

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00080098

C.R.N.

Nº d'Ordre

1591

CRN / HE 84-06

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

Spécialité: Physique Nucléaire et Corpusculaire

par

Benoît MOURS

PRODUCTION DE DIMUONS DANS LES INTERACTIONS $\pi^- W$ A
200 GeV/c. COMPARAISON AUX PREDICTIONS QCD ET
DETERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE DU π^-



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

67037 STRASBOURG CEDEX FRANCE

Thesis-1984-Mours

centre de recherches nucléaires de Strasbourg

N° d'ordre
1591

THESE

CRN-HE 84-06

présentée

A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE
Spécialité: Physique Nucléaire et Corpusculaire

par

Benoit MOURS

**PRODUCTION DE DIMUONS DANS LES INTERACTIONS $\pi^- W$ A
200 GeV/c. COMPARAISON AUX PREDICTIONS QCD ET
DETERMINATION DES FONCTIONS DE STRUCTURE DU π^-**

Soutenue le 18 Avril 1984 devant la Commission d'Examen :

MM. P.CHEVALLIER

J.J.BLAISING

D.LINGLIN

R.MORAND

R.SALMERON

Président

Examineurs

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

1910

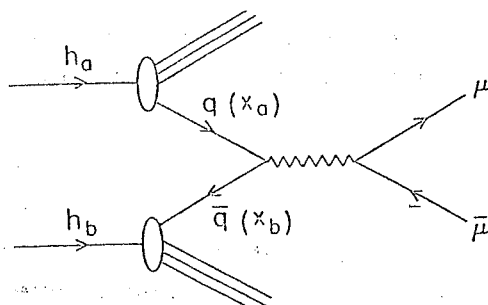
1910

1910

INTRODUCTION

Le travail présenté ici est consacré à l'étude de la production de paires de muons (dimuons) du continuum , de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$, par un faisceau de π^- de $194 \text{ GeV}/c$ interagissant avec une cible de tungstène .

En 1970 , se plaçant dans le cadre du modèle des quarks-partons , S.Drell et T.Yan [1] ont fourni la première interprétation simple de ce processus . Leur modèle décrit la hadroproduction de dimuons par une annihilation entre un quark de l'un des hadrons et un antiquark de l'autre , en un photon virtuel qui se matérialise en une paire de muons suivant le diagramme :



La section efficace est donc celle d'une annihilation électromagnétique et s'apparente à la diffusion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Elle ne dépend que des caractéristiques cinématiques des quarks , qui sont entièrement décrites par des fonctions de structure. Par conséquent , l'étude de la production de dimuons permet de déterminer les fonctions de structure des hadrons . En particulier , on dispose ainsi d'un moyen simple de mesurer les fonctions de structure des hadrons instables (pion par exemple) . On peut aussi déterminer les fonctions de structure du nucléon ; la comparaison de cette détermination à celle qui est faite en diffusion inélastique de leptons permet d'apprécier l'universalité des fonctions de structure .

La confrontation du modèle de Drell-Yan aux résultats expérimentaux [2] a montré que l'impulsion transverse prédite par ce modèle était sous-estimée , qu'il existait un problème de normalisation (facteur "K") , mais que la forme de la section efficace du modèle correspondait à ce qui était observé pour les

dimuons de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, ce dernier résultat était acquis avec des statistiques somme toutes modérées (NA3, qui était l'expérience la plus performante, a observé environ 5000 dimuons produits par des π^- de $200 \text{ GeV}/c$). De plus, le domaine cinématique exploré était relativement restreint puisqu'il ne couvrait que la région de masse comprise entre 4 et $8.5 \text{ GeV}/c^2$. En particulier, et faute d'événements, aucune étude n'était possible pour les dimuons de masse supérieure à celle de l' Υ .

Or, pendant que les expériences progressaient, une théorie cohérente de l'interaction forte s'est lentement imposée. Dans cette théorie, qui est la chromodynamique quantique ou plus couramment QCD [3], le modèle de Drell-Yan s'identifie au terme de Born. Des déviations par rapport aux prédictions du modèle de Drell-Yan sont attendues. En particulier, l'invariance d'échelle doit être mise en défaut. Ces déviations doivent être les plus importantes en limite d'espace de phase, et tout spécialement pour les dimuons de grande masse. Le besoin d'explorer cette région cinématique s'est donc manifesté. Il était doublé du désir de mesurer de manière plus précise et plus détaillée les zones cinématiques déjà abordées.

C'est dans ce contexte que le spectromètre NA10 a été conçu. Son acceptance a été optimisée pour les dimuons de grande masse qui sont les plus rares puisque la section efficace décroît de manière exponentielle en fonction de la masse. Cette large acceptance devait être doublée d'une luminosité maximale, afin d'obtenir la sensibilité requise. Bien entendu, la résolution du spectromètre devait être aussi satisfaisante que possible. Ces contraintes, et plusieurs années de travail, ont permis d'obtenir le résultat de la figure 1 qui visualise les distributions des événements mesurées par les collaborations NA3 [4] et NA10 pour des conditions de faisceau similaires : un facteur 30 sépare les 2 courbes ! Nous disposons maintenant de près d'un millier d'événements dans la région de masse supérieure à celle de l' Υ .

Grâce aux caractéristiques du spectromètre NA10, il est donc possible d'observer la production de dimuons dans un large domaine cinématique. Ceci va nous permettre d'étudier les prédictions de la chromodynamique quantique de manière détaillée. Nous les calculerons pour trois modèles ou approximations différents et nous les comparerons différentiellement aux données, ce qui nous permettra de déterminer les fonctions de structure du pion. La comparaison des données au modèle de Drell-Yan montre pour la première fois des violations

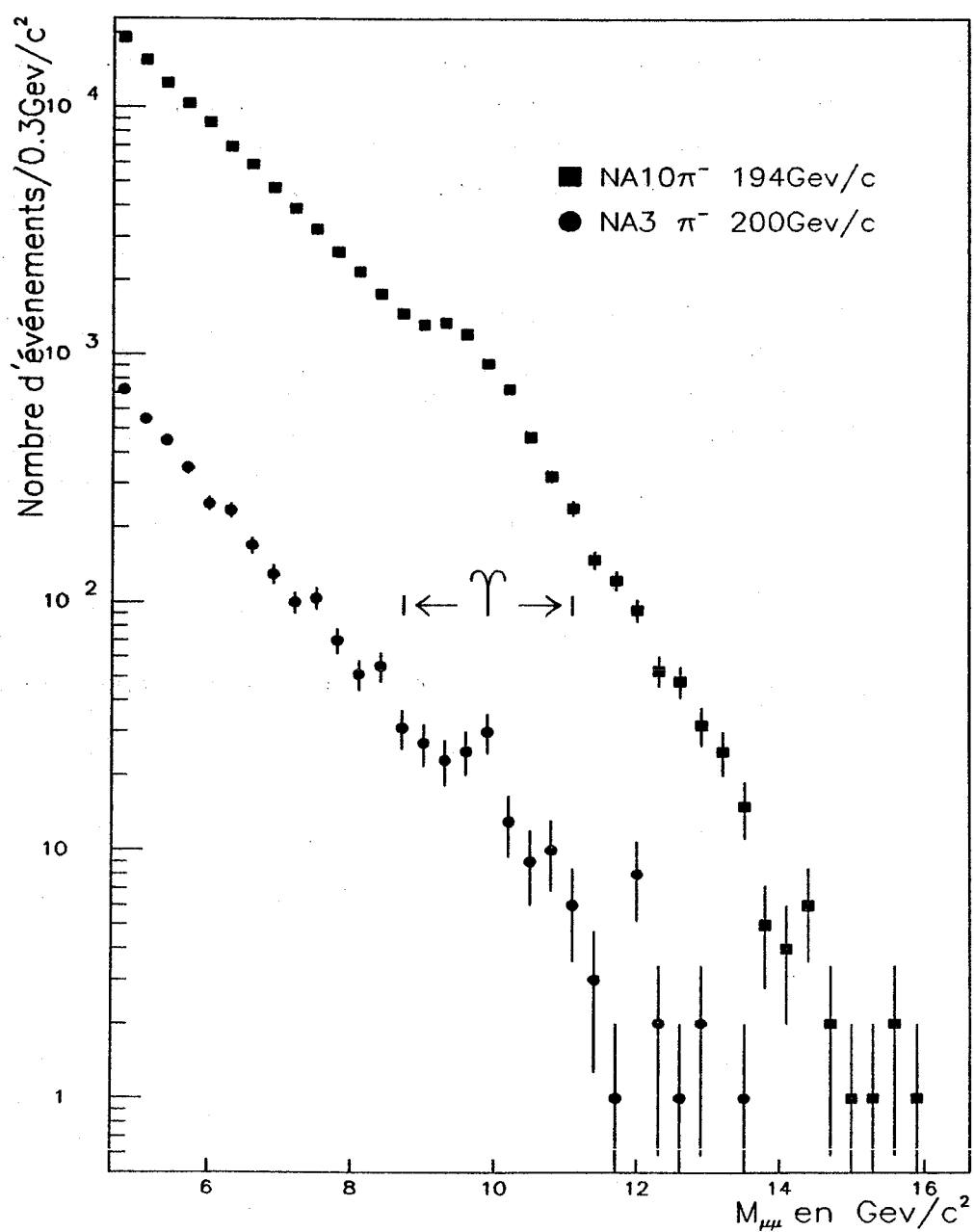


Figure 1: Spectre en masse (non corrigé d'acceptance) obtenu par NA3 et NA10

de l'invariance d'échelle dans la pioproduction de dimuons . Celles-ci sont cependant plus importantes que les violations prédites par les calculs actuels effectués dans le cadre de QCD .

Les prédictions théoriques liées aux fonctions de structure concernent essentiellement les variations de la section efficace différentielle en fonction de la masse $M_{\mu\mu}$ et de la variable de Feynman x_F de la paire de muons : nous nous intéresserons donc plus particulièrement à ces deux variables ainsi qu'à celles qui en sont dérivées .

Les 160000 événements retenus pour l'analyse présentée ici , ont été obtenus en 1981/82 avec le spectromètre de la collaboration NA10 . Celle-ci regroupe le CERN , l'Ecole Polytechnique de Palaiseau , l'Université de Naples , le CRN de Strasbourg , et l'ETH de Zurich . L'appareillage est situé dans un hall expérimental enterré (ECN3) de la zone nord du CERN qui est alimenté par un faisceau intense de π^- produit par des protons de 400 GeV/c du SPS .

Dans le premier chapitre , nous décrirons l'appareillage , puis dans le chapitre II les méthodes d'analyse seront détaillées . Le chapitre III résumera la situation théorique ; enfin , le chapitre IV présentera les résultats expérimentaux .

CHAPITRE I : APPAREILLAGE

A) INTRODUCTION

Le spectromètre NA10 [5] a été construit pour étudier la production inclusive de paires de μ (dimuon) de haute masse . La très faible section efficace d'un tel processus (quelques picobarns pour une masse supérieure à 10 GeV/c²) nécessite une très forte luminosité doublée d'une bonne acceptance ainsi que d'une excellente sélectivité du système de déclenchement.

Ces diverses contraintes fixent les caractéristiques des différents éléments qui constituent le spectromètre (voir figure 1) :

- un faisceau intense de π^- , de l'ordre de $10^9 \pi^-$ par cycle
- une cible lourde et épaisse (12 cm de tungstène)
- un absorbeur de hadrons pour identifier les muons
- un aimant pour mesurer l'impulsion des muons
- 4 hodoscopes R1 à R4 utilisés par le système de déclenchement
- 8 chambres proportionnelles à fils permettant une mesure fine des trajectoires des particules
- une géométrie symétrique autour de l'axe du faisceau

Une autre contrainte imposée par l'utilisation d'énergie et de flux élevés a été la nécessité d'enterrer le hall expérimental qui se trouve dans la zone nord du CERN (North Area High Intensity Facility), et ceci pour des raisons de radioprotection .

Dans ce chapitre , nous allons rapidement décrire ces différentes parties de l'appareillage.

B) LE FAISCEAU

1) Caractéristiques du faisceau:

La cible primaire T8 se trouve 190 m en amont du spectromètre . Les protons de 400 GeV issus du SPS y interagissent dans 500 mm de béryllium . Un

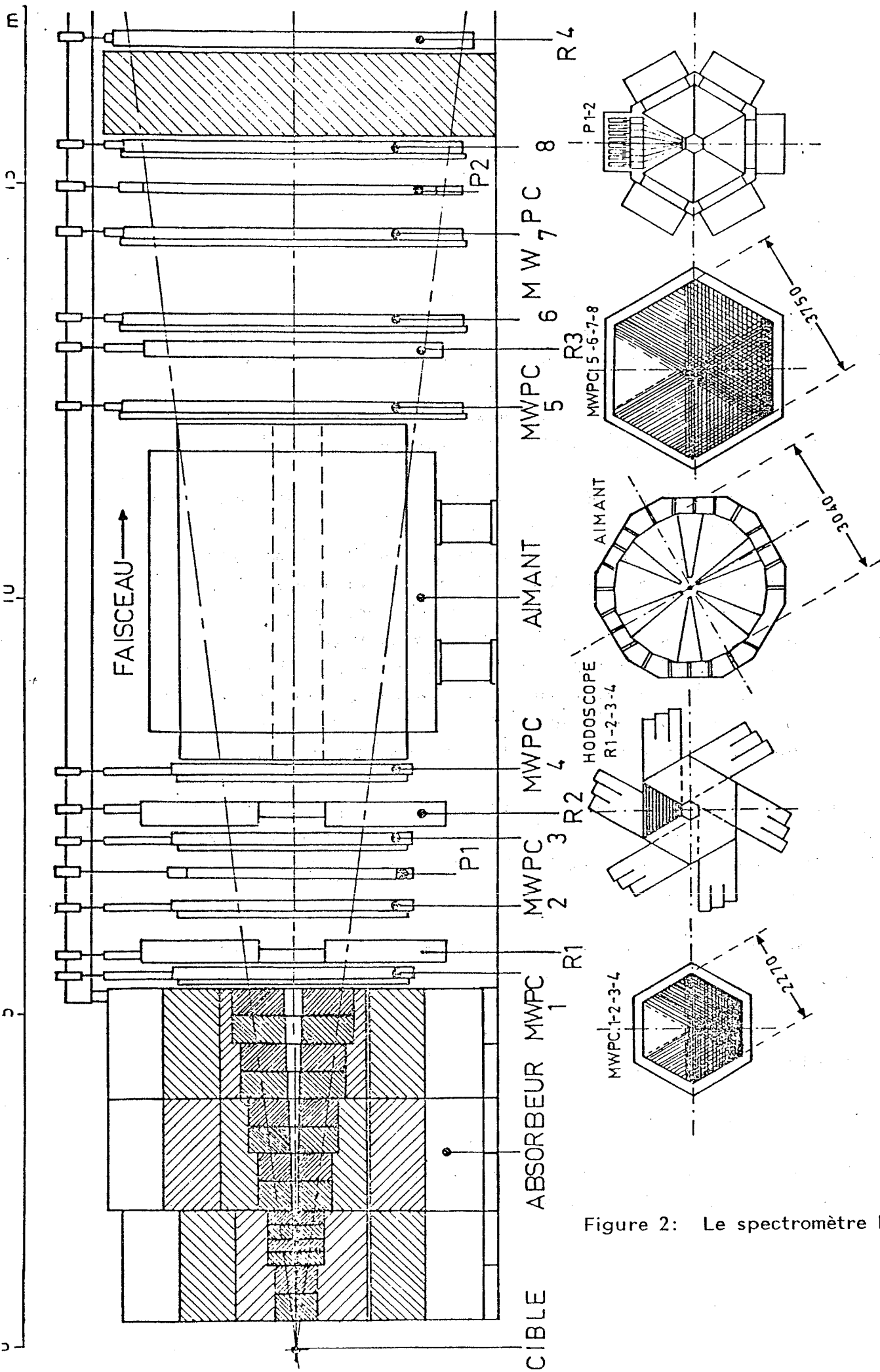
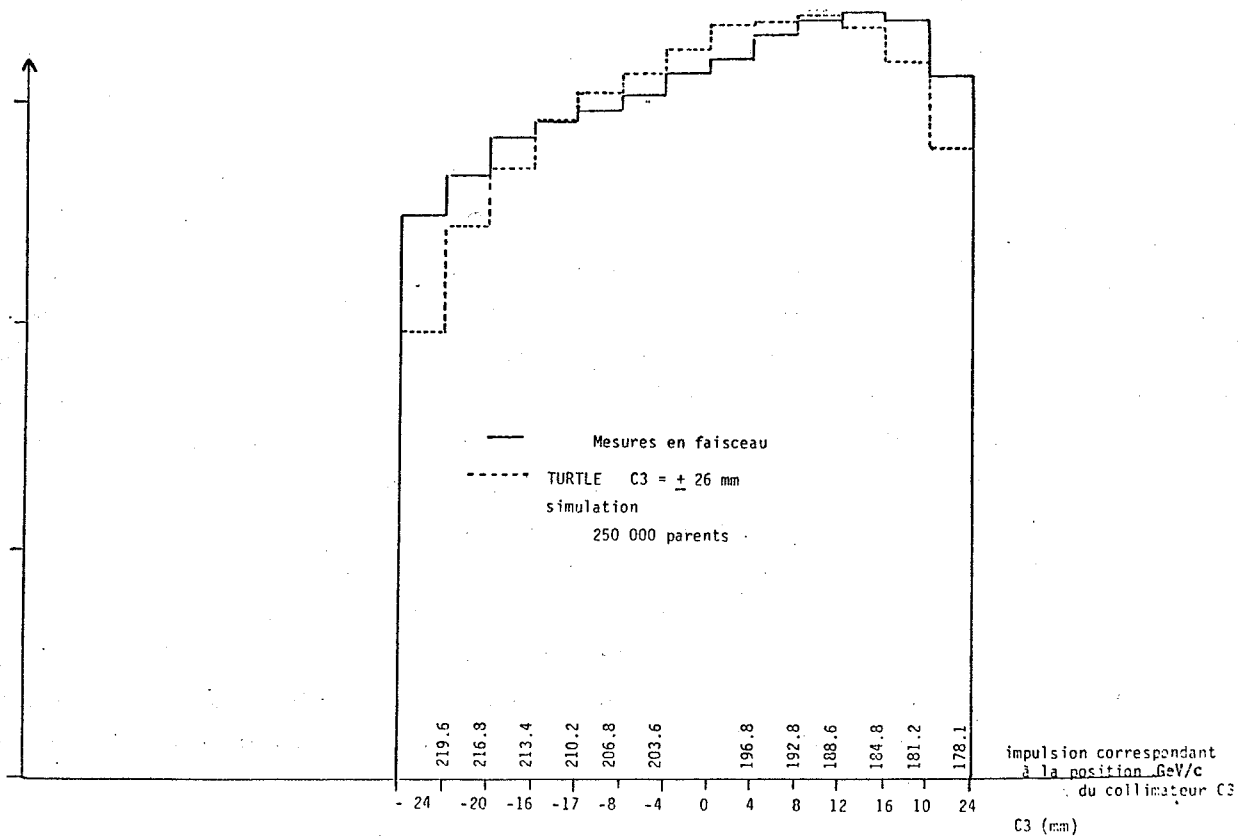


Figure 2: Le spectromètre NA10

Figure 3: Distribution d'impulsion des π^- .

ensemble d'aimants et de collimateurs sélectionnent l'impulsion des particules secondaires négatives produites (π^- , K^- , p^-), et les dirige vers la cible de l'expérience. Le faisceau primaire de protons et le reste des particules secondaires sont stoppés dans un absorbeur de Fer. La figure 3 montre la distribution en impulsion des π^- mesurée (en continue) et celle prévue par le programme de simulation TURTLE [6] (en pointillé), pour la prise des données à 200 GeV/c. La grande dispersion en énergie par rapport à l'impulsion nominale (194 ± 10 GeV/c) résulte de la nécessité d'opérer à très haut flux.

Le faisceau est ensuite focalisé par un ensemble de sextupoles sur la cible où il a les caractéristiques suivantes :

dispersion latérale	$\sigma_x = 1.35 \text{ mm}$	$\sigma_y = 2.2 \text{ mm}$
dispersion angulaire	$\sigma_{\theta_x} \leq 1 \text{ mrd}$	$\sigma_{\theta_y} = 1.1 \text{ mrd}$

Le centrage est effectué à l'aide de 4 chambres à fils placées dans le faisceau et de 3 télescopes perpendiculaires à l'axe du faisceau et pointant sur la cible .

2) Intensité:

Dans ces conditions , pour $5 \cdot 10^{12}$ protons primaires , l'intensité est de $1.9 \cdot 10^9$ particules secondaires réparties en 95% de π^- , 4.4 % de K^- et 0.6 % de p^- [7] . Une telle intensité ne peut être mesurée directement par des techniques classiques . On utilise des chambres à ionisation remplies d'argon qui présentent une relation linéaire entre le nombre de particules qui les traversent et l'intégrale de la charge électrique collectée lors du passage du faisceau . Leur linéarité est vérifiée à l'aide de télescopes pointant sur la cible et placés perpendiculairement à l'axe du faisceau . Des mesures par activation permettent d'effectuer leur calibration ainsi que de mesurer le profil du faisceau sur la cible . D'autre part , un étalonnage effectué à basse intensité ($< 10^7 \pi^-$ par cycle) à l'aide de compteurs à scintillations confirme la calibration des chambres à ionisation . L'ensemble de ces techniques permet de connaître la nombre de π^- du faisceau avec une précision de 4% .

3) le halo:

Le faisceau de π^- est accompagné d'un halo de μ dont on recense 3 sources principales :

- Le halo du faisceau de protons qui n'est pas arrêté par l'absorbeur situé après T8 et qui se propage parallèlement aux protons primaires .
- Le halo produit lors de l'interaction des protons dans la cible T8
- Les μ provenant de la désintégration des π^- du faisceau .

La première contribution est localisée d'un côté du spectromètre , dans le prolongement du faisceau de protons . La deuxième composante est relativement isotrope . La dernière composante est fortement localisée dans un plan horizontal à cause de la forme en C des aimants du faisceau . Le flux moyen du halo correspond à environ 1% de l'intensité du faisceau de π^- par m^2 .

Pour disperser le halo , on a installé des blocs de fer magnétisé le long de la ligne du faisceau . Cependant , il reste une zone où le halo de μ est important . Ceci rend nécessaire la désactivation d'un secteur angulaire de 28° envi-

ron du spectromètre . La perte d'acceptance qui en résulte est , tout compte fait , limitée parce qu'elle correspond principalement à une partie en fer de l'aimant , qui est une zone éliminée lors de l'analyse .

C) LE SPECTROMETRE

1) Les cibles:

Table 1: Caractéristiques des cibles

cible	λ_{abs} (cm)	l_{eff} (cm)	densité (g/cm ³)	N_{eff}
56mm	222.9±11.	4.44±.22	19.17±.06	513±25 10 ²³
120mm	222.9±11.	7.64±.4	18.26±.06	840±42 10 ²³

Pour les résultats qui seront présentés ici , on a utilisé 2 cibles de tungstène de 18 mm de diamètre , ce qui est largement supérieur aux dimensions transverses du faisceau . Leurs longueurs de 56 et 120 mm correspondent respectivement à une demie et une longueur d'absorption λ_{abs} . Leur longueur effective est donnée par :

$$l_{eff} = \lambda_{abs} \times (1 - \exp(-l/\lambda_{abs}))$$

Le nombre de nucléons effectifs N_{eff} est connu à $\pm 5\%$, l'incertitude venant principalement de λ_{abs} [8]. L'utilisation de ces 2 cibles , dont les caractéristiques sont données par la table 1 , a permis d'étudier les effets des réinteractions (interactions multiples des particules du faisceau dans la cible) . Le choix d'un matériau aussi dense que le tungstène a été guidé par la recherche d'une luminosité maximale .

2) Les absorbeurs:

L'absorbeur principal , situé juste après la cible a une double fonction . D'une part , sa partie centrale doit arrêter le faisceau transmis par la cible , d'autre part , sa partie extérieure joue le rôle de filtre à μ . La limite de ces 2 zones est un cône pointant sur la cible .

Pour stopper sur une courte distance un faisceau de particules énergétiques , on cherche à utiliser des matériaux ayant une longueur d'absorption aussi courte que possible . La partie centrale de l'absorbeur est donc formée de 80 cm de tungstène suivis de 320 cm d'uranium . Son ouverture angulaire de 30 mrad masque uniquement le coeur de l'aimant dans lequel le champ magnétique n'est pas utilisable . Afin de bien identifier l'origine des événements , compte tenu de la résolution sur la localisation du vertex d'interaction , un espace de 120 cm sépare la cible du début de la partie centrale de l'absorbeur .

Le filtrage des muons nécessite lui , un compromis entre la longueur d'absorption , qui doit être la plus courte possible , et la longueur de radiation qui ne doit pas être trop grande afin de ne pas aggraver la diffusion multiple , cause principale de la perte de résolution en masse du dimuon . Au vu de ces critères , et après l'étude des taux de déclenchements du système d'acquisition , la composition du filtre à μ a été fixée à 280 cm de carbone suivis de 160 cm de fer puis , à nouveau 40 cm de carbone

Afin d'améliorer l'identification des μ , un deuxième filtre de 120 cm de fer a été placé à la fin du spectromètre , juste avant le dernier hodoscope (R4) , et derrière les chambres proportionnelles . Cette localisation évite une détérioration de la résolution par la diffusion multiple dans cet absorbeur , puisque les variables cinématiques du dimuon sont calculées à partir des mesures des chambres . Le taux de comptage de R4 est ainsi réduit par rapport à celui de R3 d'un facteur 2 .

3) L'Aimant:

La géométrie de l'aimant , symétrique autour de l'axe du faisceau , a contraint celle de tous les autres éléments du spectromètre . Son champ toroïdal en $1/r$ crée une relation de proportionnalité entre l'angle de déflexion des particules et l'inverse de leur impulsion transverse . Cette relation simple permet

la détermination rapide du P_t de chacun des μ par le système de déclenchement

Diverses mesures ont montré que la symétrie, ainsi que l'homogénéité du champ, étaient constantes dans l'espace utile de l'aimant (dans un domaine annulaire de 32 à 120 cm de rayon, la variation du champ en fonction de l'angle azimuthal est inférieure à 0.5%). D'autre part, on n'observe aucune différence entre un mode de fonctionnement continu et un mode pulsé synchronisé avec le passage du faisceau, ce qui permet une économie d'énergie non négligeable (puissance crête de 6 MW) et facilite le refroidissement.

L'aimant est constitué de 6 sextants couvrant chacun 60° en azimuth. Chaque sextant comporte un secteur central de 46° d'air, le reste étant en fer (voir figure 1). A cause de la diffusion multiple et de l'impossibilité de la mesure du champ dans le fer, l'impulsion des particules passées dans le fer est très mal connue. On est donc conduit à constituer deux classes d'événements :

- les dimuons "air" ayant les 2 μ dans des secteurs air de l'aimant.
- les dimuons "fer" regroupant les autres événements.

Pour l'analyse, seuls les événements "air" seront utilisés.

4) Les hodoscopes:

Le système de déclenchement repose sur un ensemble de 4 hodoscopes (R1 à R4) à géométrie hexagonale comportant 32 compteurs par sextant (24 pour R3). Ils sont disposés de part et d'autre de l'aimant, ce qui permet une mesure rapide de l'impulsion des particules : les compteurs touchés de R1 et R2 déterminent l'angle de production, ceux de R1 R2 et R3 R4 l'angle de déflexion de la particule et donc son impulsion transverse.

Les 2 premiers hodoscopes R1 et R2 doivent sélectionner les particules provenant de la cible. Pour cela, les paires de compteurs associées par la coïncidence $R1 \cdot R2$ sont dessinées de manière à être homothétiques par rapport au centre de la cible. D'autre part, on désire que la longueur de cible ΔZ vue par une paire de compteurs (zone hachurée sur la figure 4) soit constante quel que soit l'angle de production des particules. Cette contrainte implique que les largeurs des compteurs d'un même sextant soient en progression géométrique.

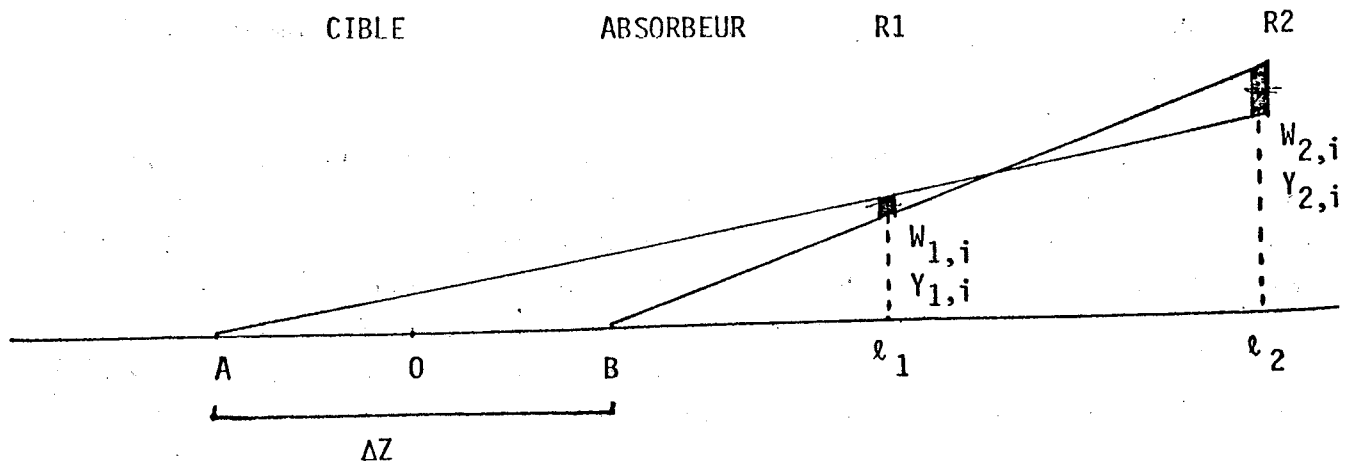


Figure 4: Association R1*R2

rique . La taille de R2 est fixée par celle de l'aimant qui se trouve juste derrière . Le nombre de compteurs par sextant (32) a été défini à partir des taux de comptage et des coûts de revient . Les caractéristiques géométriques de R1 ont ensuite été déduites de celles de R2 par homothétie . Dans le cas de R3 et R4 , les contraintes sont : une bonne réjection des μ du halo , une résolution sur la mesure de l'impulsion suffisante pour le système de déclenchement et un taux de comptage raisonnable ($\leq 10^6$ Hz par compteur) . La géométrie retenue utilise des compteurs de même largeur (55mm) , dont le nombre est fixé par des considérations d'acceptance .

Chaque compteur est constitué d'une latte de scintillateur NE110 de 1 cm d'épaisseur couplée à un photomultiplicateur à 12 dynodes (RTC 1982). Afin de ne pas perdre en efficacité à haut flux , les 3 derniers étages des photomultiplicateurs sont équipés de boosters . Le signal obtenu est amplifié d'un facteur 10 , puis est véhiculé jusqu'à la salle de comptage par un câble de 50 m de long (type RG213) . Il est mis en forme par un discriminateur programmable du type LRS 4416 de 200 MHz de bande passante , mis au point pour cette expérience . Le signal est alors utilisable pour la logique de déclenchement . L'efficacité globale de cette chaîne de détection a été mesurée sur un banc de test . Elle est supérieure à 99% pour un flux de 10^7 particules par seconde et par compteur

On dispose aussi de 2 hodoscopes à géométrie radiale : les hodoscopes P situés de part et d'autre de l'aimant . Ils permettent de réaliser un système de déclenchement indépendant des hodoscopes R . Les données ainsi prises servent à mesurer l'efficacité des hodoscopes R dans les conditions normales de fonctionnement . Elle vaut typiquement 99 % par compteurs et elle ne varie pas avec l'intensité du faisceau .

5) Les chambres proportionnelles à fils:

Les huit chambres PC1 à PC8 sont utilisées pour la mesure précise des traces , avant (PC1 à PC4) et après (PC5 à PC8) la déflexion par le champ magnétique de l'aimant . Ce sont des chambres proportionnelles multifils similaires à celles de l'expérience WA1 . Le mélange gazeux (80% argon , 20% isobutane , 0.2% fréon , 0.1% alcool isopropylique) est contrôlé et renouvelé en permanence . Elles ont toutes la même géométrie hexagonale imposée par l'aimant , et comportent chacune , 3 plans de fils en tungstène doré de $20\mu\text{m}$ de diamètre . Le pas des fils est de 3 mm , ce qui donne un nombre total de 19000 voies actives. Les cathodes sont des feuilles de mylar graphité situées à 6mm des fils . On leur applique une tension de -2800V (abaissée à -2400V entre 2 déversements) . Les signaux sont amplifiés d'un facteur 7 puis transmis par un câble de 110 m de long jusqu'au module mémoire RMH [9] . Une telle longueur de câble joue le rôle de mémoire tampon en retardant les signaux jusqu'à ce que la logique rapide du système de déclenchement ait pris une décision . L'efficacité moyenne par plan est de 98% (respectivement 97%) pour une intensité de $10^9 \pi^-/\text{cycle}$ ($2 \cdot 10^9 \pi^-/\text{cycle}$) .

Comme on l'a déjà signalé , la partie des chambres la plus exposée aux μ du halo a été désactivée ; elle correspond à un secteur angulaire de 28° . De plus , la partie centrale des chambres (soit un hexagone d'environ 30 cm de rayon) située dans le prolongement du coeur de l'absorbeur , est aussi désactivée .

D) LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT

1) Généralités:

Dans ce type d'expérience à haut flux , le processus étudié est noyé au milieu d'un important bruit de fond qui se compose de :

- Un bruit de fond d'origine physique : production de dimuons de basse masse due au continuum ainsi qu'aux résonances ($\rho, \omega, \phi, \psi, \dots$); il peut être réduit par une coupure sur la masse de l'événement .
- Un bruit de fond d'origine non physique : associations fortuites de 2 traces pouvant simuler des dimuons de haute masse .

Le rôle du système de déclenchement est justement d'arriver à reconnaître en ligne les "bons" événements parmi tout ce bruit de fond.

On réalise aisément l'ampleur du problème et les résultats obtenus lorsque l'on sait que , par cycle de 2 secondes , $10^9 \pi^-$ vont interagir dans la cible créant plus de $5 \cdot 10^8$ événements parmi lesquels ne se trouve qu'une dizaine de dimuons ayant une masse supérieure à $3 \text{ GeV}/c^2$.

2) Logique du système de déclenchement:

L'absorbeur ne devant laisser passer en principe que des μ , il suffit donc de rechercher les paires de traces provenant de la cible . C'est ce que réalise le système de déclenchement à l'aide de l'information obtenue par les 4 hodoscopes R1 à R4 . Son fonctionnement comporte 2 niveaux ; un premier niveau qui sélectionne les paires de traces pointant sur la cible et vérifiant quelques critères simples , un deuxième niveau , basé sur un système de microprocesseur effectuant des tests plus raffinés .

3) Le premier niveau du déclenchement:

C'est une partie qui fonctionne entièrement en électronique câblée . La structure logique en est la suivante (voir figure 5) :

1. Détermination en parallèle pour tous les sextants des coïncidences V entre les paires de compteurs R1 et R2 afin de sélectionner les traces provenant de la cible (soit $6 \times 32 = 192$ V possibles) .
2. Détermination en parallèle pour tous les sextants des impulsions transverses des traces à partir des coïncidences entre V, R3 et R4 . Ceci est

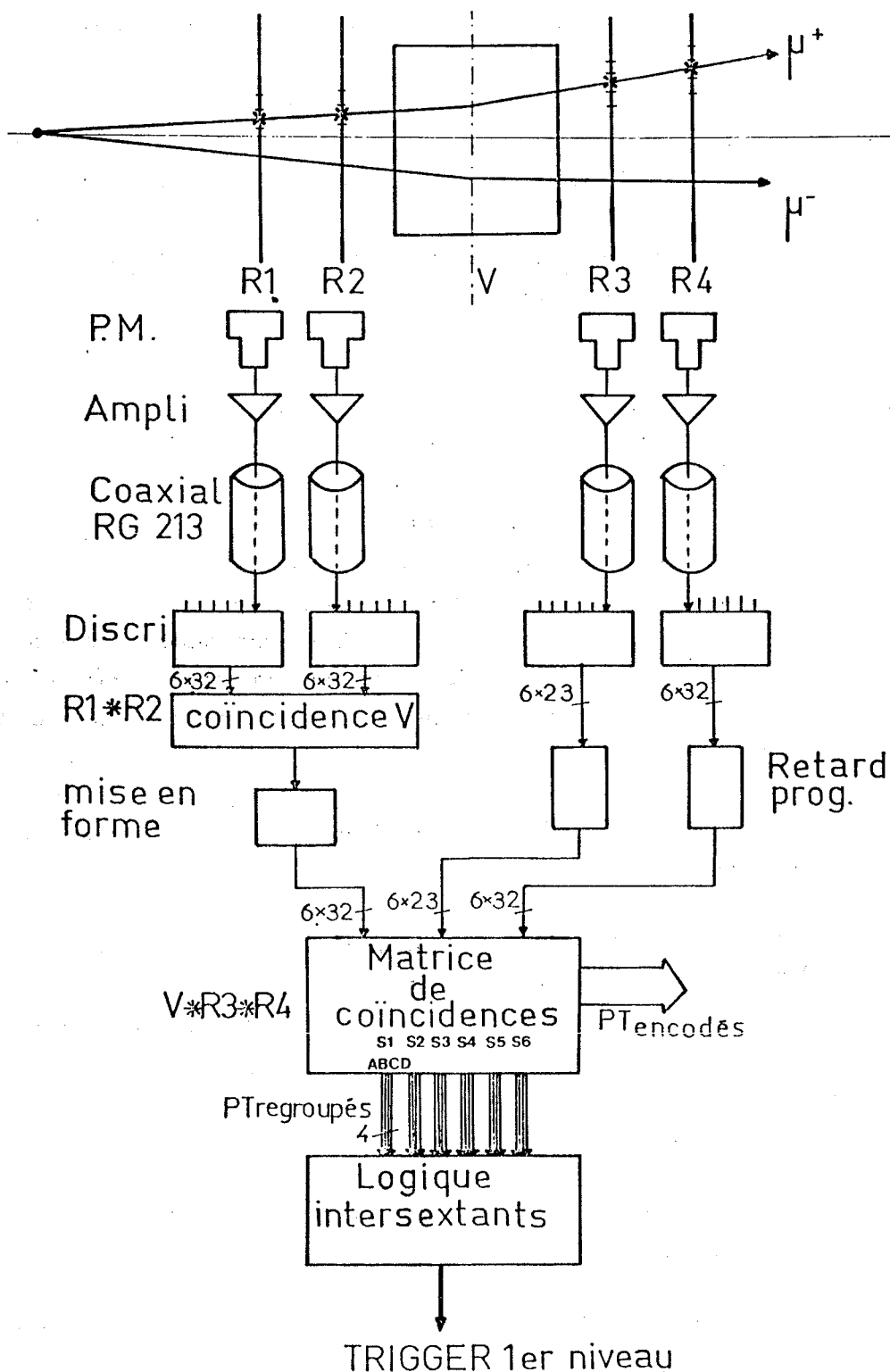


Figure 5: Logique du 1er niveau de Déclenchement

réalisé par la "matrice de coïncidence" qui fournit l'information sous 2 formes :

- a. Les P_t encodés pouvant avoir 32 valeurs différentes . Ces valeurs seront utilisées par le deuxième niveau du déclenchement .
- b. Les P_t regroupés (ou superbin) pouvant avoir les 4 valeurs :
 $P_t > 4 \text{ GeV/c}$; $4 > P_t > 2 \text{ GeV/c}$; $2 > P_t > 1.4 \text{ GeV/c}$; $1.4 > P_t > .6 \text{ GeV/c}$.
Ils sont utilisés par le premier niveau de déclenchement .

