

ORSAY  
n° d'ordre  
2190

5821

X

**T H E S E**

**PRESENTEE**

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY**

**POUR OBTENIR**

**LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE  
PHYSIQUE NUCLEAIRE  
Option : Physique des Particules**

par

**Alain BERARD**

**ETUDE DE LA PRODUCTION DE PIONS  
CHARGES DANS LES INTERACTIONS  $K^-p$  A 32 GeV/c**

Soutenu le 17 février 1977, devant la Commission d'Examen

<b>MM.</b>	<b>P. LEHMANN</b>	<b>Président</b>
	<b>R. BARLOUTAUD</b>	
<b>Mlle</b>	<b>M.L. FACCINI</b>	<b>Examineurs</b>
<b>M.</b>	<b>P. GRANET</b>	

**T H E S E**

**PRESENTEE**

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY**

**POUR OBTENIR**

**LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE  
PHYSIQUE NUCLEAIRE  
Option : Physique des Particules**

par

**Alain BERARD**

**ETUDE DE LA PRODUCTION DE PIONS  
CHARGES DANS LES INTERACTIONS  $K^-p$  A 32 GeV/c**

Soutenu le 17 février 1977, devant la Commission d'Examen

<b>MM.</b>	<b>P. LEHMANN</b>	<b>Président</b>
	<b>R. BARLOUTAUD</b>	
<b>Mlle</b>	<b>M.L. FACCINI</b>	<b>Examineurs</b>
<b>M.</b>	<b>P. GRANET</b>	

574/6001

# TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : FORMALISME DES REACTIONS INCLUSIVES A UNE PARTICULE.	3
I.1) Généralités	3
I.2) Section efficace différentielle et fonction invariante.	3
I.3) Brefs aperçus de la phénoménologie de Mueller-Regge.	7
a) limite d'échange simple de la trajectoire de Regge :	7
- invariance d'échelle	7
- factorisation	8
- dépendance en énergie de la section efficace inclusive.	9
b) Limite d'échange double de trajectoire de Regge:	10
- plateau en rapidité	10
- dépendance en énergie de la section efficace inclusive.	11
CHAPITRE II : PROCEDURE EXPERIMENTALE	12
II.1) Généralités sur l'expérience	12
a) description sommaire de l'expérience	12
b) dépouillement et mesure des clichés	13
c) efficacité et corrections	13
II.2) Distribution de multiplicité chargée.	14
CHAPITRE III : PROBLEMES DE CONTAMINATION	16
III.1) Corrections des données en vue d'obtenir des spectres de $\pi^-$ .	16
III.2) Corrections des données en vue d'obtenir des spectres de $\pi^+$ .	19

CHAPITRE IV	: RESULTATS EXPERIMENTAUX	23
IV.1)	Distributions des impulsions longitudinales	23
IV.2)	Sections efficaces	25
IV.3)	Distributions des impulsions transverses	27
CHAPITRE V	: DEPENDANCE EN ENERGIE	30
V.1)	Région de fragmentation du proton	30
V.2)	Région centrale ou de pionisation	34
CONCLUSION		37
REFERENCES		39
LEGENDE DES TABLEAUX		41
LEGENDE DES FIGURES		42



## INTRODUCTION

L'objet de ce travail est l'étude de la production de pions chargés dans les interactions  $K^-p$  à 32,2 GeV/c. Nous utiliserons pour cela les données d'une expérience faite dans la chambre à bulles à hydrogène liquide "Mirabelle" [1], exposée à un faisceau de  $K^-$  auprès de l'accélérateur soviétique de Serpukhov.

L'intérêt d'une telle expérience est double, d'une part à cause de la nature même de l'interaction  $K^-p$ , qui est particulièrement riche dans la variété des états finals produits, d'autre part à cause de l'énergie utilisée, la plus haute employée jusqu'à présent pour accélérer les  $K^-$  dans une expérience de chambre à bulles.

L'analyse de la production de pions dans cette réaction est particulièrement intéressante à faire, car on est en présence d'un état initial neutre ne comprenant pas de pions et on peut supposer que la production des pions n'est pas affectée par des effets dominants importants dus à l'état initial.

Dans la première partie de cette étude, nous énoncerons brièvement le formalisme des réactions inclusives à une particule, formalisme que nous serons amenés à utiliser par la suite.

La seconde partie sera consacrée à une description sommaire du dispositif expérimental, au dépouillement des clichés et au traitement des données.

La troisième partie sera réservée à l'étude des différentes contaminations, problème bien connu dans toute expérience de chambre à bulles.

