noter que le jeu Nice nécessite l'introduction d'un $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}}$ relativement grand (d'environ 0.70 (GeV/c)^2) pour une comparaison globale optimale et présente, néanmoins, une croissance en masse moins conforme aux résultats expérimentaux que le jeu de fonctions de structure NA10. D'un autre côté, le groupe de Nice a conclu que son jeu de fonctions de structure semble bien décrire notre section efficace intégrée sur P_T , $d^2\sigma/dMdy$ [50].

Dans les figures VI-11 et VI-12 nous montrons le comportement de ces prévisions théoriques par rapport aux paramètres inconnus de la théorie. Nous avons essayé deux valeurs de Λ ($\Lambda = 0.245$ et $\Lambda = 0.300 \text{ GeV}$), deux valeurs pour la coupure infrarouge ($\text{cut} = 4 \Lambda^2$ et $\text{cut} = 2\Lambda^2$), deux valeurs du moment transverse intrinsèque ($\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.48$ et $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.70 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$) et deux variables d'échelle dans la définition de la constante de couplage mobile α_S (masse et P_T).

En conclusion, pour la distribution de $\langle P_T^2 \rangle$, l'accord entre la théorie du groupe de Nice et l'expérience pour les deux impulsions du faisceau incident est optimisé par l'ensemble des paramètres suivants :

- fonctions de structure NA10
- $\Lambda = 0.300 \text{ GeV}$
- $\text{cut} = 4 \Lambda^2$
- $\alpha_S (P_T)$
- $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.48 \text{ GeV}^2/\text{c}^2$

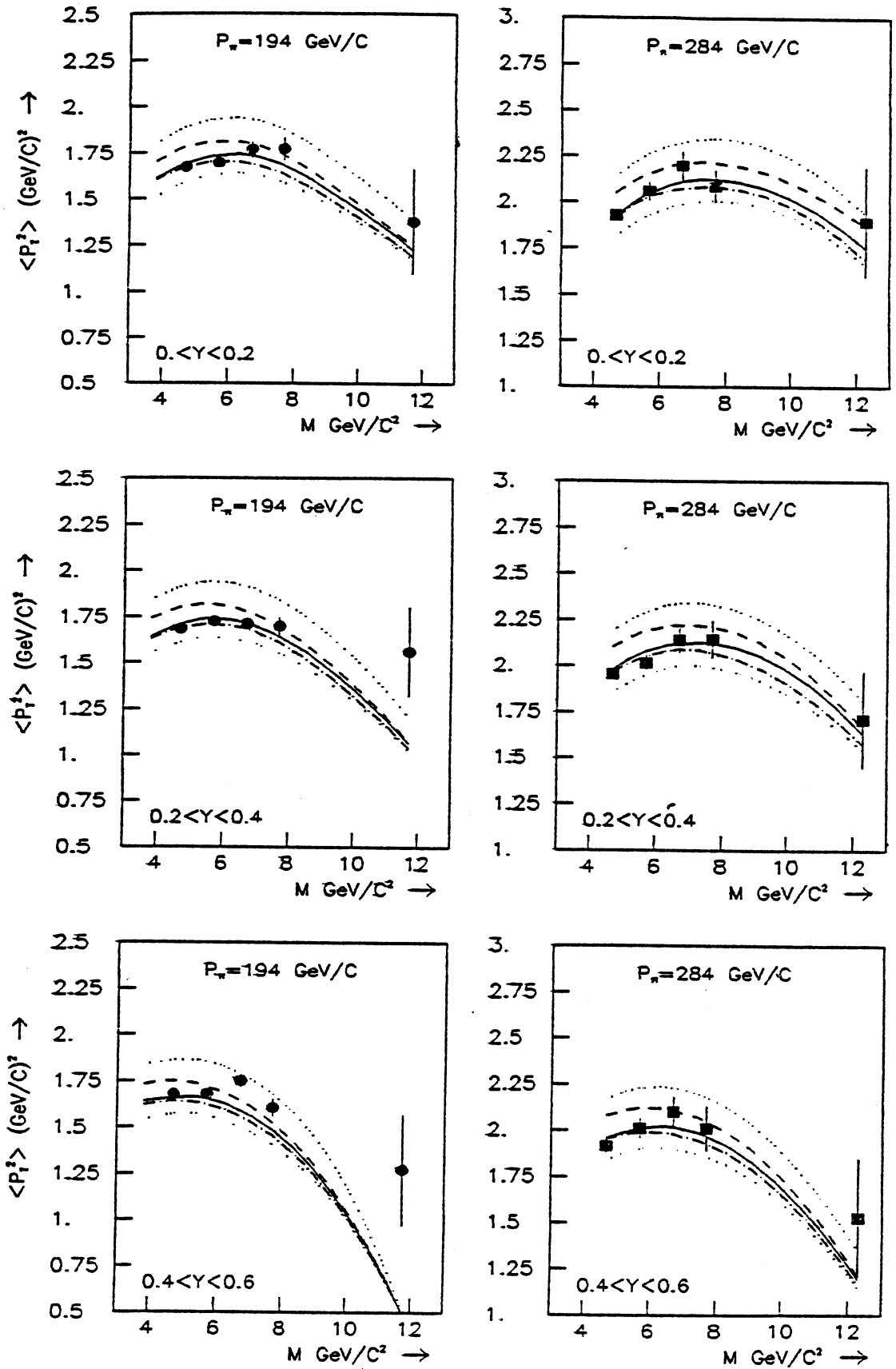


Figure VI-II : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du groupe de Nice avec le jeu de fonctions de structure NA10 et les paramètres suivants:

	Λ (GeV)	cut	échelle α_s
—	0.300	$4\Lambda^2$	P_T^2
----	0.300	$4\Lambda^2$	M^2
-.-.-.	0.245	$4\Lambda^2$	M^2
.....	0.245	$4\Lambda^2$	P_T^2
.	0.300	$2\Lambda^2$	P_T^2

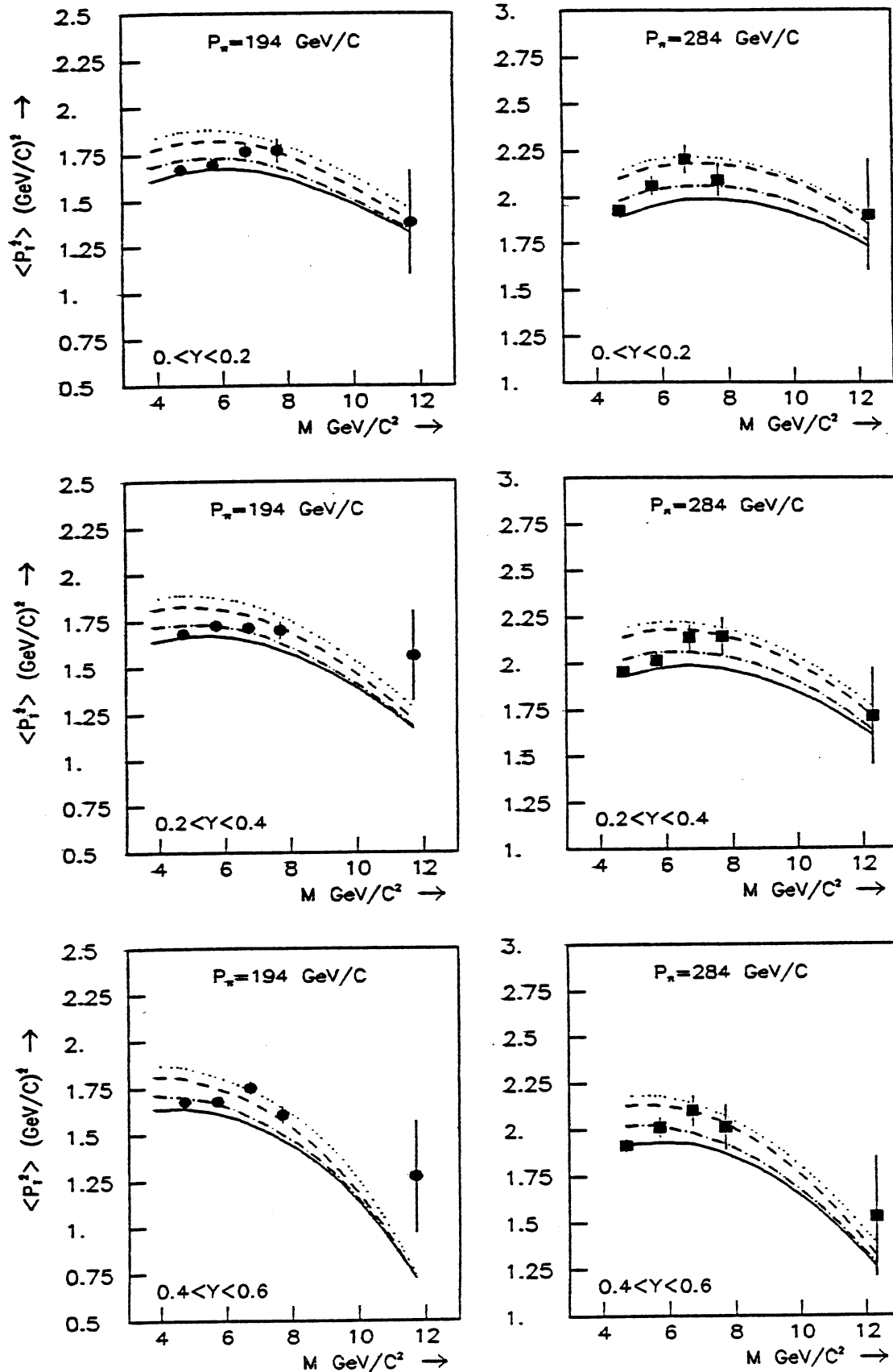


Figure VI-12: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques du groupe de Nice avec le jeu de fonctions de structure Nice et les paramètres suivants:

	Λ (GeV)	cut	échelle α_s
—	0.245	$4\Lambda^2$	P_T^2
----	0.300	$4\Lambda^2$	M^2
-.-.-.	0.245	$4\Lambda^2$	M^2
.....	0.245	$2\Lambda^2$	M^2

Il convient de signaler que :

- ceci ne constitue pas une mesure de ces paramètres;
- à l'impulsion de 194 GeV/c il y a une difficulté de description du $\langle P_T^2 \rangle$ correspondant aux grandes valeurs de masse et de rapidité, où les valeurs théoriques sont plus petites que les valeurs expérimentales. Ceci peut être dû en partie à une difficulté de mesure puisque les erreurs systématiques ne sont pas négligeables dans cette région, comme nous en avons discuté dans le paragraphe 6.3.1. En plus cette région est la plus proche de la limite de l'espace de phase.

6.4.3. La section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ et l'approche théorique du groupe de Rome

Le calcul de la section efficace $1/P_T d^2\sigma/dP_T dM dy$ a été mené selon les prescriptions de l'approche théorique du groupe de Rome décrite dans le paragraphe 5.3.1.

Les figures VI-13 à VI-17 montrent une étude sur la sensibilité de la section efficace théorique aux variations de ses paramètres inconnus (Λ_{QCD} , échelle de α_s , $\langle K_T \rangle_{int}$ et coupure infrarouge) et aux incertitudes expérimentales des fonctions de structure.

En effet, de la même façon que la valeur moyenne de P_T^2 , la section efficace différentielle $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ est, elle aussi, très sensible à ces paramètres, à nos énergies.

Les figures IV-13 concernent la section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ pour la région de masse de 4.5 à 5.5 GeV/c² et de rapidité de 0.0 à 0.2 à l'impulsion de 284 GeV/c.

Dans la figure VI-13a nous faisons l'étude de l'influence des fonctions de structure D0 et NA10 dans le calcul de la section efficace $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$ en fixant $\Lambda_{QCD} = 0.2 \text{ GeV}$, $\text{cut} = 2 \Lambda^2$, utilisant $Q^2 = M^2$ comme échelle de α_s et $\langle K_T^2 \rangle = 0$. C'est le jeu de fonctions de structure D0 qui s'adapte le mieux à nos résultats expérimentaux. Les courbes théoriques des figures VI-13b, c et d utilisent donc le jeu D0. Dans la figure 13b nous montrons l'influence de la valeur Λ_{QCD} : un meilleur accord se vérifie pour $\Lambda_{QCD} = 0.15 \text{ GeV}$. On observe dans la figure VI-13c que l'utilisation de P_T^2 comme variable d'échelle dans la constante de couplage α_s reproduit mieux la forme de la section efficace expérimentale ayant posé $\Lambda_{QCD} = 0.2 \text{ GeV}$ et $\text{cut} = 2 \Lambda^2$. La figure 13d montre l'influence de la coupure infrarouge et de Λ en ayant fixé les fonctions de structure D0 et $\alpha_s(M^2)$. L'accord est meilleur pour $\Lambda = 0.2 \text{ GeV}$ et coupure $2 \Lambda^2$ ou $4 \Lambda^2$. La figure VI-13e montre les prédictions théoriques obtenues avec le jeu de fonctions de structure NA10 et $\Lambda = 0.3 \text{ GeV}$, pour différentes valeurs de cut-off de Q^2 . Ici on a besoin d'un cut de Λ^2 et de $\alpha_s(P_T^2)$ pour que les prédictions théoriques puissent mieux traduire les résultats expérimentaux.

Les figures VI-14, VI-15, VI-16 et VI-17 donnent les résultats des comparaisons avec la théorie du groupe de Rome avec les mêmes hypothèses sur les paramètres que les figures 13a à 13e, dans les conditions suivantes:

Fig. 14 a-e : $P_\pi = 284 \text{ GeV}/c$, $7.5 < M < 8.5 \text{ GeV}/c^2$

Fig. 15 a-e : $P_\pi = 284 \text{ GeV}/c$, $11.0 < M < 15.0 \text{ GeV}/c^2$

Fig. 16 a-b : $P_\pi = 194 \text{ GeV}/c$, $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV}/c^2$

Fig. 17 a-e : $P_\pi = 194 \text{ GeV}/c$, $11.0 < M < 13.0 \text{ GeV}/c^2$

Dans les tables ci-dessous nous présentons les jeux de paramètres qui, pour chaque figure, correspondent aux résultats les plus proches des données expérimentales.