Si l'impulsion transverse de la trace est inférieure à 600 MeV/c , elle est rejetée .

3. La logique intersextants , programmable par CAMAC , associe les P_t regroupés des 15 combinaisons de sextants possibles et rejette les événements ayant une faible masse . Le calcul de la masse du dimuon utilise la formule simplifiée $M_{\mu\mu} = P_{t_1} + P_{t_2}$. Si plus de 2 traces sont détectées , un encodeur de priorité sélectionne celles qui ont la plus forte impulsion transverse . De la sorte , on privilégie l'efficacité du système au détriment de sa réjection .

Lorsque un événement satisfait les conditions du 1^{er} niveau , le système de déclenchement :

- mémorise les fils et les compteurs touchés dans la mémoire RMH
- active le 2^{ème} niveau de déclenchement
- déclenche la lecture du RMH dans la mémoire-événement disponible

4) Le deuxième niveau du déclenchement:

Il est constitué de quatre paires "mémoire-événement/microprocesseur GESPRO" gérées par un contrôleur (voir figure 6) [10]. Son intervention se situe après la logique intersextant et est constituée par :

- a. Un calcul précis de la masse du dimuon à partir des P_t encodés et des angles de production des 2 traces déduits des V et des sextants touchés . Ceci permet éventuellement de couper le bruit de fond d'origine physique (dimuons de basse masse) . La figure 7 représente la différence entre

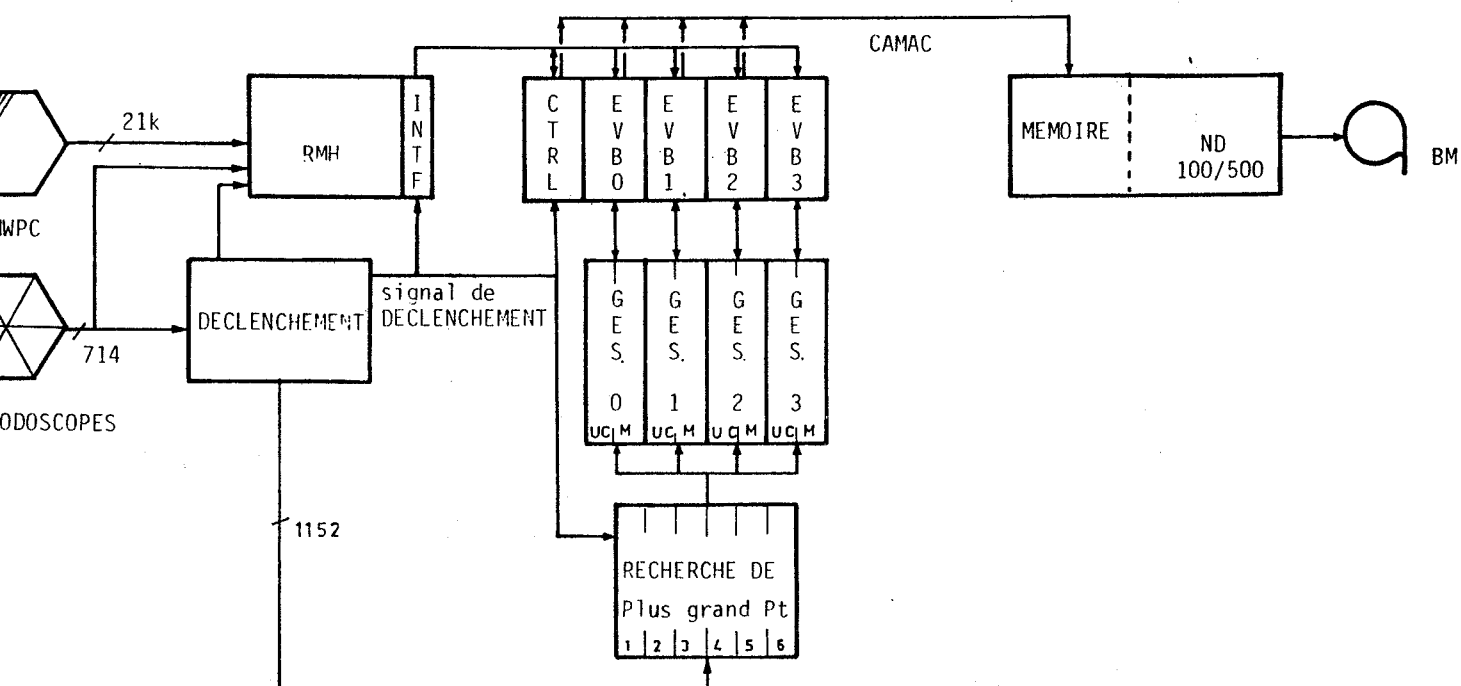


Figure 6: Schéma du 2^{ème} niveau de déclenchement

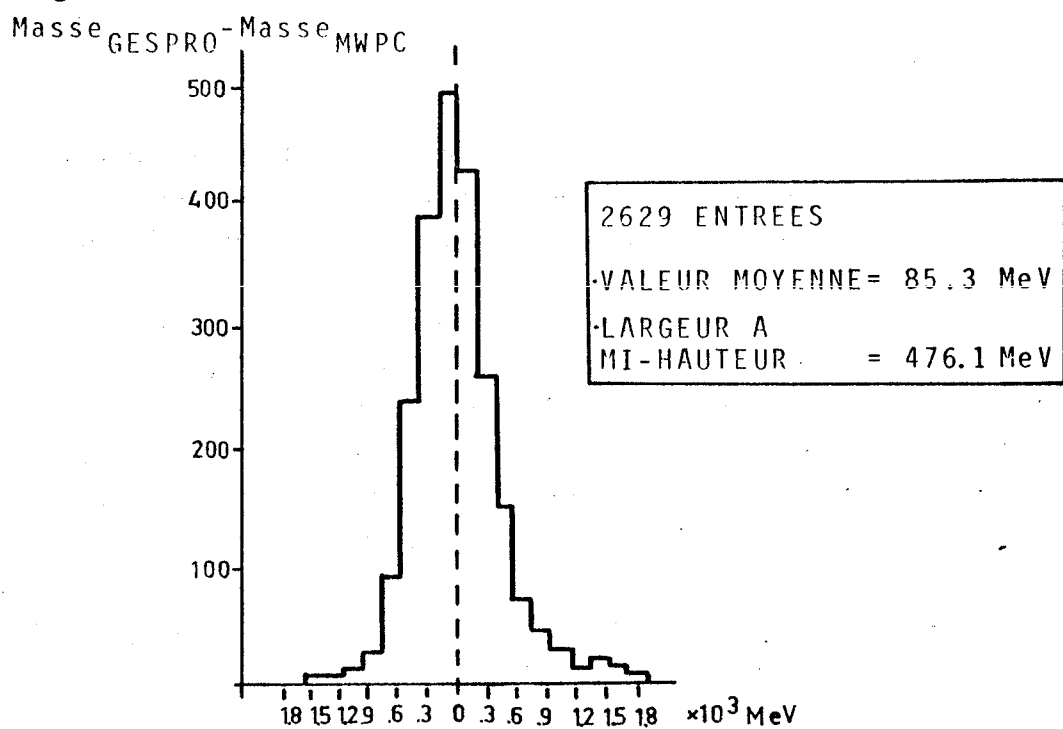


Figure 7: Résolution en masse de GESPRO

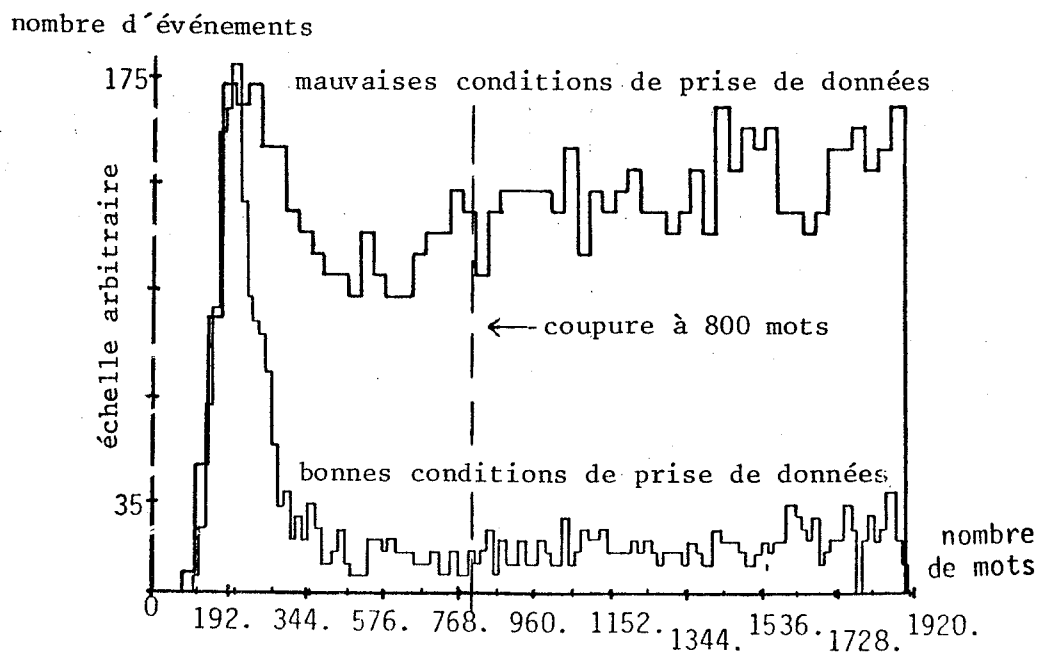


Figure 8: distribution des événements en fonction du nombre de mots pour 2 conditions différentes de prise de données .

la masse ainsi calculée (masse Gespro) et celle obtenue par le programme de reconstruction à partir des mesures des chambres . Le calcul de la masse est effectué pendant le transfert RMH-mémoire-événement .

- b. Une sélection sur le nombre de mots , et sur le nombre de compteurs touchés de l'événement . Seuls les événements ayant une faible multiplicité sont des "bons" dimuons . En effet l'étude des événements à haute multiplicité montre qu'ils sont produits par des gerbes hadroniques localisées dans le temps (début de déversement) ou dans l'espace (sextants 4 et 5 où le halo est important) . C'est donc du bruit de fond . Les valeurs standard des coupures en multiplicités sont de 48 (8 à 15) sur le nombre de mots compteurs et de 800 (200) sur le nombre total de mots . Les chiffres entre parenthèses correspondent aux valeurs moyennes observées pour un bon dimuon .

Pour étudier les éventuels biais introduits par le 2^{ème} niveau de déclenchement, un échantillon (1/15 généralement) des événements acceptés par le premier niveau de déclenchement est acquis sans être filtré par le deuxième niveau de déclenchement. La figure 8 donne la distribution des événements en fonction du nombre de mots pour 2 conditions différentes de prise de données. La courbe qui présente un pic correspond à de bonnes conditions (faisceau de faible intensité, peu de halo), le nombre moyen de mots est de l'ordre de 200. La courbe sensiblement plate a été obtenue lorsque les conditions de prise de données étaient moins bonnes. La queue de la distribution qui correspond au bruit est beaucoup plus importante. Les coupures réalisées par le déclenchement de deuxième niveau introduisent une légère inefficacité qui dépend de l'intensité du faisceau de π^- . Elle est de 0.5% (respectivement 1.5%) pour une intensité de $10^9 \pi^-/\text{cycle}$ ($2 \cdot 10^9 \pi^-/\text{cycle}$).

5) Enregistrement des données:

Pour minimiser le temps d'acquisition des événements on a choisi de faire une seule acquisition par déversement. Le signal de début de déversement initialise l'acquisition qui est terminée par le signal de fin de déversement. A chaque déclenchement de premier niveau, l'événement correspondant est transféré du RMH vers la mémoire associée à un Gespro disponible à la vitesse de 150ns/mot. Un deuxième événement peut-être acquis pendant que le premier est encore en cours de traitement par Gespro et qu'un autre est en cours de transfert CAMAC (2.5µsec/mot) vers l'ordinateur d'acquisition. Le processus continue jusqu'à la fin du déversement ou jusqu'à ce que la mémoire de l'ordinateur d'acquisition (182K) soit saturée. Dans ce dernier cas, on perd une partie du déversement.

6) Performances du système de déclenchement:

Dans des conditions normales de prise de données ($1.1 \cdot 10^9 \pi^-/\text{cycle}$) le premier niveau de déclenchement accepte 600 événements par cycle. Les coupures en multiplicité du deuxième niveau réduisent ce nombre à une soixantaine, soit un taux de rejection d'environ 10. Dans ces conditions, le temps actif du système est de 98%. Sa variation en fonction de l'intensité est donnée par la figure 9. En l'absence de rejection, le temps mort vient essentiellement du transfert des événements vers l'ordinateur d'acquisition. La rejection apportée par le déclenchement de deuxième niveau apporte un gain de temps actif ainsi

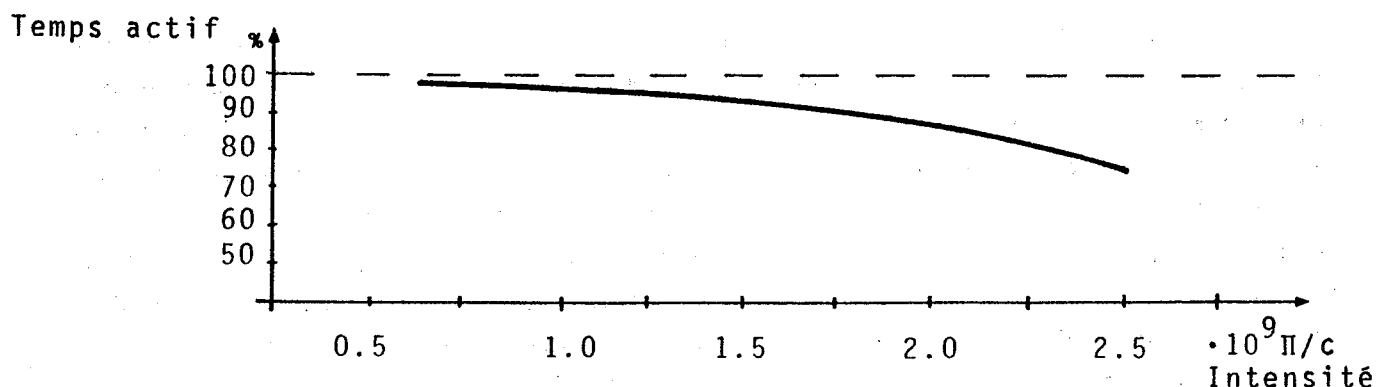


Figure 9: Variation du temps actif en fonction de l'intensité

qu'une réduction du nombre d'événements écrits sur bande magnétique , c'est-à-dire un gain de temps calcul lors de la reconstruction . Suivant l'intensité du faisceau , les bandes contiennent de 25 à 65% de bons événements ce qui , compte tenu de la statistique , signifie environ 400 bandes pour la prise de donnée à $194 \text{ GeV}/c$. Remarquons que le temps actif pourrait être facilement amélioré par le deuxième niveau de déclenchement si on rejetait les événements J/ψ par une coupure en masse . On introduirait alors une inefficacité de 0.9% pour les événements entre 4.05 et $5 \text{ GeV}/c^2$ et nulle pour les masses supérieures et ceci à une intensité de $2 \cdot 10^9 \pi^-$ par déversement . Néanmoins , ces événements ont été conservés pour la normalisation des dimuons de haute masse , la perte de temps actif consécutive étant tout à fait acceptable .

D) CONCLUSION

Le spectromètre , tel que nous venons de le décrire , permet de travailler sans problème majeur et avec une efficacité globale d'environ 90% , à des intensités de quelques $10^9 \pi^-$ par cycle . Compte tenu de la disponibilité du SPS , et donc du nombre de protons utilisable , il a été possible d'atteindre une luminosité intégrée supérieure à 10^{40} cm^{-2} en 65 jours annuels de prise de données. Ceci nous a permis d'entreprendre une étude détaillée de la production de dimuons dans des régions cinématiques intéressantes grâce à la forme de l'acceptance que nous allons décrire dans le chapitre suivant .

CHAPITRE II : ANALYSE DES DONNEES

A) INTRODUCTION

Vis à vis de son titre , le chapitre précédent n'est pas complet ; il lui manque une partie qui pourrait s'appeler " Centre de calcul " . En effet , la description de l'appareillage s'arrête , par respect des coutumes , au système d'acquisition . Mais à ce stade-là , aucune physique n'est possible , puisque les événements ne sont que des listes de fils et de compteurs touchés . Un long travail d'analyse nécessitant d'importants moyens de calcul est alors nécessaire.

Avant d'entrer dans les détails , résumons les grandes lignes de l'analyse . Il faut tout d'abord reconstruire les traces constituant les événements et calculer les grandeurs cinématiques correspondantes . Ceci doit être fait en veillant à éliminer le bruit de fond , sans perdre du signal . On obtient alors les distributions d'événements mesurées par l'appareillage en fonction des paramètres qui nous intéressent . Mais ces distributions ne sont pas directement comparables aux prédictions d'un modèle physique , puisque d'une part , la zone sensible du spectromètre ne couvre qu'une partie de l'espace de phase (effet d'acceptance) , et que d'autre part , la résolution de l'appareillage , qui n'est pas parfaite , introduit un lissage des mesures . Le pont qui permet de relier les distributions mesurées aux vraies distributions est le programme de simulation , aussi appelé MONTE CARLO .

Mais le Monte Carlo , associé avec le programme de reconstruction , est un pont qui fonctionne à sens unique : il transforme une section efficace donnée en une distribution d'événements mesurés par l'appareillage . Son utilisation est donc particulièrement bien adaptée au test des modèles théoriques , où l'on se pose les questions : Ce modèle reproduit-il nos données ? Quelles sont les valeurs des paramètres libres du modèle ? La comparaison différentielle du nombre d'événements mesuré et de celui prédit par le modèle grâce au Monte Carlo permet de répondre à ces questions .

L'obtention des sections efficaces nécessite une démarche inverse à celle du Monte Carlo et présente par conséquent quelques difficultés . En effet , si la correction d'acceptance est simple à faire , une division terme à terme suffit ,

les corrections de résolution sont beaucoup plus délicates à réaliser puisque formellement il s'agit d'une déconvolution . Ce travail est grandement facilité par l'utilisation d'un Monte Carlo dont les distributions de génération ont été ajustées de manière à reproduire nos données . Nous détaillerons dans le dernier paragraphe de ce chapitre les problèmes rencontrés .

B) LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION

1) Structure du programme:

Le matériau de base dont dispose le programme de reconstruction DIMUREC est la liste des fils et compteurs touchés, l'état du système de déclenchement qui a sélectionné l'événement ainsi que la valeur des échelles de comptage utilisées pour la normalisation.

Avant de procéder à la reconstruction des traces, le programme examine la liste des compteurs touchés. Il en déduit les sextants où le système de déclenchement a vu une particule. C'est uniquement dans ces sextants qu'il continue sa recherche de traces.

Chaque trace est constituée de 2 segments de droites que l'on reconstruit l'un après l'autre. On commence tout d'abord par rechercher les segments dans le télescope arrière, qui est la partie du spectromètre la moins illuminée puisque l'aimant a balayé toutes les particules faiblement énergétiques. Pour chaque trace arrière, on essaie d'associer une trace avant (l'aimant étant la zone de séparation). On obtient alors des traces complètes dont la déflexion dans l'aimant, ainsi que l'angle de production, donne la quadri-impulsion. Par combinatoire, on les associe 2 à 2 pour déterminer les vertex et les paramètres cinématiques du dimuon correspondant (dans la plupart des cas on ne reconstruit que 2 traces complètes). Les événements une fois reconstruits sont écrits sur une "Split tape" qui contient à la fois la liste des fils et compteurs touchés et l'ensemble des paramètres calculés par le programme de reconstruction. Les "Split tape" servent à la production de bandes "DST" et "microDST" où seule l'information cinématique des événements sélectionnés pour l'analyse est conservée.

2) Reconstruction d'une trace:

Pour reconstruire un segment de trace, 2 démarches sont envisageables :

- chercher les traces en projection, puis associer les segments mesurés dans les 3 projections pour former une trace dite espace. (A chaque plan de fils d'une chambre, on associe une projection qui est définie comme le plan perpendiculaire aux fils de la chambre et qui contient l'axe du faisceau. Une

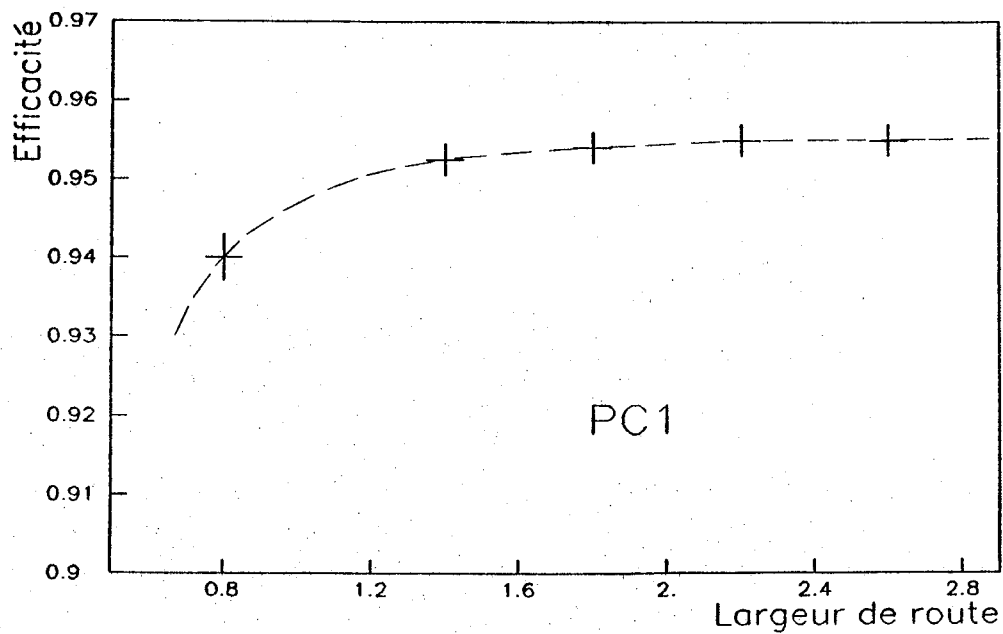


Figure 10: Efficacité en fonction de la largeur de route

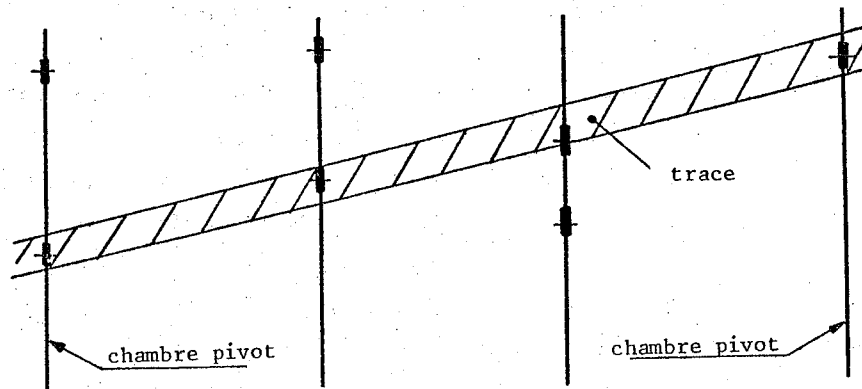


Figure 11: Association des impacts dans les chambres

chambre ayant trois plans de fils , on a donc trois projections appelées Y,U,V .

- chercher des points espace dans chaque chambre , puis les associer pour obtenir une trace espace .

Compte tenu du bruit de fond élevé dans les chambres (en particulier dans le télescope avant) , c'est la première solution qui a été retenue . Lorsqu'une particule traverse le plan d'une chambre , elle peut "allumer" plusieurs fils voisins (environ 25 % des cas) . Il faut donc , dans un premier temps , définir les impacts par un centre de gravité et une largeur , fonction du nombre de fils consécutifs touchés .

La reconstruction commence dans le télescope arrière . Pour chacune des projections , on effectue une double boucle sur les impacts des deux chambres extérieures appelées chambres pivots (chaque télescope a 4 chambres) . Pour chaque couple d'impacts , on définit une zone dont la largeur est proportionnelle à celle des impacts (zone hachurée de la figure 11). La constante de proportionnalité est appelée largeur de route . Si dans cette zone on trouve au moins 1 impact pour l'une des 2 chambres intérieures et si l'inclinaison du segment n'excède pas certaines valeurs limites , on considère alors que l'on a une trace en projection .

Pour constituer la trace espace , on associe 2 à 2 les traces en projection et l'on demande la validation par une trace de la troisième projection . Si elle n'est pas obtenue , mais si il existe au moins 2 impacts compatibles dans la troisième projection , la trace espace est aussi considérée comme bonne .

Chaque trace arrière est alors extrapolée dans le plan médian de l'aimant . Ces extrapolations associées avec la cible , permettent de définir les enveloppes des traces avant possibles . Les impacts qui se trouvent hors de ces enveloppes ne sont pas pris en compte , ce qui permet une réduction de l'inefficacité et un gain de temps calcul significatif . En effet , le télescope avant comporte en moyenne 4 à 5 fois plus d'impacts que le télescope arrière . La suite de la reconstruction dans le télescope avant est alors identique à celle du télescope arrière .

Dans cet algorithme , la largeur de route est le facteur auquel on est le plus sensible . C'est le paramètre qui définit la précision d'alignement des impacts . Si sa valeur est trop grande , on risque d'associer fortuitement divers impacts . Ceci crée du bruit (traces "fantômes ") et introduit des erreurs de mesure sur les bonnes traces , ce qui diminue la résolution . Si au contraire , sa valeur est trop faible , on élimine des bons impacts au détriment de l'efficacité et de la résolution . Un optimum doit être trouvé . La figure 10

montre la variation de l'efficacité de reconstruction pour un demi-plan de fils en fonction de la largeur de route . On observe une variation rapide de l'efficacité pour les petites largeurs de route (perte d'impacts) , puis un plateau . Pour la production standard , on a utilisé la valeur de 0.9 .

Afin d'éliminer les vieilles traces vues par les chambres qui ne sont pas en temps avec l'événement (le temps de "mémoire" des chambres est supérieur à 100ns) , on s'assure de la présence de compteurs touchés sur le passage de la trace reconstruite (le temps de mémoire des compteurs est de l'ordre de 10ns)

L'impulsion est estimée par un processus itératif . L'angle de déflexion donne une première estimation de l'impulsion . A l'aide de cette valeur on propage , pas à pas , par tranche de 16 cm , la trace dans le champ toroïdal de l'aimant . On compare alors la déflexion ainsi calculée à celle mesurée et l'on corrige en conséquence la valeur de l'impulsion . On refait une nouvelle itération si nécessaire . Moins de 1% des traces nécessitent plus de deux itérations . La précision de la détermination de l'impulsion est meilleur que 2% et est indépendante de l'impulsion transverse . On corrige enfin l'impulsion des pertes d'énergie subies dans l'absorbeur et dans la cible , ainsi que des effets de la diffusion multiple .

Dans les conditions habituelles de fonctionnement , l'efficacité du programme est d'environ 98 % pour la reconstruction d'un dimuon . Cette perte de 2 % provient de l'inefficacité de détection des chambres et de l'existence de critères d'association dans le programme (largeur de route , association des traces avant-arrière dans l'aimant , association avec la cible) . Cette origine géométrique fait que la perte de bonnes traces dépend peu de sa localisation dans le spectromètre . Ceci assure l'absence de corrélation entre l'inefficacité de reconstruction et les caractéristiques cinématiques du dimuon . Lorsque l'intensité du faisceau de π^- augmente , les traces parasites (μ du halo , "punch trough") deviennent de plus en plus nombreuses , et donc le nombre d'impacts à traiter par le programme augmente . Il en résulte une perte d'efficacité supplémentaire , de l'ordre de 2 % dans les conditions les plus extrêmes ($2.10^9 \pi^-/\text{cycle}$) .

3) Recherche du vertex de l'événement:

La reconstruction des impacts telle que nous venons de la décrire , fournit un certain nombre de traces "espace" dont on connaît la quadri-impulsion . Ce nombre doit être au moins égal à 2 pour que le traitement de l'événement continue . Lorsque l'événement comporte plus de 2 traces , le programme considère toutes leurs combinaisons deux à deux et pour chacune d'elle , détermine le vertex ainsi que les paramètres cinématiques du dimuon correspondant . Ce surnombre n'est pas inquiétant , puisqu'en général les traces excédentaires sont du bruit . Celle-ci seront rejetées lors de l'application des coupures fines décrites dans le paragraphe C .

La position du vertex de l'interaction , suivant l'axe du faisceau , est obtenue en minimisant la somme quadratique des distances entre les 2 traces et l'axe du faisceau , dans un plan qui lui est perpendiculaire . La figure 12 donne la distribution des vertex en fonction de leur position sur l'axe du faisceau pour différents intervalles de masse . La définition du vertex s'améliore avec la masse puisque la diffusion multiple dans l'absorbeur devient moins importante grâce à l'augmentation de l'impulsion des μ .

Pour le calcul des paramètres cinématiques du dimuon , on fixe le vertex au centre de la cible , la position mesurée ne servant que de critère de qualité de l'événement .

4) Cinématique du dimuon:

Les différents paramètres cinématiques du dimuon sont obtenus à partir des impulsions P_{μ_1} et P_{μ_2} de chacun des μ :

$$\text{Masse du dimuon : } M_{\mu\mu} = \sqrt{(E_{\mu_1} + E_{\mu_2})^2 - (P_{\mu_1} + P_{\mu_2})^2} \quad \text{II.1}$$

$$\text{Impulsion transverse : } P_{t\mu\mu} = P_{t\mu_1} + P_{t\mu_2} \quad \text{II.2}$$

$$\text{Impulsion longitudinale dans le centre de masse : } P_{l\mu\mu} = P_{l\mu_1} + P_{l\mu_2} \quad \text{II.3}$$

Le système du centre de masse est celui de la réaction pion-nucléon . Le carré de l'énergie disponible dans ce repère est appelé S et vaut environ 365 GeV^2 . Cette quantité permet de définir un ensemble de variables sans dimension particulièrement bien adapté à la description théorique du processus :

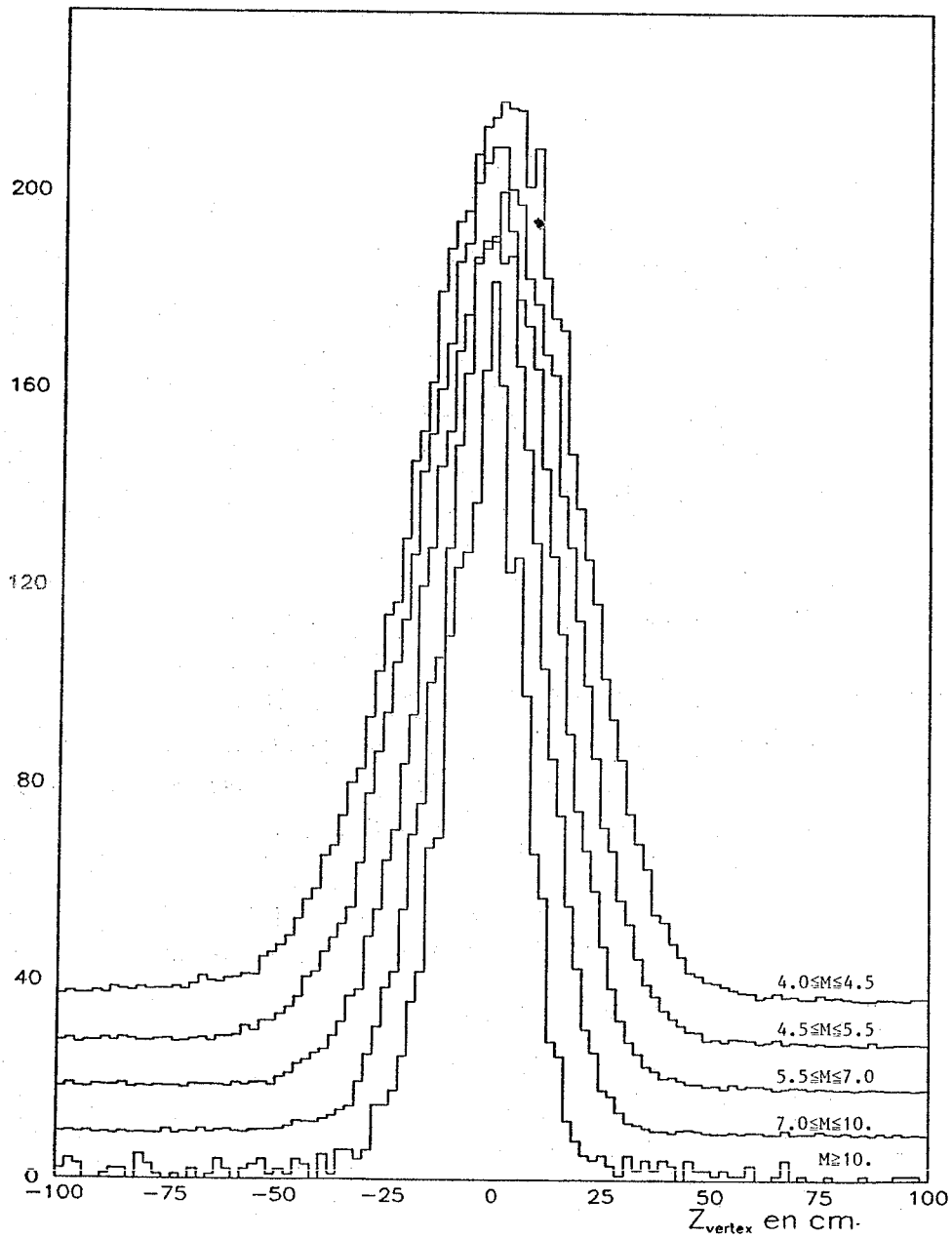


Figure 12: Distribution de la position du vertex du dimuon pour plusieurs intervalles de masse

$$\tau = M_{\mu\mu}^2 / S \quad \text{II.4}$$

$$x_F = 2 \cdot P_{l\mu\mu} / \sqrt{S} \quad \text{II.5}$$

$$x_1 = (x_F + \sqrt{x_F^2 + 4\tau}) / 2 \quad \text{II.6}$$

$$x_2 = (-x_F + \sqrt{x_F^2 + 4\tau}) / 2 \quad \text{II.7}$$

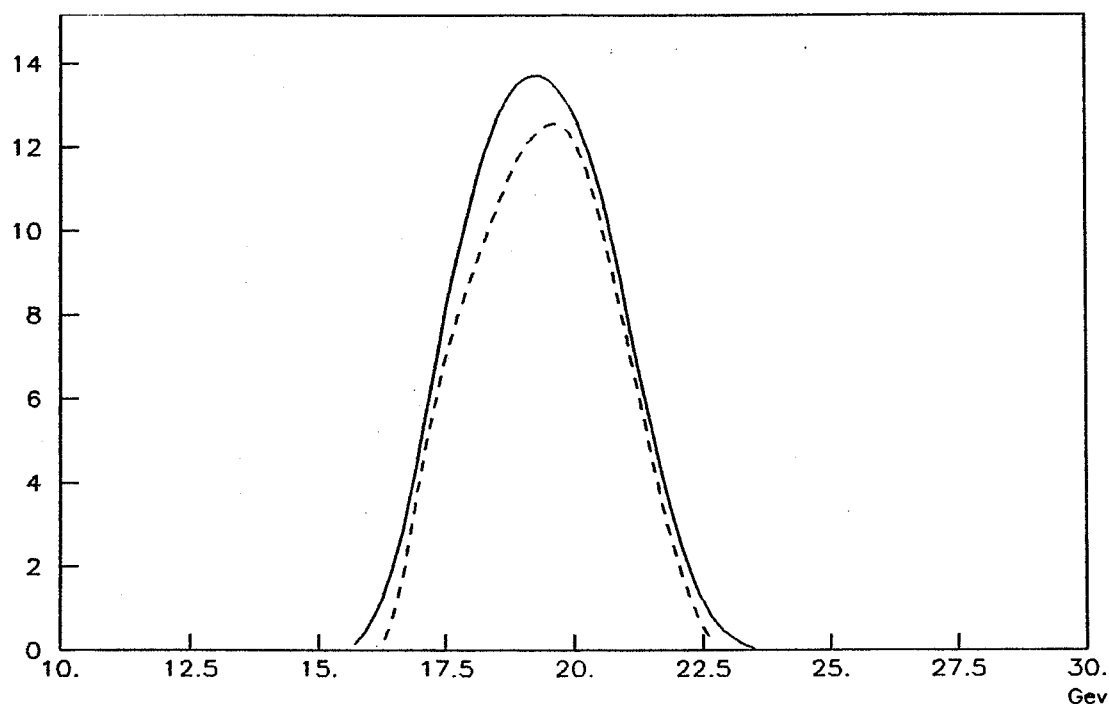


Figure 13: Distribution de l'énergie disponible dans le centre de masse

On a bien sûr les relations :

$$x_F = x_1 - x_2 \quad 11.8$$

$$T = x_1 \cdot x_2 \quad 11.9$$

les grandeurs x_1 et x_2 ainsi définies, s'interprètent comme les fractions d'impulsion longitudinale des quarks du pion et du nucléon qui s'annihilent pour donner le photon virtuel (voir paragraphe III D) .