Dans la quatrième partie nous présenterons les distributions et tableaux qui nous sont apparus essentiels pour la compréhension du travail.

La comparaison de nos résultats avec les productions inclusives des  $\pi^+$  à différentes énergies et pour des projectiles différents est faite dans la dernière partie. Nous étudierons alors plus particulièrement l'approche à l'invariance d'échelle dans certaines régions de l'espace de phase : région de fragmentation du proton et région centrale.

## CHAPITRE I

### FORMALISME DES REACTIONS INCLUSIVES A UNE PARTICULE

#### I - 1) Généralités

Avec l'augmentation des énergies disponibles au sein des nouveaux accélérateurs, on constate une croissance du nombre de corps émis dans les interactions entre particules élémentaires. Nous nous trouvons donc devant un problème d'identification de ces particules de plus en plus complexe; d'où la nécessité, dans une première approche, de ne s'intéresser qu'à un certain type de particules dans l'état final. Une telle étude est dite "inclusive".

Plus précisément, une réaction inclusive à une particule est une réaction définie par :



où, parmi toutes les particules de l'état final, seules les particules du type "c" sont étudiées en détail, le reste de la production étant ignoré et appelé x .

Dans le cas de notre travail on s'intéresse à la production inclusive de pions et notre réaction s'écrira :



On peut généraliser cette notion aux réactions inclusives à deux, trois, quatre particules. Une réaction où tous les produits émis sont analysés est dite "exclusive", la réaction élastique étant la première réaction exclusive qui vient évidemment à l'esprit.

#### I - 2) Section efficace différentielle et fonction invariante

L'étude quantitative de la production inclusive d'une particule "c" se fait à l'aide de la section efficace différentielle

de production de cette particule. Dans l'élément d'espace de phase  $d^3\vec{p}$ , on la définit par la quantité :

$$\frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}}(c) = \frac{\text{nombre observé de particules "c" d'impulsion } \vec{p}}{\text{flux incident}}$$

La section efficace inclusive est alors :

$$\sigma_{\text{incl}}(c) = \int_V \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}}(c) d^3\vec{p}$$

où  $V$  est le domaine d'espace de phase de la particule "c". La section efficace inclusive est reliée à la "multiplicité" moyenne des particules du type "c" produites :  $\langle n_c \rangle$  par la relation :

$$\sigma_{\text{incl}}(c) = \langle n_c \rangle \sigma_{\text{inél}}$$

où  $\sigma_{\text{inél}}$  est la section efficace totale inélastique.

Certains modèles théoriques utilisent souvent la quantité

$$f_c = E \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}} \text{ car elle est invariante par transformation de Lorentz ;}$$

$f_c$  est appelé "fonction de structure" ou section efficace "invariante" et dépend, a priori, de l'énergie dans le centre de masse et de l'impulsion de la particule "c".

Dans l'étude des réactions inclusives à une particule, les valeurs mesurées de la section efficace invariante sont généralement données en fonction des variables suivantes.:

a)  $s$  = qui est le carré de l'énergie totale de la réaction dans le centre de masse.

b)  $x(c) = \frac{P_L^*(c)}{P_L^{\text{max}}(c)}$  qui est souvent appelée : variable

de Feynman [3], où  $P_L^*(c)$  est l'impulsion longitudinale de la particule "c" dans le centre de masse et  $P_L^{*max}$  l'impulsion longitudinale maximale que permet la cinématique à la particule "c".

Lorsque l'énergie dans le centre de masse est très grande, nous avons :

$$x(c) \sim \frac{2P_L^*(c)}{\sqrt{s}}$$

$$c) \ y^*(c) = \frac{1}{2} \text{Log} \left( \frac{E^* + P_L^*(c)}{E^* - P_L^*(c)} \right) = \text{Arg th} \left( \frac{P_L^*(c)}{E^*} \right), \text{ qui est appelée :}$$

"rapidité" dans le centre de masse,  $E^*$  étant l'énergie de la particule c. dans le même système ;  $y_{max}^*$ , qui est la rapidité projectile, croît comme  $\log s$ . Un des avantages du choix de cette variable est relié à sa propriété de transformation dans une transformation longitudinale de Lorentz :  $L(\beta)$  :

$$y' = y + \frac{1}{2} \text{Log} \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)$$

C'est-à-dire que, si nous représentons les événements de la réaction (I-1) dans un diagramme où à chaque particule "c" correspond un point d'abscisse égal à sa rapidité, la structure du diagramme est invariante sous une transformation de Lorentz le long de la direction longitudinale.

d)  $\eta = -\text{Log tg } \theta/2$ , où  $\theta$  est l'angle d'émission de la particule "c".  $\eta$  est une approximation de  $y$  pour les particules relativistes qui est utilisée dans les expériences où les angles (et non les impulsions) sont mesurés.