Figure VI-13 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
-----	NA10	NA10
-.-.-.-	NA10	DO
.....	DO	NA10

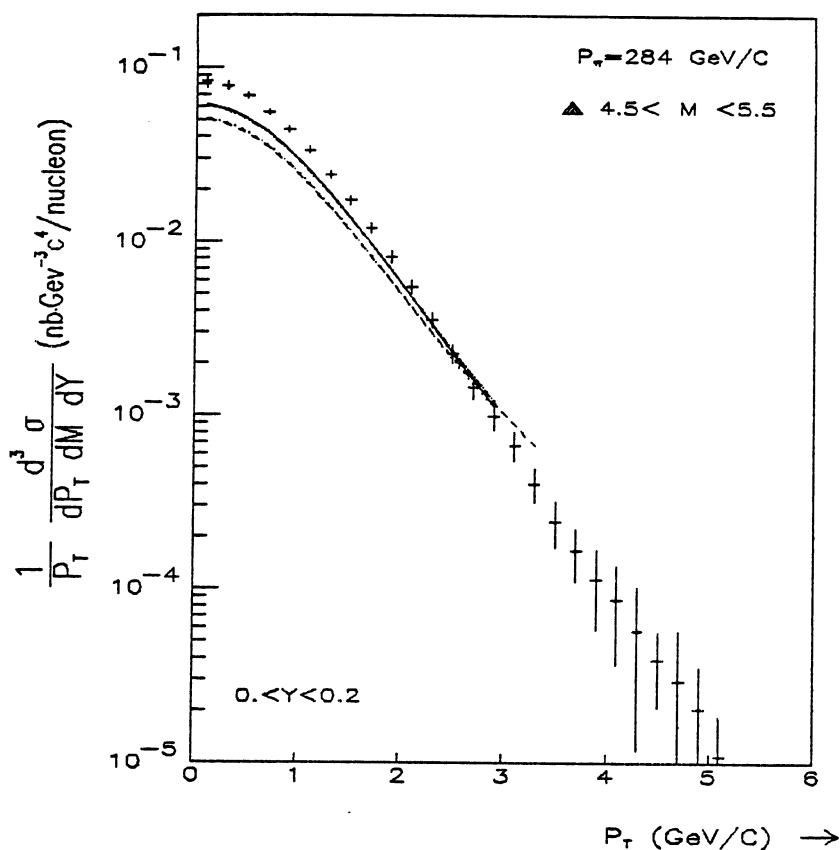


Figure VI-13 b)

DO
$\alpha_s(M^2)$
cut = $2 \Lambda^2$
———— $\Lambda = 0.20 \text{ GeV}$
----- $\Lambda = 0.15$
- . - $\Lambda = 0.30$

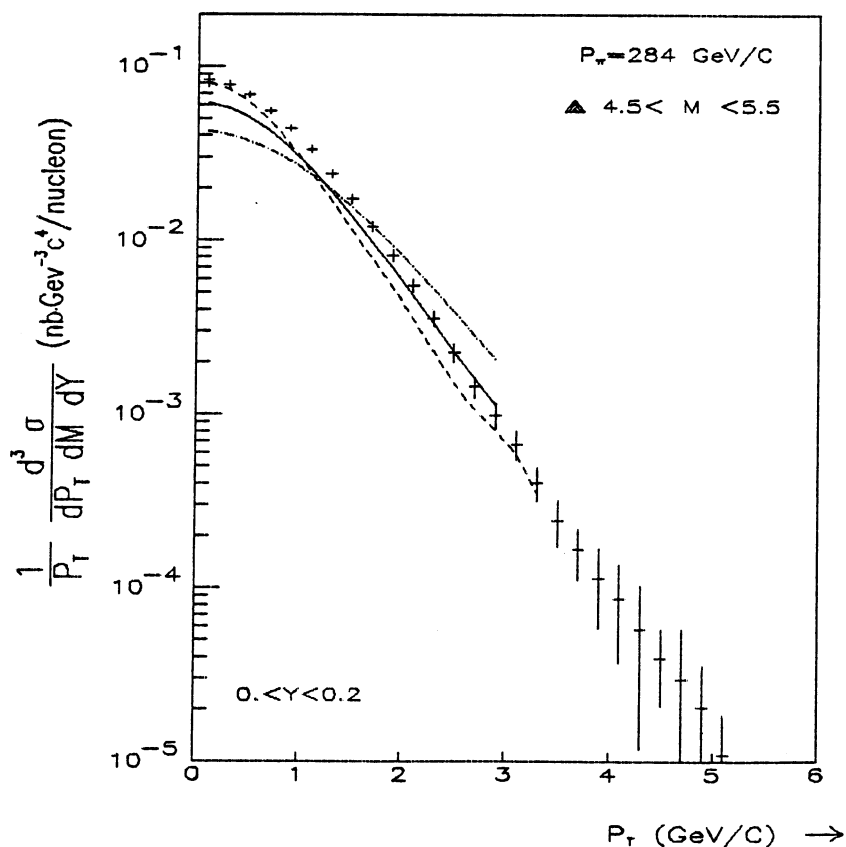


Figure VI-13 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques du groupe de Rome pour l'intervalle de masse $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV/c}^2$ à l'impulsion de 284 GeV/c^2 .

Figure VI-13 c)

DO

$$\Lambda = 0.2$$

$$\text{cut} = 2 \Lambda^2$$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M^2)$
—	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

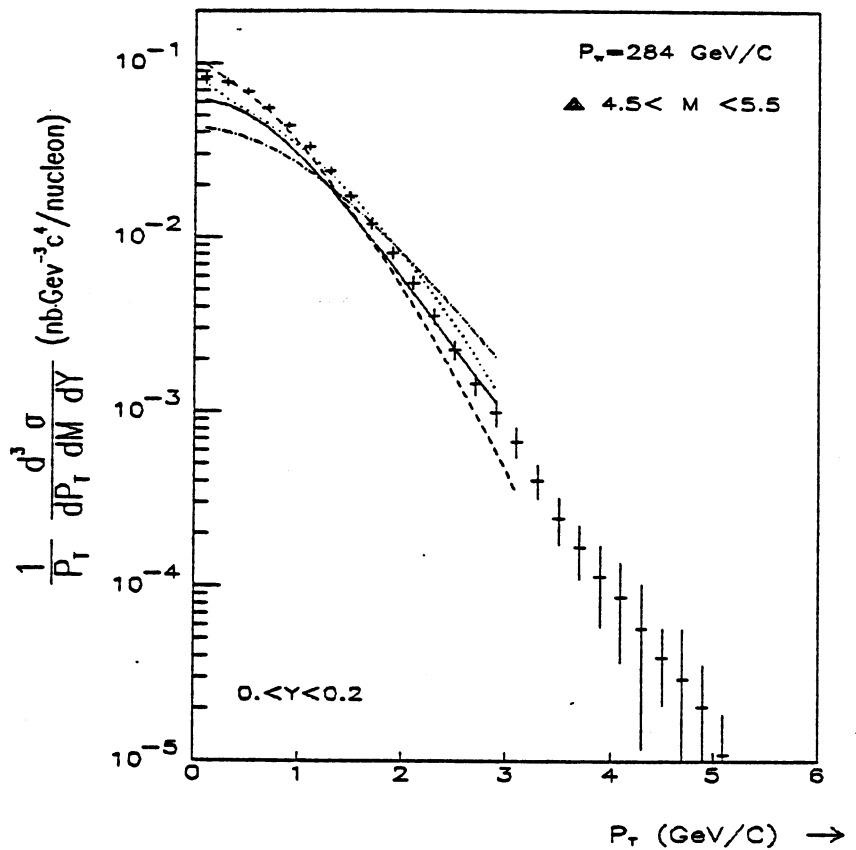


Figure VI-13 d)

DO

$$\alpha_s(M^2)$$

—	$\Lambda = 0.2, \text{ cut} = 2 \Lambda^2 \text{ GeV}^2$
—	$= 0.2 \quad 4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3 \quad 2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3 \quad 4 \Lambda^2$

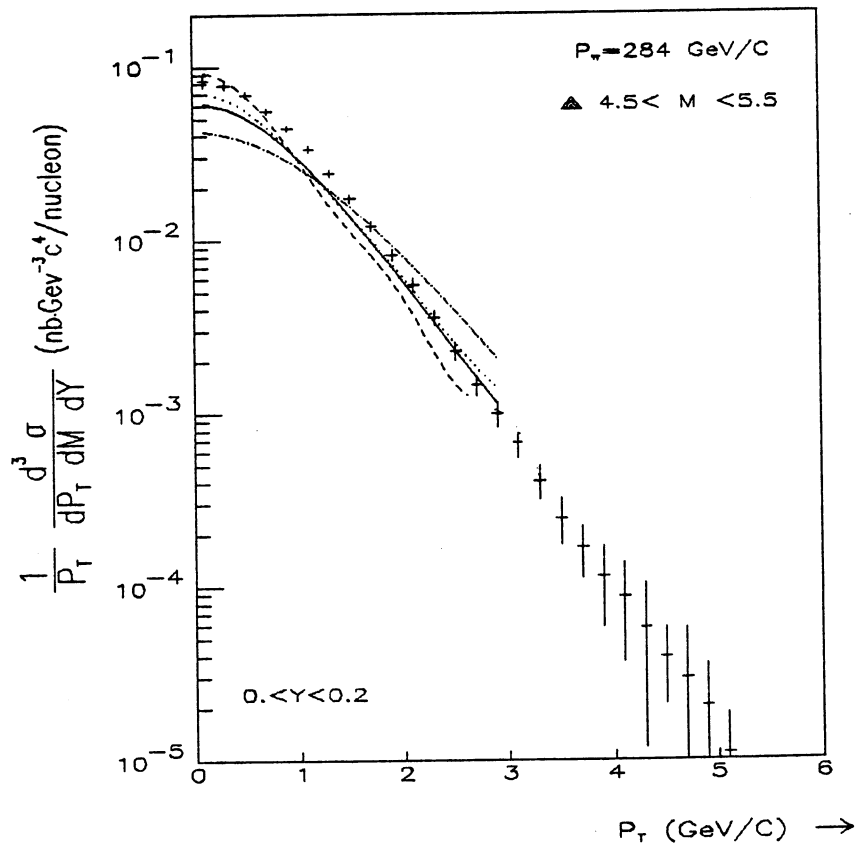


Figure VI-13 e)

NA10

$$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$$

--- cut = $2 \Lambda^2$, $\alpha_s(M^2)$
 --- $4 \Lambda^2$, $\alpha_s(M^2)$
 --- $4 \Lambda^2$, $\alpha_s(P_T^2)$

$$\frac{1}{P_T} \frac{d^3 \sigma}{dP_T dM dY} \text{ (nb GeV}^{-3} \text{ c/nucleon)}$$

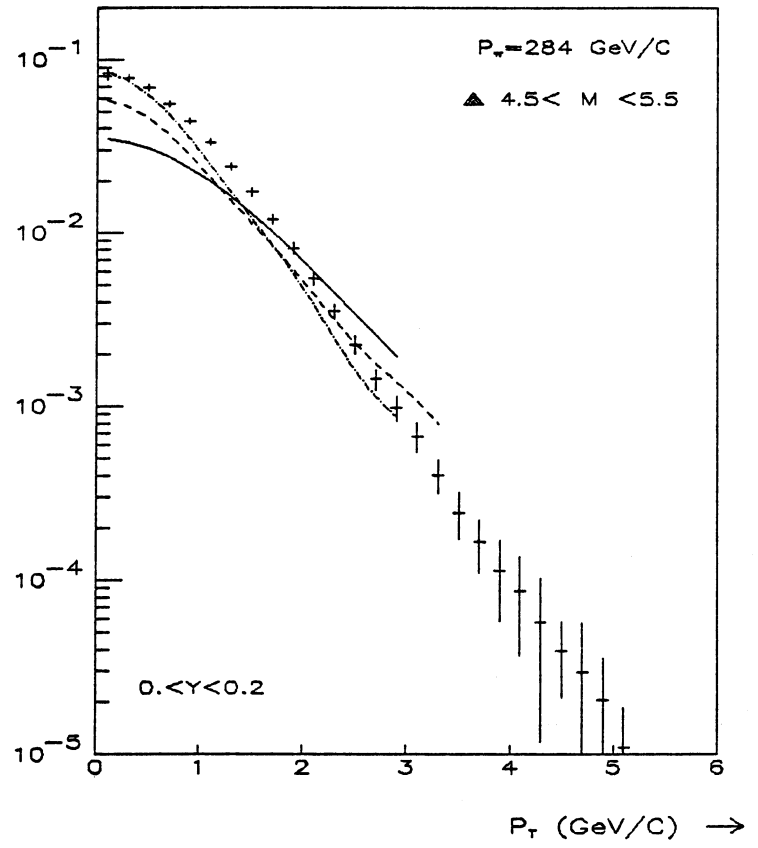


Figure VI-14 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
————	NA10	NA10
- - - - -	NA10	DO
.....	DO	NA10

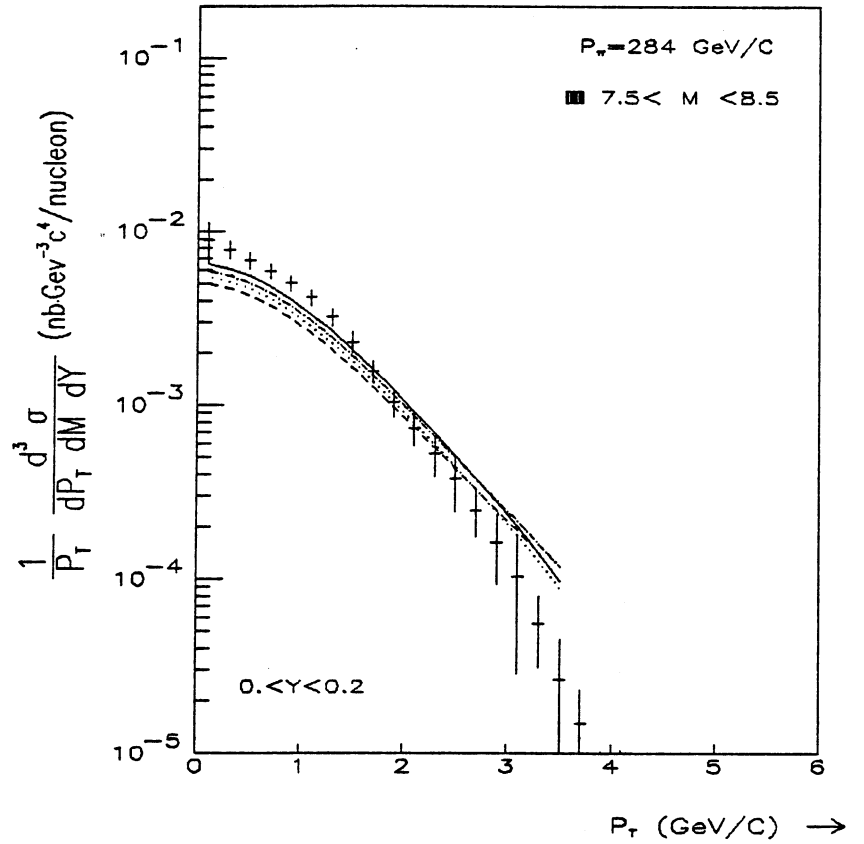


Figure VI-14 b)