5) Valeur de S (carré de l'énergie disponible) :

Du fait de la dispersion en impulsion du faisceau et du moment de Fermi du nucléon cible, le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse (S) varie d'un événement à l'autre. Sa distribution est donnée par le trait continu de la figure 13. La ligne pointillée correspond au cas d'un faisceau monoénergétique ($E_\pi = 194 \text{ GeV}/c$). Dans ce cas, seul intervient le moment de Fermi. On réalise ainsi son importance sur la dispersion de S autour de sa valeur nominale.

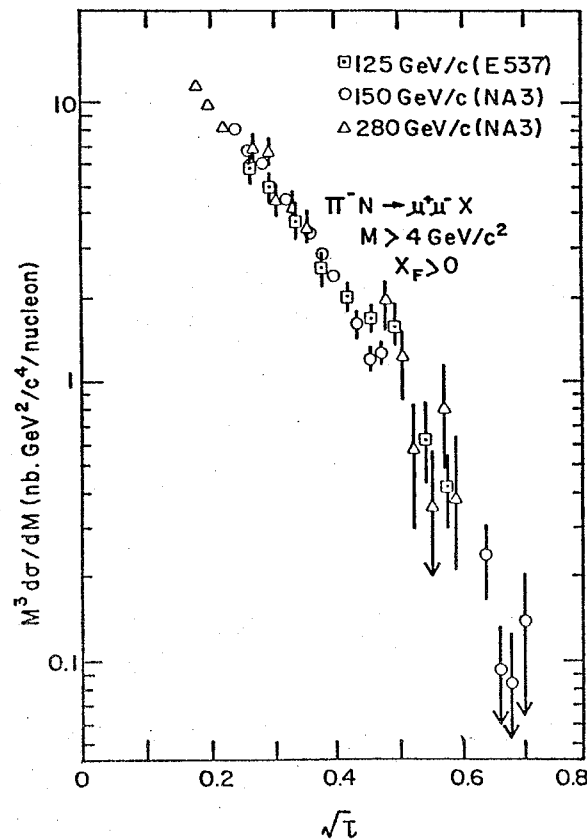


Figure 14: $M^3 d\sigma/dM$ pour plusieurs énergies [2]

Dans l'analyse des données , la valeur de S intervient dans plusieurs conditions . Ceci nous conduit à utiliser différentes valeurs de S :

- Valeur utilisée lors de la génération des événements Monte Carlo : pour ces événements la valeur de S est parfaitement connue , bien qu'elle varie d'un événement à l'autre suivant la distribution de la figure 13 . C'est cette valeur connue qui est utilisée pour calculer les variables de génération du dimuon qui dépendent de S .
- Valeur utilisée par le programme de reconstruction : Cette valeur intervient , entre autres , dans la définition de τ par la relation : $S = M_{\mu\mu}^2 / \tau$. L'étude des événements Monte Carlo montre que S ainsi défini , varie avec la masse $M_{\mu\mu}$ du dimuon suivant la relation :

$$S(M) = (19.4 - .04 \times M_{\mu\mu} + .01 \times M_{\mu\mu}^2)^2 \text{ GeV}^2 \quad \text{II.10}$$

Cette dépendance est utilisée pour le calcul des paramètres cinématiques sans

dimension (τ , x_F , x_1 , x_2) mesurés par le spectromètre . Elle se comprend facilement lorsque l'on sait que l'acceptance du spectromètre dépend de la masse du dimuon et de S . Insistons sur l'absence de sens physique de cette valeur de S . Ce n'est qu'une "constante de calibration" du spectromètre qui sert à mesurer τ .

- Valeur utilisée lors du calcul des expression théoriques : lors de l'analyse , on fait l'hypothèse que la section efficace de production de dimuons varie en fonction de S comme $1/S$ à τ constant . Ceci est bien vérifié expérimentalement puisque les distributions de $M^3 d\sigma/dM = S\sqrt{\tau}^3 d\sigma/\sqrt{\tau}$ ne dépendent pas de S (voir figure 14) . Grâce à cette hypothèse , on ramène nos données à une seule énergie qui est celle qui correspond à la moyenne de la distribution en $1/S$ des événements générés . Cette valeur est :

$$S=19.11^2 \text{ GeV}^2$$

C) LA SELECTION DES EVENEMENTS

1) Le bruit de fond:

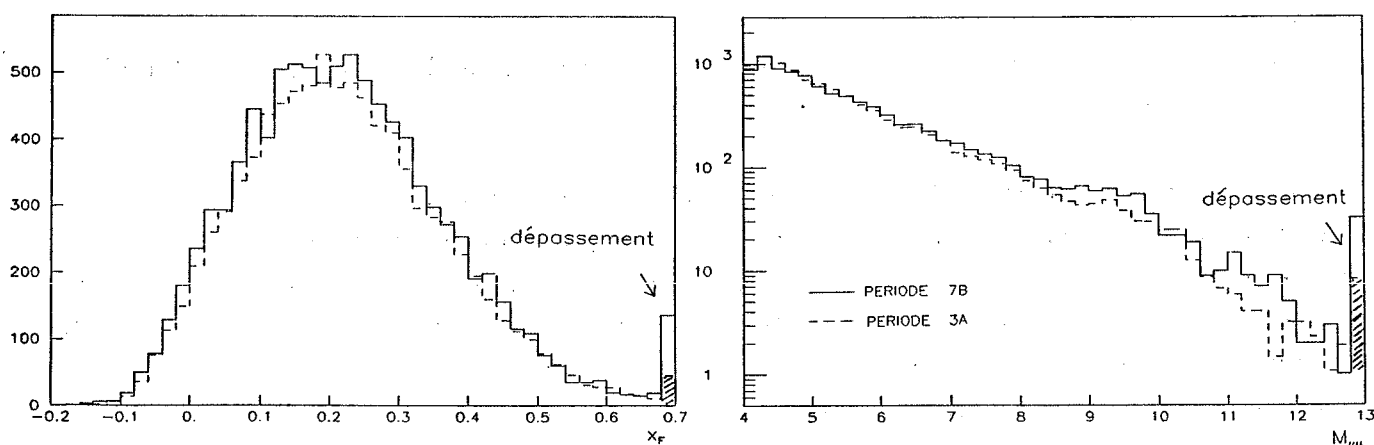


Figure 15: Distribution en masse et x_F pour 2 périodes différentes

Parmi les événements reconstruits se trouve un certain nombre d'événements parasites . La figure 15 les met clairement en évidence : elle représente les

distributions des événements reconstruits en fonction de leur masse et de x_F pour 2 périodes de prise de données différentes . Les courbes sont tout à fait semblables , sauf à grande masse et grand x_F ("dépassement") , où il apparaît des événements dont l'existence dépend uniquement de la qualité de la prise de données de la période considérée . Pour les distributions des dimuons de même signe , cet effet est bien plus violent . Ceci est une signature claire de la présence de bruit de fond dans nos données à ce stade de l'analyse .

Les événements parasites sont obtenus par l'association de 2 μ d'origines différentes , d'un vrai μ et d'un "fantôme" , ou encore de 2 fantômes . On appelle "fantôme" une trace créée par le programme de reconstruction : ce sont en général des combinaisons de punch-through (gerbe électromagnétique se développant à la fin de l'absorbeur) pour le bras avant et des μ du halo pour le bras arrière du spectromètre .

Les différentes origines des μ individuels sont :

- Le halo qui accompagne le faisceau . Il contient des μ^+ produits lors de l'arrêt du faisceau de protons , des μ^- provenant de la désintégration des π^- du faisceau , et des $\mu^\pm$ provenant de la désintégration des $\pi^\pm$ et $K^\pm$ produits dans la cible primaire T8 .
- Les μ de désintégration des π et des K produits dans la cible du spectromètre ou dans l'absorbeur .

Pour ne pas perdre de bons événements , le programme de reconstruction fonctionne avec des critères d'association ayant une bonne marge de sécurité qui laisse passer une partie de ce bruit de fond . Une étude plus fine permettant de rejeter les mauvaises traces est alors nécessaire . Pour cela , on a défini des critères de sélection basés sur des contraintes purement géométriques afin de ne pas biaiser les distributions physiques . La mise en oeuvre de ces critères consiste à déterminer des quantités pour lesquelles les distributions des bons événements diffèrent fortement de celle du bruit . L'application de coupures sur ces distributions réalise la séparation du signal et du bruit .

2) La coupure globale:

C'est notre principal critère de sélection . Les autres coupures ont plutôt pour but d'éliminer les effets de bord du spectromètre . Lors de la conception

de la coupure globale , on a défini un paramètre , GLOCUT , qui donne une indication précise sur la qualité d'une trace . Le paramètre GLOCUT est composé de plusieurs termes . En augmentant ainsi l'information disponible sur la trace , on améliore la sélectivité de la coupure . En vue d'une manipulation statistique aisée , on a cherché des termes qui ont une distribution gaussienne , et qui sont aussi indépendants et peu corrélés que possible .

L'étude du bruit de fond montre que trois quantités peuvent être utilisées :

- RTARGET = Distance , au niveau de la cible , entre l'axe du spectromètre et la trace mesurée dans le télescope avant . Ce terme contient la diffusion multiple dans la cible et l'absorbeur et l'imprécision de reconstruction des traces . Il dépend donc de l'impulsion de la trace et est grand pour les traces qui ne proviennent pas de la cible (μ du halo , particules produites dans l'absorbeur) .
- $\Delta\Phi = \Phi_8 - \Phi_1^a$: Φ_8 étant l'angle azimutal de la trace arrière dans la chambre PC8 , Φ_1^a étant celui de la trace avant dans PC1 extrapolé à PC8 . Ce terme traduit la coplanarité des traces avant et arrière avec l'axe du faisceau . Il dépend aussi de la diffusion multiple dans l'absorbeur et le reste de l'appareillage , de la non-coplanarité due aux erreurs de reconstruction , et de l'éventuel décentrage du faisceau . Sa valeur est élevée pour les associations avant-arrière fortuites .
- DMAG = distance dans le plan médian de l'aimant entre les extrapolations des traces avant et arrière . Ce terme est essentiellement fonction de la diffusion multiple dans l'appareillage et est important pour les traces "fer" ainsi que pour les associations avant-arrière fortuites .

Chacun des termes RTARGET , $\Delta\Phi$ et DMAG , dépend de l'impulsion P_μ de la trace . En effet , la contribution dominante , qui est la diffusion multiple , se comporte comme $1/P_\mu$. Afin de supprimer cette dépendance et d'obtenir des distributions dont la variance est normalisée à 1 , on divise chaque terme par la variance de sa distribution qui est fonction de P_μ . La figure 16 donne la paramétrisation des variances pour les événements "air" .

Une fois que les distributions de RTARGET , $\Delta\Phi$ et DMAG , ont été normalisées et rendues indépendantes des caractéristiques cinématiques des traces , on vérifie que leur comportement est bien gaussien . Pour cela , on détermine la proportion d'événements au delà de 3 et 4 écarts standards . La table 2 récapitule

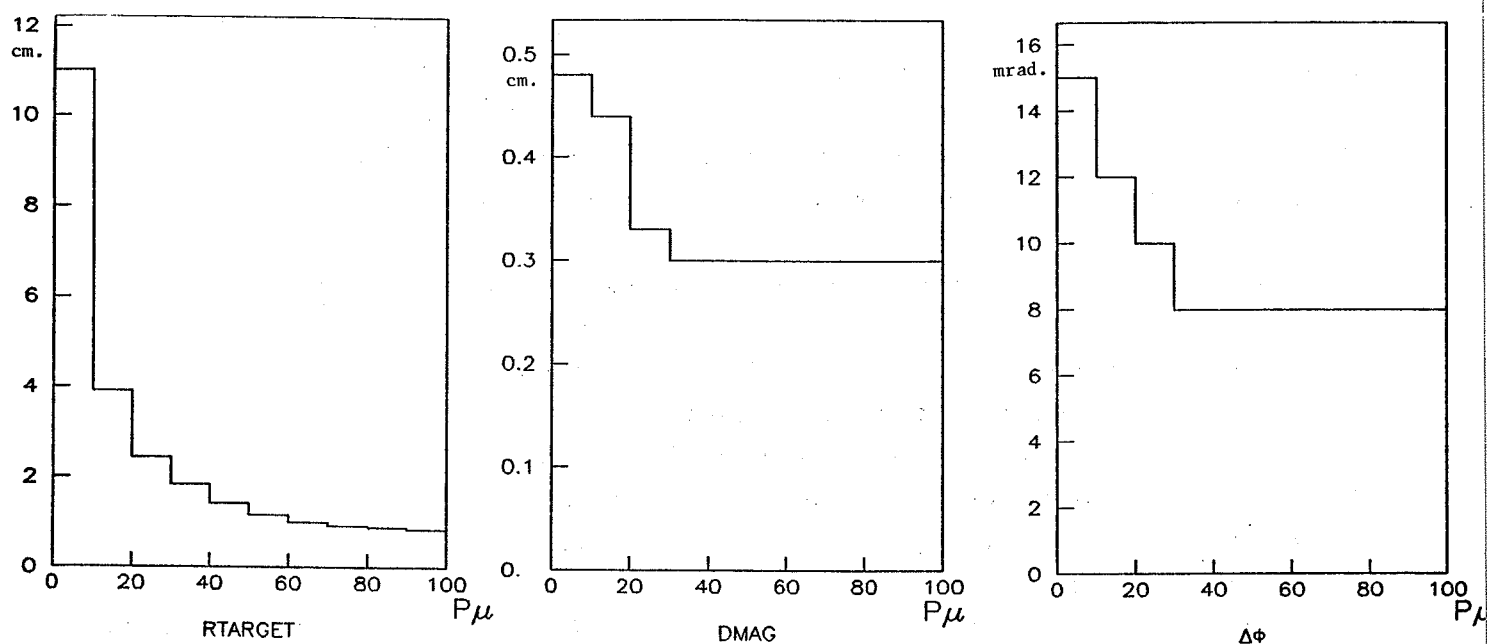


Figure 16: Paramétrisation des variances des paramètre de coupure

Table 2: Comportement des distributions renormalisées RTARGET , DMAG , $\Delta\Phi$							
		Variance		% d'événements au delà de n écarts standards			
		Données	M.C.	3 écarts st.		4 écarts st.	
				Données	M.C.	Données	M.C.
RTARGET		0.97	0.99	1.54	1.03	0.59	0.04
DMAG		1.05	0.92	3.96	0.21	1.47	0.09
$\Delta\Phi$		1.02	0.78	1.52	0.25	0.7	0.0

les résultats obtenus . On voit que la variance des distributions normalisées est bien voisine de 1 . D'autre part , les proportions d'événements au delà de 3 ou 4 écarts standards , sont compatibles , pour le Monte Carlo , avec celles d'une gaussienne (0.3% et 0.01%). Pour les données , on observe un nombre d'événements plus important dans les queues des distributions , il correspond au bruit de fond et à des événements mal mesurés et est de l'ordre de 2 à 4 % .

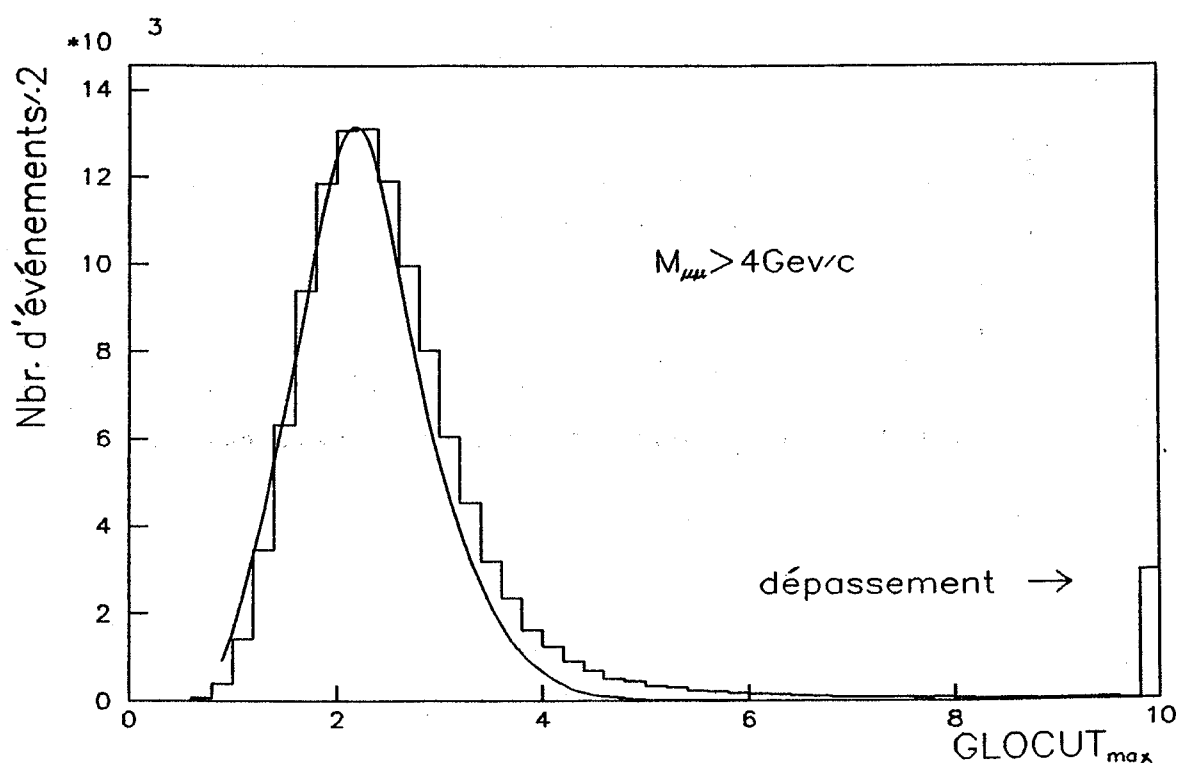


Figure 17: Distribution des événements en fonction de la coupure globale

Nous avons donc vérifié que les distributions normalisées de RTARGET , DMAG et $\Delta\Phi$ ont un comportement gaussien . Leurs corrélations ayant été minimisées , on définit alors GLOCUT comme leur somme quadratique . La figure 17 montre la distribution des événements en fonction du plus grand GLOCUT de chacune des traces . La courbe lisse représente le Monte Carlo . La dernière cellule regroupe tous les événements qui ont un GLOCUT supérieur à 10 , et n'est peuplée que dans le cas des données . La seule différence est la présence d'une queue dans les données , correspondant principalement au bruit et à des événements mal mesurés .

3) Qualités de la coupure globale:

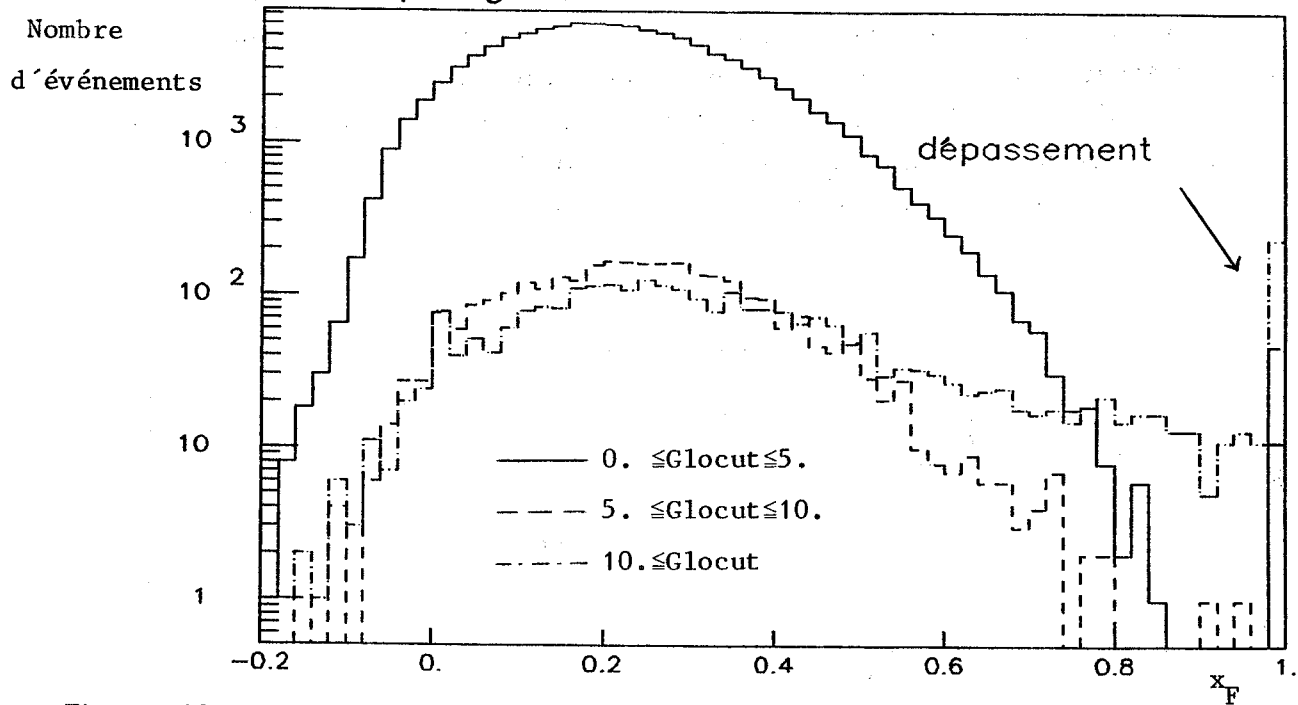


Figure 18: Distribution en x_F pour différents types d'événements

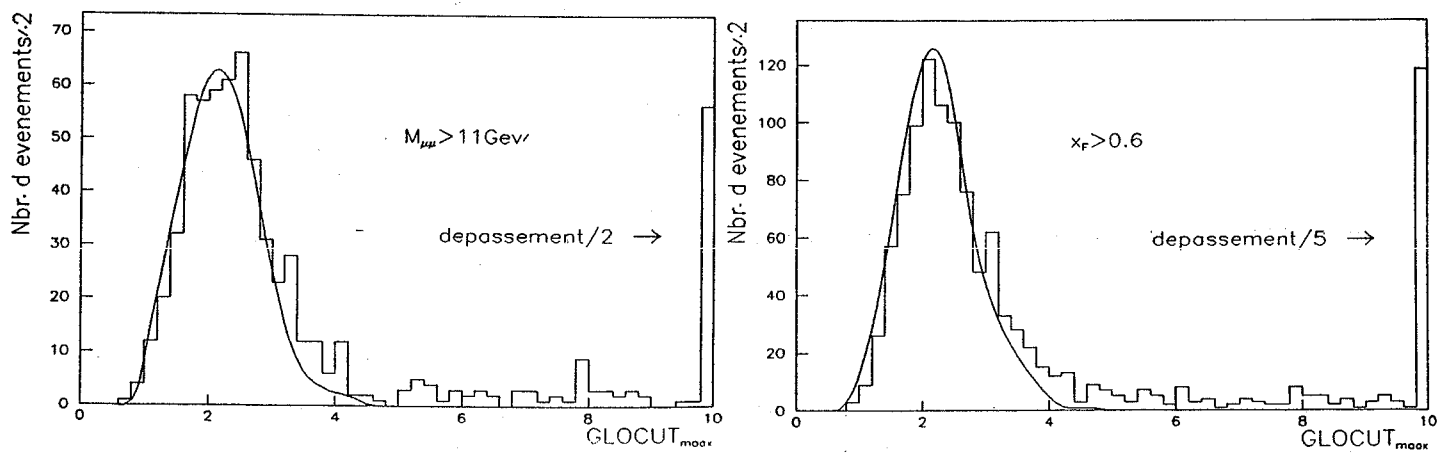


Figure 19: Distribution de $GLOCUT_{max}$ pour diverses régions cinématiques

L'utilisation standard de la coupure globale consiste à ne conserver que les traces pour lesquelles GLOCUT est inférieur à 5 . On introduit alors une inefficacité très faible (0.9%) tout en conservant un bon pouvoir de réjection du bruit .

Examinons plus en détail la capacité de la coupure globale à séparer le signal du bruit . Pour cela , on définit 3 catégories d'événements en fonction de $GLOCUT_{max}$ qui est la plus grande valeur associée aux 2 traces du dimuon :

- catégorie 1 : événements tels que $GLOCUT_{max} < 5$
- catégorie 2 : événements tels que $5 < GLOCUT_{max} < 10$
- catégorie 3 : événements tels que $GLOCUT_{max} > 10$

Pour ces 3 catégories , la distribution des événements en fonction de x_F est donnée par la figure 18 . Les événements de la première catégorie , qui sont les bons événements , ont une distribution dont la forme correspond bien à ce que prévoit la théorie . La distribution des événements de la deuxième catégorie a un comportement similaire . Beaucoup de ces événements sont encore de vrais dimuons , mais mal mesurés à cause du bruit et des inefficacités de l'appareillage . Cependant , pour les événements de cette catégorie , le bruit de fond commence à devenir non négligeable , et par précaution nous ne les conserverons pas pour le reste de l'analyse . La distribution des événements de la troisième catégorie est bien différente . Son comportement est sensiblement plat et va jusqu'à grand x_F , c'est le bruit de fond .

Ces trois distributions nous montrent l'importance de la coupure globale dans les régions cinématiques faiblement peuplées (événements à grand x_F , grand P_t , ou grand τ) , où elle élimine tout bruit de fond .

Dans le cas des événements de même signe , la différence de comportement entre le signal et le bruit est encore plus importante . La zone intermédiaire (deuxième catégorie) n'est quasiment pas peuplée , ce qui confirme la différence de nature des catégories 1 et 3 . Dans ce cas , le facteur de réjection de la coupure globale est d'environ 7 .

La coupure globale paraît donc être un outil merveilleux . Mais n'en fait elle pas un peu trop ? Et en particulier , ne nous supprime t'elle pas les bons dimuons dans les bords de l'espace de phase ? Afin de répondre à cette ques-

tion , on représente en fonction de GLOCUT la distribution des événements appartenant à ces régions cinématiques sensibles (figure 19) . Pour les données , la distributions des événements ayant $GLOCUT_{max}$ inférieur à 5 (catégorie 1) est très semblable à celle de la figure 17 où l'on ne sélectionnait aucune région cinématique particulière . Les dimuons de la deuxième catégorie sont toujours en nombre restreint . Par contre on observe un fort accroissement du nombre des événements de la troisième catégorie . Ils correspondent au bruit de fond , qui grâce à son comportement relativement plat en fonction des variables cinématiques , apparait clairement dans les zones faiblement peuplées des bords de l'espace de phase . Par contre , les événements Monte Carlo (ligne lisse) conservent une distribution similaire à celle de la figure 17 .

L'inefficacité introduite par la coupure globale est de 0.9% . Elle correspond à la perte des dimuons de la deuxième catégorie . Cette perte est négligeable dans le Monte Carlo (entre 0.05 et 0.2 %) puisqu'il ne contient ni bruit , ni inefficacité . Lors de la normalisation de la section efficace , cette différence d'environ 0.7% sera prise en compte . Aucune variation différentielle de l'inefficacité est observée , grâce à l'intervention de P_{μ} dans la définition de GLOCUT . Signalons enfin , que lorsque l'intensité du faisceau de π^- augmente fortement ($2.10^9 \pi^-/\text{cycle}$) cette inefficacité passe à environ 3% . les traces mal mesurées , à cause de l'accroissement des impacts dans les chambres , sont responsable de cette variation .

4) Les autres coupures géométriques:

Un autre ensemble de coupures géométriques est utilisé . Il a pour but de délimiter correctement le volume actif du spectomètre et de supprimer les effets de bords . 2 tests sont effectués :

a) Fidcut chambre : Son rôle est de vérifier que la trace passe effectivement dans le volume actif des chambres . Ce volume correspond à la région des chambres où leur efficacité est homogène (et où elle sera déterminée) . La définition du volume fiduciel passe par l'étude des effets de bords où sont susceptibles d'apparaître des inefficacités , liées à des problèmes d'appareillage ou de perte de la redondance des impacts pour la reconstruction des traces .

Pour cela on compare les impacts des données sur les bords des chambres à ceux du Monte Carlo qui , bien sûr , n'a pas de problème d'efficacité instru-

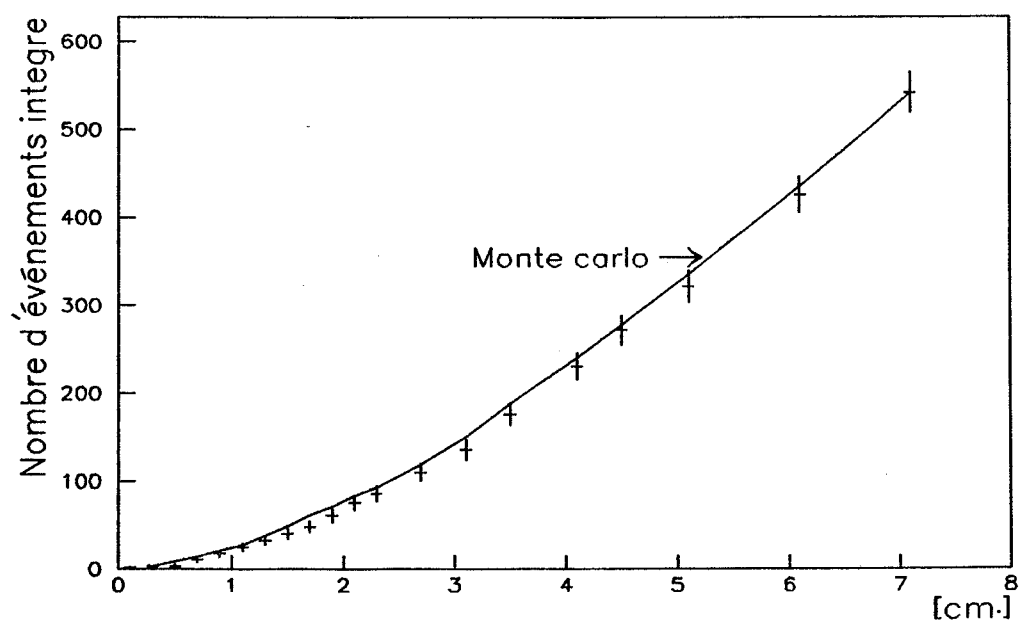


Figure 20: Nombre intégré de traces en fonction de la distance au bord de la chambre

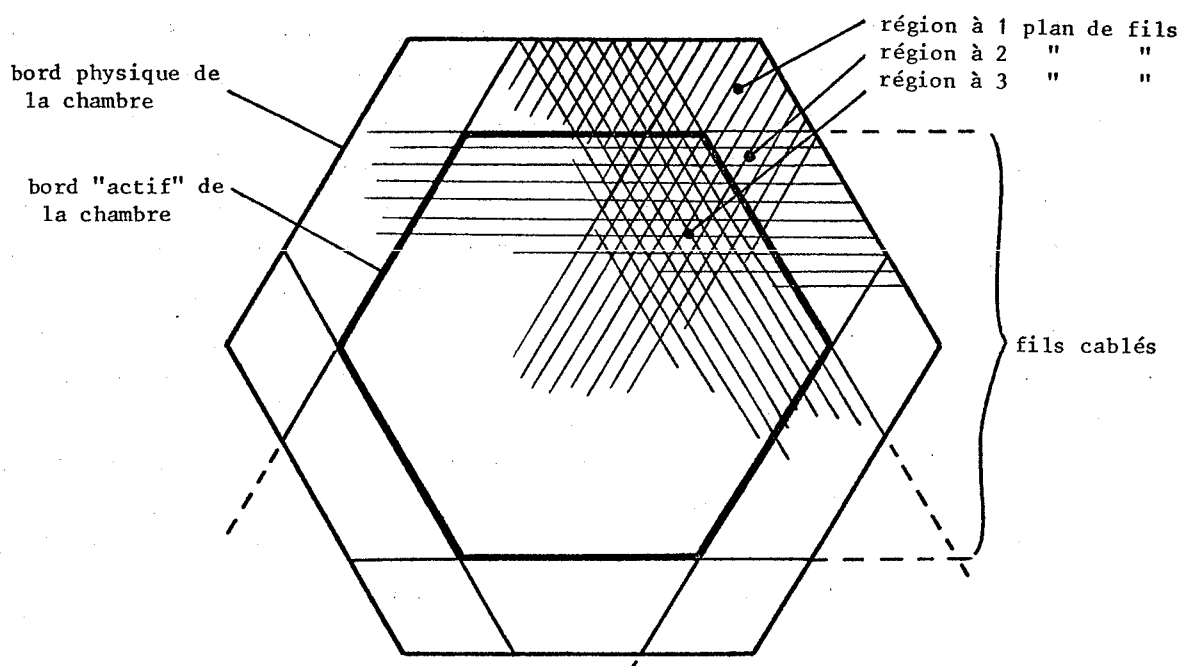


Figure 21: Superposition des 3 plans de fils d'une chambre

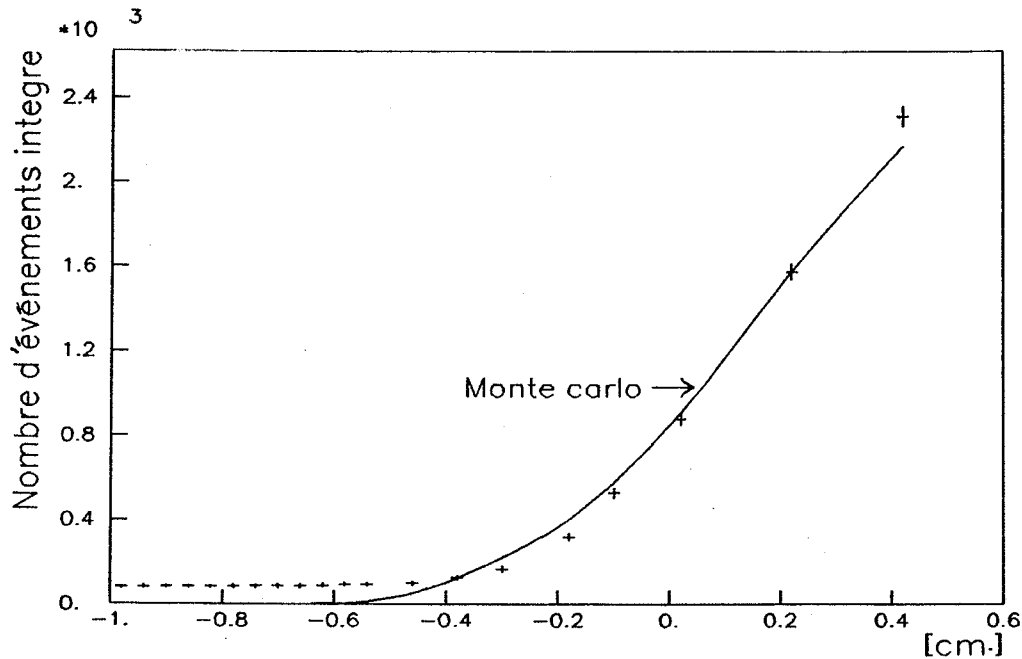


Figure 22: Nombre intégré de traces en fonction de la distance au bord du compteur

mentale . La figure 20 montre le nombre intégré de traces en fonction de la distance aux bords pour différentes chambres . Précisons le sens de "bords de la chambre" : Chaque chambre comporte 3 plans de fils , tous à structure d'hexagone régulier par construction , mais n'ayant qu'une partie des fils équipée d'électronique (par souci d'économie) . La zone active de chaque plan est alors un hexagone irrégulier dont la taille a été déterminée par l'acceptance de l'aimant . Par conséquent , lorsque l'on regarde de face une chambre complète (3 plans de fils) , on observe une superposition de 3 hexagones irréguliers identiques , ayant subi les uns par rapport aux autres des rotations de 60° . Il y a donc des zones à 3 plans de fils actifs , d'autres à 2 et d'autres à 1 (voir figure 21) . Ce qui est pris comme bord de la chambre pour la figure 20 est le bord de la zone à 3 plans actifs . On comprend alors pourquoi la mesure des traces "hors des chambres" est possible ,et pourquoi il n'apparaît aucune inefficacité spéciale au voisinage des "bords" des chambres .