Comme le domaine de variation de  $x$  est fixé ( $x \in [-1, 1]$ ), dans un histogramme où la section efficace invariante est représentée en fonction de  $x$ , toute la production ayant des  $P_L^*$  petits est contractée dans un intervalle restreint autour de  $x=0$ . Donc cette distribution est mieux adaptée pour étudier les particules ayant un très grand  $P_L^*$ . Par contre, les distributions en fonction

de la rapidité, dont le domaine de variation croît logarithmiquement avec  $s$ , rendent mieux compte de la région où les particules ont un petit  $P_L^*$ . Dans l'étude des distributions en  $Y^*$  on s'intéresse généralement à trois régions : deux régions où les rapidités des particules "c" sont proches de celle de la particule incidente ou de la cible, et qui sont appelées régions de "fragmentation" d'après l'image selon laquelle les particules "c" seraient produites par fragmentation de la particule incidente ou de la cible, et une région centrée autour de  $y^*=0$  et qui est appelée région centrale.

e)  $P_T(c)$  qui est l'impulsion transverse de la particule "c".

Il est souvent très utile de se servir, comme variables, d'invariants de Lorentz, et les invariants généralement employés sont les trois variables de Mandelstam et le carré de la masse manquante de la particule "c" définis comme d'habitude de la façon suivante : étant donné la réaction inclusive  $a+b \rightarrow c+X$  et  $P_a, P_b, P_c$  les quadrivecteurs des particules a, b et c :

$$\begin{aligned}
 s &= (P_a + P_b)^2, \text{ est le carré de l'énergie totale dans le} \\
 &\quad \text{centre de masse} \\
 t &= (P_b - P_c)^2, \text{ le "transfert" de b vers c} \\
 u &= (P_a - P_c)^2, \text{ le "transfert" de a vers c} \\
 M_X^2 &= (P_a + P_b - P_c)^2, \text{ le carré de la masse manquante associée} \\
 &\quad \text{à la particule "c"}.
 \end{aligned}$$

Nous pouvons donc désormais expliciter la fonction de structure de différentes manières, en tenant compte de l'isotropie de l'angle azimutal  $\varphi$  :

$$\begin{aligned}
 f_c &= \frac{2E^*}{\pi \sqrt{s}} \frac{d^2 \sigma}{dx_c dP_T^2} \\
 &= \frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dy_c dP_T^2} \\
 &= \frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dM^2/s dt} \\
 &= \frac{1}{\pi} E_{LAB} \frac{d^2 \sigma}{dP_{LAB}^L dP_T^2}
 \end{aligned}$$

I - 3) Brefs aperçus de la phénoménologie de Mueller-Regge

Le formalisme introduit par Mueller [4] permet de relier la section efficace inclusive pour la réaction  $a+b \rightarrow c+X$ , à la discontinuité de l'amplitude élastique à trois corps à transfert nul  $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$ , par analogie aux réactions à deux corps, où le théorème optique relie la section efficace totale à la discontinuité de l'amplitude de diffusion élastique vers l'avant  $ab \rightarrow ab$ .

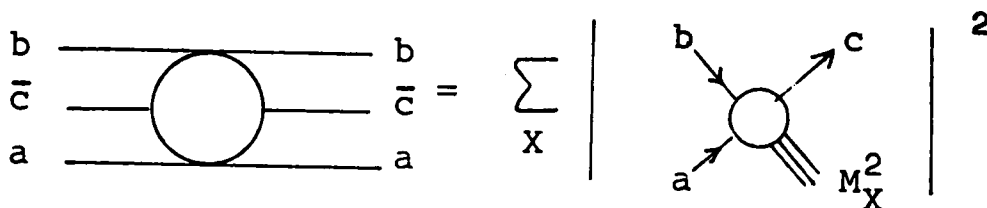
Dans une réaction à deux corps, le théorème optique prévoit la relation bien connue :

$$\frac{1}{s} \text{Im } T_{ab}(s)_{t=0} = \sigma_{\text{tot}}(ab)$$

En substituant à l'état  $|ab\rangle$  l'état à trois particules  $|ab\bar{c}\rangle$ , Mueller a généralisé le théorème optique aux réactions inclusives à une particule avec la relation suivante:

$$\frac{1}{s} \text{Im } T(ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}) = \frac{Ed^3 \sigma}{d^3 \vec{P}(c)} = f_c$$

que nous schématisons :



où  $M_X^2$  est la masse manquante à la particule "c".