DO
 $\alpha_s(M^2)$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

———— $\Lambda = 0.20$ GeV
 - - - - $\Lambda = 0.15$
 - . - . $\Lambda = 0.30$

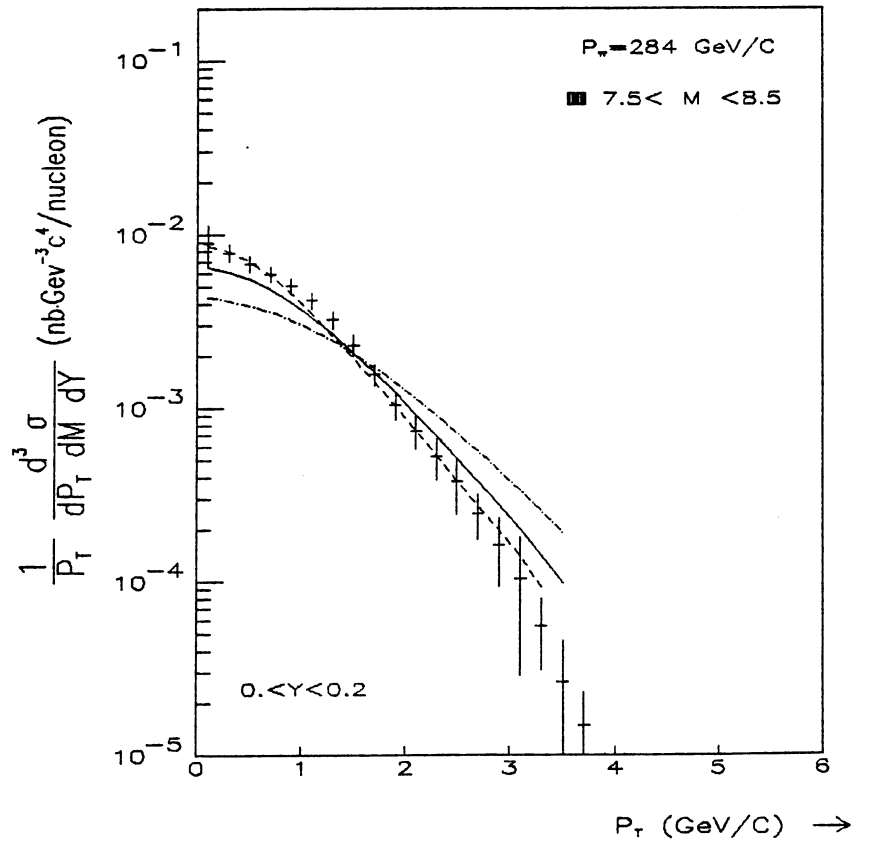


Figure VI-14 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $7.5 < M < 8.5$ GeV/c² à l'impulsion de 284 GeV/c.

Figure VI-14 c)

DO
 $\Lambda = 0.2$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M^2)$
- - -	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

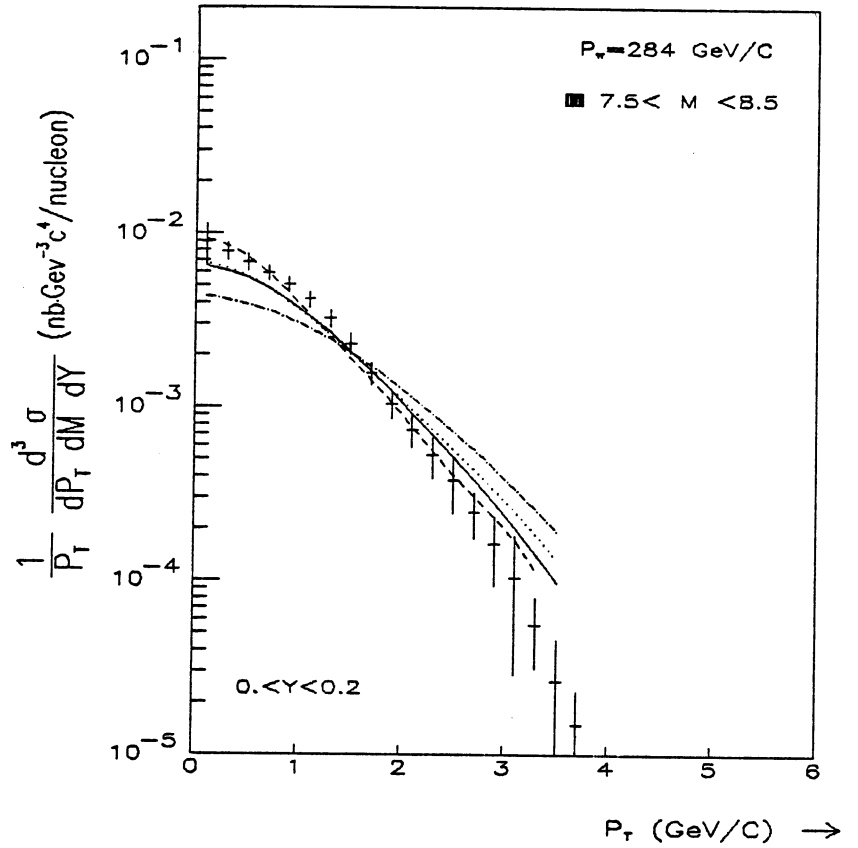


Figure VI-14 d)

DO
 $\alpha_s(M^2)$

—	$\Lambda = 0.2, \text{ cut} = 2 \Lambda^2$	GeV^2
- - -	$= 0.2$	$4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3$	$2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3$	$4 \Lambda^2$

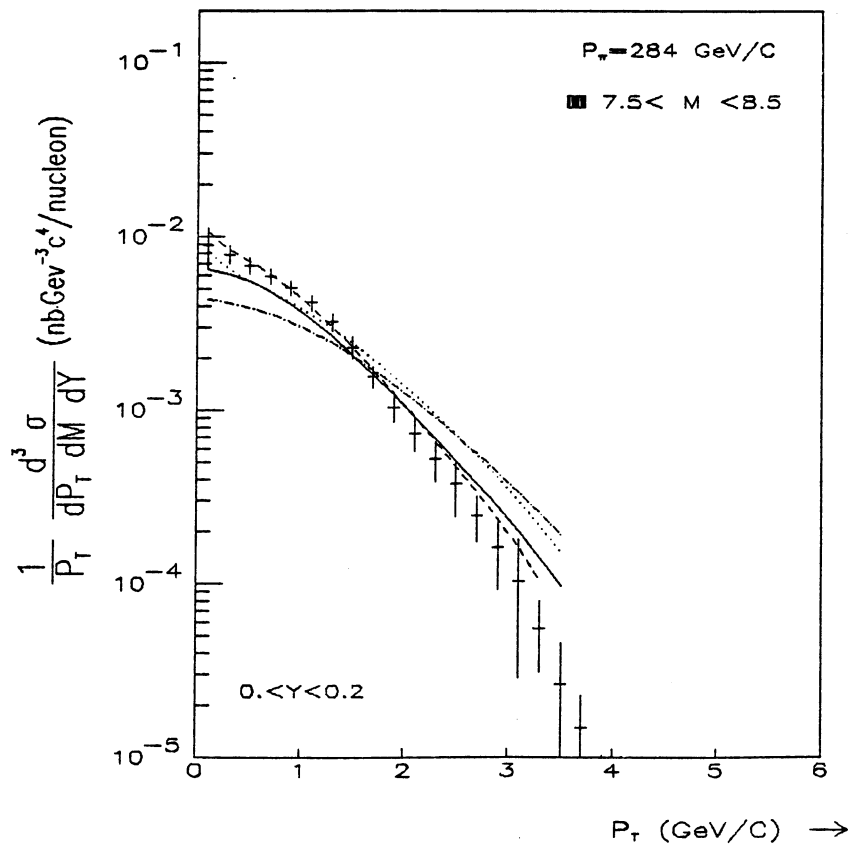


Figure VI-14 e)

NA10

$$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$$

$\text{---} \quad \text{cut} = 2 \Lambda^2, \quad \rho_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \rho_s(M^2)$
 $\text{---} \quad 4 \Lambda^2, \quad \rho_s(p_T^2)$

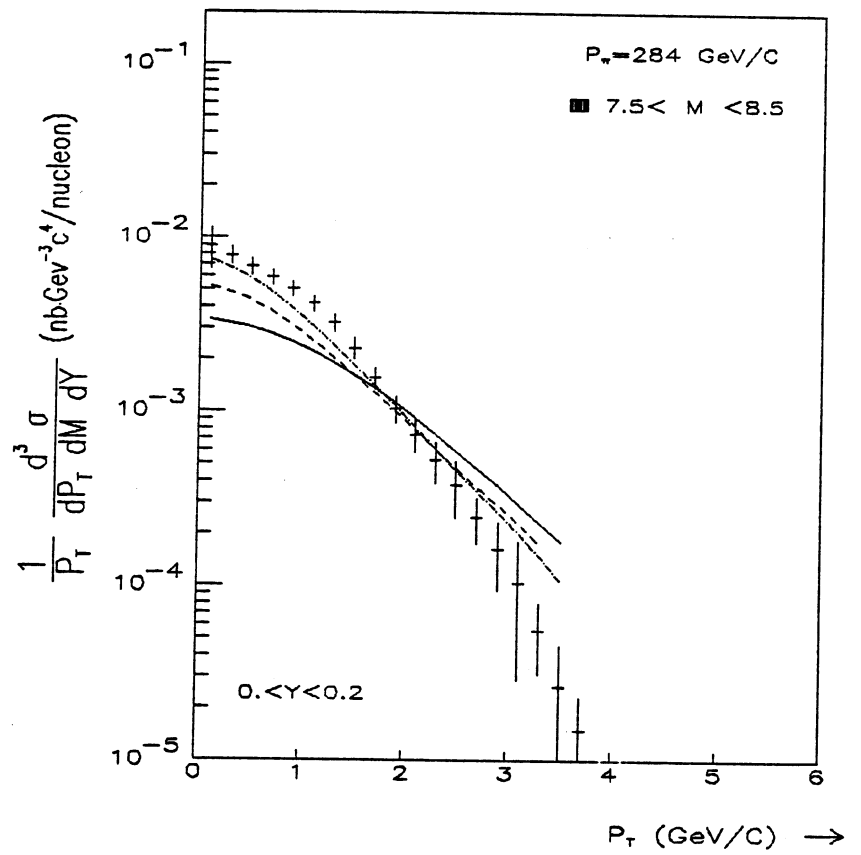


Figure VI-15 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
=====	NA10	NA10
- - - - -	NA10	DO
.....	DO	NA10

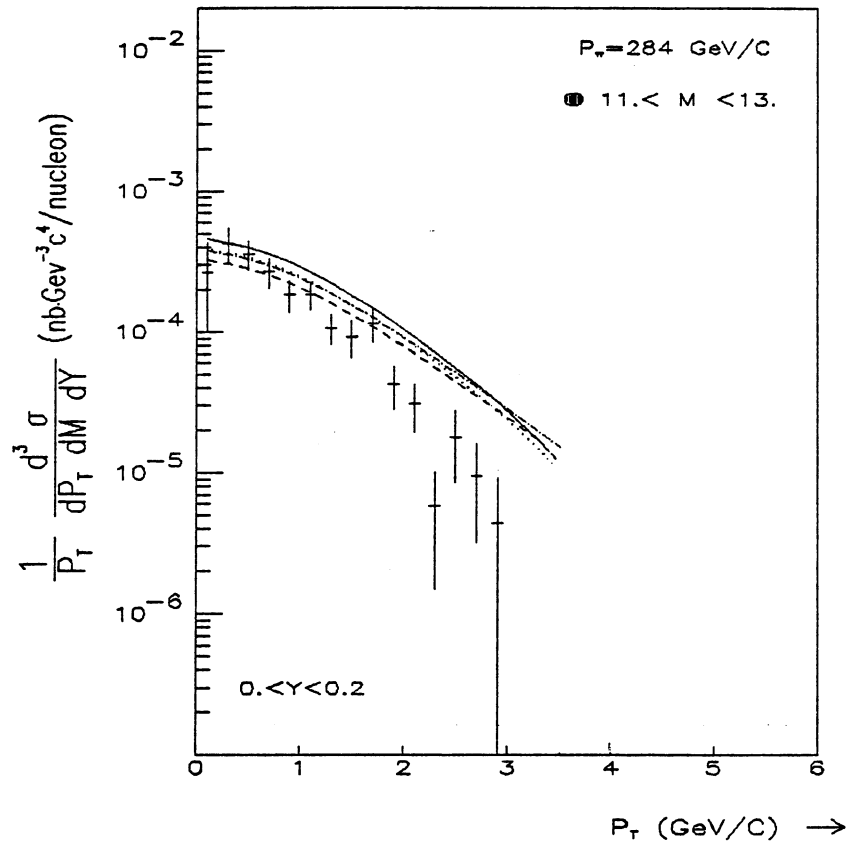


Figure VI-15 b)

DO
 $\alpha_s (M^2)$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$
 ——— $\Lambda = 0.20 \text{ GeV}$
 ——— $\Lambda = 0.15$
 - . - $\Lambda = 0.30$

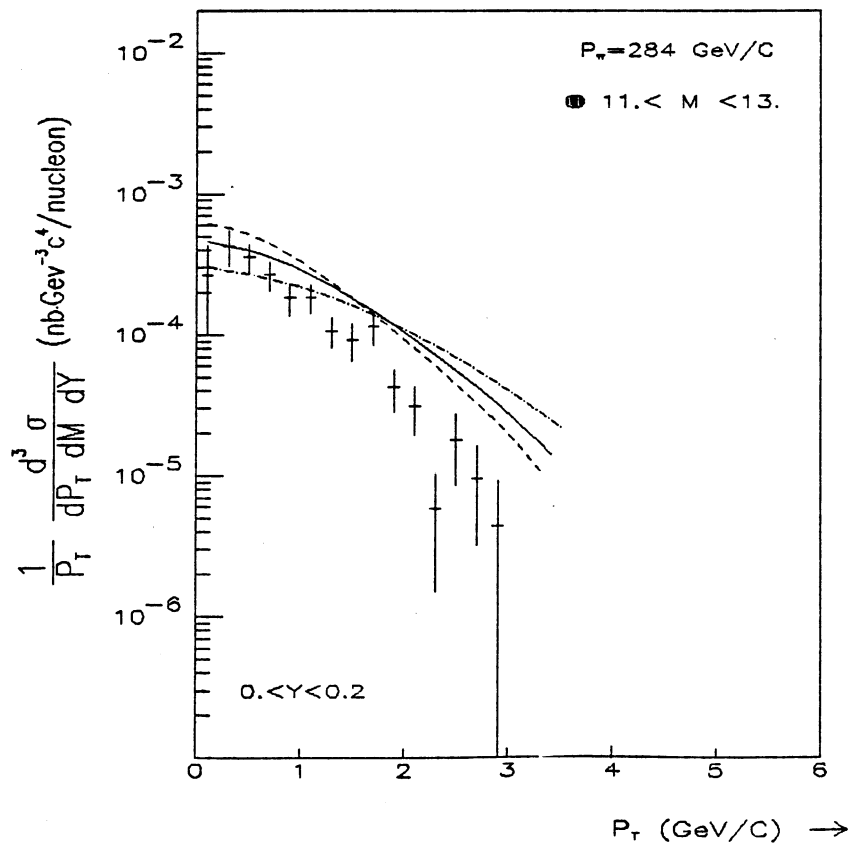


Figure VI-15 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $11 < M < 15 \text{ GeV/c}^2$ à l'impulsion de 284 GeV/c .