Seuls les segments de traces , qui ont le nombre minimal d'impacts requis par le programme de reconstruction à l'intérieur du "bord" des chambres tel que

l'on vient de le définir , sont acceptés par cette coupure (soit au moins 3 impacts pour 2 projections et 2 pour la troisième) .

b) Fidcut compteurs : Le rôle de cette coupure est de vérifier que la trace mesurée par la chambre est bien celle qui a été vue par les hodoscopes du système de déclenchement . Pour cela , on étudie le nombre intégré de traces en fonction de la distance entre l'impact calculé à partir de la mesure des chambres et le bord du compteur qui a servi au système de déclenchement (voir figure 22) . Les croix correspondes aux données , le trait continu au Monte Carlo . On observe une très longue queue pour les données dans le cas des hodoscopes R1 et R2 qui n'est pas reproduite par le Monte Carlo . Une étude détaillée de ces événements a montré que ces traces ne satisfont pas la coïncidence $R1 \cdot R2$, les compteurs effectivement touchés étant décalés . C'est une trace parasite , qui en touchant un des compteurs adjacents , a permis la coïncidence $R1 \cdot R2$ et a provoqué l'acquisition de l'événement . Afin d'éliminer ces dimuons qui dans des conditions normales ne sont pas acceptés , on a choisi de rejeter toutes les traces reconstruites passant à plus de 1 cm du bord du compteur ayant participé au déclenchement . Aucune coupure de ce type n'est appliquée sur les compteurs de R3 et R4 qui ne présentent pas de problème de cet ordre , la multiplicité étant plus faible dans le bras arrière .

5) Les critères de sélection:

A l'aide des différentes coupures présentées on sélectionne les événements de la manière suivante :

- Rejet des traces ayant $GLOCUT > 5$
- Rejet des événements ayant un nombre de traces après coupures , différent de 2
- Rejet des événements ayant au moins une trace passant dans le fer
- Rejet des traces ne satisfaisant pas fidcut chambre
- Rejet des traces ne satisfaisant pas fidcut compteur
- Rejet des événements ne satisfaisant pas les conditions du système de déclenchement (si le système de déclenchement voit 3 traces dont une n'est pas restructurable mais qui a une impulsion transverse importante , il accepte l'événement quelle que soit l'impulsion des 2 autres traces) .
- Rejet des événements ayant une masse inférieure à $4.05 \text{ GeV}/c^2$. (Remarque : une première coupure en masse est faite lors de l'écriture des Split tape .)

Table 3: Sélection des événements

Critère	Données		Monte Carlo	
	nombre	%	nombre	%
Nbre d'événements étudiés	294498	100.0	2000000	100.0
rejet de la coupure globale	24409	8.3	31200	1.5
rejet de multivertex	2807	0.9	400	0.0
rejet masse $< 4.05 \text{ GeV}/c^2$	17708	6.0	600000	30.0
rejet des événements fer	97131	33.0	500000	25.0
rejet des déclenchements fortuits	47	0.0	80	0.0
rejet fidcut chambre	1577	0.5	4000	0.2
rejet fidcut compteur	480	0.2	0	0.0
Nbre d'événements acceptés	160000	54.0	970000	48.0

Table 4: Statistique pour la prise de données 81/82

Longueur de cible	56mm	120mm	Total
Nombre de π^-	1.48×10^{14}	1.68×10^{14}	3.17×10^{14}
Nbr d'événements sur bandes	4.2×10^6	6.2×10^6	10.4×10^6
J/Ψ ($2.7 < M_{\mu\mu} < 3.45 \text{ GeV}/c^2$)	$.94 \times 10^6$	2.27×10^6	3.21×10^6
$M > 4 \text{ GeV}/c^2$	50000	110000	160000
Υ	500	1050	1550
$M > 11 \text{ GeV}/c^2$	250	500	750

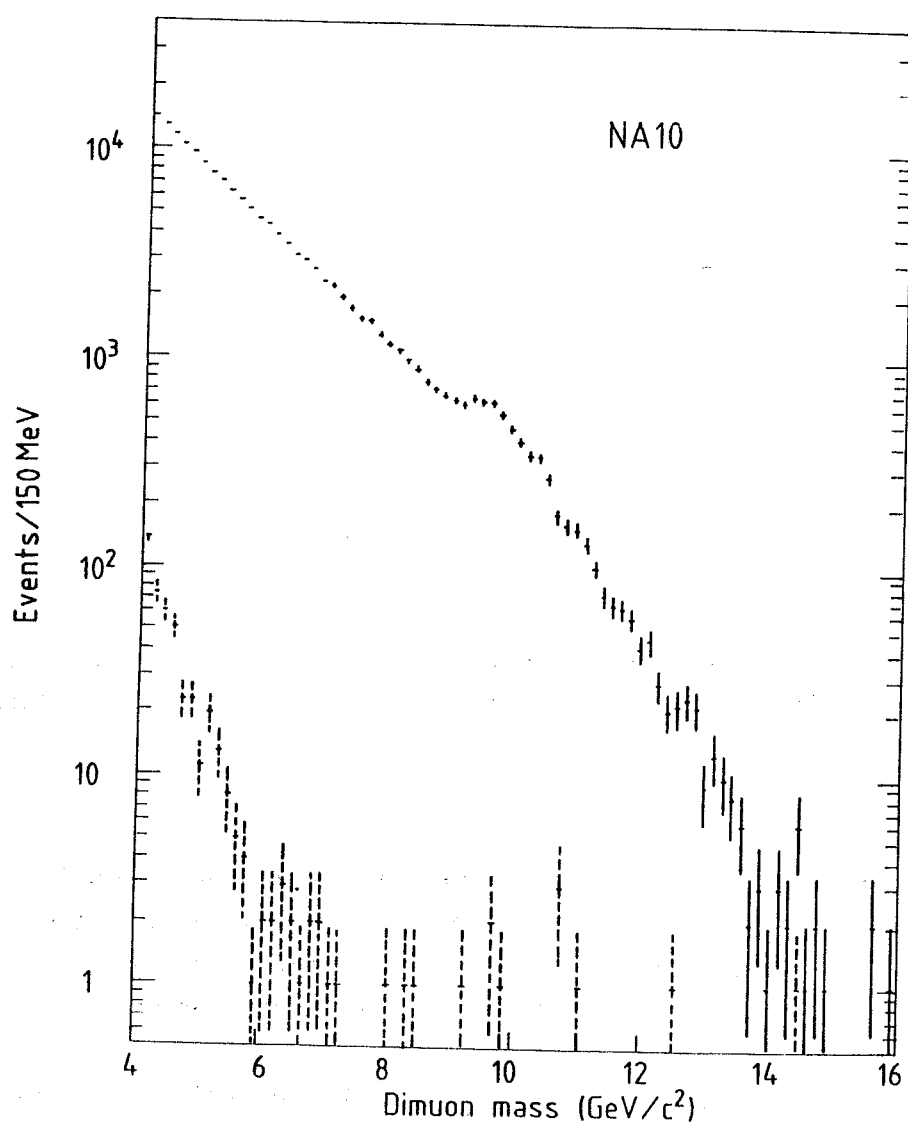


Figure 23: Spectre en masse non corrigé d'acceptance

La table 3 résume l'importance de ces différents critères de sélection pour les dimuons de plus de $4.05 \text{ GeV}/c^2$. Les événements ayant satisfait ces différents tests sont mis sur bande magnétique, appelée micro-DST, qui ne conserve que l'information cinématique. Cette bande, dont la capacité est d'environ 2 millions d'événements, ne contient plus que des bons événements directement utilisables par les programmes de calcul des sections efficaces.

La figure 23 montre le spectre de masse des événements ayant satisfait les critères de sélection ; les dimuons de même signe sont portés en pointillés. Ils ont 2 origines possibles :

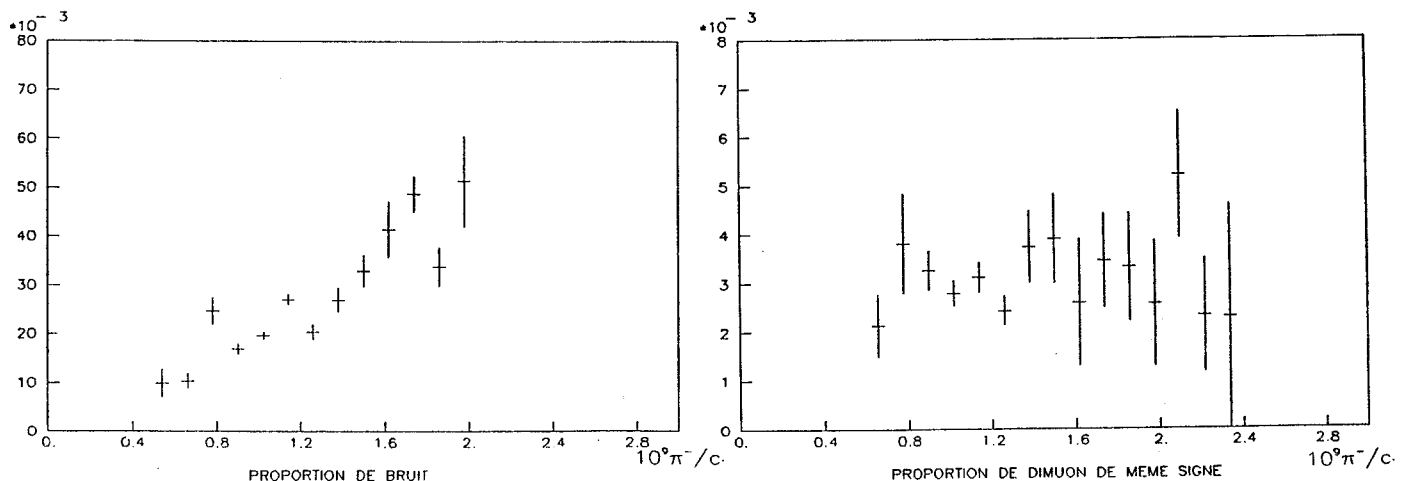


Figure 24: Proportion de mauvais dimuon de même signe (bruit car $GLOCUT > 5$) et de bon dimuon de même signe ($GLOCUT < 5$), en fonction de l'intensité

- Une origine physique telle que la production de saveurs lourdes . Cette hypothèse est compatible avec l'allure de la distribution en masse dont la décroissance est plus rapide que pour les événements Drell-Yan .
- Le bruit de fond résiduel qui correspond à l'association fortuite de traces .

Compte tenu de ce qui a été vu lors de l'étude de GLOCUT , ces dimuons de même signe ont essentiellement une origine physique . Ceci est confirmé par l'étude de leur corrélation avec l'intensité du faisceau de π^- . Alors que la proportion de bruit de fond (dimuon de même signe rejetés par la coupure globale) , par rapport aux dimuons de signe opposés , croît fortement avec l'intensité (courbe de gauche de la figure 24) , la proportion de dimuons de mêmes signes sélectionnés , reste constante (courbe de droite de la figure 24) .

Dans les expériences précédentes , les dimuons de même signe étaient en grande majorité du bruit de fond lié à l'association fortuite de traces . On avait donc là un estimateur du bruit de fond pour les dimuons de signes opposés et on soustrayait leur distribution . Dans notre cas , nous avons vu que la plupart des dimuons de signes opposés sont des bons événements , ce qui montre que le rapport signal sur bruit est supérieur à 10^4 pour une masse plus grande que $4.5 \text{ GeV}/c^2$. Aucune soustraction de bruit de fond n'a donc été

jugée nécessaire . Cette très bonne réjection du bruit de fond est essentiellement due à la coupure globale .

La sélection des événements introduit une faible inefficacité , principalement au travers de la coupure globale (voir paragraphe précédent) . les autres coupures , lorsqu'elles rejettent autre chose que du bruit de fond , sont parfaitement reproduites par le Monte Carlo . Elles entrent donc dans l'acceptance et sont indépendantes de l'intensité des π^- .

Enfin , la table 4 récapitule la statistique accumulée en 1981/82 avec des π^- de 200 GeV/c . Pour les dimuons reconstruits , seuls les événements "air" sont considérés . Pour obtenir le nombre total d'événements , il convient de multiplier par 1.5 le nombre d'événements "air" .

6) Les réinteractions:

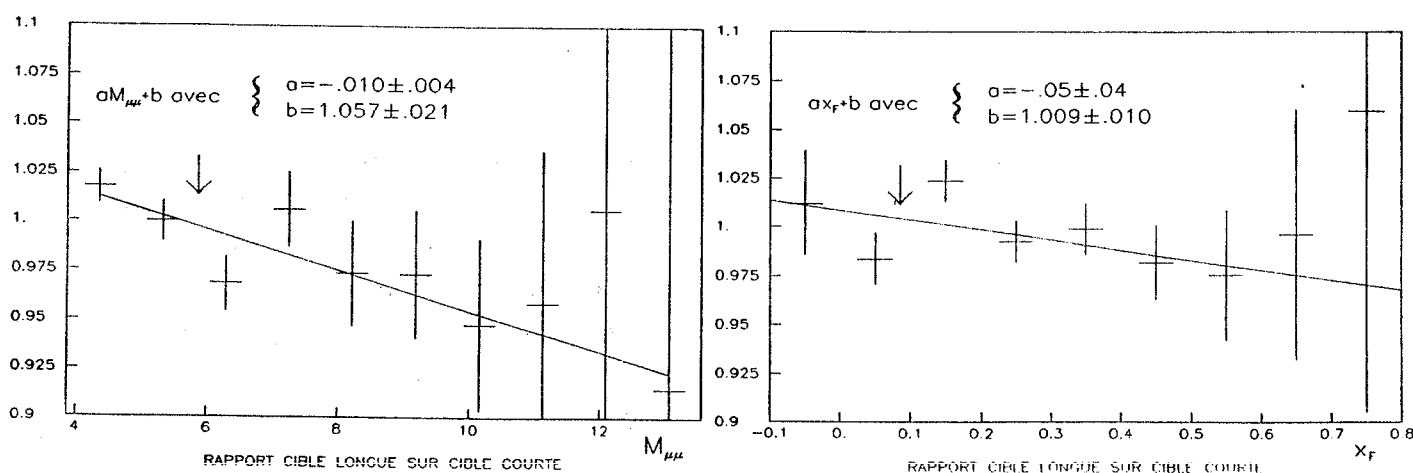


Figure 25: Comparaison cible longue - cible courte

Lors de la prise des données , deux longueurs de cible ont été utilisées : une de 56 mm pour environ un tiers de la statistique , une autre de 120 mm pour le reste . La comparaison des deux lots d'événements ainsi obtenus permet d'estimer l'importance des réinteractions . La figure 25 présente le rapport de deux lots de données . Le seul effet visible est une pente d'environ 1%/GeV/c² en fonction de la masse .

D) LE MONTE CARLO

1) Généralités:

le programme de simulation , ou Monte Carlo , a un double rôle . D'une part , il est utilisé pour effectuer toutes les études lors de la conception de l'appareillage , d'autre part , il permet de calculer l'acceptance du spectromètre , ou de manière plus générale , les corrélations entre les "vraies" distributions et celles qui seront mesurées . Ce programme est donc à la base de toutes les corrections d'effets instrumentaux et l'on comprend aisément que la confiance que l'on pourra avoir dans l'interprétation des résultats dépendra fortement de la qualité du Monte Carlo .

Nous allons rapidement présenter la logique du programme puis indiquer quels sont les différents tests qui nous ont permis de "croire" en notre Monte Carlo .

2) Structure du Monte Carlo:

Le Monte Carlo utilisé (DIMUSIM) a été spécialement développé pour NA10 . L'utilisation de programmes de librairie était difficilement envisageable étant donné le grand nombre d'interactions qu'il nous fallait générer . En effet , pour chaque événement , il faut reproduire correctement les effets fins tels que diffusion multiple et perte d'énergie . Dans ces conditions , l'utilisation des programmes standards conduirait à des temps de calcul prohibitifs , tout en introduisant une complexité non nécessaire au point de vue nombre de particules simulées . Néanmoins , l'architecture du programme est dérivée de celle de GEANT [11] , son déroulement étant simulé à la chronologie de l'événement .

On génère tout d'abord les conditions de l'interaction : position du vertex , impulsion du π^- , impulsion du nucléon cible . Pour cela , on prend en compte les effets tels que le moment de Fermi , la faible divergence angulaire du faisceau , sa dispersion en énergie , son atténuation dans la cible Signalons que la prise en compte du moment de Fermi dans le Monte Carlo , et donc dans la fonction de résolution , nous permet d'obtenir , des sections efficaces ainsi que des fonctions de structure , corrigés de cet effet . Le modèle utilisé pour simuler le moment de Fermi est celui de A.Bodeck et J.L.Ritchie [12] dont on a supprimé la queue au-dessus de 400 Mev/c .

Ensuite , on détermine dans le centre de masse π^- -nucléon , les paramètres cinématiques du dimuon à partir des distributions expérimentales connues (fonction de structure et distribution en impulsion transverse de NA3 [2]) . Puis l'impulsion de chacun des μ est calculée dans le laboratoire en supposant , pour la matérialisation du photon virtuel , une distribution en $1+\cos\theta^2$ dans le référentiel de Goddfried-Jackson et isotrope en azimuth . Les deux muons sont alors propagées dans l'appareillage en simulant :

- Les pertes d'énergie et la diffusion multiple dans toutes les parties du spectromètre (cible , absorbeur , hodoscopes , chambres , aimant , mur de fer)
- La propagation à travers l'aimant .
- Les critères de sélection et la logique de déclenchement .

Les fils et les compteurs touchés sont codés et l'événement est enregistré sur bande magnétique sous la même forme et avec les mêmes informations (avec en plus les valeurs de génération) que les événements mesurés par le spectromètre . Enfin , les événements Monte Carlo sont reconstruits avec le programme standard de reconstruction , et subissent les mêmes critères de sélection que les données .

Pour situer l'importance technique du programme de simulation , on peut indiquer que la production d'un million d'événements Monte Carlo "air" ayant une masse reconstruite de plus de $4.05 \text{ GeV}/c^2$ a nécessité 30 jours CPU sur l'ordinateur ND 100/500 pour la simulation et 25 heures CPU de la CDC 7600 du CERN pour la reconstruction .

3) Tests du Monte Carlo:

Le Monte Carlo est une succession de simulations d'effets individuels . Pour chaque effet , on utilise ce que l'on connaît le mieux ; mais comment être sûr que ce "patchwork" va bien reproduire ce que fait la nature dans le spectromètre ? C'est par des comparaisons détaillées entre ce que l'on mesure dans le spectromètre et ce que prédit le Monte Carlo que l'on acquiert cette certitude .

Tout d'abord , on se place au niveau de la comparaison des traces . Le paramètre qui caractérise le mieux une trace est GLOCUT (paramètre défini pour la coupure globale) . Il prend en compte les effets fins du spectromètre : diffusion multiple et pertes d'énergie en particulier . Nous avons vu lors de

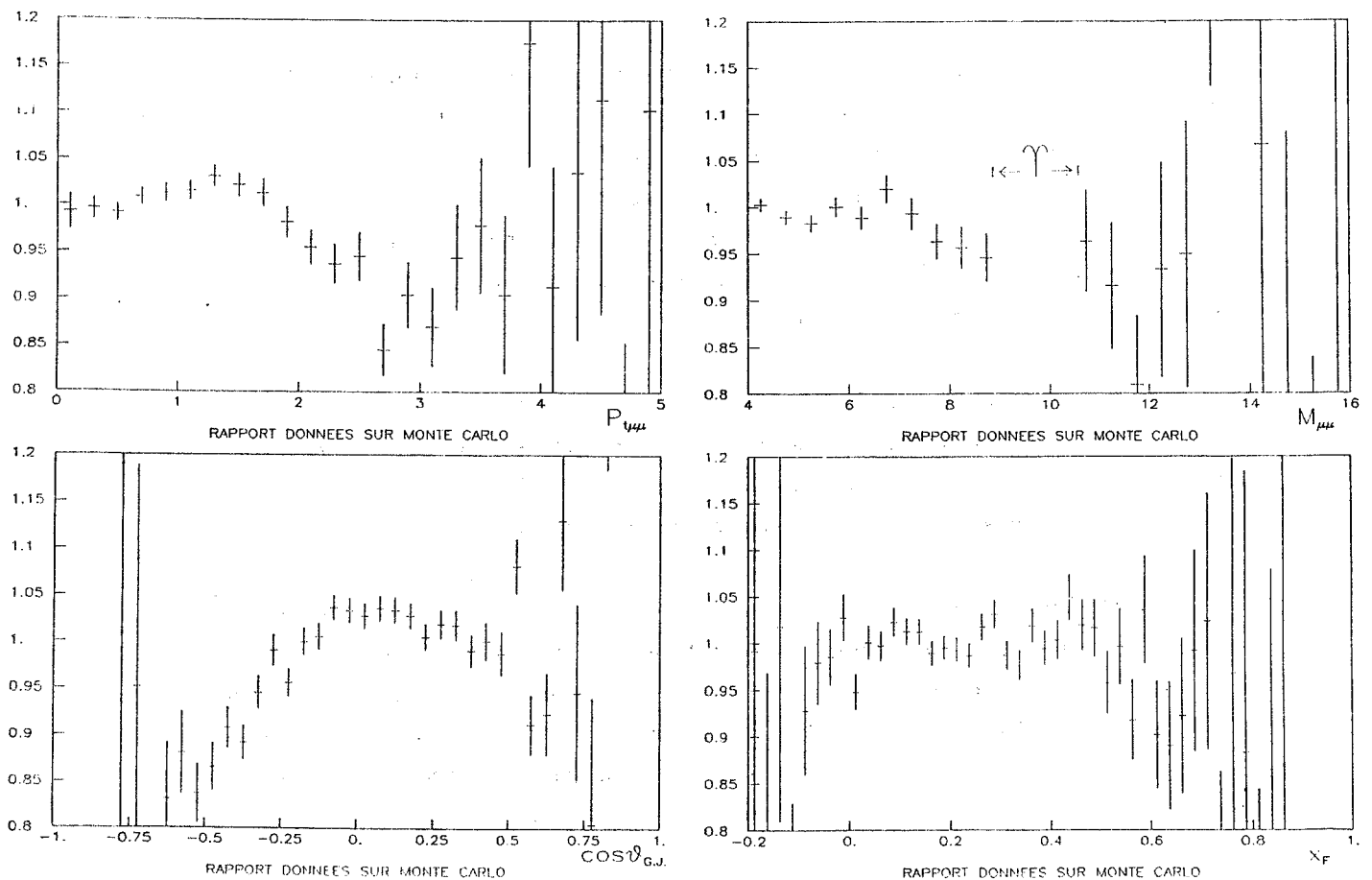


Figure 26: Comparaison données Monte Carlo

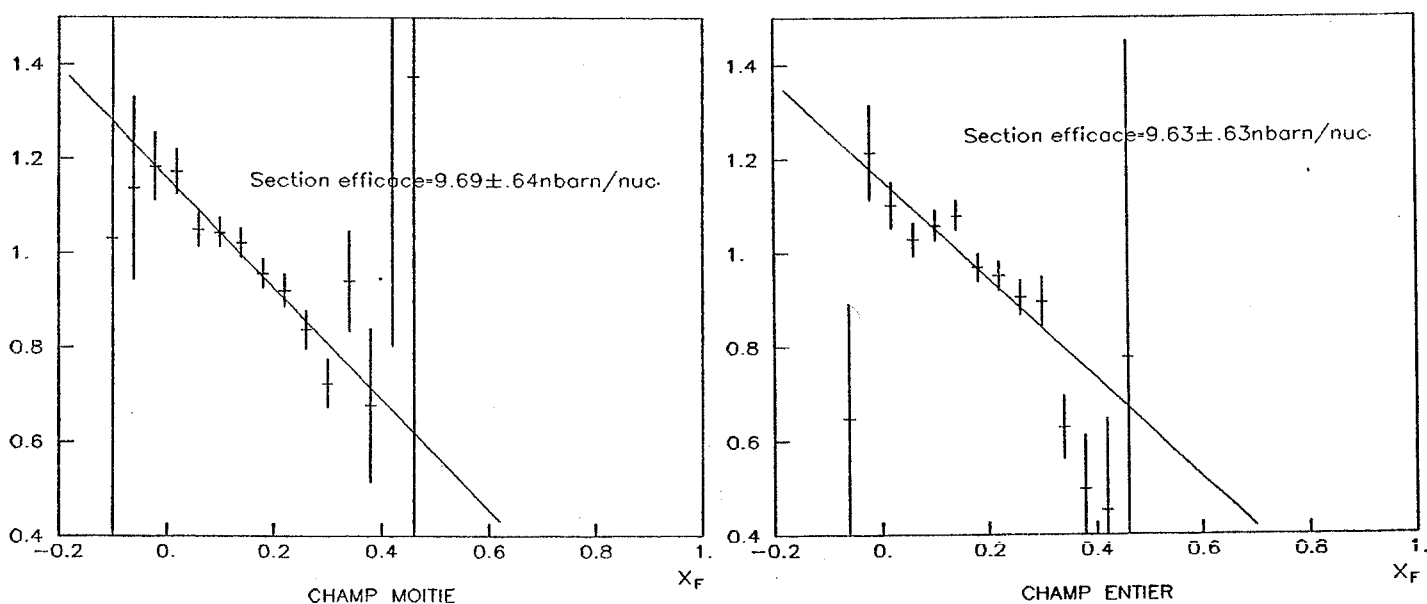
l'étude de la coupure globale (voir en particulier la figure 17) que la comparaison entre les données et le Monte Carlo se révélait tout à fait satisfaisante pour les distributions de GLOCUT ainsi que pour les quantités (RARGET , DMAG , $\Delta\Phi$) qui entrent dans la composition de GLOCUT .

Au niveau des événements , plusieurs tests sont possibles :

- La comparaison pour les résonances (J/Ψ et Υ) des résolutions expérimentales et des masses mesurées à celles prédites par le Monte Carlo permet de s'assurer , en particulier , de la bonne calibration en impulsion du spectromètre tout en vérifiant notre estimation de la résolution (voir table 5) .
- Une autre manière de tester notre compréhension de l'appareillage est de prendre des données avec un champ magnétique réduit . Les zones de l'ap-

Table 5: Résolution expérimentale et Monte Carlo

	Données		Monte Carlo	
	Masse	Résolution	Masse	Résolution
Ψ	3.1 GeV/c ²	4%	3.1 GeV/c ²	4%
Υ	9.5 GeV/c ²	3.15%	9.45 GeV/c ²	3.15%

Figure 27: Rapport données sur Monte Carlo pour le Ψ pour 2 valeur du champ magnétique

pareillage sont alors exposées différemment (dans le télescope arrière , les impacts sont décalés d'un facteur 2 environ par rapport a l'axe du spectromètre) . Avec le Ψ , on atteint très rapidement des statistiques de plusieurs dizaines de milliers d'événements ce qui permet une bonne comparaison . L'analyse des 2 types de données conduit à des résultats tout à fait compara-

bles . Par exemple , la figure 27 montre la comparaison entre les données et le Monte Carlo pour deux valeurs du champ magnétique . Dans les deux cas , on observe la même courbe . De plus , les valeurs intégrées de la section efficace sont tout à fait compatibles (chiffre en haut à gauche de la figure 27) Ceci est une autre manière de montrer que l'appareillage est bien simulé et que les inefficacités différentielles sont faibles .

- Enfin , une comparaison des distributions des variables cinématiques est intéressante . Sur la figure 26 on a porté le rapport entre les distributions mesurées et celles du Monte Carlo . Les désaccords , peu nombreux , posent le problème de leur interprétation . Est ce qu'ils viennent de notre manière de simuler l'appareillage ? D'inefficacités instrumentales ? Ou bien des hypothèses faites pour les distributions de la génération du Monte Carlo . En effet , ne l'oublions pas , les distributions de génération , bien que déjà partiellement connues , sont le but de l'expérience et non pas le départ . A ces interrogations , on peut répondre que la simulation des effets instrumentaux est bien comprise (voir point précédent) , et que dans les zones déjà explorées par les expériences précédentes , l'accord est satisfaisant .

E) LA COMPARAISON D'UN MODELE AUX DONNEES

1) Introduction:

Deux types de résultats peuvent être déduits des mesures expérimentales : la valeur de la section efficace , et le test de différents modèles théoriques ou phénoménologiques . Le calcul de la section efficace est en fait le plus compliqué et nécessite l'utilisation d'un Monte Carlo proche de la réalité afin de faciliter les problèmes de déconvolution liés aux effets de résolution . Ce calcul sera donc décrit dans le paragraphe suivant (paragraphe F) .

Le test d'un modèle est relativement simple à réaliser , puisque l'on utilise la démarche naturelle du Monte Carlo . Celui-ci nous permet de traduire le modèle testé en événements vus par l'appareillage , dont la distribution peut être directement comparée aux données . L'application de diverses techniques de minimisation permet de déterminer les paramètres libres du modèle . Lors de la minimisation , il n'est pas nécessaire de régénérer des événements Monte Carlo , leur repondération permet de tenir compte des modifications du modèle de génération .

2) Relations générales et notation:

Il faut tout d'abord rappeler qu'il existe deux types de variables :

- Les variables mesurées , indexées par la lettre m : Elles sont mesurées dans le spectromètre et calculées par le programme de reconstruction .
- Les variables générées , indexées par la lettre g : Elles décrivent le processus physique au moment de l'interaction , c'est-à-dire avant toute perturbation par le spectromètre ou par un quelconque effet secondaire .

Bien sûr , pour les données , seules les grandeurs mesurées sont connues ; par contre , pour les événements simulés dans le programme Monte Carlo on a accès aux deux types de variables.

Précisons la terminologie qui va être employée :

- V_m désigne un ensemble de variables mesurées , parmi les variables nécessaires à la description du dimuon (voir paragraphe II B) 4)) .
- V_g désigne un ensemble de variables générées (qui ne sont parfaitement connues que pour les événements simulés) .
- $A(V_g)$ désigne l'acceptance , c'est-à-dire la probabilité qu'a un événement d'être mesuré , peu importe la valeur de la mesure .
- $R(V_m, V_g)$ désigne la probabilité qu'a un événement , généré avec V_g , d'être mesuré avec V_m . Cette distribution de probabilité qui traduit la perte de résolution est normalisée par :

$$\int R(V_m, V_g) dV_m = 1 \quad \text{II.11}$$

- $d\sigma_t(V_g)/dV_g$ désigne la section efficace d'un modèle théorique.
- $T(V_m)$ désigne la distribution théorique en fonction des variables mesurées .
- $d\sigma_e(V_g)/dV_g$ désigne la section efficace expérimentale en fonction des variables de génération .
- $D(V_m)$ désigne la distribution expérimentale mesurée correspondante .

D'après les définitions précédentes , on peut écrire :

$$D(V_m) = \int R(V_m, V_g) A(V_g) (d\sigma_e(V_g)/dV_g) dV_g \quad \text{II.12}$$

$\sqrt{\tau} \setminus x_F$	.15	.05	.05	.15	.25	.35	.45	.55	.65	.75	.85
.21-.24	-	-	-	0.	0.4	2.9	3.7	0.6	0.	-	-
.24-.27	-	-	-	0.1	3.3	18.4	13.0	1.5	0.	-	-
.27-.30	-	-	-	0.9	10.2	18.0	7.6	0.5	-	-	-
.30-.33	-	-	0.	1.5	6.6	6.4	1.6	-	-	-	-
.33-.36	-	0.	0.1	0.5	1.1	0.6	-	-	-	-	-
.36-.39	-	0.	0.1	0.1	0.1	0.	-	-	-	-	-
.39-.42	-	-	0.1	-	-	-	-	-	-	-	-
.42-.45	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Figure 28: Exemple de table de résolution en % (dimuon générés avec $.05 < x_F < .1$ et $.24 < \sqrt{\tau} < .27$)

Dans cette expression, tout est connu sauf $d\sigma_e(V_g)/dV_g$ qui est la quantité recherchée. Dans le paragraphe F, nous verrons quelle est la méthode utilisée pour résoudre cette équation intégrale. La figure 28 présente une partie de la table de résolution : $R(V_m, V_g)$, dans le cas où l'on utilise 2 variables : $\sqrt{\tau}$ et x_F . Elle représente les distributions en $\sqrt{\tau}$ et x_F mesurées et normalisée à 100 pour des événements générés dans la cellule : $(.24 < \sqrt{\tau} < .27$ et $0.05 < x_F < 0.10)$.

Lorsque l'on teste un modèle, il suffit de comparer la distribution expérimentale au résultat de la simulation du modèle, c'est-à-dire de vérifier la validité de l'égalité :

$$D(V_m) = T(V_m) \quad 11.13$$

avec $T(V_m)$ qui est entièrement déterminé par la simulation :

$$T(V_m) = \int R(V_m, V_g) A(V_g) (d\sigma_t(V_g)/dV_g) dV_g \quad 11.14$$

Dans la pratique, les diverses distributions sont connues numériquement par leurs valeurs dans des cellules ayant une certaine largeur. Les intégrales deviennent alors des sommes discrètes : Si I_g désigne l'indice de la cellule de génération et I_m celui de la cellule de mesure, les équations 11.13 et 11.14 deviennent :

avec $D(I_m) = T(I_m)$ II.15

$$T(I_m) = \sum_{I_g=1}^{N_b} R(I_m, I_g) A(I_g) \sigma_t(I_g)$$
 II.16

N_b désigne le nombre de cellules utilisées et σ_t est défini par :

$$\sigma_t(I_g) = \int (d\sigma_t(V_g)/dV_g) dV_g$$
 II.17

3) Acceptance , résolution et matrice de corrélation:

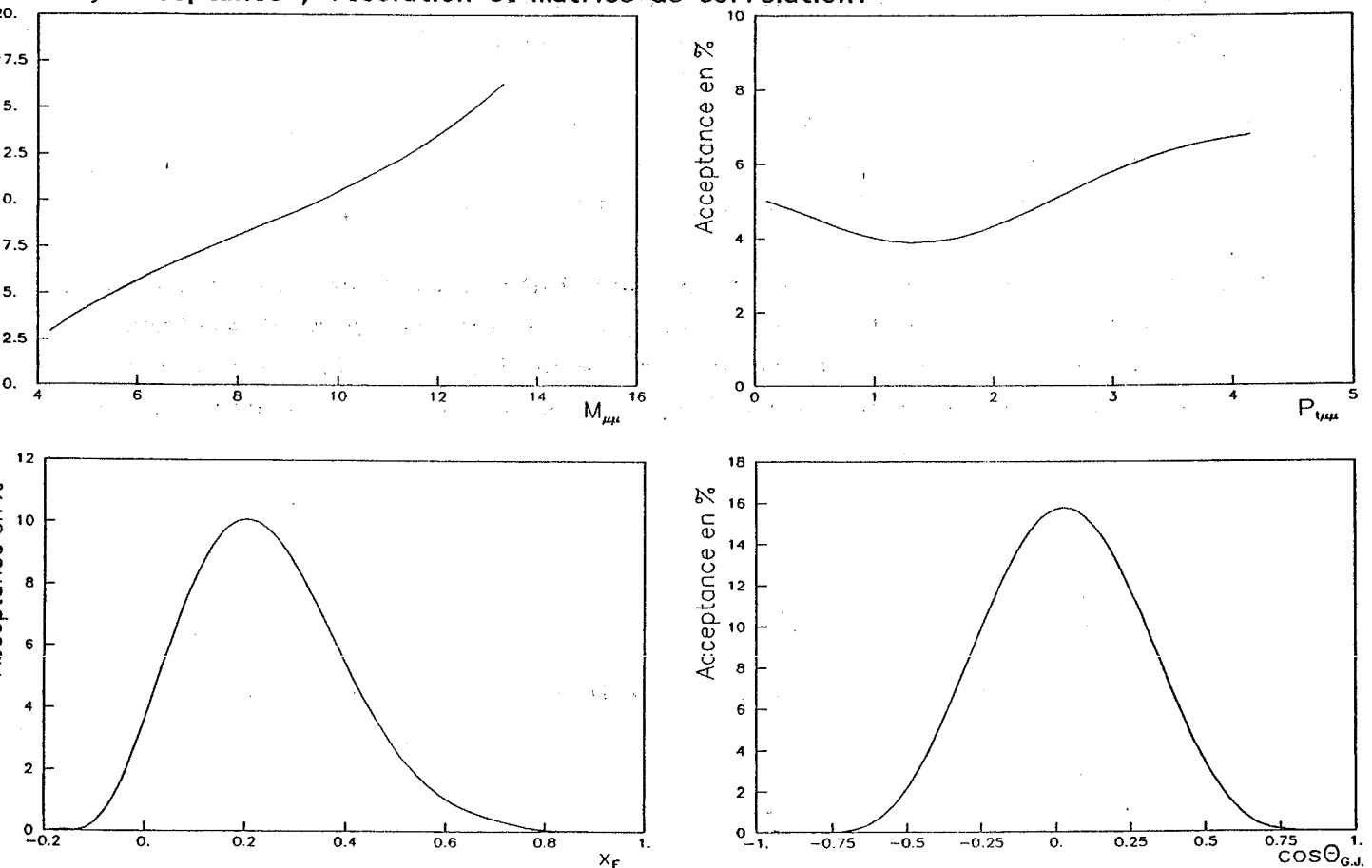


Figure 29: Acceptance du spectromètre NA10

La connaissance de l'acceptance et de la résolution est obtenue grâce au programme de simulation . L'acceptance du spectromètre NA10 en fonction des

principales variables cinématiques est présentée figure 29 . Ces acceptances sont à chaque fois intégrées sur les variables autres que celles qui sont présentées . Ceci conduit à des acceptances qui dépendent du modèle de génération utilisé . (En effet , cette intégration est réalisée sur le produit de la section efficace et de l'acceptance différentielle de manière à la pondérer par l'utilisation "effective" de la région cinématique couverte par l'appareillage) . Pour les calculs d'acceptance , nous avons fait les hypothèses suivantes :

- Distribution en $1+\cos\theta^2$ pour la distribution angulaire de la matérialisation du photon virtuel dans le référentiel de Goddried-Jackson .
- Distribution mesurée par NA3 pour le P_t du dimuon [2] .
- Distributions que nous mesurons avec le spectromètre NA10 pour x_F et τ .

Dans notre étude , nous nous intéressons plus particulièrement à la section efficace doublement différentielle en fonction de $\sqrt{s}$ et x_F . L'acceptance en fonction de ce couple de variables est donnée dans l'annexe I .

Dans toutes les expressions reliant les distributions mesurées aux distributions générées , le produit de la résolution par l'acceptance apparaît systématiquement . Ceci nous incite à introduire des poids $P_i(I_g)$ ($i=t,e$) et à construire une matrice de corrélation $C(I_m, I_g)$ en effectuant les changements de variables suivants :

$$P_i(I_g) = \sigma_i(I_g) / \sigma_o(I_g) \quad 11.18$$

$$C(I_m, I_g) = R(I_m, I_g) A(I_g) \sigma_o(I_g) \quad 11.19$$

où $\sigma_o(I_g)$ est la section efficace de génération de Monte Carlo intégrée dans une cellule :

$$\sigma_o(I_g) = \int (d\sigma_o(V_g) / dV_g) dV_g \quad 11.20$$

Alors l'équation 11.16 s'écrit :

$$T(I_m) = \sum_{I_g=1}^{N_b} C(I_m, I_g) P_t(I_g) \quad 11.21$$

C'est sous cette forme que le problème est traité dans la pratique . Cette expression se comprend aisément . En effet les poids , qui sont les rapports entre les distributions du modèle testé et de celui qui a servi à produire le Monte Carlo , traduisent leurs différences . La matrice de corrélation , $C(I_m, I_g)$, n'est autre que la distribution des événements Monte Carlo en fonction des variables générées et reconstruites . Si les poids valent 1 , l'équation II.21 redonne bien la distribution initiale du Monte Carlo .

L'utilisation de la relation II.21 pose quelques problèmes techniques étant donné le nombre important d'événements Monte Carlo nécessaire à l'analyse (environ un million) . On peut se dire dans un premier temps que l'on va lire tous les événements Monte Carlo , décoder les variables de génération et affecter à chaque événement le poids défini par la relation II.18 . On se heurte alors au problème du temps calcul car la lecture d'un million d'événements avec le format des bandes DST , nécessite environ 4000 secondes . C'est un temps absolument prohibitif sachant que pour déterminer les paramètres d'un modèle il va falloir renouveler l'opération plusieurs dizaines de fois afin de déterminer le meilleur jeu de paramètres vis à vis de l'équation II.15 . L'utilisation du format des bandes micro-DST où chaque événement Monte Carlo est décrit par 37 paramètres , permet de réduire ce temps d'un facteur 40 , ce qui reste encore inutilisable . On est donc amené à définir un nouveau format où chaque événement est représenté par un seul mot de 60 bits , fonction du découpage en cellules choisi et qui contient le numéro de la cellule de génération , celle de reconstruction ainsi que le poids de l'événement . Ce poids est cependant différent de celui défini par la relation II.18 . Il correspond à une repondération des événements pour tenir compte d'effets absents lors de la génération comme par exemple la dépendance en $1/S$ de la section efficace (S est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction) . D'autre part les événements sont regroupés par blocs de 10000 et sont mémorisés sur un fichier "mass storage" permettant un accès aléatoire . Dans ces conditions , le temps de lecture ainsi que les opérations annexes nécessaires à la réalisation de la relation II.21 s'abaisse à 3 secondes . Mais il est encore possible de gagner du temps , car un certain nombre d'événements ont à la fois la même cellule de génération et de reconstruction . Puisque l'équation II.21 est linéaire , on peut les regrouper ce qui revient à construire effectivement la matrice de corrélation . Celle-ci , dans sa forme finale , est un tableau à une dimension contenant des mots de 60 bits codés de la manière suivante :

	30 bits		15 bits		15 bits	
	valeur de $C(I_m, I_g)$		Valeur de I_m		Valeur de I_g	

Ce tableau est alors stocké sur disque et l'exécution de l'équation II.21 ne demande plus qu'un temps inférieur à un dixième de secondes , ce qui est largement acceptable du point de vue temps calcul .

4) Comparaison données-modèle:

Lorsque l'on teste un modèle , on ne recherche pas une vérification rigoureuse de la relation II.15 : $D(I_m)=T(I_m)$, mais on désire un accord statistique . Un moyen visuel permettant de comparer les données au modèle consiste à porter sur un graphique le rapport $D(I_m)/T(I_m)$; une courbe plate normalisée à 1 traduit alors un bon accord . Dans la partie résultats (chapitre IV) ce type de présentation sera plusieurs fois utilisé . Une manière plus quantitative de tester l'accord consiste à calculer la valeur du χ^2 , ou celle de la fonction de vraisemblance . La recherche de leur minimum (ou maximum) permet de déterminer les paramètres libres d'un modèle .

5) Détermination des paramètres d'un modèle:

La technique utilisée est très classique : on minimise un estimateur traduisant la différence entre les données et le modèle mis à l'épreuve . Cette minimisation est effectuée en utilisant le programme MINUIT [13] . Deux type d'estimateurs ont été utilisés:

- Un χ^2 défini par :

$$\chi^2=\sum(D(I_m)-T(I_m))^2 \times E(I_m) \quad \text{II.22}$$

avec

$$E(I_m)=1/(D(I_m)+(N_d/N_c)^2 \times T(I_m)) \quad \text{II.23}$$

où N_d est le nombre d'événements mesurés (distribution $D(I_m)$) et N_c le nombre d'événements Monte Carlo utilisés pour le calcul de la distribution théorique $T(I_m)$.

- Un maximum de vraisemblance défini par :

$$-\ln(f)=\sum [(D(I_m)\ln(T(I_m)))-T(I_m)] \quad \text{II.24}$$

Dans la pratique, on utilise souvent un modèle ayant une normalisation libre, soit parce que l'on met en doute la normalisation absolue des données soit parce que le modèle comporte ce paramètre. Pour déterminer ce paramètre, deux possibilités s'offrent à nous. On peut tout d'abord l'injecter comme paramètre supplémentaire, le programme de minimisation détermine alors sa valeur de la même manière que pour les autres paramètres. Dans ce cas, les corrélations entre la normalisation et les différents paramètres du modèle apparaissent clairement dans la matrice de covariance. L'autre possibilité consiste à lui imposer sa valeur par la relation :

$$\sum D(I_m) = \sum T(I_m) \quad 11.25$$

Dans ce cas, il suffit de rechercher le minimum de l'expression :

$$-\ln(f) = \sum D(I_m) \ln(T(I_m)) \quad 11.26$$

L'utilisation de ces 2 estimateurs a permis de s'assurer qu'ils donnaient des résultats identiques, le maximum de vraisemblance étant plus correct dans les zones à faible statistique où l'erreur n'est plus gaussienne mais poissonnienne. De plus il présente l'avantage d'être plus rapide à utiliser puisque le programme de minimisation a un paramètre de moins à faire varier par rapport au χ^2 .

Il faut aussi signaler un problème qui se pose lors de l'utilisation des relations 11.22 et 11.24 : Quelle est la région de sommation ? En effet, on désire fréquemment tester un modèle dans une région cinématique déterminée. Mais, puisque la résolution n'est pas parfaite, des événements peuvent être générés à l'intérieur de la région considérée puis être mesurés à l'extérieur, et réciproquement. Les bords de cette région sont donc flous et cela peut poser des problèmes si l'on s'intéresse à des effets très localisés. Dans la pratique, lorsque l'on parle d'une région de minimisation, cela correspond à la région dans laquelle est sommé l'estimateur (donc en variables mesurées), la théorie étant calculée dans une zone plus large afin de s'affranchir des effets de bords.

F) OBTENTION DES SECTIONS EFFICACES

1) Introduction:

Dans ce paragraphe, nous allons décrire la méthode utilisée pour le calcul des sections efficaces . Bien entendu , la méthode est générale et peut s'appliquer à n'importe quel jeu de variables , cependant , nous développerons plus en détail le cas particulier des variables τ et x_F . Le point de départ est l'équation 11.12 du paragraphe précédent qui peut s'écrire :

$$D(I_m) = \sum_{I_g=1}^{N_b} C(I_m, I_g) \sigma_e(I_g) / \sigma_o(I_g) \quad 11.27$$

2) Principe de la méthode:

La méthode est très classique . L'idée directrice est que dans l'équation 11.27 les termes diagonaux , ou proches de la diagonale sont prépondérants . Meilleure est la résolution expérimentale , meilleure est cette approximation . Sous cette hypothèse $C(I_m, I_g)$ devient une matrice diagonale et les variables mesurées et générés sont donc équivalentes . On peut alors découpler les équations 11.27 et écrire :

$$D(I) = T(I) \times \sigma_e(I) \quad 11.28$$

Le terme $T(I)$ regroupe l'acceptance et les effets de résolution . Il est obtenu en écrivant l'équation 11.28 pour des événements M.C. sous la forme :

$$T(I) = \frac{\sum R(I_m, I_g) A(I_g) \sigma_o(I)}{\sigma_o(I)} \quad 11.29$$

L'obtention des sections efficaces est alors immédiate , il suffit de diviser terme à terme la distribution des données $D(I)$ par la distribution $T(I)$ puis de normaliser avec la luminosité . L'erreur statistique due aux données peut être calculée simplement en prenant la racine carré du nombre d'événements .

3) Problèmes liés à la méthode utilisée:

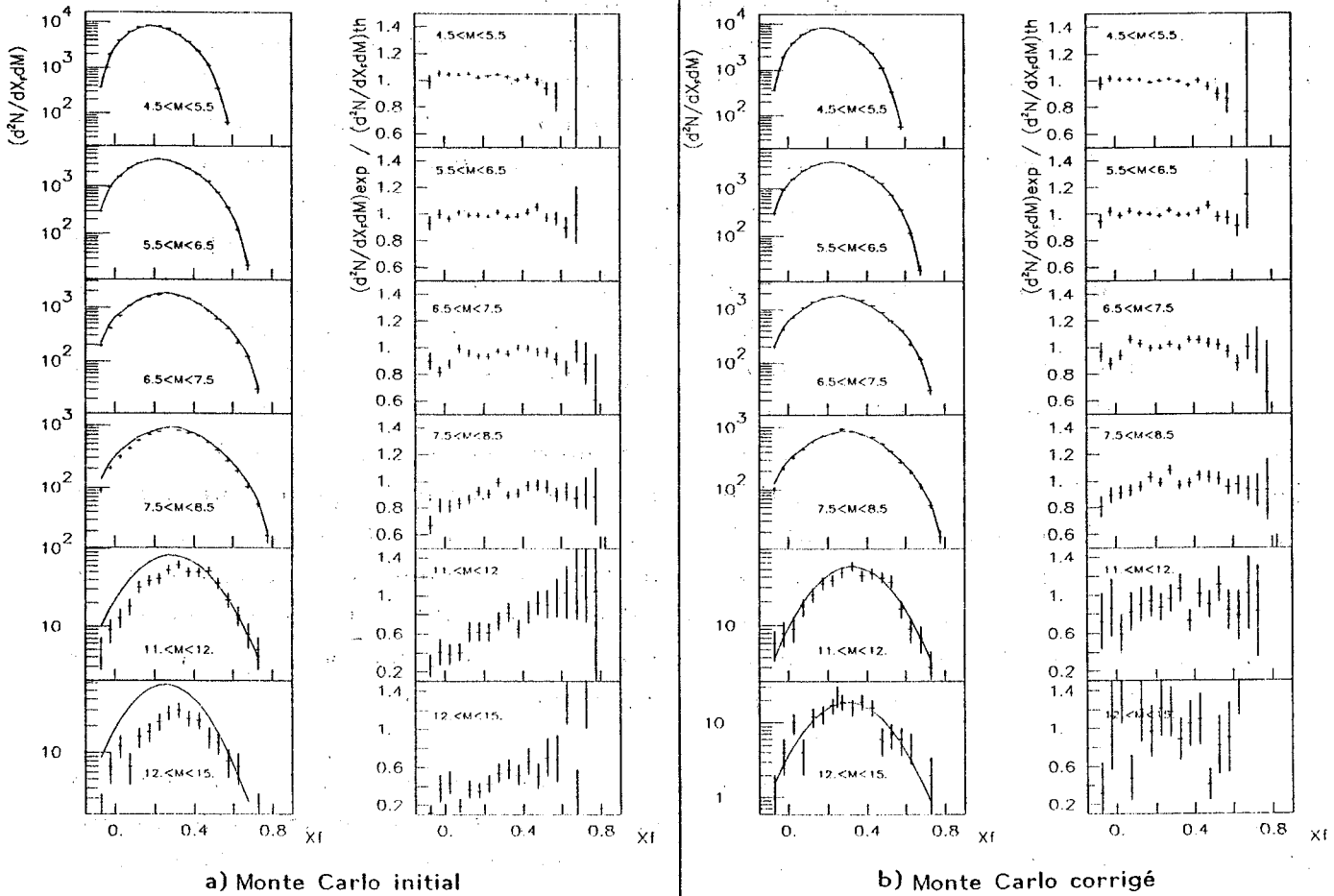


Figure 30: Comparaison données-Monte Carlo

L'expression II.28 est rigoureusement correcte dans 2 cas :

- Lorsque la résolution est excellente par rapport à la taille des cellules , c'est-à-dire lorsque $R(I_g, I_m) = \delta_{I_g I_m}$ alors $T(I) = A(I)$
- Lorsque la section efficace $\sigma_o(I)$ utilisée pour calculer la distribution $T(I)$ est celle qui correspond exactement aux données .

Le premier cas n'étant pas le nôtre , on essaie de se placer dans le deuxième . Pour cela , on cherche une paramétrisation qui reproduit correctement les données . Avec cette paramétrisation on calcule $T(I)$, puis la section efficace .

La distribution initiale de génération du Monte Carlo est faite en utilisant le modèle de Drell-Yan naif avec les fonctions de structure déjà connues . Comme nous le montre la figure 30 a) , où l'on a représenté , en fonction de $M_{\mu\mu}$ et x_F , le rapport des données sur le Monte Carlo initial , cette génération ne reproduit pas nos données , même grossièrement . Il est donc nécessaire de la corriger . Diverses paramétrisations dont l'expression était suggérée par la forme du désaccord ont été essayées . A chaque fois , leurs paramètres libres sont déterminés par minimisation . La fonction de correction qui donne le meilleur résultat tout en introduisant les variations les plus douces , a été retenue . la figure 30 b) montre la comparaison entre les données et notre "nouveau" Monte Carlo (la colonne de gauche donne la distribution des événements , la ligne continue correspond au Monte Carlo , la colonne de droite donne la rapport données/Monte Carlo) . L'accord est maintenant suffisant pour que l'on se trouve dans le domaine de validité de la relation II.28 . Précisons cependant que la fonction de correction n'a pas pour but de donner une paramétrisation fidèle de nos données qui pourrait se substituer aux tables de section efficaces , mais uniquement de reproduire nos mesures avec une précision suffisante pour que l'utilisation de la relation II.28 n'introduise pas de biais .

Il est possible de chiffrer l'importance de l'approximation que l'on vient de faire . Pour cela , appelons $\sigma_{\text{vraie}}(I_g)$ la section efficace réelle du processus étudié . Lorsque l'on fait une mesure , la section efficace correspondante n'est pas $\sigma_{\text{vraie}}(I_g)$ mais :

$$\sigma_{\text{vraie}}(I) + \sigma_{\text{stat}}(I) \quad \text{II.30}$$

où $\sigma_{\text{stat}}(I)$ est un terme fluctuant statistiquement autour de zéro , dont la variance est $\sigma_{\text{err}}(I)$. Le nombre de coups mesuré est donc :

$$D(I_m) = \sum R(I_m, I_g) A(I_m) [\sigma_{\text{vraie}}(I_g) + \sigma_{\text{stat}}(I_g)] \quad \text{II.31}$$

Notre méthode d'analyse nous fournit la section efficace $\sigma_{\text{NA10}}(I)$. Celle-ci , à cause des approximations de la méthode , contient un terme d'erreur systématique $\sigma_{\text{syst}}(I)$ tel que :

$$\sigma_{\text{vraie}}(I) = \sigma_{\text{NA10}}(I) + \sigma_{\text{syst}}(I) \quad 11.32$$

On peut alors réécrire l'équation 11.31 sous la forme :

$$D(I_m) - \Sigma R(I_g) A(I_g) \sigma_{\text{NA10}}(I_g) = \Sigma R(I_m, I_g) A(I_g) [\sigma_{\text{stat}}(I_g) + \sigma_{\text{syst}}(I_g)] \quad 11.33$$

On fait alors l'hypothèse que l'erreur systématique et que $\sigma_{\text{err}}(I)$ varient lentement par rapport à la résolution . En écrivant l'équation 11.33 pour plusieurs points I_m voisins et en faisant la moyenne , le terme statistique est fortement réduit grâce à ses fluctuations , et seul le terme systématique reste dans la partie droite de la relation . L'hypothèse des lentes variations de l'erreur systématique permet alors de s'affranchir de $R(I_m, I_g)$ et l'on a :

$$\sigma_{\text{syst}}(I_g) = \frac{\langle D(I_m) - \Sigma R(I_m, I_g) A(I_g) \sigma_{\text{NA10}}(I_g) \rangle}{A(I_g)} \quad 11.34$$

Cette expression signifie que si la section efficace calculée avec notre méthode , puis retransformée correctement en nombre d'événements ne reproduit pas les données , c'est qu'elle contient une erreur systématique . Dans la pratique , on a vérifié à l'aide de la relation 11.34 que le terme d'erreur systématique était bien négligeable .

Remarquons que l'hypothèse faite sur la régularité est fondamentale , elle revient à supposer que la section efficace $\sigma_{\text{vraie}}(I)$ est relativement lisse , les variations tolérables sont fonction de la résolution et du nombre d'événements disponibles . Cette hypothèse n'est plus valable dans les régions contenant des résonances (Upsilon par exemple) .

4) Luminosité:

Le calcul de la luminosité nécessite la connaissance du nombre de particules incidentes , du nombre de particules cibles , et des inefficacités de l'appareillage qui peuvent varier dans le temps et en fonction des conditions de prise de données . Elles sont étudiées grâce à un moniteur choisi de manière à être facilement mesurable et sensible à toutes leurs variations . On utilise le nombre de ψ reconstruits par π , corrigé du temps mort d'acquisition (ψ/π) . La figure 31 montre ses variations en fonction du numéro de run (l'échelle verticale

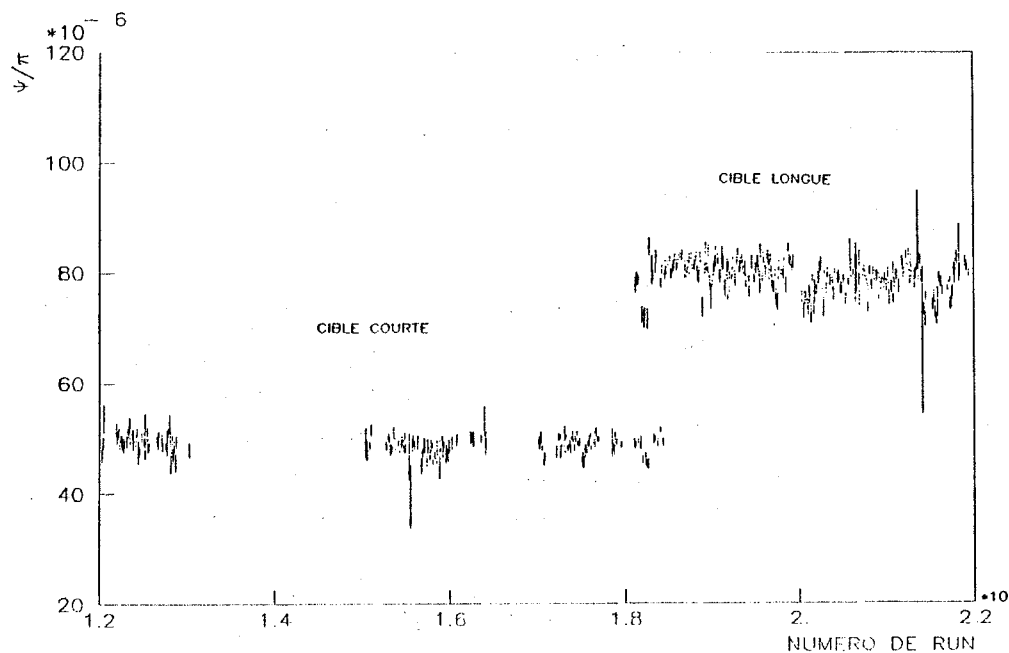


Figure 31: Variation du moniteur en fonction du run

est arbitraire) . Pour chaque période , la valeur moyenne du moniteur est indiquée . Tous les runs ayant une valeur anormale sont examinés , ceux pour lesquels les conditions de prise de données n'étaient pas standards sont rejetés (problèmes dans l'électronique , dans le faisceau , ...) .

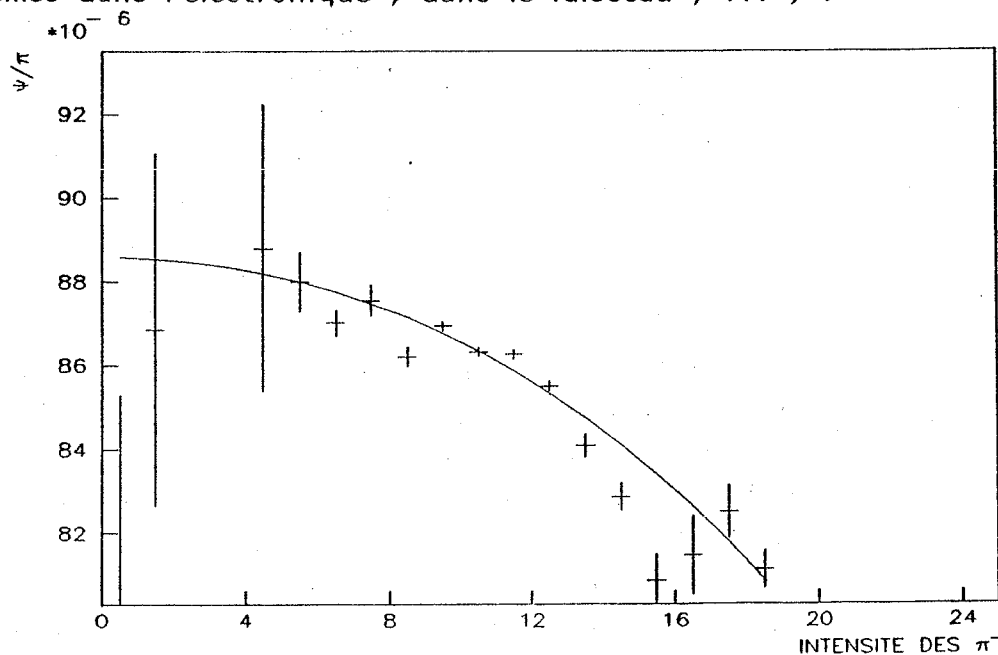


Figure 32: Variation du moniteur en fonction de l'intensité

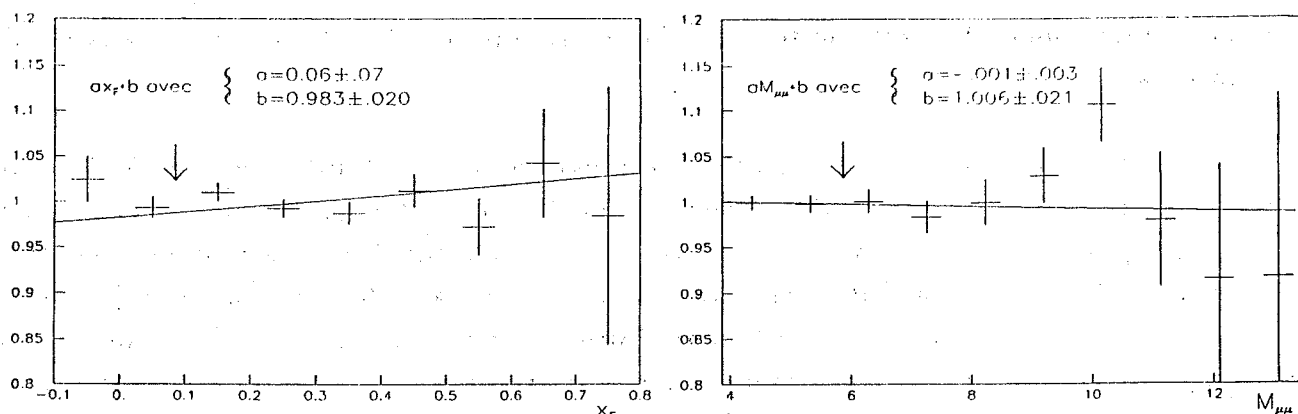


Figure 33: Rapport des distributions "haute intensité" sur "basse intensité"

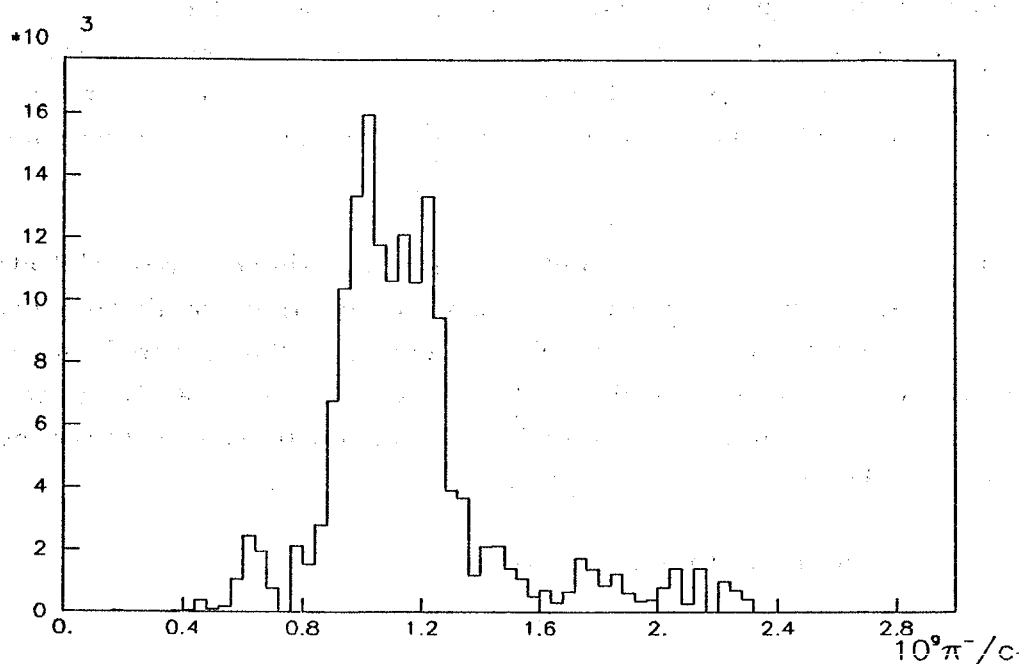


Figure 34: Distribution des événements en fonction de l'intensité

Les variations du moniteur peuvent être expliquées principalement par 2 effets :

- Pour la période 4A (numéro de run supérieur à 2115) un moniteur supplémentaire se trouvait dans la ligne de faisceau ce qui changeait légèrement la calibration des chambres à ionisation .

- La dépendance des efficacités de l'appareillage en fonction de l'intensité du faisceau .

La figure 32 montre les variations du moniteur (ψ/π) en fonction de l'intensité du faisceau . L'étude détaillée des inefficacités des compteurs , des chambres proportionnelles , du système de déclenchement de premier et deuxième niveau , du programme de reconstruction et de la sélection de événements , reproduit ces variations . Les contributions individuelles sont petites . On corrige les données run par run , des variations en fonction de l'intensité de l'ensemble des efficacités , en utilisant un terme qui correspond à la ligne continue de la figure 32 . Une correction globale , pour tous les runs d'une même période (l'efficacité des compteurs varie d'une période à l'autre) est finalement appliquée et correspond à l'ensemble des inefficacités à basse intensité , soit typiquement 10 % . Notons cependant que l'essentiel des données a été pris à la même intensité (voir figure 34) . Ceci réduit l'importance des corrections liées à cet effet .

Pour s'assurer que les variations d'efficacité n'introduisent pas d'effets différentiels , on a séparé nos données en 2 lots en fonction de l'intensité de la prise de données (valeur limite : $1.1 \cdot 10^9 \pi^-/\text{cycle}$) . La figure 33 montre en fonction de la masse du dimuon et de x_F le rapport des distributions de ces 2 lots . Aucun effet systématique n'est visible . La luminosité intégrée pour la prise de données à 194 GeV/c est alors de :

$$\mathcal{L}=1.58\pm0.10 \cdot 10^{40} \text{ nucléon/cm}^2$$

CHAPITRE III : SITUATION THEORIQUE

A) INTRODUCTION

Dans ce chapitre , nous allons présenter l'interprétation théorique de la production de dimuons dans les interactions pion-nucléon . Cette description sera faite dans le cadre du modèle des partons et de la Chromodynamique Quantique (Q.C.D.) . Dans ce cadre , le modèle de Drell-Yan correspond au terme d'ordre zéro du développement perturbatif en fonction de la constante de couplage de l'interaction forte : α_s .

L'interaction que l'on étudie met en jeu un pion et un nucléon . Dans un premier paragraphe (intitulé "Factorisation") , nous allons remplacer cette phrase par : "l'interaction que l'on étudie met en jeu 2 assemblées de partons (un nucléon et un pion) dont la composition en quarks et gluons est entièrement décrite par des fonctions de structure qui sont indépendantes de l'interaction considérée " . Ce changement , opéré grâce au concept de la factorisation , nous permet de diviser la description du processus étudié en trois parties indépendantes : la production de dimuons par 2 ensembles de partons , la modélisation du nucléon par des fonctions de structure , ainsi que celle du pion . La suite de l'organisation de notre chapitre s'impose donc . Un paragraphe sera consacré à la production de dimuons par deux assemblées de partons , où , partant du point de vue général de QCD , nous décrirons plus particulièrement 3 approximations (modèle de Drell-Yan , approximation des logarithmes dominants , calcul complet au premier ordre en α_s) . Pour chacune d'elles , nous verrons comment interviennent les fonctions de structure du pion dans l'expression de la section efficace . Le paragraphe suivant décrira la paramétrisation des fonctions de structure du nucléon ; le dernier paragraphe traitera le cas du pion .

Les problèmes seront abordés du point de vue de l'expérimentateur , dont le but est de confronter les résultats de l'expérience aux prédictions d'un modèle . La justification détaillée des expressions théoriques sera donc souvent escamotée , mais elle pourra se retrouver dans les articles cités en référence .

B) LA FACTORISATION

Le principe de la factorisation [14] part de l'idée que les deux hadrons qui participent à l'interaction sont entièrement décrits par des fonctions de structure et essaie de donner une certaine universalité à ces fonctions de structure. Rappelons que si $q(x)$ désigne la distribution des quarks, $xq(x)$ correspond à la fonction de structure.

Il existe deux types de factorisation :

- La factorisation faible, qui revient à supposer que la section efficace du processus $AN \rightarrow \gamma^* X$, intégrée sur les angles d'émission des μ et sur l'impulsion transverse du photon virtuel, s'écrit :

$$M^4 \sigma = \int_{x_1}^{dx_1} \int_{x_2}^{dx_2} \sum_{i,j} g_A^{(i)}(x_1, M^2) H_{i,j}(x_i, M^2) g_N^{(j)}(x_2, M^2) \quad \text{III.1}$$

Où la fonction $g_A^{(i)}$ ne dépend que du hadron A et du parton i, indépendamment de la cible N et du parton j (et réciproquement). Le terme H_{ij} décrit l'interaction entre les partons i et j indépendamment de leur origine. La variable x désigne la fraction d'impulsion du hadron emportée par le quark, M la masse du dimuon.

- La factorisation forte qui considère que les fonctions $g_A^{(i)}$ et $g_N^{(j)}$ sont universelles et peuvent être déterminées par n'importe quel processus les faisant intervenir (diffusion profondément inélastique de neutrinos ou de muons, production de dimuons, ...).

Du point de vue théorique, l'hypothèse de la factorisation est sujette à des controverses dans lesquelles nous n'entrerons pas. Dans le cas des collisions π^-p , sa vérification expérimentale consiste à déterminer simultanément les fonctions de structure du pion et du nucléon et à vérifier que pour le nucléon, la mesure est compatible avec ce qui est observé en diffusion inélastique de leptons. Cependant, le résultat de ce type de détermination n'est pas très précis, puisqu'il nécessite la détermination simultanée de plusieurs inconnues (fonction de structure du π et du nucléon). Néanmoins, nous présenterons cet exercice au début de la partie résultats, puis nous supposerons que la factorisation forte est valide pour le reste de l'analyse des données. Ainsi nous

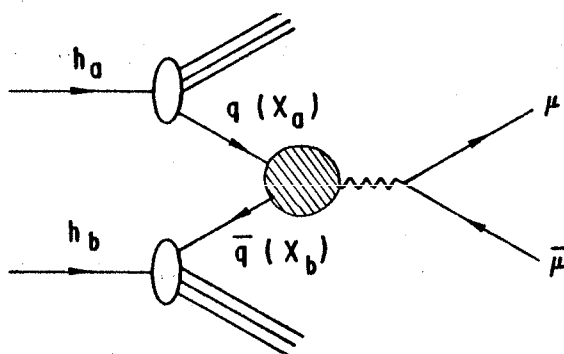
pourrons mettre en oeuvre l'intérêt fondamental de la factorisation forte qui est de relier la diffusion profondément inélastique à la production de dimuons . Ceci nous permettra d'utiliser les résultats de la diffusion inélastique de leptons pour décrire les fonctions de structure du nucléon et donc d'accroître notre sensibilité à la détermination des fonctions de structure du pion qui deviennent les seules inconnues .