Figure VI-15 c)

DO
 $\Lambda = 0.2$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M^2)$
—	$= 0.2$	$\alpha_s(P_T^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_T^2)$

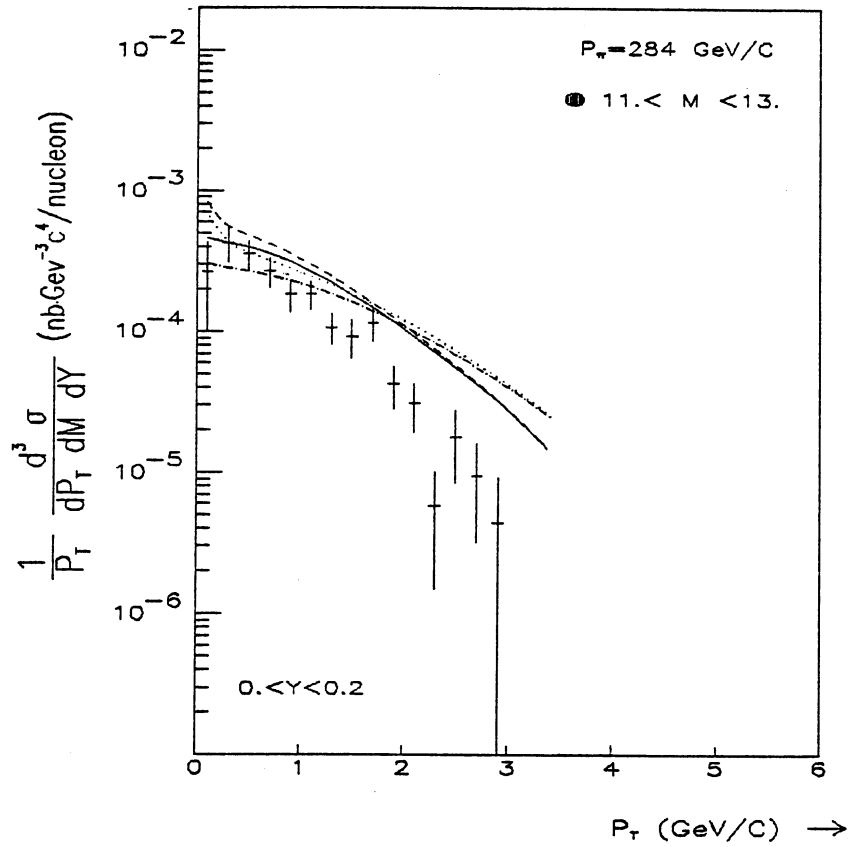


Figure VI-15 d)

DO
 $\alpha_s(M^2)$

—	$\Lambda = 0.2, \text{cut} = 2 \Lambda^2 \text{ GeV}^2$	$4 \Lambda^2$
—	$= 0.2$	$4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3$	$2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3$	$4 \Lambda^2$

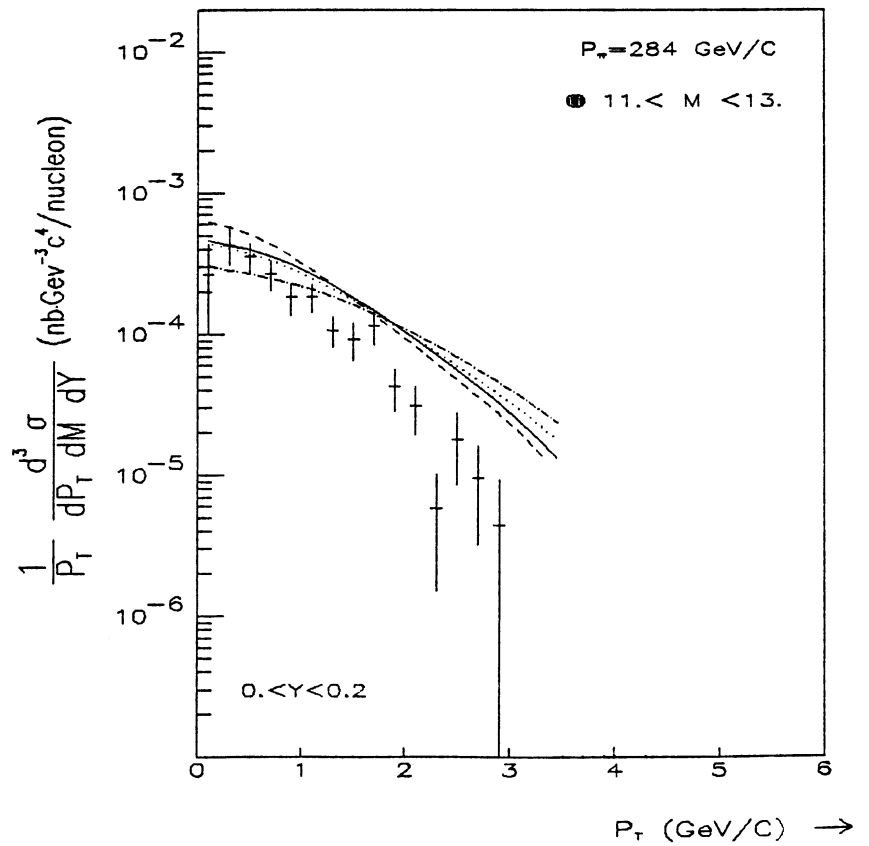


Figure VI-15 e)

NA10

$$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$$

—	cut = $2 \Lambda^2$,	$\alpha_s(M^2)$
- - -	$4 \Lambda^2$	$\alpha_s(M^2)$
- . -	$4 \Lambda^2$	$\alpha_s(P_T^2)$

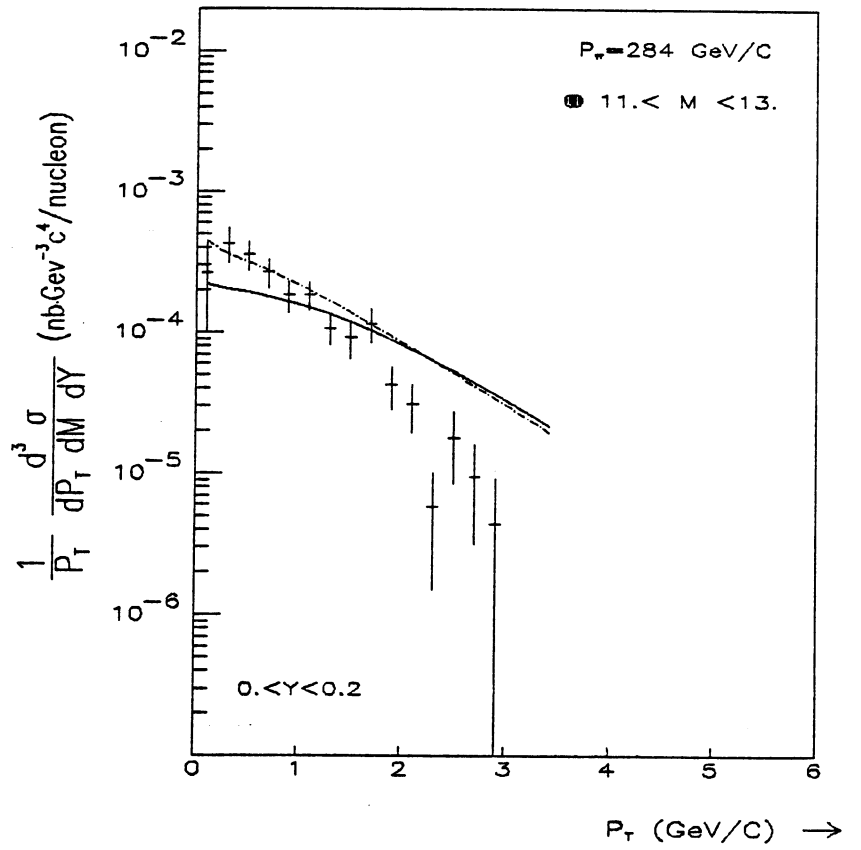


Figure VI-16 a)

Fonctions de structure		
	π	p
————	DO	DO
-----	NA10	NA10
-.-.-.-	NA10	DO
.....	DO	NA10

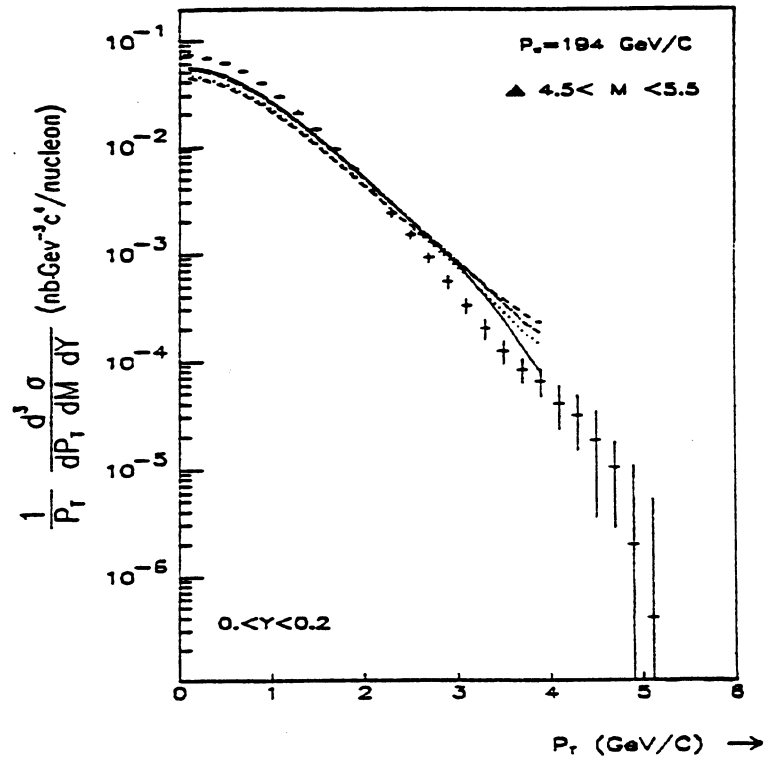


Figure VI-16 b)

DO
$\alpha_s (M^2)$
cut = $2 \Lambda^2$
———— $\Lambda = 0.20$ GeV
----- $\Lambda = 0.15$
- . - $\Lambda = 0.30$

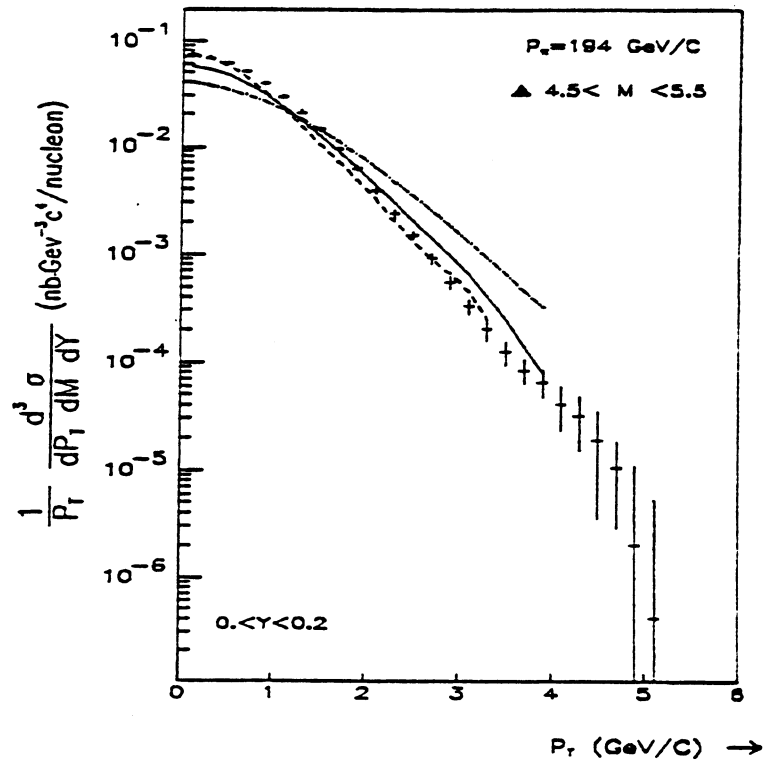


Figure VI-16 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $4.5 < M < 5.5$ GeV/c² à l'impulsion de 194 GeV/c.