C) LA PRODUCTION DE DIMUONS

1) QCD et la production de dimuons:

Si on considère la production de dimuons de manière très générale dans le cadre de QCD perturbatif , on sait qu'il suffit de dessiner tous les diagrammes où l'état initial part d'un π et d'un nucléon et où l'état final contient 2μ . Comme l'on s'en doute , cela représente beaucoup de diagrammes (une infinité plus exactement) , que l'on peut classer en plusieurs grandes catégories :

- a. Les diagrammes où , pour chacun des hadrons initiaux , un seul parton (quark ou gluon) participe à l'interaction pour produire un photon virtuel qui se matérialise en un dimuon :



La figure 35 présente les principaux graphes qui peuvent intervenir dans la zone hachurée . De manière générale , on les ordonne suivant la puissance en α_s avec laquelle ils interviennent , en espérant , bien sûr , que les termes prépondérants proviennent des ordres les plus bas en α_s . On montre [14] que la section efficace peut être développée en fonction des puissances de α_s et de $\ln(Q^2)$ sous la forme suivante :

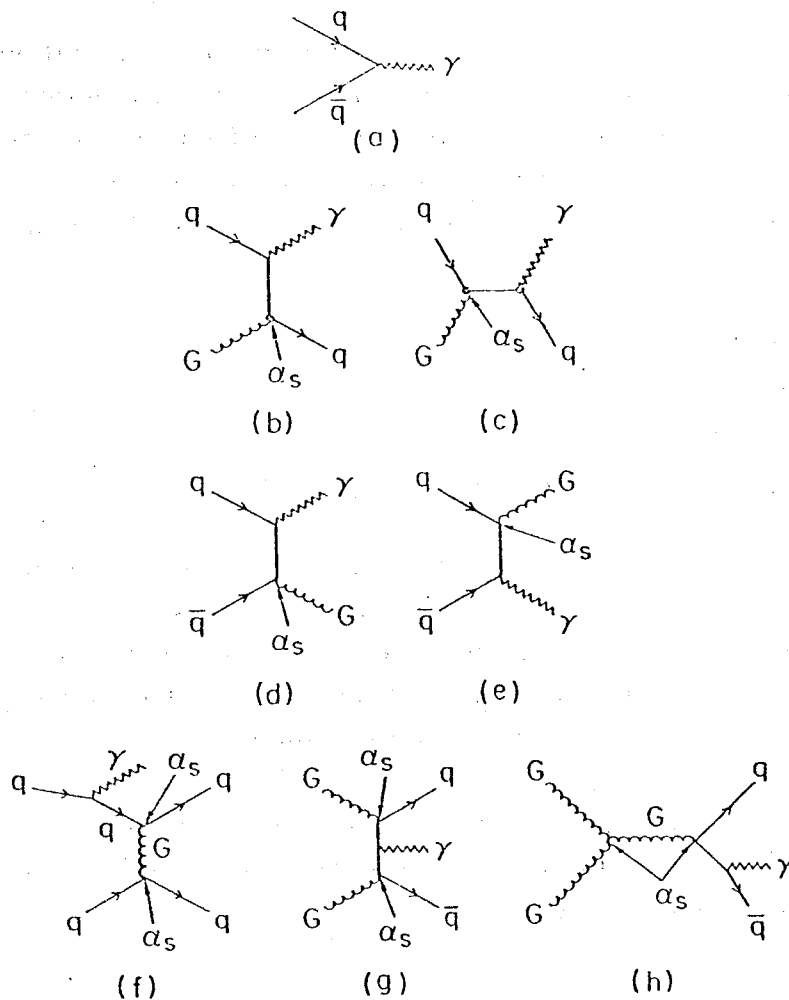


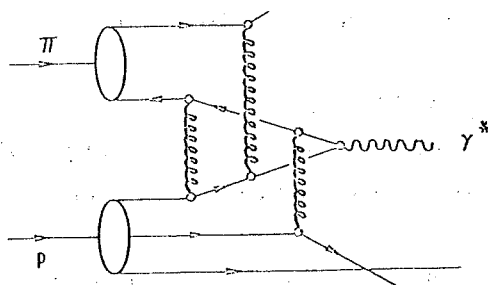
Figure 35: Diagrammes de production de dimuons

$$\begin{aligned}
 \sigma = & \alpha_s^0 [a_0(\tau, x_F) \ln^0(Q^2)] \\
 & + \alpha_s^1 [a_1(\tau, x_F) \ln^1(Q^2) + b_1(\tau, x_F) \ln^0(Q^2)] \\
 & + \dots \\
 & + \alpha_s^n [a_n(\tau, x_F) \ln^n(Q^2) + b_n(\tau, x_F) \ln^{n-1}(Q^2) + \dots]
 \end{aligned}
 \tag{III.2}$$

Dans ce développement, où Q^2 est identifié à M^2 , seule une partie des coefficients $a_n, b_n, \dots$ est explicitement connue. Ceci nous oblige donc à considérer des approximations ou modèles, qui ne retiennent qu'une partie des termes de la relation III.2. Ainsi, le modèle de Drell et Yan ne conserve que la première ligne de la relation III.2, qui est indépendante de α_s . Il correspond au diagramme a) de la figure 35 et sera

décrit dans le paragraphe 2) . L'approximation des logarithmes dominants (LLA) , consiste à ne retenir que les termes en $\ln^n(Q^2)$: elle sera décrite au paragraphe 3) . Dans le paragraphe 4) on présentera le calcul complet au premier ordre en α_s . Il correspond aux 2 premières lignes de l'expression III.2 . Précisons que suivant la région de l'espace de phase où il est calculé , un même graphe peut intervenir dans plusieurs termes du développement en $\ln(Q^2)$.

- b. Les diagrammes similaires aux précédents mais où l'interaction met en jeu des partons spectateurs . Ce type de graphe appartient à la famille des higher twists , on peut le schématiser par :

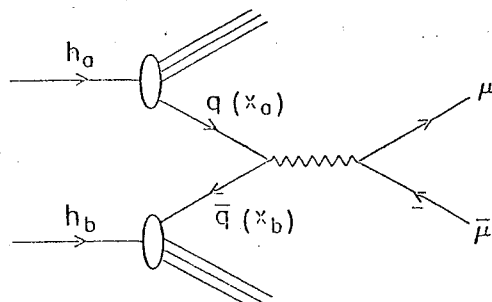


Ces diagrammes n'interviennent en général qu'en limite d'espace de phase . Ils seront brièvement décrits dans le paragraphe 5) .

- c. Les diagrammes qui font intervenir les interactions faibles par le biais de la production de saveurs lourdes . Ils sont à l'origine des dimuons de même signe , et ne contribuent que très faiblement à la section efficace dans la région cinématique que nous étudions .

2) Le modèle de Drell-Yan:

Comme nous venons de le voir , ce modèle correspond au diagramme de l'annihilation électromagnétique quark-antiquark :



Il est bien connu et nous ne ferons que rappeler l'expression de la section efficace , intégrée sur les angles d'émission et l'impulsion transverse (qui n'existe pas dans cette approximation) du dimuon :

$$\frac{d^2\sigma_{DY}}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2} \sum_i e_i^2 [q_{i,\pi}(x_1) \cdot \bar{q}_{i,n}(x_2) + (1 \leftrightarrow 2)] \quad \text{III.3}$$

Les différentes variables ont la signification suivante :

M = masse invariante du dimuon

S = carré de l'énergie disponible dans le CDM π -nucléon

$\alpha = 1/137$

x_1 = fraction de l'impulsion longitudinale du pion emportée par le quark i

x_2 = fraction de l'impulsion longitudinale du nucléon emportée par l'anti-quark i

e_f = charge du quark i

$q_{i,\pi}(x_1)$ = distribution des quarks de saveur i dans le pion

$\bar{q}_{i,n}(x_2)$ = distribution des antiquarks de saveur i dans le nucléon

Rappelons les relations qui relient (τ, x_F) à (x_1, x_2) :

$$\tau = x_1 \cdot x_2 \quad x_F = x_1 - x_2$$

Pour représenter les densités de quark $q(x)$ nous utiliserons une forme suggérée par J. Buras et K. Gaemers [15] , c'est-à-dire :

$$q(x) = x^\alpha (1-x)^\beta \quad \text{III.4}$$

Le modèle de Drell-Yan stipule l'invariance d'échelle et une variation de la section efficace en fonction du numéro atomique A de la cible , proportionnelle à A . Jusqu'à présent les défauts majeurs de ce modèle étaient de sous-estimer l'impulsion transverse du dimuon et de ne pas prédire correctement la normalisation de la section efficace . La forme de la section efficace expérimentale était cependant en accord avec les prédictions du modèle . Dans la partie résultats , nous verrons que les carences du modèle de Drell et Yan sont devenus encore plus nombreux , puisque qu'il ne reproduit pas la forme des distributions en x_F et $\sqrt{\tau}$ que nous avons mesurées .

3) L'approximation des logarithmes dominants:

Comme on l'a vu au paragraphe 1) , cette approximation ne conserve à chaque ordre de α_s que le terme de puissance la plus élevée en $\ln(Q^2)$ dans l'expression III.2 . On montre alors [14] , que l'expression de la section efficace correspondante conserve la même forme que celle du modèle de Drell-Yan (III.3) , à condition d'introduire une dépendance en Q^2 dans les distributions des quarks $q(x)$. On peut donc écrire :

$$\frac{d^2\sigma_{LLA}}{dx_1 dx_2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2} \sum_i e_i^2 [q_{i,\pi}(x_1, Q^2) \cdot \bar{q}_{i,n}(x_2, Q^2) + (1 \leftrightarrow 2)] \quad \text{III.5}$$

La dépendance en Q^2 des densités de quarks est une violation de l'invariance d'échelle . Leur évolution en fonction de Q^2 est régie par les équations d'Altarelli-Parisi [16] qui permettent de déterminer la densité de quark $q(x, Q^2)$ à n'importe quel Q^2 , pourvu que l'on connaisse sa valeur à un Q_0^2 de référence . Pour représenter les densités de quark $q(x, Q^2)$ qui maintenant sont fonctions de x et Q^2 , nous conserverons la forme suggérée par J.Buras et K.Gaemers (III.4) , en introduisant une dépendance en Q^2 dans les paramètres α et β de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \alpha(Q^2) &= \alpha_0 + \alpha_1 \bar{s} \\ \beta(Q^2) &= \beta_0 + \beta_1 \bar{s} \\ \bar{s} &= \ln \frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \end{aligned} \quad (\Lambda \text{ est le paramètre d'échelle de QCD })$$

Dans cette paramétrisation , les coefficients α_1 et β_1 gouvernent l'évolution en fonction de Q^2 des fonctions de structure . Ils traduisent les contraintes imposées par les équations d'Altarelli-Parisi .

4) Calcul au premier ordre en α_s :

La section efficace calculée dans cette approximation est la plus complète que nous ayons à notre disposition . Elle prend en compte , le terme de Drell-Yan, l'évolution des densités de quark en fonction de Q^2 suivant l'approximation des logarithmes dominants , et la deuxième ligne de la relation III.2 , c'est-à-dire

Table 6: Fonction K_{α_s} (premier ordre)

$\sqrt{\tau} \setminus x_F$	.15	.05	.05	.15	.25	.35	.45	.55	.65	.75	.85
.25	1.63	1.63	1.63	1.63	1.64	1.65	1.65	1.66	1.66	1.65	1.64
.35	1.63	1.63	1.64	1.65	1.65	1.66	1.67	1.68	1.69	1.70	1.73
.45	1.65	1.66	1.67	1.68	1.69	1.70	1.71	1.73	1.75	1.79	-
.55	1.70	1.70	1.71	1.72	1.73	1.75	1.77	1.80	1.87	-	-
.65	1.76	1.77	1.78	1.79	1.81	1.84	1.88	2.01	-	-	-
.75	1.86	1.87	1.88	1.90	1.94	2.02	-	-	-	-	-

tous les diagrammes qui contribuent au premier ordre en α_s . Elle se décompose de la manière suivante [17] :

$$\frac{d^2\sigma_{\alpha_s}}{d\tau dx_F} = \frac{d^2\sigma_{LLA}}{d\tau dx_F} + \frac{d^2\sigma_A}{d\tau dx_F} + \frac{d^2\sigma_C}{d\tau dx_F} \quad \text{III.6}$$

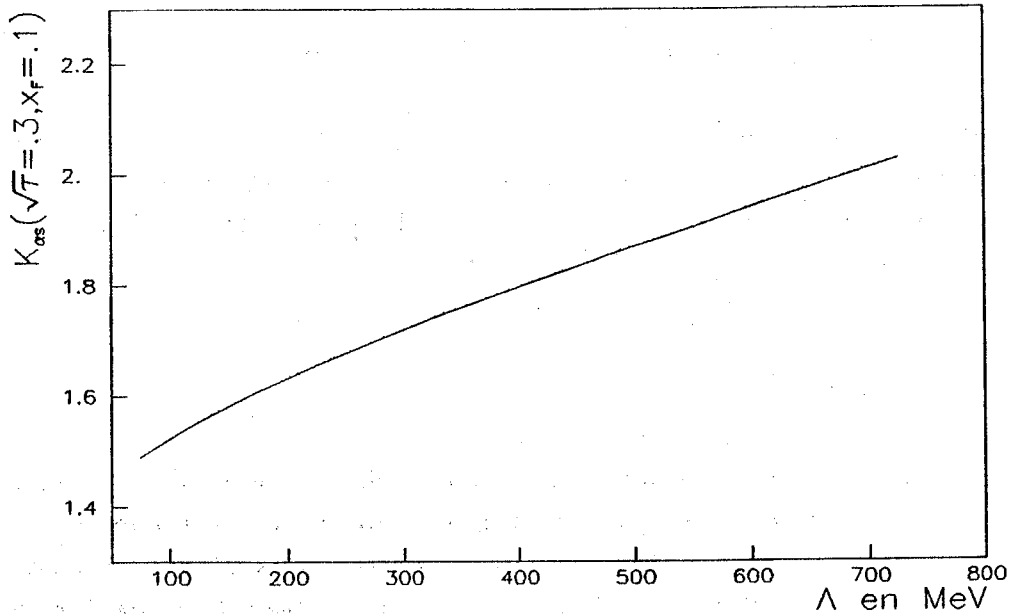
Les différentes parties de cette expression proviennent de :

- LLA=section efficace calculée dans l'approximation des logarithmes dominants
- A=diagrammes d'annihilation, qui sont, sur la figure 35, les graphes b) et c) de production de gluon, le graphe d) de correction de vertex.
- C=termes Compton. Ce sont les diagrammes e) et f) de la figure 35.

Dans les régions cinématiques expérimentalement accessibles, ce calcul modifie sensiblement la normalisation de la section efficace de l'ordre d'un facteur 1.6, ce qui réduit l'écart observé avec la section efficace expérimentale. Il n'apporte que peu de changement aux formes des distributions en $\sqrt{\tau}$ et x_F calculées dans l'approximation des logarithmes dominants. Pour étudier ces variations, nous définissons une fonction $K_{\alpha_s}(\tau, x_F)$ par :

$$K_{\alpha s}(\tau, x_F) = \frac{d^2\sigma_{\alpha s}/d\tau dx_F}{d^2\sigma_{LLA}/d\tau dx_F}$$

III.7

Figure 36: Variation de $K_{\alpha s}$ en fonction de Λ

La table 6 donne les valeurs de $K_{\alpha s}$ en fonction de $\sqrt{T}$ et x_F , lorsque $\Lambda=200$ MeV. Différents paramètres interviennent dans le calcul de la section efficace "premier ordre" et donc dans $K_{\alpha s}$. Ce sont tout d'abord les paramètres des fonctions de structure du π . Leur influence est faible (limitée à 1 ou 2 % de variation), de même pour le nucléon. La valeur de Λ , a par contre, beaucoup plus d'influence sur $K_{\alpha s}$. Sa variation induit une modification de $K_{\alpha s}$ essentiellement en niveau, la forme changeant peu, sauf en bordure d'espace de phase. La figure 36 montre l'évolution de $K_{\alpha s}$ en fonction de Λ pour $\sqrt{T}=.3$ et $x_F=.1$. Pour l'analyse de nos données, nous utiliserons la détermination de Λ faite en diffusion inélastique qui donne $\Lambda=200\pm 100$ MeV.

6) Higher twist:

Cette dénomination regroupe l'ensemble des graphes où intervient un parton spectateur. D'autre part, les théoriciens considèrent comme appartenant à

cette catégorie les diagrammes classés comme incalculables ! Néanmoins , on espère qu'ils ne contribuent que dans certaine régions cinématiques telles qu'à très petit ou très grand x ou petit Q^2 , où ils modifient la fonction de structure du π , par exemple de la manière suivante :

$$q_{\pi}(x, Q^2) \rightarrow (1-x)^2(1+c_1/Q^2+c_2/Q^4+ \dots) \text{ lorsque } x \rightarrow 1$$

Ce type d'effet devient donc dominant à grand x_F . D'autre part , la distribution angulaire est probablement modifiée (toujours en bord d'espace de phase) et passe de $1+\cos^2\theta$ (forme prédite par le modèle de Drell-Yan) à $1+\sin^2\theta$ à cause du changement de polarisation du photon virtuel .

8) Effets nucléaires:

Dans le processus de production de dimuons tel que nous l'avons décrit jusqu'ici , nous avons considéré l'interaction entre un π et un nucléon . Or nous utilisons une cible de tungstène . Pour transformer la section efficace π^-n en π^-W , nous interpréterons le processus comme une interaction parton-parton . Il est donc proportionnel au nombre de partons cibles impliqués , c'est-à-dire proportionnel au numéro atomique A de l'élément qui constitue la cible . L'étude expérimentale de la production de dimuons sur des cibles de numéros atomiques différents [18] a vérifié cette hypothèse . Remarquons cependant qu'aux bords de l'espace de phase , comme à grand τ (au-dessus du Upsilon en particulier) nous ne disposons pas de mesure précise de la dépendance en A .

D) FONCTIONS DE STRUCTURE DU NUCLEON

1) Paramétrisation utilisée:

La paramétrisation que nous utilisons pour décrire le nucléon [19] suppose la valence symétrique $SU(2)$ et la mer antisymétrique $SU(3)$. Pour la valence du proton , la distribution des quarks $u(x)$ et $d(x)$ est paramétrisée par :

$$\begin{aligned} u(x) &= Ax^{\alpha}(1-x)^{\beta} \text{ avec :} & \alpha(Q^2) &= .51 - .16\bar{s} & Q_0^2 &= 25 \text{ GeV}^2 \\ d(x) &= Bx^{\alpha}(1-x)^{\beta+1} & \beta(Q^2) &= 2.83 + .77\bar{s} & \Lambda &= 550 \text{ MeV} \end{aligned}$$

A et B découlent des règles de comptages:

$$\int_0^1 u(x)/x dx = 2$$

$$\int_0^1 d(x)/x dx = 1$$

La mer est paramétrisée par :

$$S_n(x) = A_s (1-x)^{\gamma} \quad \text{avec} \quad \gamma = 8. + 1.5\bar{s}$$

Nous supposons que la composition en saveurs u , d , et λ (quark étrange) de la mer du proton est :

$$S_n(x) = u(x) = d(x) = 2\lambda(x)$$

La distribution des gluons est représentée par [20] :

$$g(x) = A_g (1-x)^G \quad \text{avec} \quad G = 5.1$$

Les coefficients A_s et A_g sont déterminés en considérant que les gluons emportent 50% de l'impulsion totale du nucléon . Le nucléon ainsi défini viole l'invariance d'échelle suivant l'approximation des logarithmes dominants . Lorsque nous testerons le modèle de Drell-Yan dans le chapitre résultat , nous rétablirons l'invariance d'échelle de la paramétrisation en supprimant les termes en s , c'est-à-dire en prenant la valeur des paramètres α , β et γ à $Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2$.

Cette paramétrisation découle d'anciennes données de la collaboration CDHS [21] . Les 3 paragraphes suivants vont nous montrer l'accord entre cette paramétrisation et les données actuellement existantes . Dans un dernier paragraphe on estimera l'erreur de cette paramétrisation .

2) Compatibilité avec les résultats de diffusion de neutrinos:

la diffusion profondément inélastique de neutrinos permet de déterminer les fonctions de structure $2xF_1$, F_2 et xF_3 . Le modèle des quarks partons les relie aux distributions des quarks de la manière suivante :

- $2xF_1$ est la fonction de structure globale des quarks et antiquarks
- xF_3 est la fonction de structure de la valence
- F_2 est relié à $2xF_1$ par la relation :

$$2xF_1(x) = F_2(x)/(1+R)$$

R est le rapport entre la section efficace longitudinale et transverse . Sa valeur expérimentale est comprise entre 0 et 0.2 .

Plusieurs expériences ont étudié la diffusion de neutrinos , produisant des résultats dont la cohérence est allée en s'améliorant avec le temps . Les figures 38 et 37 présentent les résultats des 3 principales expériences . Sur ces courbes , la ligne continue correspond à la paramétrisation utilisée dans notre analyse pour décrire le nucléon . Elle est tracée uniquement dans la région cinématiquement accessible à notre spectromètre .

3) Compatibilité avec les mesures de diffusion de muons:

La section efficace de diffusion électromagnétique d'un μ est proche de celle de la diffusion d'un neutrino . Elle permet de déterminer les fonctions de structure F_2 et $2xF_1$ en faisant une hypothèse sur le rapport R . On en déduit les distributions des quarks (et anti-quarks) u , d , s et c . Principalement 2 expériences ont mesuré F_2 : les collaborations EMC [22] et BFP [23] . La figure 39 montre leurs résultats, qui sont concordants . A nouveau , la ligne continue correspond à la paramétrisation que nous utilisons . Elle est uniquement tracée dans le domaine cinématique auquel nous avons accès .

4) Compatibilité avec la production de dimuons dans les interactions p-N:

Dans une interaction p-N , le projectile et la cible sont identiques , aux effets nucléaires près . L'utilisation du modèle de Drell-Yan permet d'accéder aux fonctions de structure du nucléon . La collaboration NA3 a étudié 30000 dimuons de masse comprise entre 4.5 et 8.5 GeV/c² . La conclusion de leur analyse [24] est que la fonction de structure du nucléon déterminée en production de dimuons en p-N est compatible avec celle qui est déterminée en diffusion profondément inélastique de leptons .

5) Estimation de l'erreur sur la paramétrisation du nucléon:

La paramétrisation que nous avons décrite découle d'une analyse globale des données de la collaboration CDHS datant de 1979 [21] . D'après les figures qui viennent d'être vues , elle est en assez bon accord avec l'ensemble des mesures existantes . Cependant , nous allons faire une nouvelle détermination de la paramétrisation du nucléon , qui dans le chapitre résultats , va nous servir à

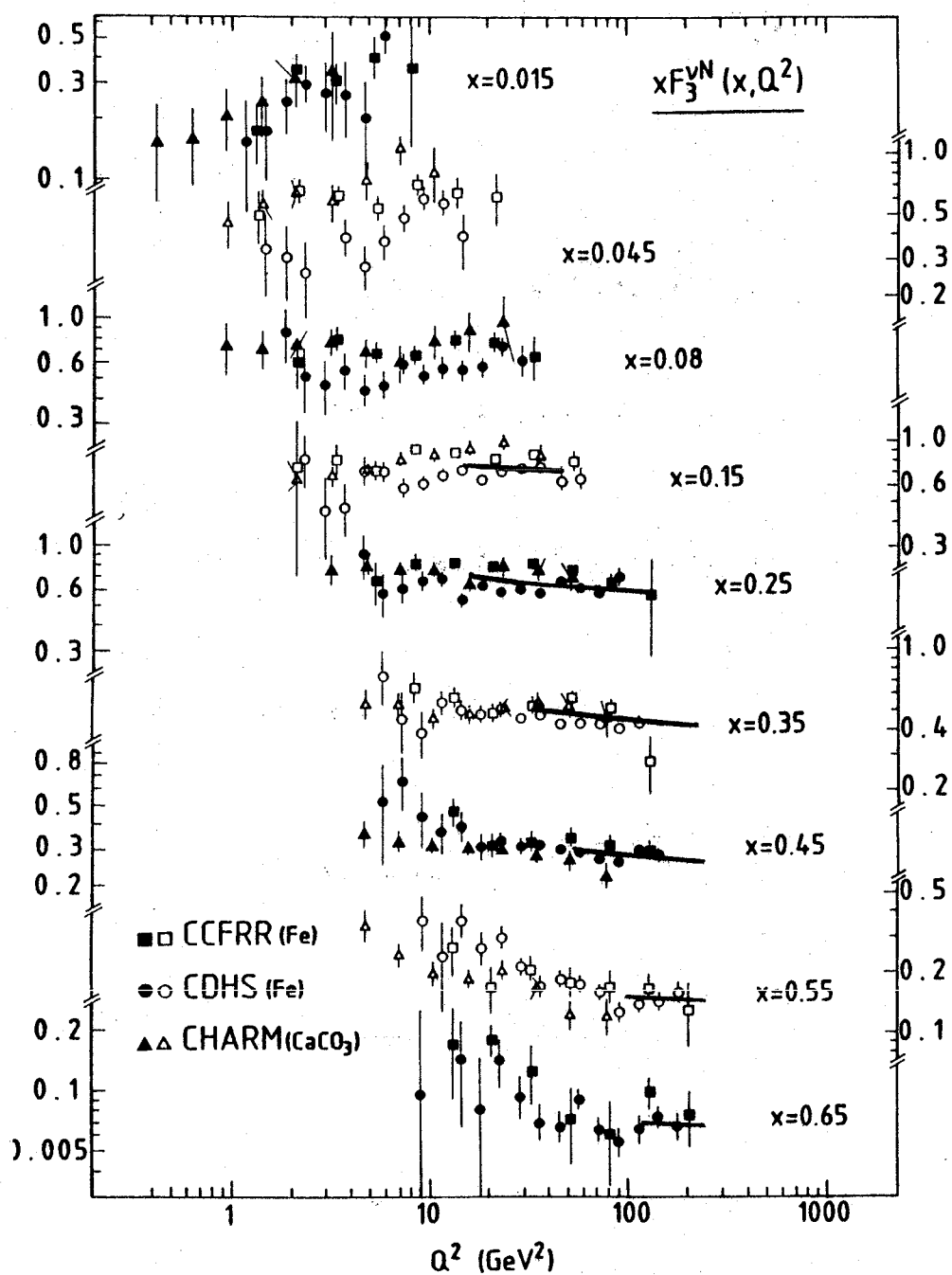


Figure 37: xF_3 obtenue en diffusion inélastique de neutrinos

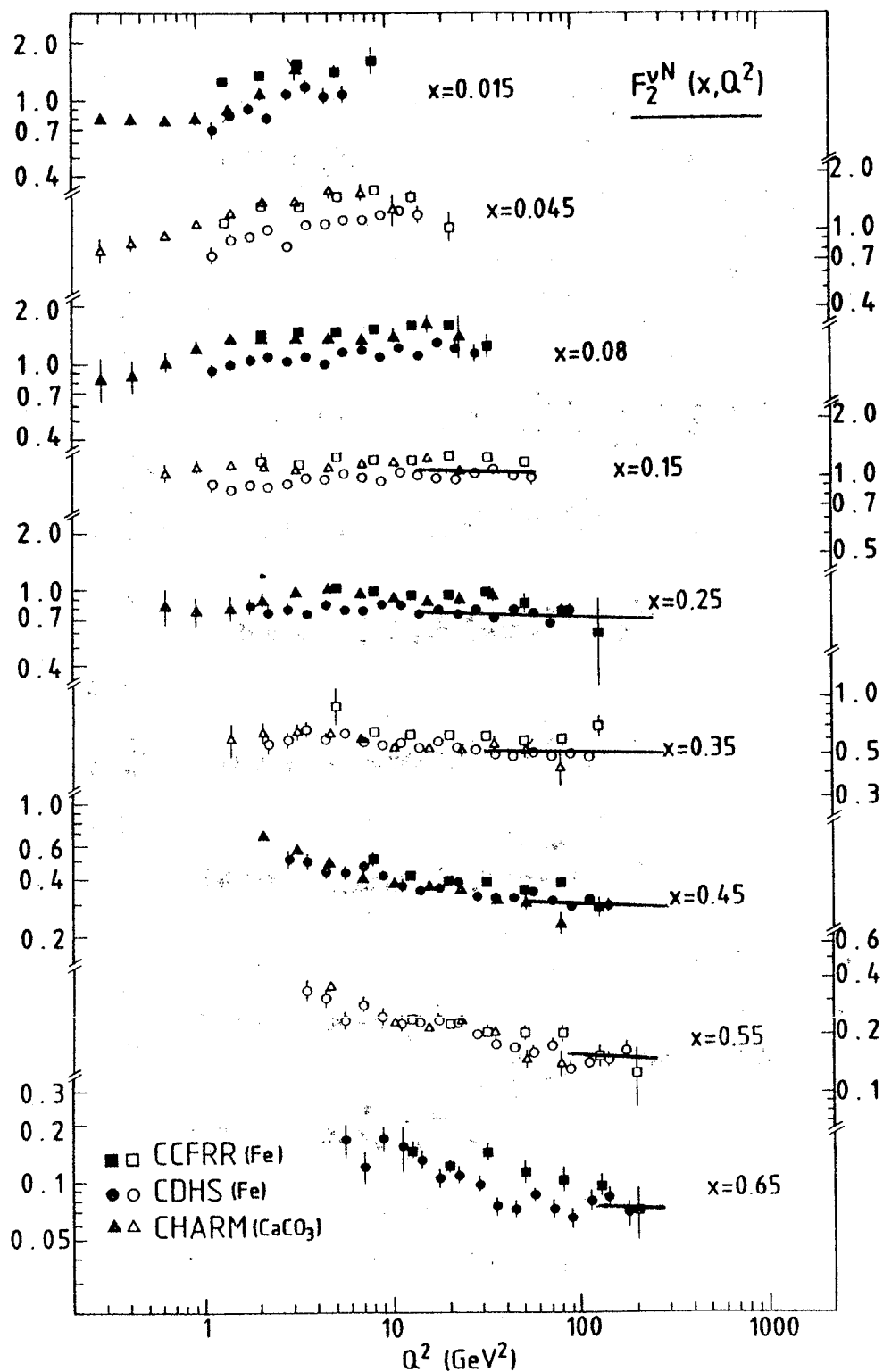


Figure 38: F_2 obtenue en diffusion inélastique de neutrinos

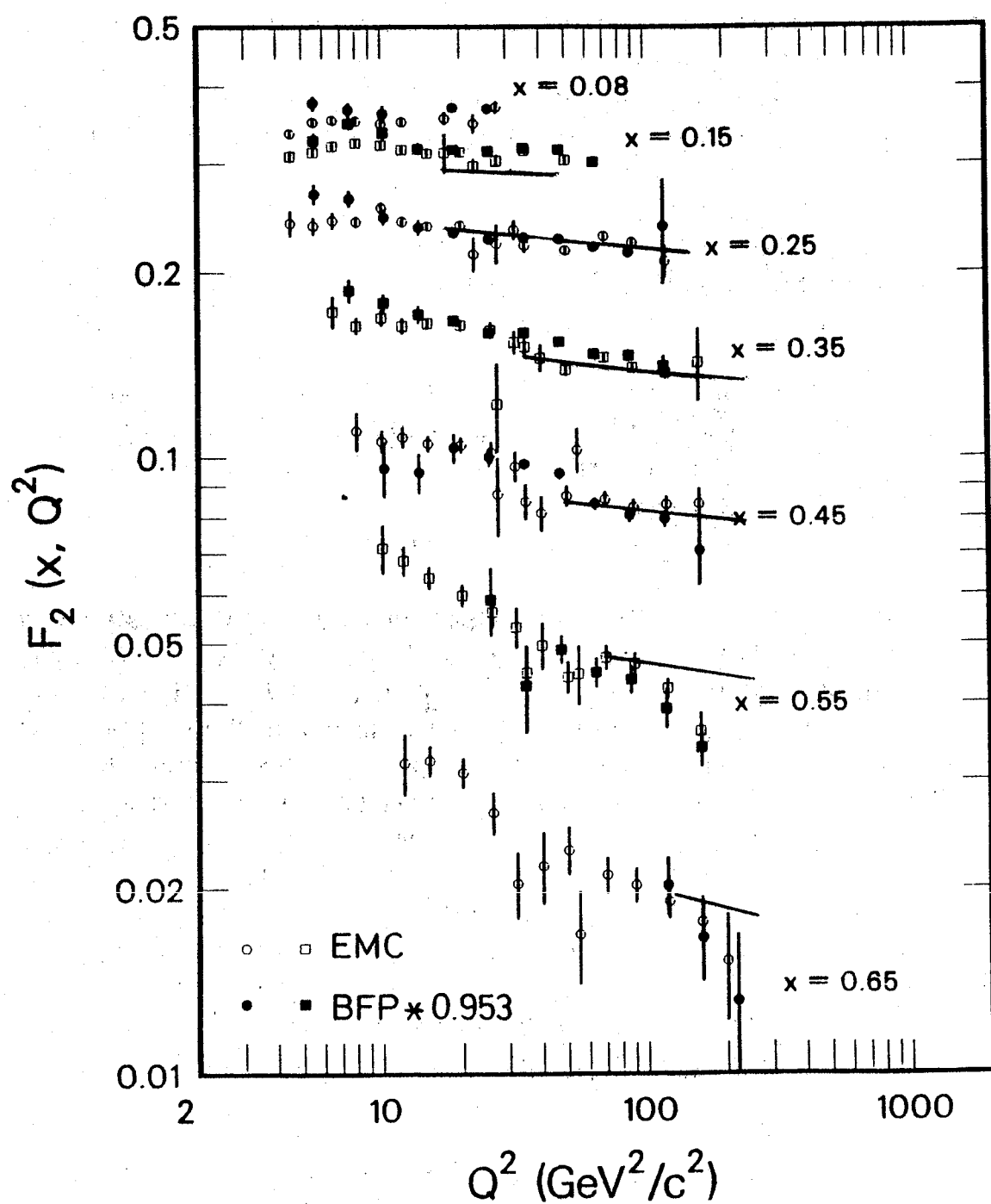


Figure 39: F_2 obtenue en diffusion inélastique de muons

estimer l'erreur systématique introduite par la modélisation du nucléon . Cette paramétrisation utilise les derniers résultats de la collaboration CDHS [25] , et utilise les équations d'Altarelli-Parisi pour déterminer l'évolution en fonction de Q^2 des paramètres des fonctions de structure . Elle ne prend en compte que les points qui se trouvent dans la région cinématique couverte par le spectromètre NA10 , car cette région est sensiblement différente de celle couverte par les expériences de diffusion inélastique . En utilisant toujours la même paramétrisation :

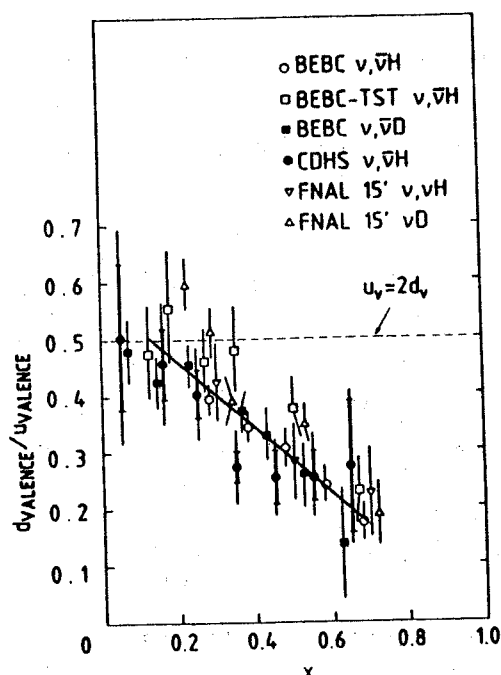
$$\begin{aligned} u(x) &= Ax^\alpha(1-x)^\beta & \alpha(Q^2) &= \alpha_0 + \alpha_1 \bar{s} \\ d(x) &= Bx^\alpha(1-x)^{\beta+1} & \beta(Q^2) &= \beta_0 + \beta_1 \bar{s} \\ S(x) &= C(1-x)^\gamma \end{aligned}$$

On trouve :

$\alpha_0 = 0.70 \pm 0.015$	$\alpha_1 = -0.115$	avec $Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2$
$\beta_0 = 3.31 \pm 0.1$	$\beta_1 = 0.309$	$\Lambda = 200 \text{ MeV}$
$A = 2.65 \pm 0.09$		
$B = 1.54 \pm 0.06$		
$\gamma = 8.5 \pm 1.5$	$C = .50$	

Ce résultat appelle un commentaire : La minimisation a été faite en laissant 3 paramètres libres (α , β et A , B étant déduit de A grâce aux règles de comptage) . La normalisation était donc libre . C'est pourquoi , le coefficient A ne correspond pas à la valeur que l'on calcule à partir de α , β et des règles de comptage . La différence , qui vaut environ 30% alors que les erreurs de normalisation sont d'environ 8% , ne remet pas en cause les règles de comptage . En effet , nous déterminons les distributions de quarks dans un domaine limité de x . En particulier , nous éliminons la région $x < .1$ qui contribue majoritairement à l'intégrale de normalisation . En faisant ceci , nous privilégions une bonne représentation des points mesurés par une paramétrisation "locale" (locale = domaine de x et Q^2 couvert par NA10) , au détriment d'une règle de comptage et donc de la représentation générale de la fonction de structure . Cette procédure permet à nouveau de réduire l'erreur liée au choix de la forme de la paramétrisation .

Le rapport $d(x)/u(x)$ que l'on déduit de notre nouvelle paramétrisation est tout à fait compatible avec les mesures existantes comme le montre la figure 40 , où la ligne continue correspond à notre détermination .

Figure 40: Rapport $d(x)/u(x)$

Pour conclure ce paragraphe, rappelons le problème des effets nucléaires pour les fonctions de structure du nucléon. En effet, les mesures faites par la collaboration EMC [26], qui ont été confirmées par d'autres expériences [27], montrent que F_2 change entre le deutérium et le fer. Ceci démontre qu'un noyau ne peut plus être considéré comme une somme incohérente de nucléons. On peut penser qu'un tel effet existe entre le fer, avec lequel on a déterminé les fonctions de structure du nucléon, et le tungstène de notre cible. A partir de données sur l'or, on peut estimer que dans notre domaine cinématique, "l'effet EMC" [28] se traduit par un accroissement de β (du nucléon) de l'ordre de .15.

E) FONCTIONS DE STRUCTURE DU PION

1) Introduction:

Dans le paragraphe "Production de dimuons" nous avons vu comment les fonctions de structures du pion interviennent dans les formules théoriques. Ces

formules sont indépendantes de la forme explicite des fonctions de structure . Nous allons maintenant la préciser et donner les résultats des expériences précédentes que nous utiliserons partiellement (distribution des quarks de la mer et des gluons) .

2) Paramétrisation des fonctions de structure du pion:

Nous supposerons la valence symétrique SU(2) et la mer symétrique SU(3) . Dans ce cas , deux distributions , l'une pour la valence ($V_{\pi}(x)$), l'autre pour la mer ($S_{\pi}(x)$) suffisent à décrire la structure du pion . La paramétrisation suivante est utilisée :

$$\begin{aligned} V_{\pi}(x) &= A_v x^{\alpha} (1-x)^{\beta} = x u_v(x) = x d_v(x) \\ S_{\pi}(x) &= A_s (1-x)^{\gamma} = x u(x) = x d(x) = x \lambda(x) \end{aligned}$$

Les coefficients A_v et A_s sont déterminés par les règles de comptage des quarks et les contraintes sur la répartition de l'impulsion du pion entre les quarks et les gluons . α et β pourront dépendre de Q^2 suivant la relation indiquée en III C) 3) :

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \xi \quad \beta = \beta_0 + \beta_1 \xi \quad \text{avec } Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2 \quad \text{et } \Lambda_{\pi} = 200 \text{ MeV}$$

Les coefficients α_1 et β_1 sont dérivés des équations d'Altarelli-Parisi dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants . Ce sont des fonctions de α_0 et β_0 . On en obtient une expression analytique en résolvant les équations d'Altarelli-Parisi pour plusieurs valeurs de α_0 et β_0 , puis en paramétrisant les valeurs de α_1 et β_1 ainsi obtenues par une expression polynomiale . Pour des valeurs de α_0 et β_0 proches des valeurs expérimentales (dans le cas du pion), la paramétrisation linéaire suivante est très satisfaisante :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.061 - 0.2699\alpha_0 - 0.0384\beta_0 \\ \beta_1 &= 0.573 - 0.0049\alpha_0 + 0.0303\beta_0 \end{aligned} \quad \text{III.9}$$

Le dépendance en Λ est négligeable . Sauf indication contraire , $\Lambda = 200 \text{ MeV}$.

Puisque nous n'avons que des données avec un faisceau de π^- nous ne pouvons pas mesurer la mer du pion avec une bonne précision . Pour la décrire , nous utiliserons donc les mesures faites par la collaboration NA3 à plusieurs énergies avec des faisceaux de π^+ et de π^- , soit :

$$\gamma_{\pi}=8.7\pm 2.5$$

La distribution des gluons est paramétrisée par [20] :

$$g(x)=A_g(1-x)^G \quad \text{avec } G=2.38$$

La valeur de A_g est déduite de la fraction d'impulsion du pion transportée par les gluons . La mesure faite par NA3 donne : $49\pm 16\%$.

F) METHODE DE MESURE DES FONCTIONS DE STRUCTURE DU PION

Nous avons vu que la section efficace de production de dimuons se décompose en trois termes : les fonctions de structure du nucléon , le terme d'interaction entre partons , et les fonctions de structure du pion . Grâce à la factorisation , nous utilisons les fonctions de structure du nucléon mesurées en diffusion inélastique ce qui nous détermine notre premier terme . La procédure utilisée pour extraire la fonction de structure du pion consiste alors à se placer dans le cadre d'un modèle ou d'une approximation pour calculer le terme d'interaction entre partons et ajuster la section efficace théorique à celle qui est mesurée en faisant varier les paramètres des fonctions de structure du pion . Dans cette procédure , le résultat dépend donc du cadre théorique dans lequel on se place . En modifiant ce cadre , on modifie le résultat . C'est ce que nous allons voir dans le chapitre suivant .

CHAPITRE IV : RESULTATS

A) INTRODUCTION

Les chapitres précédents nous ont permis de présenter l'appareillage , les méthodes d'analyse ainsi que le cadre de notre compréhension théorique du processus . Nous disposons donc de l'outil complet pour pouvoir exploiter nos données .

Dans un premier paragraphe , nous donnerons une table contenant les valeurs de la section efficace que nous avons mesurée , et nous passerons en revue les termes d'erreurs possibles .

Le paragraphe suivant sera consacré aux tests des prédictions QCD . Nous étudierons tout d'abord l'hypothèse de la factorisation afin de vérifier la validité de notre approche . Puis nous déterminerons les fonctions de structure du π dans le cadre des différentes approximations décrites aux paragraphes III D) (Drell-Yan , approximation des logarithmes dominants , calcul complet au premier ordre en α_s) . L'importante statistique accumulée nous permet de réaliser une comparaison différentielle entre les données et les différents modèles en fonction de $\sqrt{T}$ et x_F . Dans le cas du modèle de Drell-Yan , nous observons un désaccord , principalement à grand $\sqrt{T}$. Ce désaccord , qui dans les interactions π -N , est un fait expérimental nouveau , montre l'existence de violations de l'invariance d'échelle . L'amplitude de ces violations est toutefois nettement supérieure à celle prédite par l'approximation des logarithmes dominants ou par le calcul complet au premier ordre en α_s , qui , ni l'un , ni l'autre ne fournissent une description satisfaisante de nos données .

Nous ferons une nouvelle détermination des fonctions de structure du pion dans un domaine cinématique où les modèles reproduisent les données . Enfin , nous donnerons la fonction $K_{\text{exp}}(\sqrt{T}, x_F)$ définie par :

$$K_{\text{exp}}(\tau, x_F) = \frac{d^2\sigma_{\text{exp}}/d\tau dx_F}{d^2\sigma_{\text{LLA}}/d\tau dx_F}$$

Cette fonction montre l'insuffisance des calculs théoriques actuels .

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1862. It contains a report on the state of the Union and the progress of the war.

2. The second part of the document is a report from the Secretary of the War Department, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the military operations and the state of the army.

3. The third part of the document is a report from the Secretary of the Navy, dated January 15, 1862. It contains a detailed account of the naval operations and the state of the navy. The report also includes a list of the ships of the line and the frigates of the navy, and a description of the armaments and equipment of the fleet.

4. The fourth part of the document is a report from the Secretary of the Interior, dated January 20, 1862. It contains a detailed account of the land and mineral resources of the United States, and the progress of the public land sales.

5. The fifth part of the document is a report from the Secretary of the Treasury, dated January 25, 1862. It contains a detailed account of the financial operations of the government, and the state of the public debt.

6. The sixth part of the document is a report from the Secretary of the War Department, dated February 1, 1862. It contains a detailed account of the military operations and the state of the army.

B) MESURE DES SECTIONS EFFICACES

1) Valeurs de la section efficace:

En utilisant la méthode décrite au paragraphe II F , on obtient la table 7 qui donne la section efficace intégrée par cellule de $\sqrt{T}$ et x_F . Cette table correspond à $S=365.2 \text{ GeV}^2$ et est en nanobarn par noyau de tungstène . Elle est corrigée des effets du moment de Fermi et de la dispersion en impulsion du faisceau . La contribution des événements T n'as pas été soustraite . Elle n'affecte que la zone $.42 < \sqrt{T} < .54$.

En calculant $M^3 d\sigma/dM$ intégrée sur x_F positif (figure 41) on peut comparer notre mesure aux résultats des expériences précédentes [2] . Cette figure met en évidence l'apport de l'expérience NA10 , en particulier dans la région à grand $\sqrt{T}$. On observe un très bon accord pour la zone comprise entre le Ψ et le T . Au-dessus du T , notre mesure est encore compatible , bien que légèrement plus basse . Précisons que pour les petites valeurs de $\sqrt{T}$ (entre .2 et .3) , notre acceptance ne couvre pas totalement le domaine x_F positif . Il en résulte une perte de section efficace (10% au maximum) qui est corrigée lors de l'intégration sur x_F en extrapolant notre mesure dans cette région .

2) Erreurs sur la section efficace:

Les erreurs portées dans la table 7 contiennent à la fois l'erreur statistique venant des données (contribution dominante) et l'erreur statistique provenant du Monte Carlo . Elles ne contiennent pas le terme dû à l'erreur sur la normalisation qui est de 6.5% et qui s'applique à toutes les cellules .

Passons en revue les causes possibles d'erreur systématique :

- Le choix de la forme de la distribution angulaire des μ pour le calcul de l'acceptance : son influence sur la section efficace en fonction de $\sqrt{T}$ et x_F est très faible grâce à la forme relativement plate de l'acceptance suivant cette variable .
- Le choix de la distribution angulaire pour la matérialisation du dimuon : nous y sommes assez sensibles . Au premier ordre , sa variation introduit un modification globale de la section efficace d'un facteur $(.79 + .21 \times \lambda_{GJ})$, où λ_{GJ} est le paramètre qui décrit la distribution angulaire $(1 + \lambda \cos^2 \Theta)$ dans le référentiel de Goddfried-Jackson . La table 7 a été obtenue avec $\lambda=1$.

Table 7: Section efficace de production de dimuons de signes opposés

$\sqrt{s}$	x_F	$d^2\sigma/d\sqrt{s}dx_F$ [nb./noyau]	$\sqrt{s}$	x_F	$d^2\sigma/d\sqrt{s}dx_F$ [nb./noyau]
.21-.24	-.1-.0	2.03±.08	.42-.45	-.1-.0	.037±.004
	.0-.1	2.19±.03		.0-.1	.049±.004
	.1-.2	2.22±.02		.1-.2	.056±.003
	.2-.3	2.00±.02		.2-.3	.064±.003
	.3-.4	1.66±.03		.3-.4	.053±.003
.24-.27	.4-.5	1.34±.05		.4-.5	.046±.003
	-.1-.0	1.00±.04		.5-.6	.037±.003
	.0-.1	1.12±.02		.6-.7	.019±.002
	.1-.2	1.09±.02		.7-.8	.011±.002
	.2-.3	1.05±.01	.45-.48	-.2-.1	.019±.007
.27-.30	.3-.4	.92±.02		-.1-.0	.029±.004
	.4-.5	.75±.02		.0-.1	.041±.004
	-.1-.0	.54±.02		.1-.2	.056±.004
	.0-.1	.63±.01		.2-.3	.052±.003
	.1-.2	.64±.01		.3-.4	.047±.003
.30-.33	.2-.3	.62±.01		.4-.5	.040±.003
	.3-.4	.57±.01		.5-.6	.026±.002
	.4-.5	.49±.01		.6-.7	.020±.002
	.5-.6	.36±.02		.7-.8	.004±.001
	-.1-.0	.31±.01	.48-.51	-.2-.1	.0140±.0053
.33-.36	.0-.1	.36±.01		.1-.0	.0233±.0034
	.1-.2	.39±.01		.0-.1	.0278±.0030
	.2-.3	.38±.01		.1-.2	.0464±.0038
	.3-.4	.33±.01		.2-.3	.0397±.0031
	.4-.5	.31±.01		.3-.4	.0392±.0029
.36-.39	.5-.6	.22±.01		.4-.5	.0323±.0027
	-.1-.0	.178±.010		.5-.6	.0220±.0023
	.0-.1	.214±.008		.6-.7	.0088±.0015
	.1-.2	.231±.007		.7-.8	.0016±.0006
	.2-.3	.239±.007	.51-.54	-.2-.1	.0063±.0025
.39-.42	.3-.4	.222±.007		-.1-.0	.0121±.0025
	.4-.5	.189±.007		.0-.1	.0165±.0023
	.5-.6	.150±.007		.1-.2	.0165±.0020
	.6-.7	.100±.009		.2-.3	.0228±.0023
	-.1-.0	.094±.007		.3-.4	.0188±.0019
.42-.45	.0-.1	.130±.006		.4-.5	.0180±.0019
	.1-.2	.139±.005		.5-.6	.0115±.0015
	.2-.3	.147±.005		.6-.7	.0074±.0014
	.3-.4	.130±.005	.54-.63	-.2-.1	.0052±.0036
	.4-.5	.121±.005		-.1-.0	.0057±.0014
.45-.48	.5-.6	.085±.005		.0-.1	.0080±.0014
	.6-.7	.061±.005		.1-.2	.0127±.0017
	.7-.8	.033±.007		.2-.3	.0169±.0019
	-.1-.0	.051±.005		.3-.4	.0183±.0019
	.0-.1	.076±.005		.4-.5	.0173±.0019
.48-.51	.1-.2	.093±.004		.5-.6	.0099±.0015
	.2-.3	.088±.004		.6-.7	.0041±.0011
	.3-.4	.084±.004	.63-.72	.1-.2	.0014±.0009
	.4-.5	.075±.004		.2-.3	.0021±.0010
	.5-.6	.057±.004		.3-.4	.0015±.0010
	.6-.7	.042±.004		.4-.5	.0014±.0010
.51-.54	.7-.8	.016±.003			
	-.1-.0	.051±.005			
	.0-.1	.076±.005			
	.1-.2	.093±.004			
	.2-.3	.088±.004			

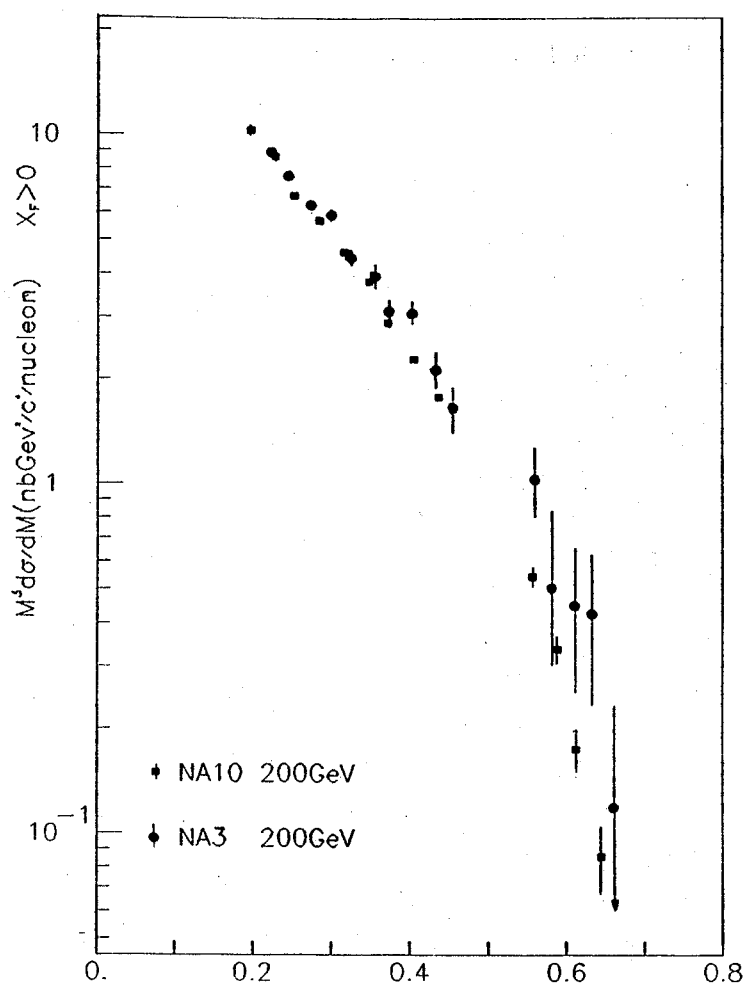


Figure 41: $M^3 d\sigma/dM$ pour $x_F > 0$

- Les réinteractions dans la cible : l'étude des événements J/ψ produits dans deux cibles de longueurs différentes ne montre aucun effet lié aux réinteractions. Cependant, lorsque l'on étudie tout le spectre de masse, il semble qu'il existe un léger effet linéaire en fonction de la masse, et donc de $\sqrt{s}$ (voir paragraphe II C) 6)).

C) TEST DES PREDICTIONS QCD ET EXTRACTION DES FONCTIONS DE STRUCTURE

1) Test de la factorisation:

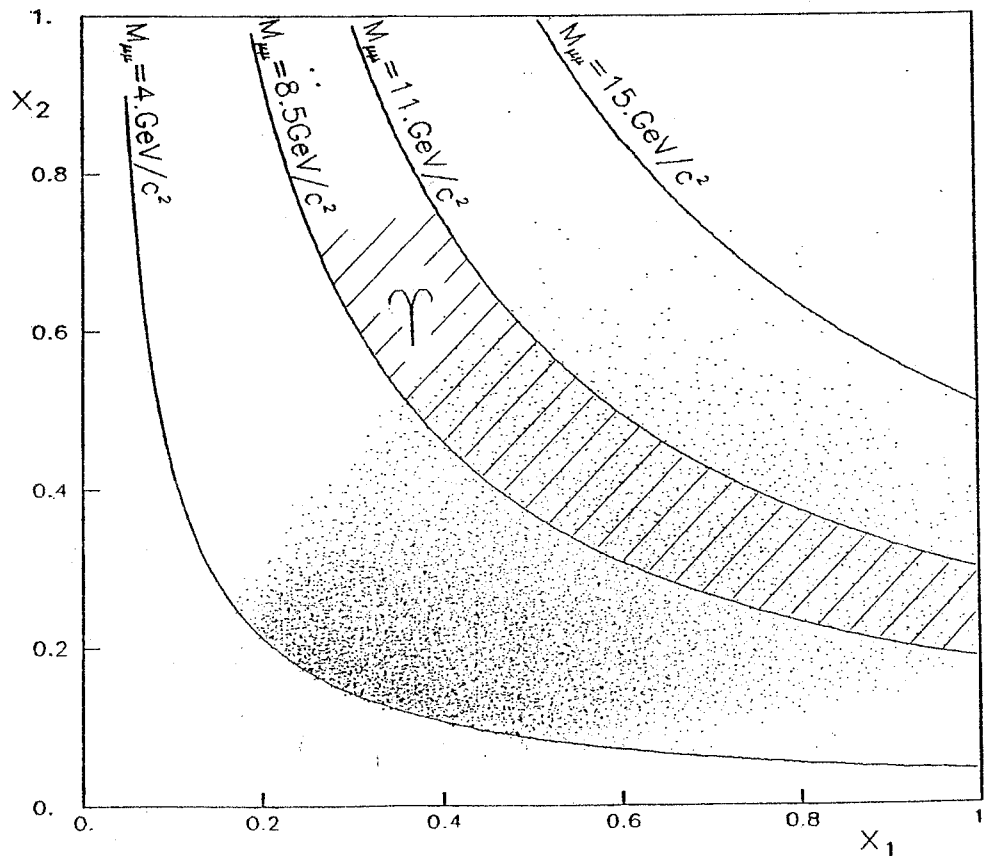


Figure 42: Distribution des événements en fonction de x_1 et x_2

Ce test consiste à déterminer simultanément les fonctions de structure du π et du nucléon. Nous utilisons pour cela le cadre théorique du modèle de Drell-Yan. En effet, le manque de précision résultant de la recherche simultanée de beaucoup d'inconnues ne justifie pas l'utilisation de calculs théoriques plus raffinés. Cette détermination, tout comme celle des paragraphes suivants, est effectuée dans tout le domaine cinématique qui n'est pas perturbé par la présence de résonances (J/ψ et Υ), soit la région de masse comprise entre 4

et $8.5 \text{ GeV}/c^2$ ou de masse supérieure à $11 \text{ GeV}/c^2$. La figure 42 permet de réaliser le domaine de x_1 et x_2 ainsi couvert : Nous mesurons x_1 jusqu'à 1 et x_2 jusqu'à environs 0.65

Table 8: Fct. de structure du π et du nucléon déterminées simultanément

Paramètre	Valeurs NA10	Valeurs CDHS	Valeurs NA3
α_π	$.381 \pm .012$	-	$45 \pm .05$
β_π	$1.131 \pm .023$	-	$1.04 \pm .2$
α_{nuc}	$.69 \pm .03$	$0.70 \pm .015$	$.52 \pm .02$
β_{nuc}	$4.09 \pm .14$	3.31 ± 0.1	$2.82 \pm .1$
$\langle K \rangle$	$2.34 \pm .06$	-	$2.5 \pm .1$

La table 8 montre le résultat obtenu. Les barres d'erreur correspondent à une variation du χ^2 d'une unité. Elles correspondent à un intervalle où le niveau de confiance est de 68%, uniquement dans le cas de la détermination d'un seul paramètre. Dans notre cas, pour obtenir un niveau de confiance de 70%, il faut multiplier les barres d'erreurs par un facteur 2.2. Les valeurs des paramètres pour le nucléon sont donc compatibles avec les valeurs déduites des mesures de la collaboration CDHS dans notre domaine cinématique. Ceci nous permet de considérer la factorisation forte comme valable. Pour la suite de ce travail, le nucléon sera donc décrit par la paramétrisation du paragraphe III D) 5). Avec les mesures de la collaboration NA3, l'accord est aussi satisfaisant.

2) Cas du modèle de Drell-Yan:

Plaçons nous dans le cadre du modèle de Drell-Yan , c'est-à-dire que nous utilisons la formule III.3 du paragraphe III C 2) pour déterminer les fonctions de structure du π . Conformément à ce modèle , qui ignore les violations d'échelle , la fonction de structure du nucléon ne dépend pas de Q^2 (c'est la valeur à $Q_0^2=25\text{GeV}^2$ qui est considérée) . Précisons que formellement ce n'est pas le modèle de Drell-Yan que l'on utilise mais son frère jumeau expérimental , puisque l'on introduit un facteur $\langle K \rangle$, certes constant , mais qui n'est pas inclu dans le modèle initial . En utilisant le même domaine cinématique que dans le paragraphe précédent (c'est-à-dire $M_{\mu\mu} > 4.\text{GeV}/c^2$ à l'exclusion de la région de l'T) on obtient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha_{\pi} &= 0.399 \pm 0.012 \quad (0.45 \pm 0.05) \\ \beta_{\pi} &= 1.177 \pm 0.023 \quad (1.12 \pm 0.09) \\ \langle K \rangle &= 2.54 \pm 0.05 \quad (2.4 \pm 0.3) \quad \text{avec un } \chi^2/\text{n.d.l.} = 413/171 \end{aligned}$$

Les chiffres entre parenthèses sont les valeurs obtenues par NA3 . Le bon accord entre les deux jeux de paramètres ne doit pas masquer la vérité : le modèle de Drell-Yan ne marche pas . En effet , si la différence de normalisation entre la théorie et la réalité (le facteur $\langle K \rangle$) est déjà connue , il existe un désaccord différentiel nouveau , qui est parfaitement visible sur la figure 43. Celle-ci présente le rapport entre la section efficace mesurée et celle prédite par le modèle de Drell-Yan . La figure du haut montre pour plusieurs tranches de $\sqrt{T}$, la dépendance en x_F . On observe pour l'intervalle de $\sqrt{T}$ de 0.54-.72 un manque d'événements à petit x_F , manque légèrement sensible dans l'intervalle 0.36-.42 . La courbe du bas donne le rapport données sur modèle en fonction de $\sqrt{T}$ et intégré sur x_F compris entre -.1 et 0.5 . Le manque d'événements pour $\sqrt{T}$ supérieur à 0.6 est bien visible .

Le désaccord observé explique le mauvais χ^2 de notre détermination . Il est représentatif des violations de l'invariance d'échelle prédites par QCD dont nous montrons la première évidence expérimentale dans la production de dimuons par des pions . La conclusion de cette comparaison est que le facteur K n'est pas une constante mais est une fonction de $\sqrt{T}$ et x_F comme le laissait supposer les prédictions de QCD .

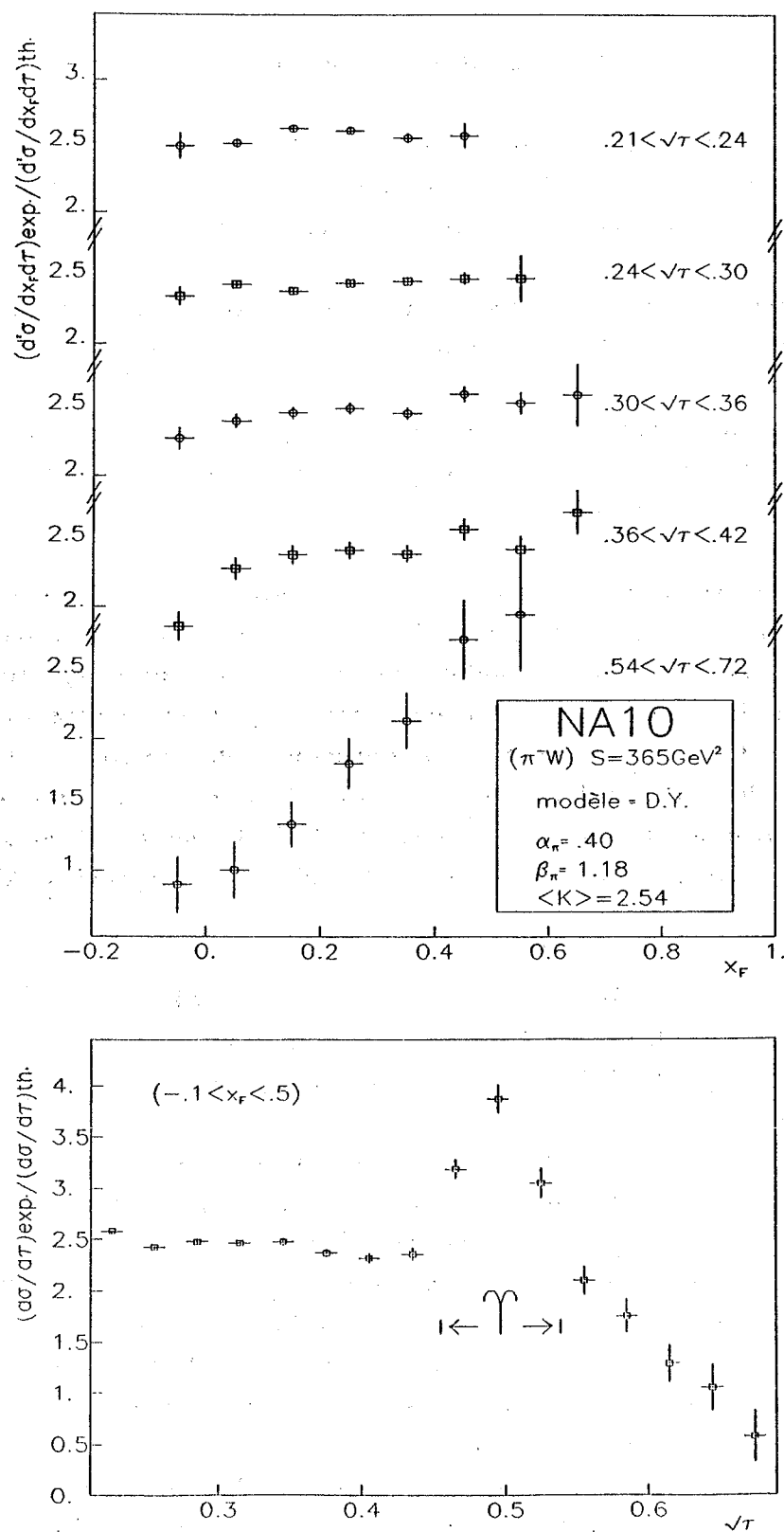


Figure 43: comparaison données - Drell-Yan en masse et x_F

3) Cas de l'approximation des logarithmes dominants:

Dans le cadre de l'approximation des logarithmes dominants , les seuls paramètres libres sont donc α_0 et β_0 (Λ peut être obtenu en diffusion inélastique). Leur détermination expérimentale peut être envisagée de deux manières :

- Dans un intervalle de Q^2 suffisamment étroit pour pouvoir négliger les variations de $\alpha(Q^2)$ et $\beta(Q^2)$ en fonction de Q^2 , et donc utiliser le modèle de Drell-Yan .
- Dans un large intervalle de Q^2 en prenant en compte l'évolution de $\alpha(Q^2)$ et $\beta(Q^2)$, c'est-à-dire , en calculant α_1 et β_1 à partir de la paramétrisation III.9 du chapitre précédent .

C'est cette deuxième méthode que nous appliquons , car elle utilise au maximum l'information disponible et donc permet une détermination plus précise de α_0 et β_0 . Comme dans le cas du modèle de Drell-Yan , nous ajustons uniquement la forme du modèle à la section efficace mesurée , c'est-à-dire que nous déterminons α_0 , β_0 et $\langle K \rangle$: le facteur de normalisation moyen . Les fonctions de structure du nucléon dépendent de Q^2 suivant la paramétrisation que nous avons décrite au paragraphe III D) 1) . Le résultat de la minimisation , toujours dans le même domaine cinématique ($4.0 < M_{\mu\mu} < 8.5 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\mu\mu} > 11 \text{ GeV}/c^2$) , donne :

$$\begin{array}{ll} \alpha_0 = 0.361 \pm 0.012 & \alpha_1 = -.074 \\ \beta_0 = 0.976 \pm 0.022 & \beta_1 = .60 \\ \langle K \rangle = 2.68 \pm 0.05 & \text{avec un } \chi^2/\text{n.d.l.} = 267/160 \end{array}$$

Par rapport au modèle de Drell-Yan , α_0 a peu changé alors que β_0 a varié de 0.2 . En tenant compte de la corrélation des 2 paramètres , les deux solutions diffèrent de près de 7 écarts standards ! On réalise l'importance du cadre théorique utilisé pour la détermination des fonctions de structure . La figure 44 présente , comme dans le paragraphe précédent , la comparaison du modèle avec la section efficace mesurée . Le comportement général est similaire , bien que la décroissance à grand $\sqrt{s}$ soit moins marquée . Signalons que cette légère amélioration par rapport au modèle de Drell-Yan provient plus du nucléon que du pion , ce qui se comprend en comparant les paramètres d'évolution des fonctions de structure : α_1 vaut $-.07$ pour le pion et est bien plus petit que pour le nucléon ($\alpha_{1n} = -.16$) .

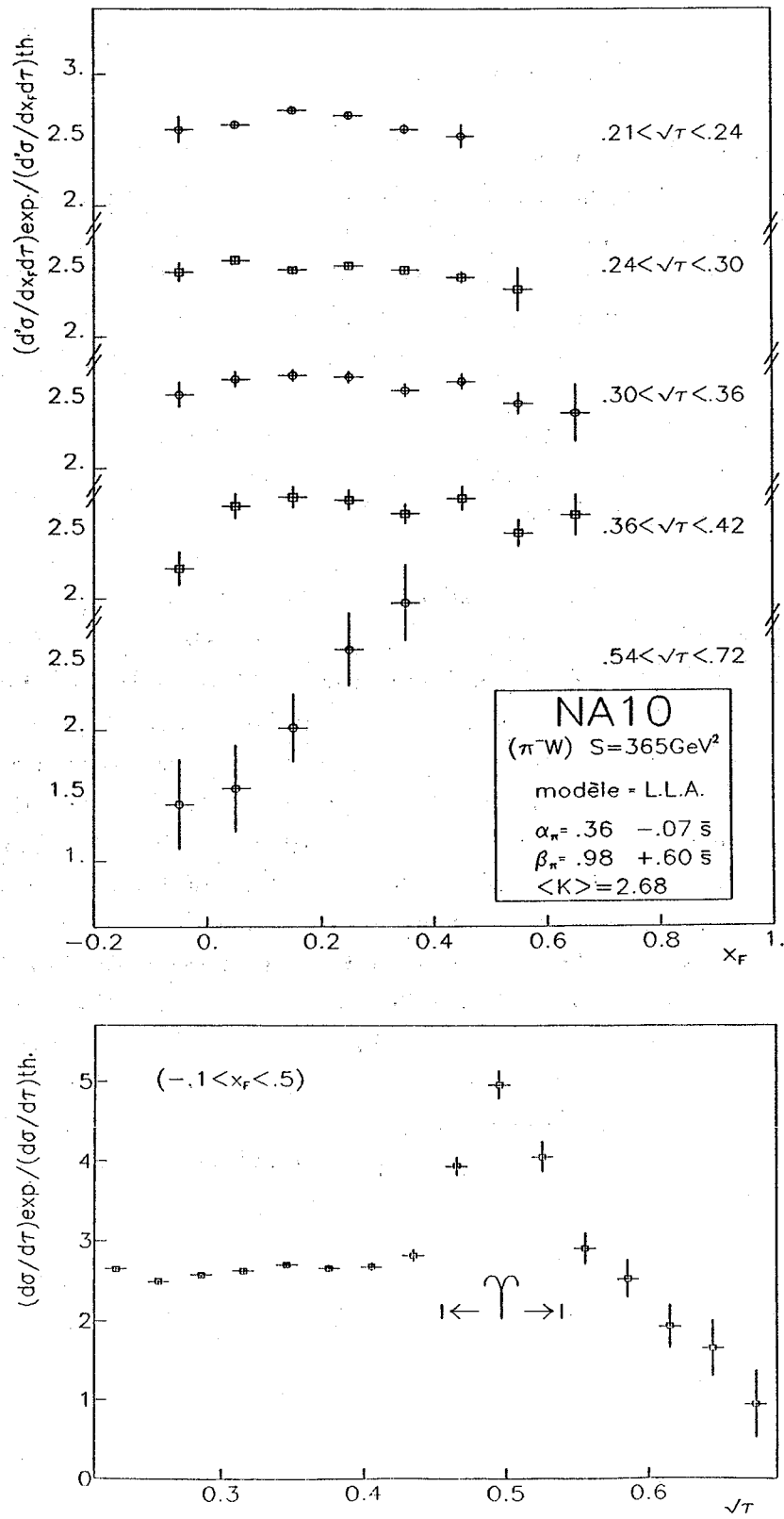


Figure 44: Comparaison données-LLA en $\sqrt{\tau}$ et x_F

4) Cas du calcul au premier ordre en α_s :

Nous nous plaçons maintenant dans le cadre du paragraphe III C 4) . Les paramètres libres sont toujours α_0 , β_0 et le facteur de normalisation $\langle K \rangle$. Lors de la minimisation , pour chaque point $(\sqrt{\tau}, x_F)$, la théorie est calculée en tenant compte de l'évolution $\alpha(Q^2)$ et $\beta(Q^2)$ de la même manière qu'au paragraphe précédent , et en plus , elle tient compte des diagrammes du premier ordre en α_s . Dans ces conditions , nous trouvons le résultat suivant :

$$\begin{array}{ll} \alpha_0 = 0.368 \pm 0.012 & \alpha_1 = -.077 \\ \beta_0 = 1.019 \pm 0.022 & \beta_1 = .60 \\ \langle K \rangle = 1.63 \pm 0.03 & \text{avec un } \chi^2/\text{n.d.l.} = 259/162 \end{array}$$

La différence de normalisation entre les données et la modèle s'est sensiblement réduite mais n'a pas totalement disparu . La figure 45 présente la comparaison mesure-modèle de la même manière que dans les paragraphes précédents . L'effet à grand $\sqrt{\tau}$ et petit x_F subsiste . Ceci signifie que les prédictions QCD, même calculées au premier ordre en α_s ne sont pas capables de reproduire les distributions en $\sqrt{\tau}$ et x_F de la section efficace de production de dimuons . La contribution des termes d'ordre supérieur négligée dans les modèles considérés pourrait être à l'origine de ces différences . D'autre part , on peut remarquer que notre effet à grand $\sqrt{\tau}$ et petit x_F correspond dans le plan (x_1, x_2) à des grandes valeurs de x_2 . Ils est donc tentant de mettre en doute notre modélisation du nucléon . Si on interprète entièrement notre effet par une mauvaise représentation du nucléon , on trouve que pour $x=0.65$, la valeur de xF_3 doit être 2 fois plus basse que celle mesurée en diffusion inélastique . Ceci semble exclu par les données de diffusion inélastique , même en tenant compte des incertitudes du type "effet EMC" . Bien sûr , il est aussi possible de remettre en cause la factorisation ...