Figure VI-17 a)

Fonctions de structure

	π	p
————	DO	DO
-----	NA10	NA10
-.-.-.-	NA10	DO
.....	DO	NA10

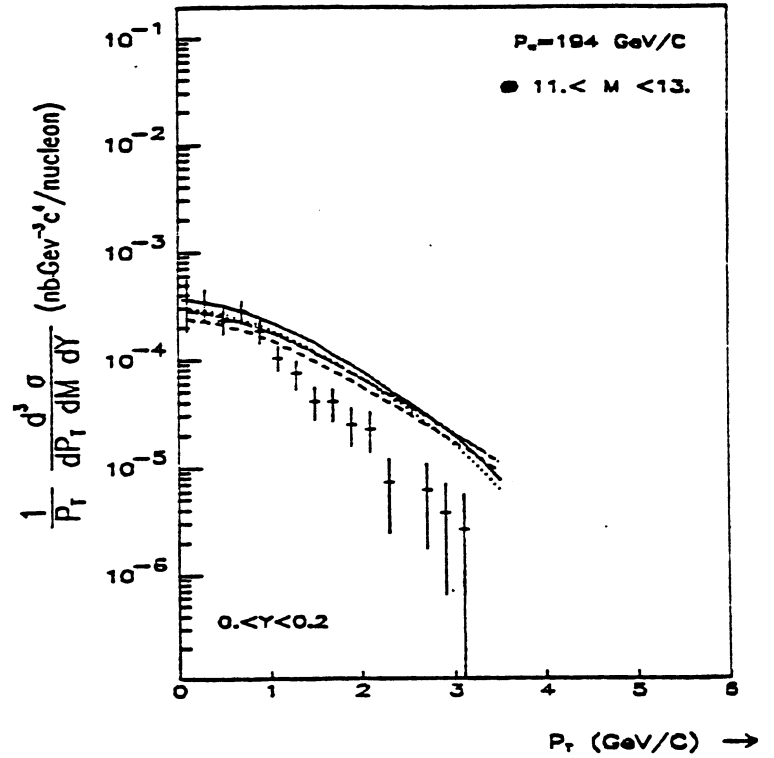


Figure VI-17 b)

DO

$\alpha_s(M^2)$

cut = $2 \Lambda^2$

———— $\Lambda = 0.20$ GeV
 ----- $\Lambda = 0.15$
 - . - - $\Lambda = 0.30$

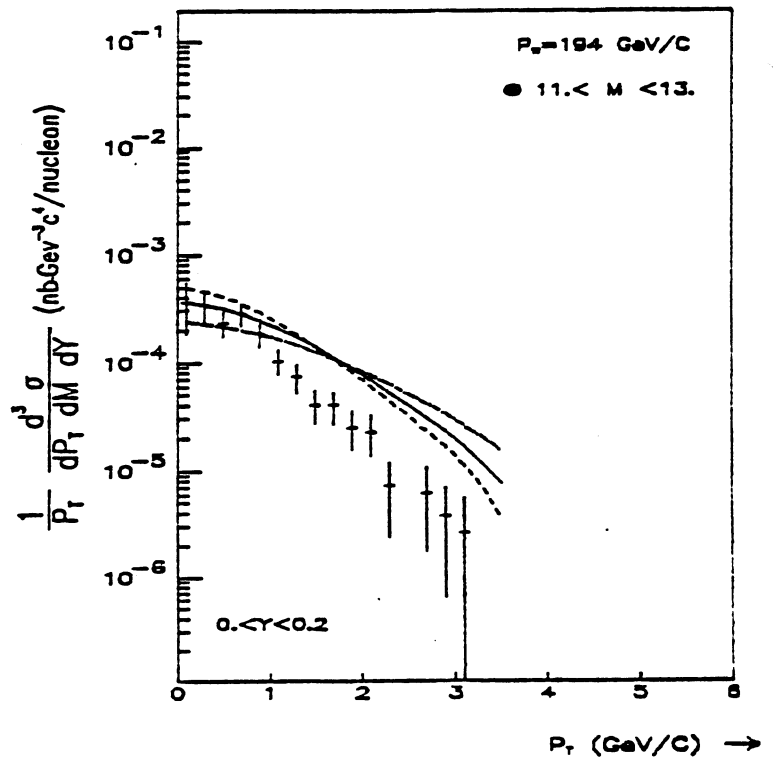


Figure VI-17 : Comparaison entre les sections efficaces expérimentales et théoriques prédites par le groupe de Rome pour l'intervalle de masse $11 < M < 13$ GeV/c² à l'impulsion de 194 GeV/c.

Figure VI-17 c)

DO
 $\Lambda = 0.2$
 $\text{cut} = 2 \Lambda^2$

—	$\Lambda = 0.2 \text{ GeV},$	$\alpha_s(M_{T,\gamma}^2)$
—	$= 0.2$	$\alpha_s(P_{T,\gamma}^2)$
- . -	$= 0.3$	$\alpha_s(M_{T,\gamma}^2)$
.....	$= 0.3$	$\alpha_s(P_{T,\gamma}^2)$

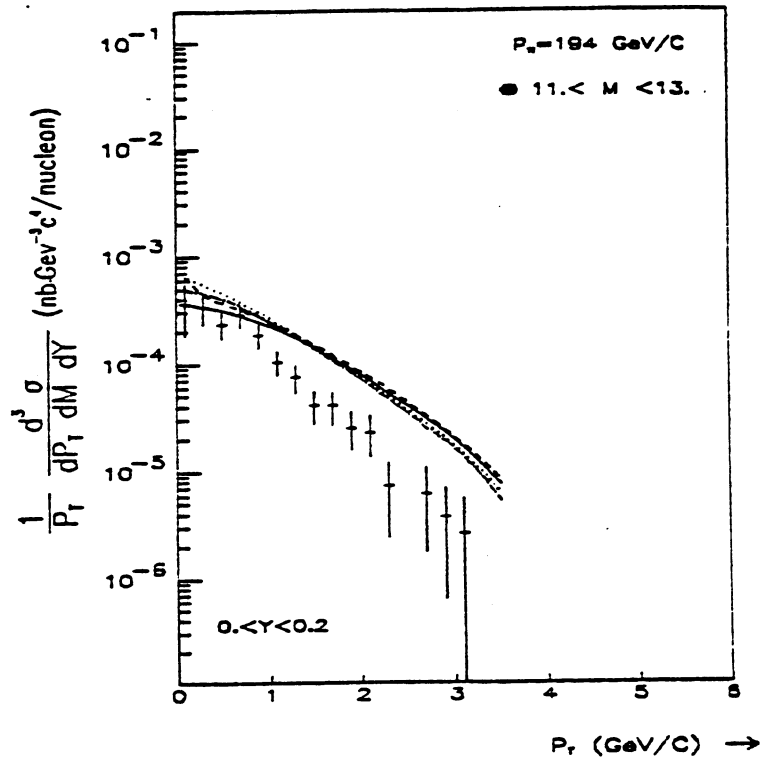


Figure VI-17 d)

DO
 $\alpha_s(M^2)$

—	$\Lambda = 0.2, \text{ cut} = 2 \Lambda^2$	GeV^2
—	$= 0.2$	$4 \Lambda^2$
- . -	$= 0.3$	$2 \Lambda^2$
.....	$= 0.3$	$4 \Lambda^2$

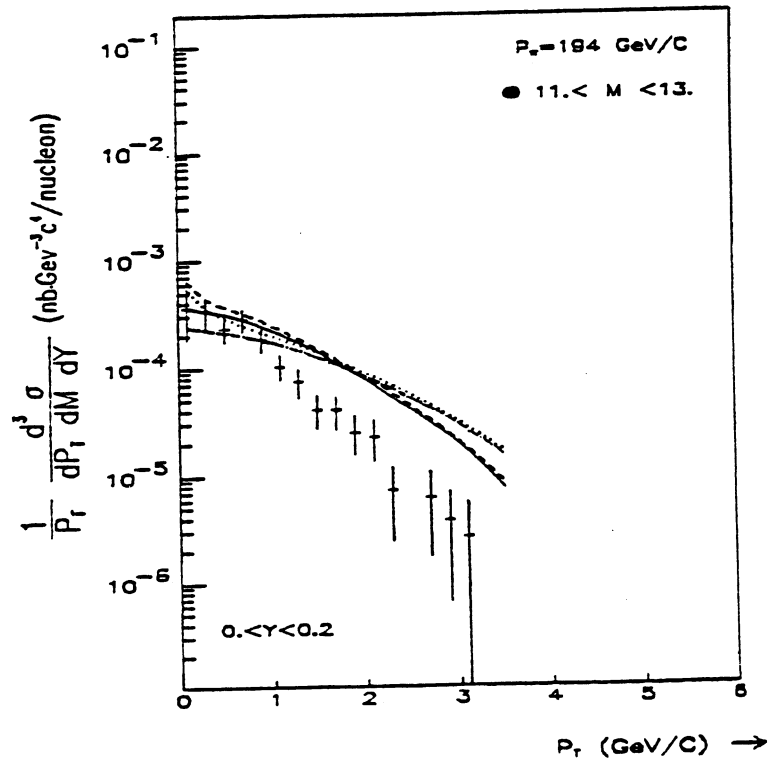
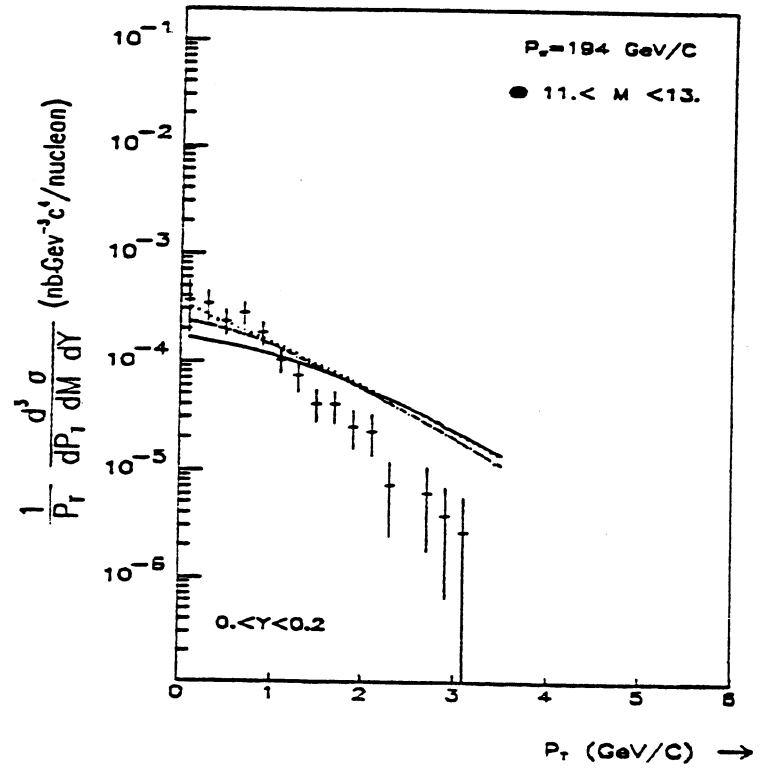


Figure VI-17 e)

NA10

$\Lambda = 0.3 \text{ GeV}^2$

$\text{--- cut} = 2 \Lambda^2, \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} 4 \Lambda^2, \alpha_s(M^2)$
 $\text{---} 4 \Lambda^2, \alpha_s(P_T^2)$



$P_{\pi} = 284 \text{ GeV/c}$ $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV/c}^2$					
Fig. VI-13	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	8.0
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	8.9
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	4.6
d	D0	0.2	$2\Lambda^2$ ou $4\Lambda^2$	M^2	10.9
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	7.0

$P_{\pi} = 284 \text{ GeV/c}$ $7.5 < M < 8.5 \text{ GeV/c}^2$					
Fig. VI-14	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	2.8
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	0.6
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	1.6
d	D0	0.2	$4 \Lambda^2$	M^2	1.3
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	2.6

$P_{\pi} = 284 \text{ GeV/c}$ $11.0 < M < 15.0 \text{ GeV/c}^2$					
Fig. VI-15	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	24.0
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	18.2
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_T^2	28.8
d	D0	0.2	$4 \Lambda^2$	M^2	19.0
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_T^2	16.8

Fig. VI-16	$P_{\pi} = 194 \text{ GeV/c}$ $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV/c}^2$				
	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	30.4
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	18.0

Fig. VI-17	$P_{\pi} = 194 \text{ GeV/c}$ $11.0 < M < 13.0 \text{ GeV/c}^2$				
	Fonctions de structure	Λ_{QCD} (GeV)	Coupure infrarouge	Echelle de α_s	χ^2/ND
a	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	M^2	22.4
b	D0	0.15	$2 \Lambda^2$	M^2	17.4
c	D0	0.2	$2 \Lambda^2$	P_{T}^2	27.3
d	D0	0.2	$4 \Lambda^2$	M^2	17.9
e	NA10	0.3	$4 \Lambda^2$	P_{T}^2	14.4

Dans ces figures, la comparaison entre nos résultats expérimentaux et les prévisions théoriques montre que le jeu de fonctions de structure NA10 et $\Lambda_{\text{QCD}} = 0.3 \text{ GeV}$ ne permettent pas de décrire l'ensemble du domaine cinématique couvert par l'expérience. A noter que dans le modèle de Nice ce jeu de paramètres était le mieux adapté à la description de nos résultats en $\langle P_{\text{T}}^2 \rangle$. Un meilleur accord se vérifie aux petites valeurs de masse en considérant une coupure infrarouge de $4 \Lambda^2$ et P_{T}^2 comme variable d'échelle dans la constante de couplage mobile α_s .

Les χ^2 pour les différentes courbes des figures 13 à 17 ont été calculés dans l'intervalle de P_{T} de 0 à 3.5 GeV/c pour le jeu des paramètres qui s'accordent le mieux aux données. En comparant les tables et les courbes

on voit que :

- les meilleurs χ^2 sont obtenus pour $P_\pi = 284 \text{ GeV/c}$ dans l'intervalle de masse $7.5 < M < 8.5 \text{ GeV/c}^2$. En effet, on trouve dans les figures VI-14b, c et d les meilleurs ensembles de paramètres qui correspondent à des valeurs de χ^2 de 0.6, 1.3 et 1.6 respectivement. Toutefois, dans cette région de masse les valeurs expérimentales sont affectées d'erreurs statistiques assez importantes ($> 10\%$). La pente des prédictions théoriques est telle que au-delà de 2 GeV/c environ, elles sont un peu plus élevées systématiquement que nos données;

- dans l'intervalle de masse $4.5 < M < 5.5 \text{ GeV/c}^2$, où les erreurs statistiques sont très petites, de grandes valeurs de χ^2 sont obtenues pour chacun des jeux de paramètres. Néanmoins, on peut trouver pour chacune des figures 13 et 16 un ensemble de paramètres qui suit bien les données dans des domaines restreints en P_T ;

- pour les grandes masses $M > 11 \text{ GeV/c}^2$ tous les ensembles de paramètres donnent une section efficace théorique trop élevée pour $P_T \geq 1 \text{ GeV/c}$.

Cette comparaison appelle les commentaires suivants :

a) en premier lieu il ne faut pas oublier que nous faisons la comparaison dans des domaines très larges de variables, à savoir P_T de 0 à 3.5 GeV/c , masses de 4.5 à 13.0 GeV/c^2 pour $P_\pi = 194 \text{ GeV/c}$ et 4.5 à 15.0 GeV/c pour $P_\pi = 284 \text{ GeV/c}$; il en résulte une variation sur quatre ordres de grandeur entre les valeurs les plus élevées des sections efficaces (à petites masses et petit P_T) et les valeurs les plus petites (à grandes masses et grand P_T).

b) tandis que les données analysées sont des dimuons produits dans une cible de tungstène, les calculs théoriques

correspondent à des interactions avec des protons. Récemment, nous avons observé des effets nucléaires qui se traduisent par l'augmentation de la valeur moyenne du P_T^2 avec le nombre de masse [9a]. L'introduction de ces effets dans les calculs des sections efficaces accentue les différences vis-à-vis des sections efficaces expérimentales.

c) les calculs théoriques ont été présentés avec $K_T = 0$; l'introduction d'une distribution gaussienne pour le moment transverse intrinsèque a tendance à réduire les pentes des sections efficaces et donc à augmenter les valeurs des χ^2 pour la plupart des comparaisons, à l'exception de celle de la figure 13.c ($\Lambda = 0.2$ GeV et $\alpha_S \langle P_T^2 \rangle$).

d) les valeurs des sections efficaces théoriques dépendent très fortement des valeurs des paramètres utilisés. Par exemple, la fig. 13b montre que, en maintenant tous les autres paramètres fixes, une variation de Λ de 0.15 à 0.3 GeV peut faire varier la section efficace d'un facteur 2 à 3. La figure 13c montre que pour $P_T \sim 3$ GeV/c la section efficace peut varier d'un facteur 10 quand on remplace $\Lambda = 0.2$ GeV et $\alpha_S \langle P_T^2 \rangle$ pour $\Lambda = 0.3$ GeV et $\alpha_S \langle M^2 \rangle$.

e) la théorie perturbative dans son approximation au premier ordre présente une décroissance du $\langle P_T^2 \rangle$ avec les grandes valeurs de la masse. Or, les distributions prédites par le groupe de Rome impliquent une croissance du $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de la masse variant de 1.6 à 2.3 GeV²/c² pour les masses de 4.7 et 11.7 GeV/c² respectivement, à l'impulsion de 194 GeV/c. Ceci est en désaccord avec nos valeurs expérimentales (cf. table VI-5).

f) Enfin, il faut souligner que l'approche numérique du groupe de Rome [36] a été établie pour les énergies SppS décrivant une région cinématique qui correspond à des petites valeurs de x . Nos données se rapportent à des énergies beaucoup plus petites ($\sqrt{s} = 19.4$ et $\sqrt{s} = 23.7$ GeV); ceci implique que la région cinématique

couverte par elles correspond à des valeurs élevées de x (> 0.5 dans la région de masse $> 11 \text{ GeV}/c^2$) et il se peut que la description théorique du groupe de Rome ne soit pas adaptée à ce domaine.

6.4.4. L'invariance d'échelle

Dans l'hypothèse de l'invariance d'échelle dans les fonctions de structure on devrait s'attendre qu'au premier ordre en QCD la section efficace $S^2 P_T^2 d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$, dans la région des grandes valeurs de P_T du dimuon, soit uniquement fonction des variables adimensionnelles (voir figure VI-13a) :

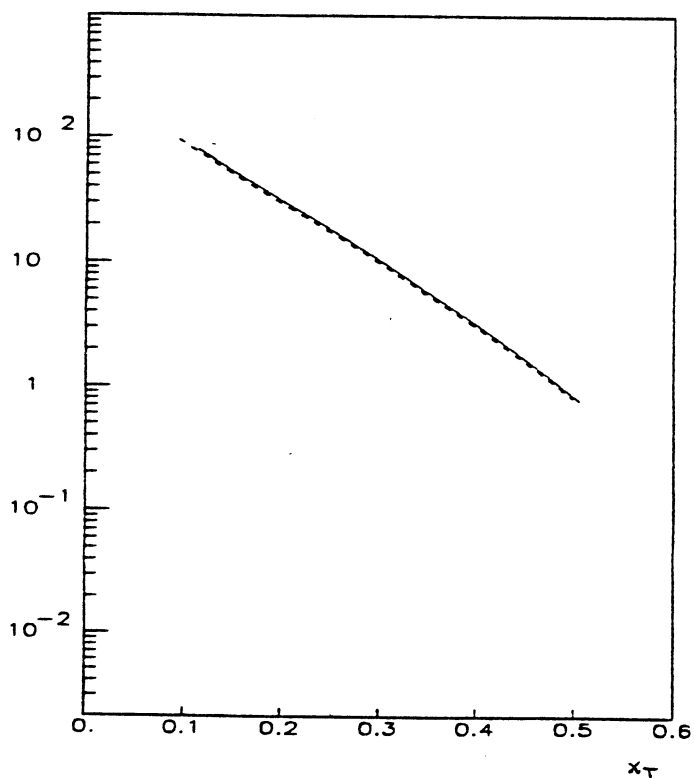
$$S^2 P_T^2 \frac{d^3\sigma}{dP_T^2 dM^2 dy} = H(x_T, \tau, y)$$

où

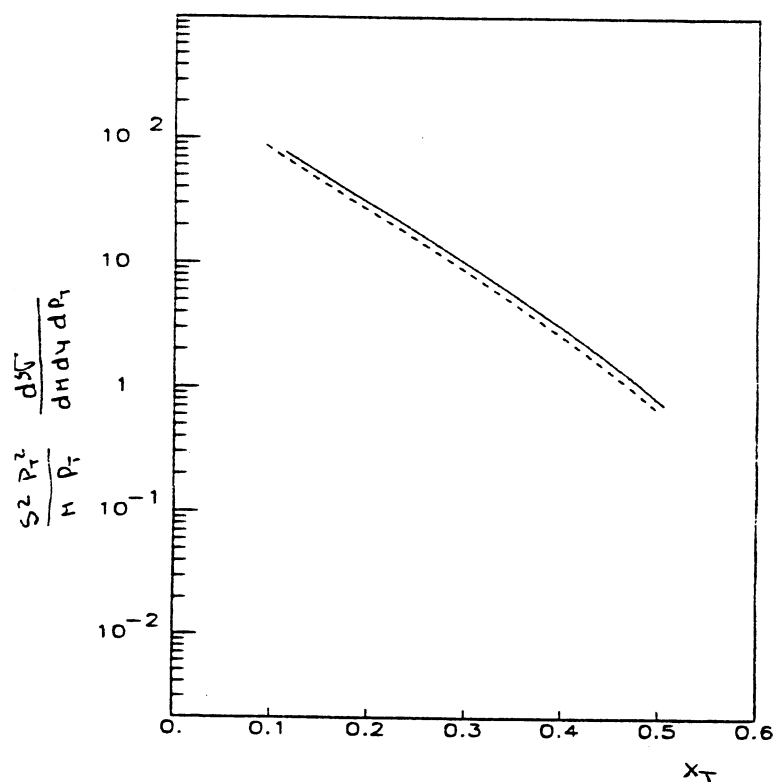
$$x_T = \frac{2 P_T}{\sqrt{s}}$$

En fait, la violation de l'invariance d'échelle a été mesurée dans les expériences de diffusion profondément inélastique des leptons [61] et plus récemment nous avons observé cette violation dans notre expérience de production hadronique de paires de muons [9]. Elle implique que la dépendance en x_T de la section efficace $S^2 P_T^2 d^3\sigma/dP_T^2 dM^2 dy$, calculée au premier ordre en QCD, pour deux énergies du centre de masse, soit différente d'un facteur global (conformément à ce que l'on montre sur la figure VI-18b).

Dans la figure VI-19 nous montrons nos résultats sur la section efficace $S^2 P_T^2 d^2\sigma/dP_T^2 dM^2$ en fonction de x_T pour les deux énergies ($\sqrt{s} = 19.4 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 23.7 \text{ GeV}$) dans le même domaine en $\sqrt{\tau}$ [0.23, 0.36]. Nous y observons une indication de la violation de l'invariance d'échelle qui n'est pas de la même forme que celle prédite pour les valeurs de x_T supérieures à 0.2 (cf. fig. VI-13).



a)



b)

Figure VI-18 : Section efficace théorique $S^2 P_T^2 \frac{d^3 \sigma}{d^2 P_T^2 dM^2 dy} \Big|_{y=0}$ en fonction de x_T , calculée dans l'approximation au premier ordre en QCD:

a) avec des fonctions de structures universelles (D0 à $M^2 = 25 \text{ GeV}^2/c$)

b) avec des fonctions de structure évoluées (D0)

— $P_T = 194 \text{ GeV}/c$

- - - $P_T = 284 \text{ GeV}/c$

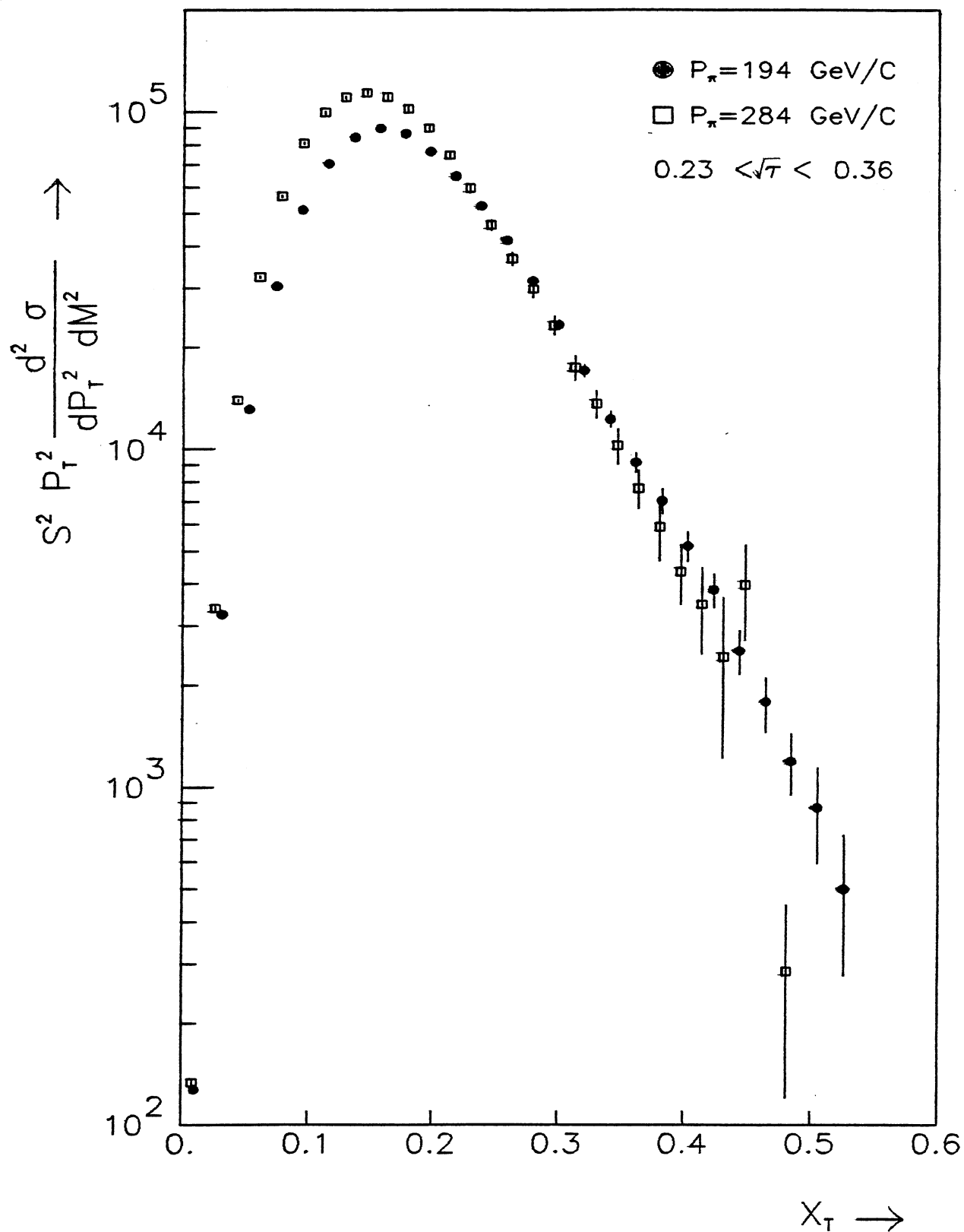


Figure VI-19 : Section efficace expérimentale $S^2 P_T^2 \frac{d^2 \sigma}{dP_T^2 dM^2}$ en fonction de x_T aux deux énergies du faisceau incident.