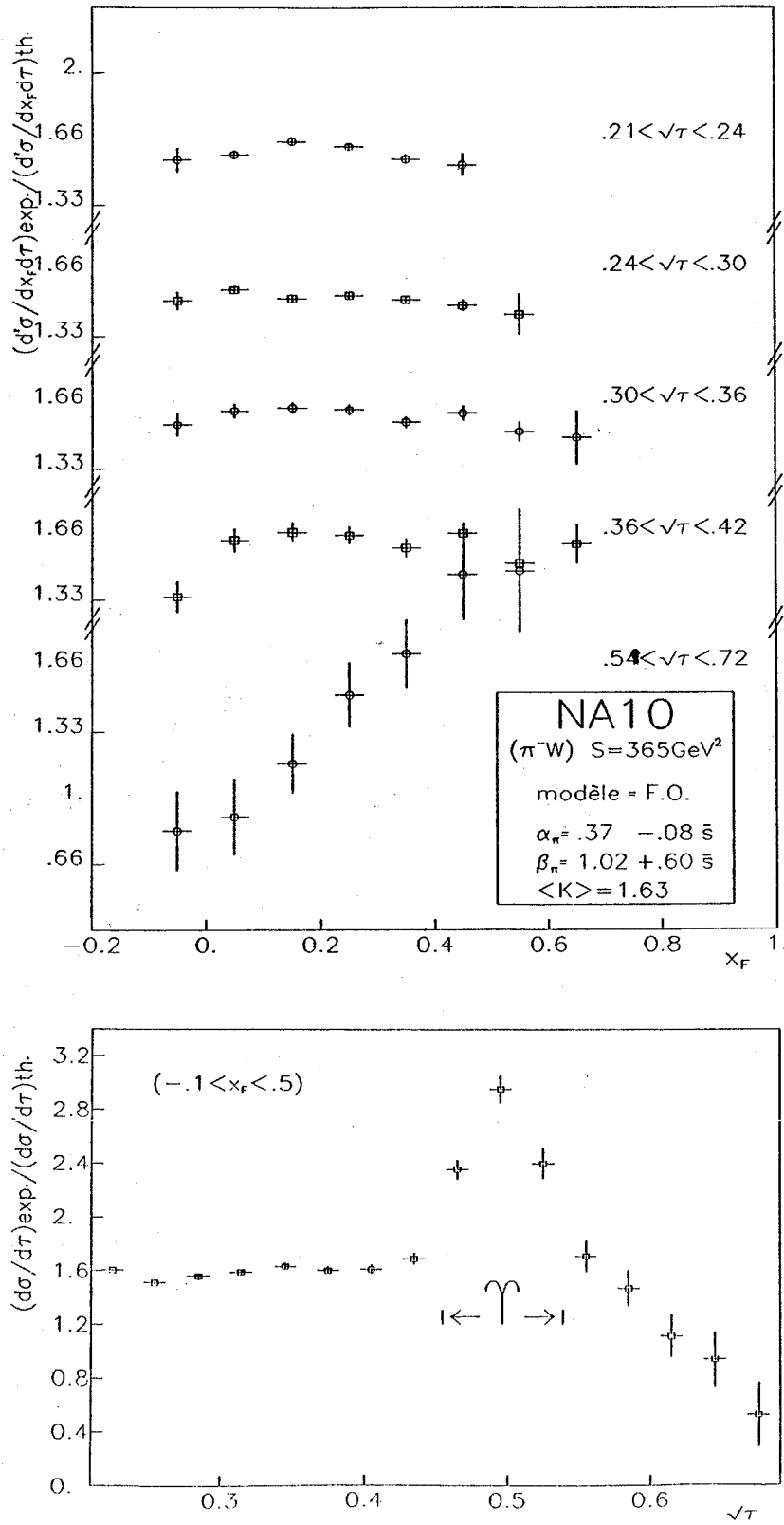


Figure 45: Comparaison données- 1^{er} ordre en $\sqrt{s}$ et x_F

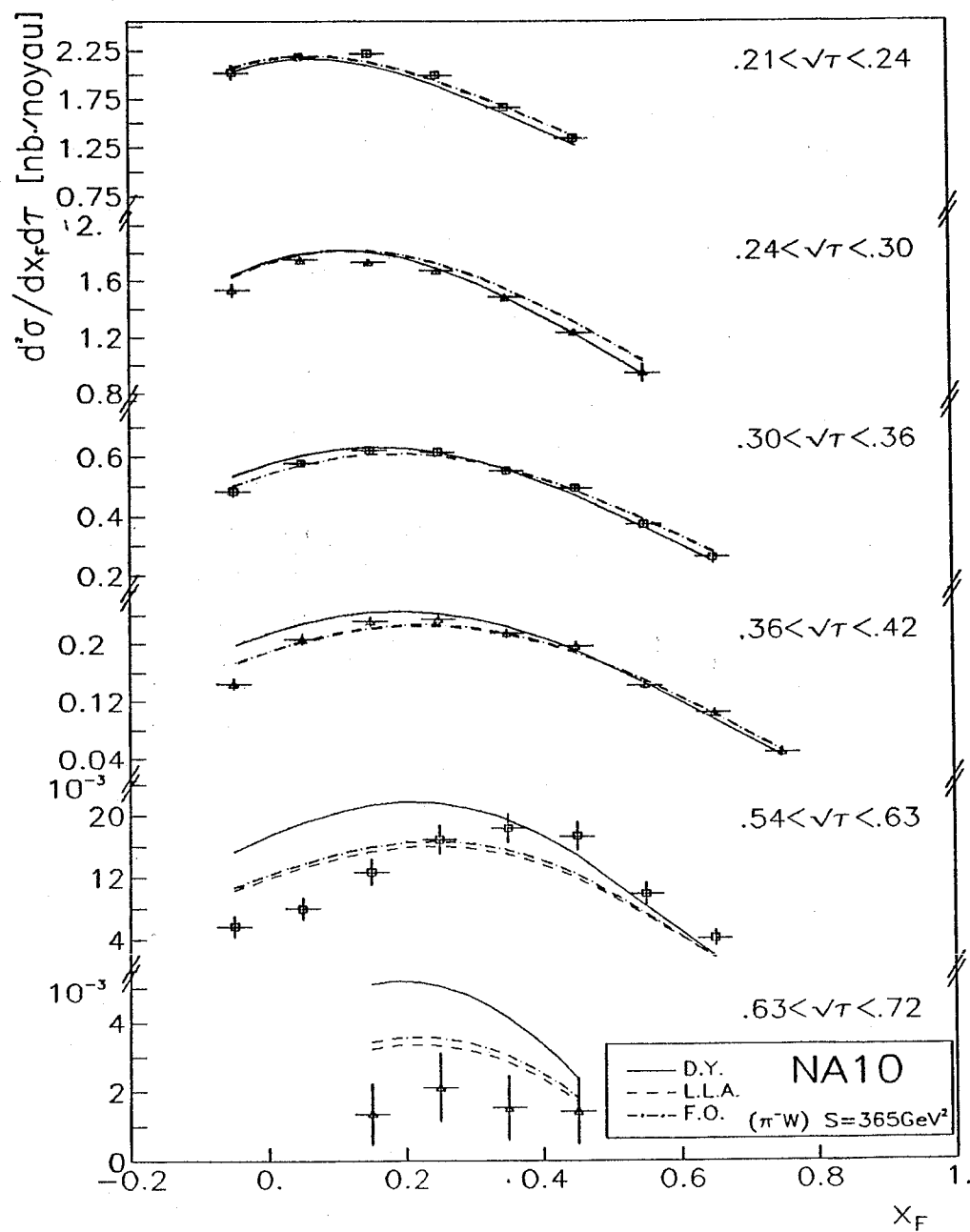


Figure 46: Section efficace expérimentale et théorique

5) Détermination de la fonction de structure du pion et de $K_{\text{exp}}(\sqrt{T}, x_F)$:

Les trois cadres théoriques que nous venons de tester ont tous été mis en défaut à grand $\sqrt{T}$. Ceci jette un doute sur les valeurs des paramètres des fonctions de structure du pion que nous venons de déterminer dans tout le domaine cinématique.

Nous faisons donc une nouvelle détermination de $\alpha_{0\pi}$ et $\beta_{0\pi}$ dans un domaine cinématique plus restreint où les modèles reproduisent les données. D'après les figures 37, 38 et 39, ceci est réalisé dans l'intervalle de $\sqrt{T}$ compris entre .21 et .36 (c'est-à-dire $4 < M_{\mu\mu} < 7 \text{ GeV}/c^2$). Tout le domaine de x_F accessible est utilisé. Cet accord peut être aussi visualisé en portant sur une même figure (figure 46) la section efficace mesurée et les prédictions des trois modèles. Cette région cinématique a un autre avantage. En effet, à l'intérieur de celle-ci, les variations de la fonction $K_{\alpha\beta}(\sqrt{T}, x_F)$ qui représentent les corrections du premier ordre autres qu'un changement globale de normalisation, y sont en effet très faibles (voir table 6). Dans cette région, on peut donc espérer que les termes d'ordre supérieur auront un comportement similaire.

Dans ce domaine, notre détermination de α_0 et β_0 est faite dans le cadre du calcul au premier ordre afin de prendre en compte toutes les contributions connues. Nous trouvons :

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 0.385 \pm 0.015 & \alpha_1 &= -.085 \\ \beta_0 &= 1.087 \pm 0.034 & \beta_1 &= .60 \\ \langle K \rangle &= 1.60 \pm 0.04 & & \text{avec un } \chi^2/\text{n.d.l} = 117/85 \end{aligned}$$

Ces valeurs représentent notre meilleure connaissance des fonctions de structure du pion. Nous définissons alors la fonction $K_{\text{exp}}(\sqrt{T}, x_F)$ par

$$K_{\text{exp}}(\tau, x_F) = \frac{d^2\sigma_{\text{exp}}/d\tau dx_F}{d^2\sigma_{\text{LLA}}/d\tau dx_F} \quad \text{IV.1}$$

Cette fonction, dont les valeurs sont données dans la table 9, peut être interprétée comme la représentation de la contribution de tous les diagrammes autres que le terme de Born et qui n'ont pu être absorbés dans l'évolution en

Table 9: Fonction $K_{\text{exp}}(\sqrt{\tau}, x_F)$

$\sqrt{\tau}$	x_F	$K_{\text{exp}}(\sqrt{\tau}, x_F)$	$\sqrt{\tau}$	x_F	$K_{\text{exp}}(\sqrt{\tau}, x_F)$
.21-.24	-.1-.0	2.47±.10	.36-.39	-.1-.0	2.20±.17
	.0-.1	2.50±.03		.0-.1	2.62±.12
	.1-.2	2.62±.03		.1-.2	2.58±.10
	.2-.3	2.60±.03		.2-.3	2.73±.10
	.3-.4	2.53±.04		.3-.4	2.60±.10
	.4-.5	2.52±.09		.4-.5	2.82±.12
.24-.27	-.1-.0	2.36±.09		.5-.6	2.53±.14
	.0-.1	2.44±.04		.6-.7	2.71±.22
	.1-.2	2.38±.03		.7-.8	2.94±.60
	.2-.3	2.45±.03	.39-.42	-.1-.0	1.98±.18
	.3-.4	2.42±.04		.0-.1	2.54±.15
	.4-.5	2.38±.06		.1-.2	2.85±.14
.27-.30	-.1-.0	2.39±.11		.2-.3	2.65±.12
	.0-.1	2.52±.05		.3-.4	2.71±.12
	.1-.2	2.48±.04		.4-.5	2.83±.14
	.2-.3	2.50±.04		.5-.6	2.79±.18
	.3-.4	2.55±.05		.6-.7	3.19±.29
	.4-.5	2.58±.07		.7-.8	2.77±.55
.30-.33	.5-.6	2.45±.13	.54-.63	-.2-.1	1.90±1.30
	-.1-.0	2.42±.12		-.1-.0	1.44±.36
	.0-.1	2.55±.07		.0-.1	1.59±.28
	.1-.2	2.60±.06		.1-.2	2.21±.29
	.2-.3	2.57±.06		.2-.3	2.87±.32
	.3-.4	2.46±.06		.3-.4	3.43±.35
.33-.36	.4-.5	2.67±.08		.4-.5	4.21±.46
	.5-.6	2.48±.11		.5-.6	4.32±.64
	-.1-.0	2.44±.14		.6-.7	8.82±2.26
	.0-.1	2.56±.09	.63-.720	.1-.2	1.2 ± .8
	.1-.2	2.60±.08		.2-.3	1.8 ± .9
	.2-.3	2.70±.08		.3-.4	1.6 ± 1.0
	.3-.4	2.72±.08		.4-.5	2.7 ± 1.7
	.4-.5	2.70±.10			
	.5-.6	2.74±.13			
	.6-.7	2.66±.23			

Q^2 des fonctions de structure . Dans cette interprétation , elle inclue les graphes qui contribuent au premier ordre en α_s ainsi que ceux des ordres supérieurs . Il est donc intéressant de la comparer à la fonction théorique $K_{\text{as}}(\sqrt{\tau}, x_F)$ qui elle , ne contient que les termes calculés au premier ordre . Ceci est fait dans la figure 47 où la ligne pointillée correspond à la fonction K_{as} (définie au paragraphe III C) 4)) multipliée globalement par le facteur de normalisation $\langle K \rangle = 1.6$. La différence de forme entre K_{exp} et K_{as} peut être interprétée comme la contribution des termes d'ordre 2 et au-delà . Elle est la plus importante à grand $\sqrt{\tau}$, c'est-à-dire en bordure d'espace de phase .

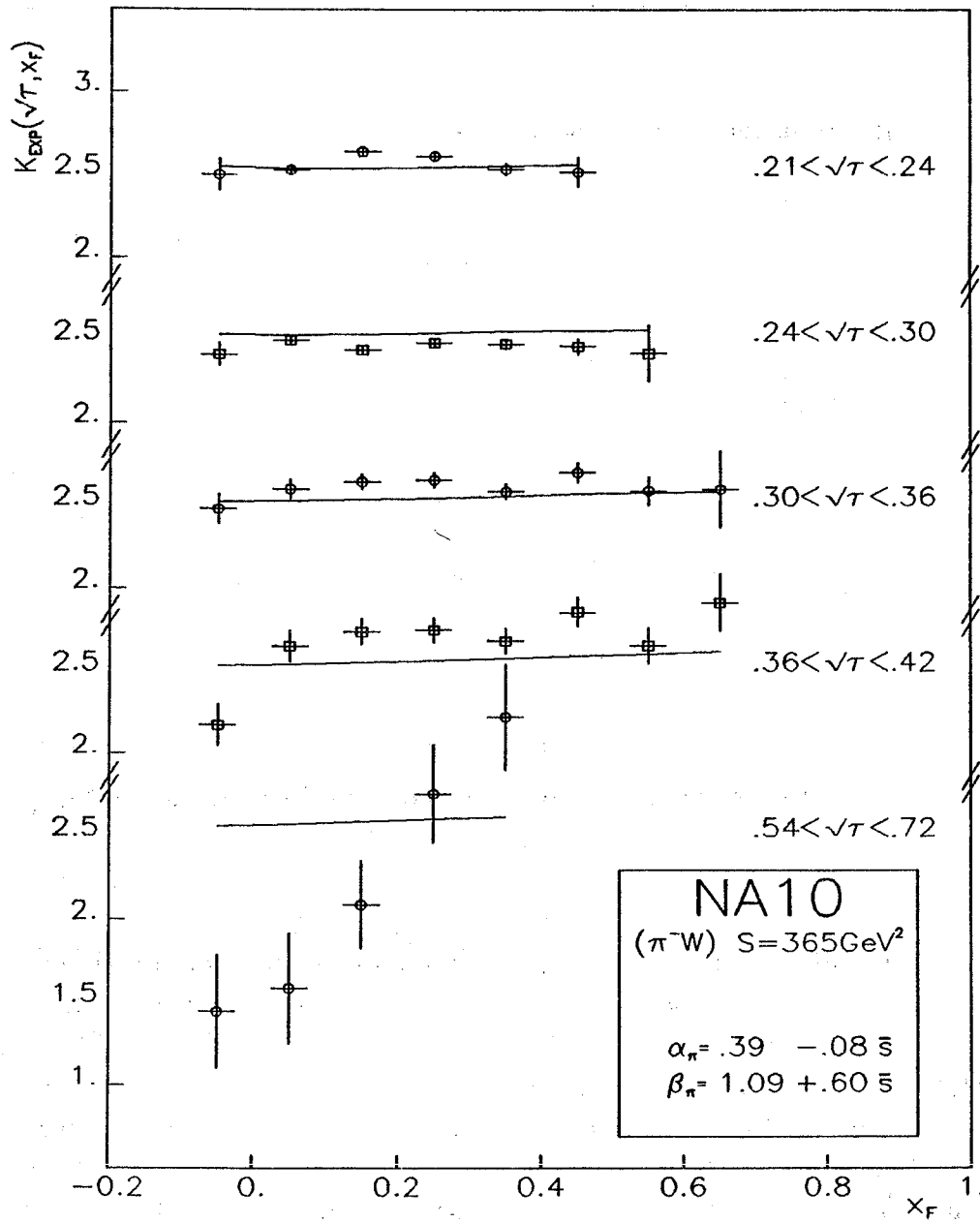


Figure 47: Fonctions $K_{\text{exp}}(\sqrt{\tau}, x_F)$ et $K_{\text{as}}(\sqrt{\tau}, x_F)$

6) Erreurs sur les fonctions de structure du pion:

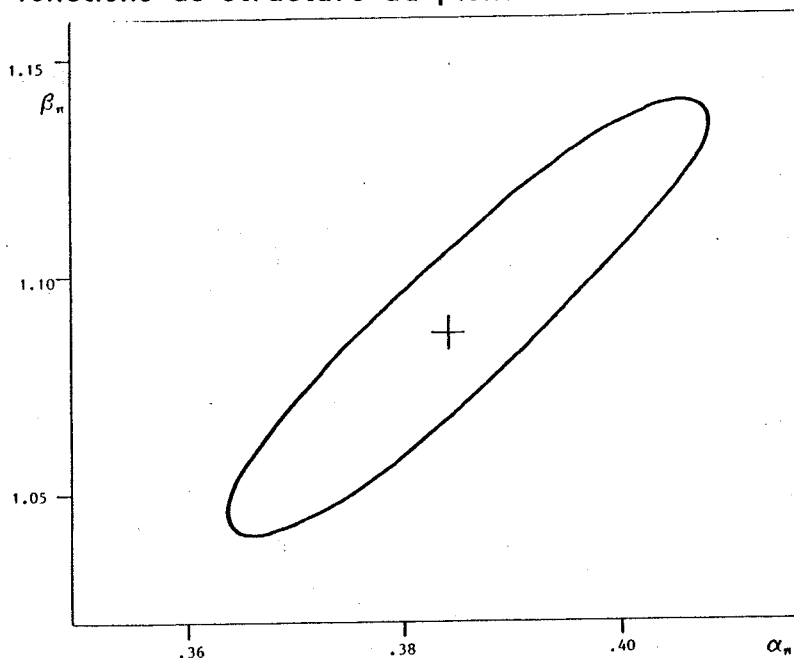


Figure 48: Contours à 1 écart standard de l'erreur statistique

Dans ce paragraphe , nous allons passer en revue les termes d'erreur possible pour les paramètres α_0 , β_0 et $\langle K \rangle$. La table 10 les résume . Il s'agit de :

- Erreur statistique : C'est la seule erreur qui a été indiquée jusqu'à présent . Elle est calculée par le programme MINUIT et correspond à une variation du χ^2 de 1 . Dans le cas de plusieurs paramètres , cas qui est le notre , il est plus correct de tenir compte de la corrélation entre les différents paramètres. C'est pourquoi , la table 10 donne la matrice de covariance calculée par MINUIT . C'est dans le plan (α_0, β_0) que l'on peut donner la meilleure description de notre erreur en raisonnant en termes de contours à n écarts standards ($n=1$ correspond à une variation du χ^2 de 2.41) . La figure 48 donne dans ce plan les contours à 1 et 2 écarts standards qui correspondent à l'erreur statistique . Ces contours sont des ellipses dont la régularité témoigne de la bonne symétrie des barres d'erreur .
- Influence de la mer et des gluons du π : C'est la contribution dominante . Elle est calculée en faisant varier d'un écart standard les paramètres qui décrivent la mer et les gluons .

Table 10: Erreurs sur les paramètres des fonctions de structure du π

Type d'erreur	α_π	β_π	K
Matrice de covariance	α_π	.015 ²	
(erreur statistique)	β_π	.0006	.034 ²
	K	-.0005	-.0012
			.04 ²
mer du π	.04	.02	.35
gluons du π	.08	.05	.45
nucléon	.04	.04	.1
normalisation	.0	.0	.1
contamination des K^- du	.002	.01	.05
faisceau			
contamination des $\bar{p}$ du	.002	.01	.05
faisceau			

- Erreur due au nucléon : C'est un terme d'erreur délicat à estimer . Les valeurs portées dans la table 10 correspondent à la différence obtenue en utilisant les deux paramétrisations décrites au paragraphe III D) 5) .

CONCLUSION

L'importante statistique accumulée avec une bonne résolution dans la grande acceptance du spectromètre NA10 nous a permis de réaliser une comparaison différentielle détaillée entre les données et les différents modèles de production de dimuons . Dans la région cinématique explorée par les expériences précédentes , nos résultats sont compatibles avec les valeurs publiées . Dans les régions cinématiques jusqu'à maintenant inexplorées ($\sqrt{s} > 5$) , nous avons mis en évidence des violations de l'invariance d'échelle . Ces violations sont plus importantes que celles prédites par l'approximation des logarithmes dominants ou par le calcul complet au premier ordre en α_s .

Dans la région cinématique où les violations de l'invariance d'échelle sont faibles , nous avons déterminé la fonction de structure des quarks de valence du π^- en tenant compte des termes du développement perturbatif calculés au premier ordre en α_s :

$$V_{\pi}(x) = A_V x^{\alpha(Q^2)} (1-x)^{\beta(Q^2)}$$

avec :	$\alpha(Q^2) = (.385 \pm 0.015) - 0.085 \times \bar{s}$	pour	$Q_0^2 = 25 \text{ GeV}^2$
	$\beta(Q^2) = (1.087 \pm 0.034) + .60 \times \bar{s}$	et	$\Lambda = 200 \text{ MeV}$

La section efficace théorique ne prédisant qu'environ 63% de la section efficace mesurée .

Enfin , nous avons donné la fonction $K_{\text{exp}}(\sqrt{s}, x_F)$ qui traduit le désaccord entre la section efficace que nous mesurons et son expression théorique calculée dans l'approximation des logarithmes dominants . Cette fonction K_{exp} peut être interprétée comme la mise en évidence des contributions des termes d'ordre supérieurs non calculés jusqu'à présent . Cependant , une interprétation en terme de remise en cause de la factorisation ou d'effets nucléaires ne peut pas être totalement exclue .

L'analyse des données prises avec un faisceau de π^- de 300 GeV sur deux types de cibles (tungstène et deuterium) devrait permettre dans un avenir proche , de mieux comprendre l'effet observé .

ANNEXE : DISTRIBUTION DES DIMUONS DE MEME SIGNE

Table 11: Distributions des dimuons de même signe et de signe opposé

T désigne l'acceptance convoluée des effets de résolution (voir paragraphe II F) 2))

$M_{\mu\mu}$ [GeV/c ²]	x_F	$\mu^+\mu^-$	$\mu^+\mu^+, \mu^-\mu^-$	T [%]	$M_{\mu\mu}$ [GeV/c ²]	x_F	$\mu^+\mu^-$	$\mu^+\mu^+, \mu^-\mu^-$	T [%]
4.07- 4.66	-.1- .0	2067	21	1.19	8.30- 8.93	-.1- .0	127	0	4.0
	.0- .1	10603	102	5.65		.0- .1	306	0	7.3
	.1- .2	16464	106	8.63		.1- .2	478	0	10.0
	.2- .3	13383	57	7.80		.2- .3	672	0	12.2
	.3- .4	6576	21	4.60		.3- .4	659	0	14.3
	.4- .5	1422	5	1.23		.4- .5	517	1	13.2
4.66- 5.26	-.1- .0	1414	7	1.65		.5- .6	306	0	9.6
	.0- .1	6077	24	6.33		.6- .7	121	0	7.6
	.1- .2	9465	28	10.07		.7- .8	48	0	4.9
	.2- .3	9088	16	10.04	8.93- 9.57	-.2- -.1	17	0	1.0
	.3- .4	5437	3	6.91		-.1- .0	106	0	4.3
	.4- .5	2122	4	3.30		.0- .1	249	0	7.0
5.26- 5.85	-.1- .0	930	2	2.00		.1- .2	452	0	9.4
	.0- .1	3394	9	6.24		.2- .3	596	0	13.2
	.1- .2	5675	12	10.30		.3- .4	584	0	14.5
	.2- .3	5879	5	11.03		.4- .5	473	0	13.7
	.3- .4	4164	1	8.51		.5- .6	243	0	10.8
	.4- .5	2149	1	5.15		.6- .7	112	0	6.7
5.85- 6.45	.5- .6	561	0	1.82		.7- .8	28	0	8.1
	-.1- .0	690	1	2.62	9.57-10.22	-.2- -.1	16	0	1.3
	.0- .1	2070	2	6.61		-.1- .0	79	0	3.9
	.1- .2	3452	3	10.28		.0- .1	162	1	6.8
	.2- .3	3879	2	11.95		.1- .2	325	0	8.2
	.3- .4	2942	0	10.36		.2- .3	388	0	11.4
	.4- .5	1764	0	6.73		.3- .4	465	0	13.8
6.45- 7.06	.5- .6	710	0	3.73		.4- .5	329	0	11.9
	-.1- .0	447	1	2.93		.5- .6	187	0	9.9
	.0- .1	1264	1	6.88		.6- .7	60	0	8.0
	.1- .2	2099	2	10.57		.7- .8	16	0	12.0
	.2- .3	2509	2	12.24	10.22-10.88	-.2- -.1	9	0	1.7
	.3- .4	2134	0	11.20		-.1- .0	40	0	3.9
7.06- 7.68	.4- .5	1355	0	8.35		.0- .1	93	2	6.6
	.5- .6	680	0	5.27		.1- .2	123	0	8.7
	.6- .7	204	1	2.37		.2- .3	200	0	10.2
	-.1- .0	268	0	3.32		.3- .4	201	0	12.5
	.0- .1	758	0	6.77		.4- .5	190	0	12.3
	.1- .2	1283	0	10.78		.5- .6	113	0	11.5
7.68- 8.30	.2- .3	1620	0	12.83		.6- .7	45	0	7.1
	.3- .4	1436	0	12.83	10.88-12.95	-.2- -.1	10	0	2.2
	.4- .5	1033	0	9.90		-.1- .0	23	0	4.7
	.5- .6	522	0	7.16		.0- .1	50	0	7.3
	.6- .7	223	0	4.24		.1- .2	101	0	9.3
	.7- .8	38	1	1.36		.2- .3	154	0	10.6
8.30- 8.93	-.1- .0	175	0	4.0		.3- .4	181	0	11.5
	.0- .1	456	0	7.0		.4- .5	157	0	10.6
	.1- .2	808	0	10.1		.5- .6	88	0	10.4
	.2- .3	1006	0	13.3		.6- .7	36	0	10.2
	.3- .4	962	0	13.3	12.95-15.19	-.1- .0	5	0	5.
	.4- .5	752	0	11.6		.0- .1	6	0	6.
	.5- .6	402	0	8.2		.1- .2	11	0	9.
	.6- .7	190	0	5.2		.2- .3	17	0	9.
	.7- .8	38	0	2.8		.3- .4	15	0	11.
						.4- .5	9	0	8.

REFERENCES

- [1] - S.Drell and T.Yan , Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316
- [2] - Un exposé récapitulatif est donné par :
 - 1) R.Stroynowski , Prog. in Phys. Vol.4 p.115-176 (1982)
 - 2) I.R.Kenyon , Preprint CERN-EP/82-81
- [3] - 1) G.Altarelli , Phys. Rep. 81,n°1 (1982) 1-129
2) E.Reya , Phys. Rep. 69 ,n°3 (1981) 195-333
- [4] - J.Badier et al. (NA3) Preprint CERN-EP/79-88 (1979)
- [5] - L.Anderson et al. (NA10) Preprint CERN-EP/83-166 (1983)
- [6] - K.L.Brown et C.Iselin , Rapport jaune CERN 74-2
- [7] - H.W.Atherton et al. CERN/SPS/81-07
- [8] - A.S.Carroll et al. Phys. Lett. 80B , 319 (1979)
- [9] - R.M.H. Module Type 4236 CERN-EP 9294 1A4/1981 08 05
- [10] - 1) J.P. Froberger, Thèse de troisième cycle CRN/HE 80-11 , CRN et Université Louis Pasteur Strasbourg I , 1980
2) P. Klein, Thèse de troisième cycle CRN/HE 82-05 CRN , et Université Louis Pasteur Strasbourg I , 1982
3) J.Lecoq , Thèse d'état CRN/HE 83-01 , CRN et Université Louis Pasteur Strasbourg I , 1983
- [11] - R.Brun et al. , Programme de la librairie du CERN DD/US/86 (1983)
- [12] - A.Bodeck et J.L.Ritchie , Phys Rev. D23 (1981) 1070
- [13] - F.James et M.Roos , Programme de la librairie du CERN D506 et D516 (1977)
- [14] - E.Berger , Proceeding of the Drell-Yan Workshop , Fermilab (USA) (1982)
- [15] - A.J.Buras et K.J.F.Gaemers , Nuc. Phys. B132 (1978) p.249
- [16] - G.Altarelli et G.Parisi , Nuc. Phys. B126 (1977) 298
- [17] - J.Kubar et al. Nuc. Phys. B175 (1980) 251
- [18] - S.Falciano et al. (NA10) , Phys. Lett. 104B (1981) 416
- [19] - S.Weisz (NA3) , Thèse d'état , Université de Paris-Sud (Orsay) , 1982
- [20] - J.Badier et al. (NA3) , Preprint CERN-EP/83-86 , 1983
- [21] - J.G.H.Groot et al. (CDHS) , Zeit. Phys. C 1 (1979) 146-162
- [22] - J.J.Aubert et al. (EMC) , Phys. Lett. 105B , 322 (1981)
- [23] - A.R.Clark et al. (BFP) , Preprint LBL-16286 , 1983
- [24] - J.Bourotte (NA3) , Thèse d'état , Université de Paris-Sud (Orsay) 1983
- [25] - H.Abramowicz et al. (CDHS) , Zeit. Phys. C 17 (1983) 283-307
- [26] - J.J.Aubert et al. (EMC) , Phys. Lett. 123B (1983) 275
- [27] - 1) R.G.Arnold et al. , Preprint SLAC-Pub-3257
2) A.Bodeck et al. Phys. , Rev. Lett. D50 N°19 p.1431 , 1983

[28] - Un résumé des résultats expérimentaux et des prédictions théoriques est donné par K.Rith, Conférence Européenne de Physique des Hautes Energies , Brighton (UK) juillet 1983

REMERCIEMENTS

L'expérience qui a fourni les éléments de ce travail est une collaboration entre le CERN , l'Ecole Polytechnique de Palaiseau , l'Université de Naples et l'INFN de Naples , le CRN et l'Université Louis Pasteur de Strasbourg , l'ETH de Zurich , avec la participation de : B.Betev, J.J.Blaising, P.Bordalo, A.Boumediene, L.Cerrito, A.Degré, A.Ereditato, S.Falciano, K.Freudenreich, E.Gorini, M.Guanzioli, H.Hofer, P.Juillot, L.Kluberg, P.Lecomte, R.Morand, A.Romana, R.Salmeron, P.Strolin, H.Suter, V.L.Telegdi, J.Varela, G.Viertel, J.Wallace-Hadrill et M.Winter . Je les remercie pour leur accueil chaleureux et les suggestions qu'ils m'ont faites au cours de ce travail .

Je prie Monsieur M.CROISSIAUX de bien vouloir trouver ici l'expression de ma gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé à la Division des Hautes Energies de Strasbourg .

Je remercie Monsieur le Professeur P.CHEVALLIER de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de thèse .

Messieurs D.LINGLIN et R.SALMERON ont accepté de faire partie du jury : qu'ils soient ici remerciés .

Monsieur R.MORAND a bien voulu diriger cette thèse . Il n'a pas ménagé ses conseils et encouragements ; je lui en suis profondément reconnaissant .

Tout au long de ce travail , j'ai bénéficié de la confiance et de l'aide efficace et amicale de J.J.BLAISING , A.DEGRE et tout particulièrement de M.WINTER . Qu'ils trouvent ici le témoignage de ma sincère gratitude .

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : APPAREILLAGE	5
A) INTRODUCTION	5
B) LE FAISCEAU	5
1) Caractéristiques du faisceau	5
2) Intensité	8
3) le halo	8
C) LE SPECTROMETRE	9
1) Les cibles	9
2) Les absorbeurs	10
3) L'Aimant	10
4) Les hodoscopes	11
5) Les chambres proportionnelles à fils	13
D) LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT	13
1) Généralités	13
2) Logique du système de déclenchement	14
3) Le premier niveau du déclenchement	14
4) Le deuxième niveau du déclenchement	16
5) Enregistrement des données	19
6) Performances du système de déclenchement	19
D) CONCLUSION	20
CHAPITRE II : ANALYSE DES DONNEES	21
A) INTRODUCTION	21
B) LE PROGRAMME DE RECONSTRUCTION	23
1) Structure du programme	23
2) Reconstruction d'une trace	23
3) Recherche du vertex de l'événement	27
4) Cinématique du dimuon	27
5) Valeur de S (carré de l'énergie disponible)	29
C) LA SELECTION DES EVENEMENTS	31
1) Le bruit de fond	31
2) La coupure globale	32
3) Qualités de la coupure globale	36
4) Les autres coupures géométriques	38

5) Les critères de sélection	41
6) Les réinteractions	45
D) LE MONTE CARLO	46
1) Généralités	46
2) Structure du Monte Carlo	46
3) Tests du Monte Carlo	47
E) LA COMPARAISON D'UN MODELE AUX DONNEES	50
1) Introduction	50
2) Relations générales et notation	51
3) Acceptance , résolution et matrice de corrélation	53
4) Comparaison données-modèle	56
5) Détermination des paramètres d'un modèle	56
F) OBTENTION DES SECTIONS EFFICACES	58
1) Introduction	58
2) Principe de la méthode	58
3) Problèmes liés à la méthode utilisée	59
4) Luminosité	61
CHAPITRE III : SITUATION THEORIQUE	65
A) INTRODUCTION	65
B) LA FACTORISATION	66
C) LA PRODUCTION DE DIMUONS	67
1) QCD et la production de dimuons	67
2) Le modèle de Drell-Yan	69
3) L'approximation des logarithmes dominants	71
4) Calcul au premier ordre en α_s	71
6) Higher twist	73
8) Effets nucléaires	74
D) FONCTIONS DE STRUCTURE DU NUCLEON	74
1) Paramétrisation utilisée	74
2) Compatibilité avec les résultats de diffusion de neutrinos	75
3) Compatibilité avec les mesures de diffusion de muons	76
4) Compatibilité avec la production de dimuons dans les interactions p-N	76
5) Estimation de l'erreur sur la paramétrisation du nucléon	76
E) FONCTIONS DE STRUCTURE DU PION	81
1) Introduction	81
2) Paramétrisation des fonctions de structure du pion	82
F) METHODE DE MESURE DES FONCTIONS DE STRUCTURE DU	

PION	83
CHAPITRE IV : RESULTATS	85
A) INTRODUCTION	85
B) MESURE DES SECTIONS EFFICACES	87
1) Valeurs de la section efficace	87
2) Erreurs sur la section efficace	87
C) TEST DES PREDICTIONS QCD ET EXTRACTION DES FONCTIONS DE STRUCTURE	90
1) Test de la factorisation	90
2) Cas du modèle de Drell-Yan	92
3) Cas de l'approximation des logarithmes dominants	93
4) Cas du calcul au premier ordre en α_s	95
5) Détermination de la fonction de structure du pion et de $K_{\text{exp}}(\sqrt{s}, x_F)$	99
6) Erreurs sur les fonctions de structure du pion	102
CONCLUSION	105
ANNEXE : DISTRIBUTION DES DIMUONS DE MEME SIGNE	107
REFERENCES	109
REMERCIEMENTS	111

TABLES

1. Caractéristiques des cibles	9
2. Comportement des distributions renormalisées RTARGET , DMAG , $\Delta\Phi$	34
3. Sélection des événements	42
4. Statistique pour la prise de données 81/82	42

5.	Résolution expérimentale et Monte Carlo	49
6.	Fonction $K_{\alpha s}$ (premier ordre)	72
7.	Section efficace de production de dimuons de signes opposés	88
8.	Fct. de structure du π et du nucléon déterminées simultanément	91
9.	Fonction $K_{\exp}(\sqrt{s}, x_F)$	100
10.	Erreurs sur les paramètres des fonctions de structure du π	103
11.	Distributions des dimuons de même signe et de signe opposé	107

FIGURES

1.	Spectre en masse (non corrigé d'acceptance) obtenu par NA3 et NA10	3
2.	Le spectromètre NA10	6
3.	Distribution d'impulsion des π^-	7
4.	Association R1*R2	12
5.	Logique du 1er niveau de Déclenchement	15
6.	Schéma du 2 ^{ième} niveau de déclenchement	17
7.	Résolution en masse de GESPRO	17
8.	distribution des événements en fonction du nombre de mots	18
9.	Variation du temps actif en fonction de l'intensité	20
10.	Efficacité en fonction de la largeur de route	24

11. Association des impacts dans les chambres	24
12. Distribution de la position du vertex du dimuon	28
13. Distribution de l'énergie disponible dans le centre de masse	29
14. $M^3 d\sigma/dM$ pour plusieurs énergies [2]	30
15. Distribution en masse et x_F pour 2 périodes différentes	31
16. Paramétrisation des variances des paramètre de coupure	34
17. Distribution des événements en fonction de la coupure globale	35
18. Distribution en x_F pour différents types d'événements	36
19. Distribution de $GLOCUT_{max}$ pour diverses régions cinématiques	36
20. Nombre intégré de traces en fonction de la distance au bord	39
21. Superposition des 3 plans de fils d'une chambre	39
22. Nombre intégré de traces en	40
23. Spectre en masse non corrigé d'acceptance	43
24. Proportion de mauvais dimuon de même signe (bruit	44
25. Comparaison cible longue - cible courte	45
26. Comparaison données Monte Carlo	48
27. Rapport données sur Monte Carlo pour le Ψ pour 2 valeur du champ	49
28. Exemple de table de résolution en %	52
29. Acceptance du spectromètre NA10	53

30. Comparaison données-Monte Carlo	59
31. Variation du moniteur en fonction du run	62
32. Variation du moniteur en fonction de l'intensité	62
33. Rapport des distributions "haute intensité" sur "basse intensité"	63
34. Distribution des événements en fonction de l'intensité	63
35. Diagrammes de production de dimuons	68
36. Variation de $K_{\alpha s}$ en fonction de Λ	73
37. $x F_3$ obtenue en diffusion inélastique de neutrinos	77
38. F_2 obtenue en diffusion inélastique de neutrinos	78
39. F_2 obtenue en diffusion inélastique de muons	79
40. Rapport $d(x)/u(x)$	81
41. $M^3 d\sigma/dM$ pour $x_F > 0$	89
42. Distribution des événements en fonction de x_1 et x_2	90
43. comparaison données - Drell-Yan en masse et x_F	93
44. Comparaison données-LLA en $\sqrt{s}$ et x_F	95
45. Comparaison données- 1 ^{er} ordre en $\sqrt{s}$ et x_F	97
46. Section efficace expérimentale et théorique	98
47. Fonctions $K_{exp}(\sqrt{s}, x_F)$ et $K_{\alpha s}(\sqrt{s}, x_F)$	101
48. Contours à 1 écart standard de l'erreur statistique	102

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1984**

RESUME

Cette thèse est consacrée à l'étude de la production inclusive de paires de muons par un faisceau de π^- de 200 GeV/c interagissant dans une cible de tungstène

160000 dimuons de masse supérieure à 4 GeV/c² ont pu être mesurés avec le spectromètre NA10. Leur analyse a permis de déterminer la fonction de structure du π^- et est en accord avec les résultats des expériences précédentes, qui étaient moins sensibles. Dans les régions cinématiques qui sont étudiées pour la première fois, on observe des déviations par rapport à l'invariance d'échelle stipulée par le modèle de Drell-Yan. Ces déviations ne peuvent être entièrement expliquées par les prédictions de QCD calculées dans l'approximation des logarithmes dominants ou calculées au premier ordre en α_s .

ABSTRACT

This thesis describes the study of the inclusive muon-pair production with a 200 GeV/c π^- beam interacting in a tungsten target.

160000 dimuons with mass above 4 GeV/c² have been measured with the NA10 spectrometer. Their analysis has led to the measurement of the structure function of the π^- . An agreement with previous (less sensitive) experiments is found; Nevertheless, in the kinematical domain which is studied for the first time, deviations from the scale invariance, included in the Drell-Yan model, are observed. They cannot be entirely explained by the QCD predictions in the leading-log approximation or calculated in the full first order in α_s .