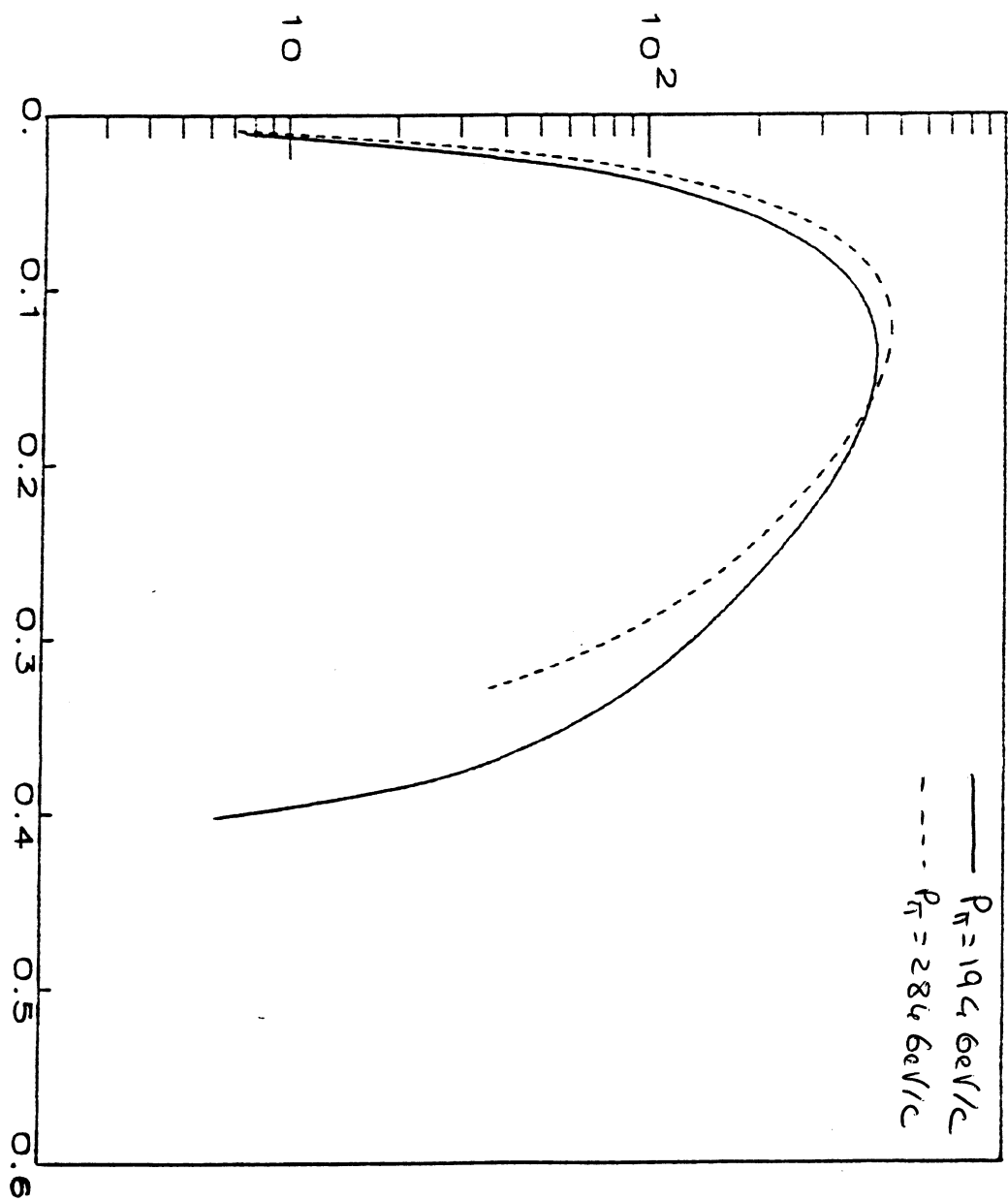


Figure VI-20 : Section efficace théorique $s^2_{P_T} \frac{d^2\sigma}{dP_T^2 dM^2 dy}$ en fonction de x_T calculée avec l'inclusion des gluons mous (approche du groupe de Rome).

La violation observée est susceptible d'être expliquée par les corrections des ordres supérieurs introduits par la resommation des gluons mous. En effet, les calculs de la section efficace selon les prescriptions théoriques du groupe de Rome (exposées dans le paragraphe 5.3.1.) prédisent une violation de l'invariance d'échelle en accord avec nos observations (voir figure VI-20).

En ce qui concerne les valeurs moyennes de P_T^2 :

$$P_T^2 = \frac{M^2 (1-z_1^2) (1-z_2^2)}{(z_1+z_2)^2} ,$$

on devrait s'attendre à une invariance d'échelle de la distribution P_T^2/M^2 en fonction de $\sqrt{s}$. Néanmoins, dans le calcul de la valeur moyenne de P_T^2 interviennent les fonctions de structure (voir les formules exposées dans le paragraphe 5.3.2.3) qui sont à l'origine de la violation de l'invariance d'échelle.

Dans les figures VI-21, nous montrons nos résultats sur la distribution $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{s}$ aux deux énergies du centre de masse (19.4 et 23.7), et pour trois régions de rapidité. Une claire violation de l'invariance d'échelle est observée pour la première fois dans les distributions en impulsion transverse des paires de muons. Les figures présentent aussi, pour comparaison, les prédictions de QCD à l'aide des paramètres présentés dans le paragraphe 6.4.2. L'accord entre cette approche théorique et l'expérience est presque parfait en admettant un $\langle K_T^2 \rangle$ intrinsèque de $0.48 (\text{GeV}/c)^2$, si l'on excepte la région à grand $\sqrt{s}$ et grand y .

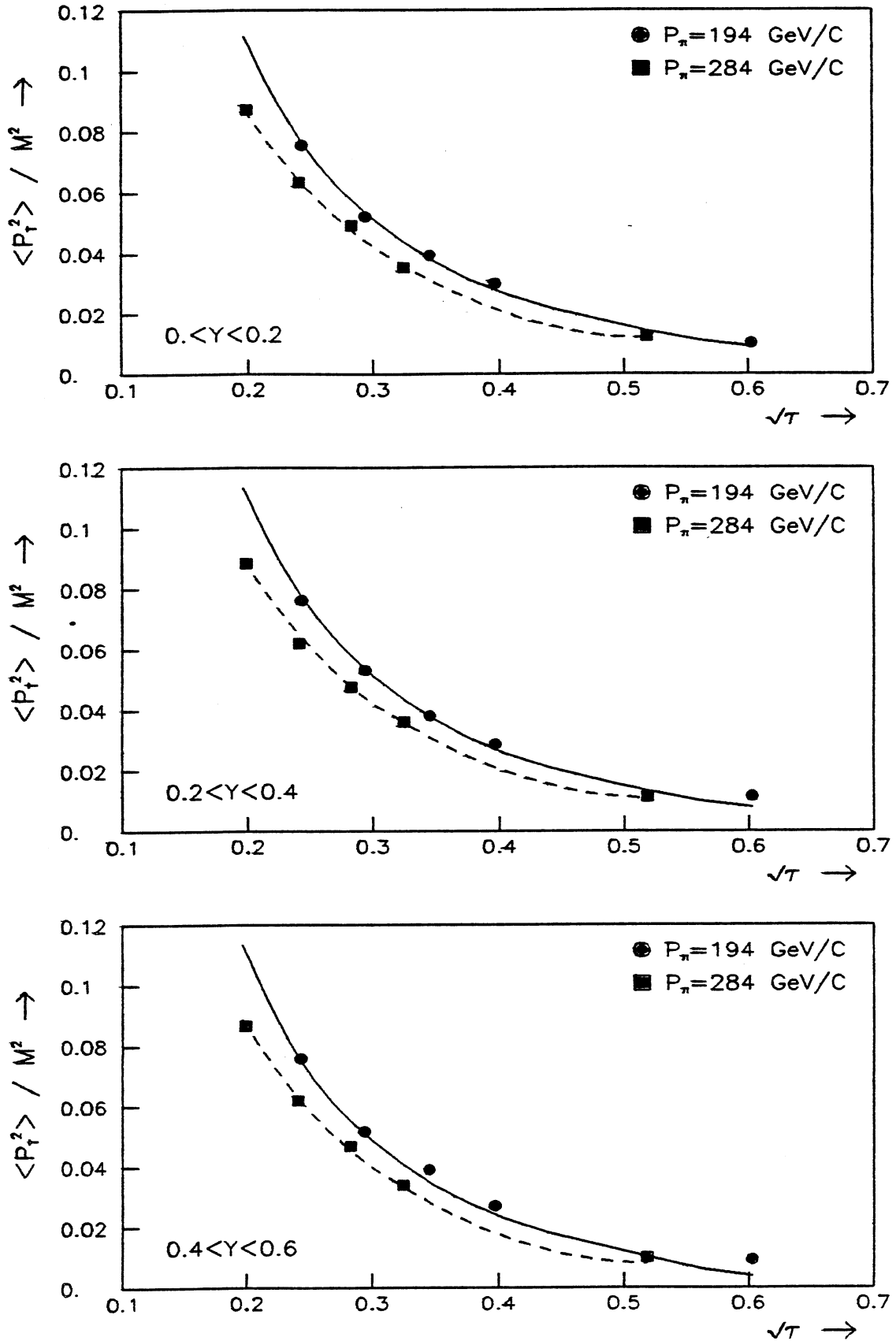


Figure VI-21 : Observation de la violation de l'invariance d'échelle dans la distribution de $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{T}$ pour trois intervalles de rapidité. Comparaison avec les prédictions du groupe de Nice obtenues avec le jeu de fonction de structure NA10, $\Lambda = 0.3$ GeV, cut = 0.36 GeV², $\alpha_s(P_T^2)$ et $\langle K_T^2 \rangle_{\text{int}} = 0.48$ GeV/c

CONCLUSION

L'étude de la production hadronique des paires de leptons constitue un bon test de QCD; notamment, les distributions en impulsion transverse des dimuons ont suscité une évolution dans les calculs théoriques.

Dans cette thèse nous avons présenté les résultats de l'expérience NA10 réalisée au SPS du CERN sur les distributions en moment transverse des dimuons de haute masse produits dans les collisions π^-W à 194 GeV/c et 284 GeV/c. La faculté du spectromètre NA10 de supporter des faisceaux très intenses (10^9 π /sec à 194 GeV/c et $5 \cdot 10^8$ π /sec à 284 GeV/c), alliée à sa bonne acceptance et résolution en masse nous a donné la possibilité d'acquérir de grandes statistiques : 170 000 dimuons de masse supérieure à 9 GeV/c² produits à 194 GeV/c et 52 000 produits à 284 GeV/c. Ceci nous a permis d'effectuer une étude détaillée dans plusieurs régions cinématiques.

Nous présentons pour la première fois :

1 - les sections efficaces doublement et triplement différentielles $1/P_T \, d^2\sigma/dP_T dM$ et $1/P_T \, d^3\sigma/dP_T dM dy$ de production de dimuons;

2 - les valeurs moyennes du P_T^2 en fonction de la masse et de la rapidité de la paire de muons;

3 - la section efficace $S^2 P_T^2 \, d^2\sigma/dP_T^2 dM^2$ en fonction de la variable sans dimension x_T ;

4 - l'observation de la violation de l'invariance d'échelle dans la distribution de $\langle P_T^2 \rangle / M^2$ en fonction de $\sqrt{s}$.

Ces résultats expérimentaux ont été comparés avec les prédictions récentes de QCD obtenues dans l'approximation du premier ordre en α_s avec inclusion des corrections dues aux gluons mous.

Deux approches numériques des calculs théoriques ont été considérées :

a) l'approche du groupe de Nice concernant l'étude des valeurs moyennes du P_T^2 ,

b) l'approche du groupe de Rome qui calcule les sections efficaces $1/P_T d^3\sigma/dP_T dM dy$.

Dans les deux cas, les calculs théoriques nécessitent l'introduction d'un certain nombre d'ingrédients qui entraînent à de grandes variations dans les prédictions. Nous avons tenté de définir un jeu de paramètres qui permette de rendre compte des données expérimentales:

a) Pour la distribution des $\langle P_T \rangle$, la meilleure description théorique est obtenue avec l'approche du groupe de Nice, avec le jeu de fonctions de structure noté NA10, $\Lambda_{QCD} = 0.3 \text{ GeV}$; $\text{cut} = 0.36 \text{ GeV}^2$ et $\langle K_T^2 \rangle = 0.48 \text{ GeV}/c^2$. Néanmoins, à $194 \text{ GeV}/c$, on observe un désaccord aux grandes valeurs de la masse et de la rapidité.

b) Pour les distributions triplement différentielles, seule l'approche du groupe de Rome permet une comparaison avec les données expérimentales: nous pouvons trouver divers jeux de

paramètres qui permettent de décrire de façon satisfaisante les données correspondant à des masses inférieures à $8.5 \text{ GeV}/c^2$ aux deux énergies. Ce jeu de paramètres n'est pas universel et aucun d'entre eux n'est capable d'expliquer la distribution en moment transverse des dimuons de masse supérieure à $11 \text{ GeV}/c^2$, tout au moins sur l'ensemble du spectre entre 0. et $3.5 \text{ GeV}/c$. Il faut noter que les calculs théoriques ont été effectués en considérant les énergies du SppS et des valeurs de x très petites ($x < 0.1$), alors que l'expérience NA10 a été réalisée à des énergies beaucoup plus basses et ayant accès à des valeurs de x très élevées (pour $M > 11 \text{ GeV}/c^2$, $x \gtrsim 0.5$).

Finalement, nous comparons nos résultats sur la violation de l'invariance d'échelle avec les prédictions de QCD qui incluent la resommation des gluons mous : un accord se vérifie soit dans la mesure de la section efficace $S^2 P_T^2 \frac{d^2\sigma}{dP_T^2 dM^2}$ en fonction de x_T , soit dans la mesure de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de $\sqrt{s}$.

APPENDICE A-1

FONCTIONS DE STRUCTURE NA10

Pion:

$$xv_{\pi} = A_{\pi} x^{\alpha_{\pi}} (1-x)^{\beta_{\pi}}$$

$$\Lambda = 0.3$$

$$M_0^2 = 25.$$

$$\alpha_{\pi}^0 = 0.41 \quad \alpha_{\pi}^1 = -0.07$$

$$\beta_{\pi}^0 = 1.04 \quad \beta_{\pi}^1 = 0.57$$

$$x S_{\pi} = A_{\pi} (1-x)^{\gamma_{\pi}}$$

$$\gamma_{\pi} = 3.4$$

$$\gamma_{\pi} = 2.3$$

$$\langle g_{\pi} \rangle = 0.47$$

Proton (Eisela)

$$\Lambda = 0.3$$

$$M_0^2 = 5.$$

$$x u = A_u x^{\alpha_1} (1-x)^{\beta_v} (1+\gamma_u x^{\alpha_2})$$

$$\alpha_1 = 0.3543 + 0.4122 \bar{A}$$

$$\alpha_2 = 1.5260 + 2.0170 \bar{A}$$

$$\beta_v = 3.8350 + 2.8690 \bar{A}$$

$$\gamma_v = 11.57$$

$$x S_p = C (1-x)^{\beta_5}$$

$$\beta_5 = 7.417 - 1.138 \bar{A} + 13.22 \bar{A}^2 - 4.966 \bar{A}^3 - 1.86 \bar{A}^4$$

$$C = (0.50758 - 0.23006 \bar{A} - 0.067345 \bar{A}^2) / 2.8$$

APPENDICE A-2

FONCTIONS DE STRUCTURE NICE

nucleon :

$$\left. \begin{aligned} xu(x) &\sim x^{0.47}(1-x)^{3.55}(1+2.48x) \\ xd(x) &\sim x^{0.81}(1-x)^{5.22}(1-0.35x) \\ xS(x) &\sim (1-x)^7 \\ xG(x) &\sim (1-x)^{5.9} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{(I):} \\ \text{EMC free nucleon} \\ \text{structure functions} \end{array}$$

$$Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2$$

Pion :

$$xV^\pi(x) \sim x^{\alpha_\pi}(1-x)^{\beta_\pi}$$

$$\text{où } \left\{ \begin{array}{l} \alpha_\pi = 0.48 \\ \beta_\pi = 1.1 \end{array} \right.$$

$$Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2$$

$$xS^\pi(x) \sim (1-x)^{8.7}$$

APPENDICE A-3

Paramétrisation de Duke - Owens (DO)

PION :

$$s = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)] . \quad Q_0^2 = 4 .$$

The valence term is parametrized as

$$xv_\pi = x^a(1-x)^b/B(a, b+1) ,$$

where the Euler Beta function $B(a, b+1)$ ensures the proper normalization as mentioned above. The gluon, sea, and charm distributions all have the basic form

$$xG, xS, xc = Ax^a(1-x)^b(1+\gamma_1x+\gamma_2x^2) .$$

The various Q^2 -dependent polynomials for the two sets are given below. For set 1 ($\Lambda=200$ MeV/c), we have

$$a = 0.4 - 0.06212s - 0.007109s^2 ,$$

$$b = 0.7 + 0.6478s + 0.01335s^2 ;$$

for the gluon distribution,

$$A = 0.888 - 1.802s + 1.812s^2 ,$$

$$\alpha = 0. - 1.576s + 1.20s^2 ,$$

$$\beta = 3.11 - 0.1317s + 0.5068s^2 ,$$

$$\gamma_1 = 6.0 + 2.801s - 12.16s^2 ,$$

$$\gamma_2 = 0. - 17.28s + 20.49s^2 ;$$

for the sea distribution,

$$A = 0.9 - 0.2428s + 0.1386s^2 ,$$

$$\alpha = 0. - 0.2120s + 0.003671s^2 ,$$

$$\beta = 5.0 + 0.8673s + 0.04747s^2 ,$$

$$\gamma_1 = 0. + 1.266s - 2.215s^2 ,$$

$$\gamma_2 = 0. + 2.382s + 0.3482s^2 ;$$

for the charm distribution,

$$A = 0. + 0.07928s - 0.06134s^2 ,$$

$$\alpha = -0.02212 - 0.3785s - 0.1088s^2 ,$$

$$\beta = 2.894 + 9.433s - 10.852s^2 ,$$

$$\gamma_1 = 0. + 5.248s - 7.187s^2 ,$$

$$\gamma_2 = 0. + 8.388s - 11.61s^2 .$$

for xc [see Eq. (4)],

$$A = 0.135s - 0.075s^2 ,$$

$$a = -0.036 - 0.222s - 0.058s^2 ,$$

$$b = 6.35 + 3.26s - 0.909s^2 ,$$

$$\alpha = -3.03s + 1.50s^2 ,$$

$$\beta = 17.4s - 11.3s^2 ,$$

$$\gamma = -17.9s + 15.6s^2 ;$$

for xG [see Eq. (4)],

$$A = 1.56 - 1.71s + 0.638s^2 ,$$

$$a = -0.949s + 0.325s^2 ,$$

$$b = 6.0 + 1.44s - 1.05s^2 ,$$

$$\alpha = 9.0 - 7.19s + 0.255s^2 ,$$

$$\beta = -16.5s + 10.9s^2 ,$$

$$\gamma = 15.3s - 10.1s^2 .$$

NUCLEON

The two fits to be presented here differ chiefly in the shape of the gluon distribution. In each case a form

$$xG(x, Q_0^2) = A_G(1+\gamma_Gx)(1-x)^{\eta_G} \quad (1)$$

was used. The first set was determined using all three of the data types discussed in Sec. II. The parameter A_G was fixed by the momentum sum rule while γ_G and η_G were fitted. These parameters are very highly correlated and the errors are large if both are varied at once. In the final fit the values were fixed at $\gamma_G=9.0$ and $\eta_G=6.0$, values which were typical of the fitted results and are similar to those suggested by earlier analyses.^{13,14} The valence-quark distributions were parametrized by

$$x(u_V + d_V) = N_{ud}x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1+\gamma_{ud}x) , \quad (2)$$

$$xd_V = N_d x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4}(1+\gamma_d x) ,$$

where

$$N_{ud} = 3/\{B(\eta_1, \eta_2+1)[1+\gamma_{ud}\eta_1/(\eta_1+\eta_2+1)]\} ,$$

$$N_d = 1/\{B(\eta_3, \eta_4+1)[1+\gamma_d\eta_3/(\eta_3+\eta_4+1)]\} ,$$

and $B(x, y)$ is the Euler beta function. For the sea quarks we assumed simply

$$x\bar{u} = x\bar{d} = x\bar{s} = A_S(1-x)^{\eta_S}S/6 . \quad (3)$$

$$Ax^a(1-x)^b(1+\alpha x+\beta x^2+\gamma x^3) , \quad (4)$$

$$\eta_1 = 0.419 + 0.004s - 0.007s^2 ,$$

$$\eta_2 = 3.46 + 0.724s - 0.066s^2 ,$$

$$\gamma_{ud} = 4.40 - 4.86s + 1.33s^2 ,$$

$$\eta_3 = 0.763 - 0.237s + 0.026s^2 ,$$

$$\eta_4 = 4.00 + 0.627s - 0.019s^2 ,$$

$$\gamma_d = -0.421s + 0.033s^2 ;$$

for xS [see Eq. (4)],

$$A = 1.265 - 1.132s + 0.293s^2 ,$$

$$a = -0.372s - 0.029s^2 ,$$

$$b = 8.05 + 1.59s - 0.153s^2 ,$$

$$\alpha = 6.31s - 0.273s^2 ,$$

$$\beta = -10.5s - 3.17s^2 ,$$

$$\gamma = 14.7s + 9.80s^2 ;$$

$$Q_0^2 = 4 .$$

$$\Lambda = 0.2$$

REFERENCES

- [1] S.D. DRELL et T.M. YAN, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316.
- [2] J. BADIÉ et al., Phys. Lett. 89B (1979) 145, - NA3 Coll ;
 M. J. CORDEN et al., Phys. Lett. 76B (1978) 226; 96B (1980) 417 - Q Coll. ;
 A.S. ITO et al., Phys. Rev. D23 (1981) 604, - CFS Coll. ;
 C.E. HOGAN et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944; 42 (1979) 948 - CIP Coll.
 J.G. BRANSON et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1334 - CPII Coll. ;
 D. ANTREASYAN et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 302 - CHEMN Coll. ;
 A.L.S. ANGELIS et al., Phys. Lett. 87B (1979) 398 - CCOR Coll. ;
 J. LEFRANÇOIS, Proc. int. Conf. on HEP, Madison (1980) p. 1319;
 G. MATTHIAE, Riv. Nuovo Cim. Vol. 4 (1981) n° 3;
 I.R. KENYON, Rep. Prog. Phys. (1982).
- [3] J. CHRISTENSON et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1523.
- [4] G. ALTARELLI et al., Nucl. Phys. B157 (1979) 461.
- [5] J. KUBAR et al., Nucl. Phys. B175 (1980) 251.
- [6] S. FALCIANO et al., preprint CERN-EP/86-35 envoyé à Z. Phys. C.
- [7] B. BETEV et al., Z. Phys. C 28 (1985) 9.
- [8] B. BETEV et al., Z. Phys. C 28 (1985) 15.
- [9] J. VARELA, Thèse d'Etat Université Paris XI (1984);
 B. MOURS, Thèse 3^{ème} cycle, Université de Strasbourg CRN/HE 84-06 (1984);
 M. WINTER, Thèse d'Etat, Université de Strasbourg (1986).
- [9a] C. VALLEE, Thèse de doctorat en préparation, Université Paris XI.
- [10] L. ANDERSON et al., Nuc. Inst. and Meth. 223 (1984) 26.
- [11] S. FALCIANO et al., Phys. Lett. 104B (1981) 416.
- [12] A.S. CARROLL et al., Phys. Lett. 80B (1979) 319.
- [13] W. BARTL and M. REGLER, Nuc. Inst. and Meth. 156 (1978) 329.
- [14] S. FALCIANO et al., Phys. Lett. 158B (1985) 92.
- [15] E.L. BERGER et D.E. SOPER, Nuc. Phys. B247 (1984) 29.
- [16] A. EREDITATO et al., Phys. Lett. 157B (1985) 463.
 Ph. BUSSON, Thèse de doctorat en préparation, Université Paris XI.

- [17] J.P. ALBANESE et al., Phys. Lett. 158B (1985) 186.
- [18] O. CALLOT, Thèse d'Etat, Université Paris XI (1980).
- [19] A.J. BURAS et K.J.F. GAEMERS, Nuc. Phys. B132 (1978) 249.
- [20] A. BODEK et J.L. RICHIE; Phys. Rev. D23 (1981) 1070.
- [21] R.M. STERNHEIMER et PEIERLS; Phys. Rev. D3 (1971) 3681.
- [22] H. POLITZER, Nuc. Phys. B129 (1977) 301.
- [23] C. SACHRAJDA, Phys. Lett. 77B (1978) 185; 76B (1978) 100.
- [24] G. ALTARELLI et G. PARISI, Nuc. Phys. B126 (1977) 298.
- [25] H. FRITZSCH et P. MINKOWSKI, Phys. Lett. 73B (1978) 80.
- [26] K. KAJANTIE et R. RATIO, Nuc. Phys. B139 (1978) 72.
- [27] F. HALZEN et D. SCOTT, Phys. Rev. D18 (1978) 3378.
- [28] G. ALTARELLI et al., Phys. Lett. 76B (1978) 351, 356.
- [29] A.S. ITO et al., Phys. Rev. D23 (1981) 604.
D. ANTREASYAN et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 302.
- [30] A.H. MUELLER, Phys. Rep. 73 (1981) 237.
- [31] Y.L. DOKSHITZER et al., Phys. Lett. 78B (1978) 290;
Phys. Rep. 58 (1980) 269.
- [32] G. PARISI et R. PETRONZIO, Nuc. Phys. B154 (1979) 427.
- [33] G. CURCI et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 534;
Nuc. Phys. B159 (1979) 451.
- [34] J.C. COLLINS et D.E. SOPER, Nuc. Phys. B193 (1981) 381, erratum B213 (1983)
Nuc. Phys. B194 (1982) 445, B197 (1982) 446.
- [35] M. GRECO et al., Phys. Lett. 56B (1975) 367;
Nuc. Phys. B101 ((1975) 234.
- [36] G. ALTARELLI et al., Nuc. Phys. B246 (1984) 12.
- [37] P. CHIAPPETTA et al., Nuc. Phys. B207 (1982) 251;
Nuc. phys. B219 (1983) 12.
- [38] J.L. MEUNIER et Y. GABELLINI, NTH 83/6, preprint non publié.
J.L. MEUNIER, communication privée.
- [39] J. KODAIRA et L. TRENTADUE, Phys. Lett. 112B (1982) 66; 123B (1983) 335.

- [40] C.T.H. DAVIES et al., Nuc. Phys. B244 (1984) 337;
Nuc. Phys. B256 (1985) 913.
- [41] G. ALTARELLI et al., Phys. Lett. 151B (1985) 457.
- [42] D. ANTREASYAN et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 302.
- [43] D.W. DUKE, J.F. OWENS, Phys. Rev. D30 (1984) 49.
- [44] R.K. ELLIS et al., Phys. Lett. 104B (1981) 45;
Nuc. Phys. B211 (1983) 106.
- [45] J. BADIER et al., Phys. Lett. 117B (1982) 372.
- [46] H. ABRAMOWICZ et al., Z. Phys. C 17 (1983) 283.
F. EISELE - Communication privée
- [47] J. BADIER et al., Z. Phys. C 18 (1983) 282.
- [48] J. BADIER et al., Z. Phys. C 26 (1985) 489.
- [49] H. GEASSMAN-HENDSCHIN et al., à paraître en Phys. Lett.
- [50] Y. GABELLINI et al., Z. Phys. C 29 (1985) 439.
- [51] J.J. AUBERT et al., Phys. Lett. 105B (1981) 315.
- [52] J.J. AUBERT et al., Phys. Lett. 123 (1983) 275.
- [53] J. KUBAR et al., Z. Phys. C 23 (1984) 195.
- [54] Y. GABELLINI et al., Nuc. Phys. B211 (1983) 509.
- [55] J.F. OWENS, Phys. Rev. D30 (1984) 943.
- [56] A. BODEK et al., Phys. Rev. D20 (1979) 1471.
- [57] J.G. BEANSON et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1331.
- [58] K.J. ANDERSON et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 486.
- [59] R. BAROTE et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1541.
- [60] C.B. NEWMAN et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 951.
- [61] J.G.H. de GROOT et al. Z. Phys. C 1 (1979) 143.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier spécialement tous ceux qui m'ont permis la réalisation de ce travail :

- Prof. GAGO qui m'a introduite dans le domaine de la Physique des Particules; il a toujours été pour moi un appui très amical ;

- M. FLEURY qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire;

- M. SALMERON qui m'a proposé ce sujet de thèse si riche et intéressant, et qui a bien voulu le diriger; je lui suis reconnaissante de son enthousiasme et des conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie la Collaboration NA10 sans laquelle cette expérience n'aurait pas pu se réaliser. Ma reconnaissance va spécialement envers le groupe du LPNHE de l'Ecole Polytechnique avec lequel, dans les premières années, il y a eu un vrai travail d'équipe et dont j'ai pu profiter des nombreuses discussions.

MM. MARTINELLI et MEUNIER ont eu la gentillesse de m'accorder beaucoup d'entretiens. Je les remercie profondément pour nos fructueuses discussions.

M. ROMANA a été toujours disponible pour lire, dans de brefs délais, les différentes phases du manuscrit, je le remercie chaleureusement.

Ma reconnaissance va envers Mme ESCHENBRENNER qui a dactylographié avec beaucoup de patience cette thèse et M. MORANO pour toute l'aide qu'il a apportée concernant le nouveau système de traitement de texte.