Le théorème optique généralisé et l'application du modèle de Regge à l'amplitude  $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$ , permettent d'obtenir des précisions sur le comportement de la fonction invariante dans différentes régions de l'espace de phase de la particule "c".

a) Limite d'échange simple de la trajectoire de Regge

Considérons la région cinématique suivante :  $s$  grand,  $t$  petit,  $M^2/s$  fini. Le transfert  $t$  étant fixé, nous pourrions regarder

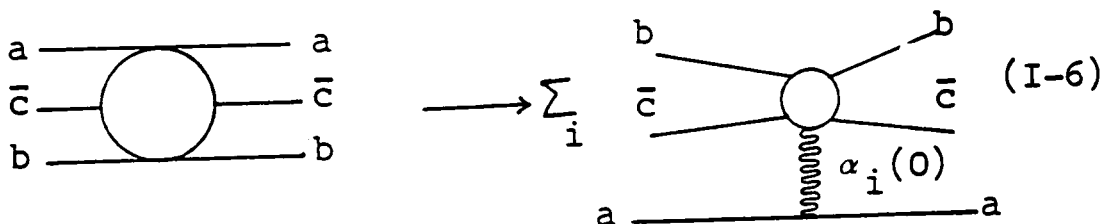
les particules b et c comme formant un état lié, d'autre part  $M^2$  étant grand, admettons qu'il existe un développement en pôles de Regge  $\alpha_i$  dans la voie  $a\bar{a}$  pour l'amplitude de diffusion :

$$a + (b\bar{c}) \rightarrow a + (b\bar{c}) \quad (I-4)$$

Nous pouvons en déduire :

$$f_c = \sum_i \beta_i(t, M^2/s) (M^2)^{\alpha_i(0)-1} \quad (I-5)$$

où  $\beta_i$  sont reliés aux différents couplages possibles entre trajectoires échangées et particules a, b,  $\bar{c}$  et  $\alpha_i$  sont les trajectoires de Regge. Le formalisme peut être schématisé par :



et, étant donné ses limites cinématiques, être appliqué aux processus de "fragmentation" de la particule b (que nous notons par commodité  $b \rightarrow c$ ).

La phénoménologie de Mueller-Regge ainsi introduite nous conduit à un certain nombre de remarques concernant la fonction  $f_c$  :

-Invariance d'échelle : si la trajectoire dominante est la singularité de Pomeranchuk (échange d'un "poméron") d'intercept  $\alpha_P(0) = 1$ , la section efficace inclusive  $f_c$  a pour limite quand  $s$  tend vers l'infini :

$$s \lim_{s \rightarrow \infty} f_c = \beta_P(t, M^2/s) = \beta(x, P_T^2) \quad (I-7)$$

c'est-à-dire est indépendante de  $s$ . C'est l'invariance d'échelle de Feynman [3].

-Factorisation : si nous faisons l'hypothèse que la singularité de Pomeranchuk est un pôle factorisable, nous avons :



$$\beta_{\mathbb{P}}(t, M^2/s) = \gamma_{\mathbb{P}}^a f_{\mathbb{P}}(b\bar{c}, x, P_T^2)$$

où  $\gamma_{\mathbb{P}}^a$ , couplage du poméron au système  $a\bar{a}$ , est relié à la section efficace totale par :

$$s \lim_{\rightarrow \infty} \sigma_{\text{tot}}(ab) = \gamma_{\mathbb{P}}^a \gamma_{\mathbb{P}}^b$$

Dans la double hypothèse d'échange dominant et de factorisation du poméron, la quantité :

$$s \lim_{\rightarrow \infty} \left( \frac{b}{\sigma_{\text{tot}}} \right) = \frac{1}{\gamma_{\mathbb{P}}^b} f_{\mathbb{P}}(b\bar{c}; x, P_T^2) \quad (\text{I-8})$$

est donc indépendante de l'énergie  $s$  et indépendante de  $a$  lorsque  $c$  est un fragment de  $b$ .

-Dépendance en énergie de la section efficace inclusive :

Lorsque l'énergie du centre de masse  $s$  est finie, et la limite asymptotique de la fonction invariante n'a pas été encore atteinte, la dépendance en énergie de  $f_c$  est déterminée par l'échange de trajectoires de Regge mésoniques. Dans l'hypothèse simplificatrice de trajectoires mésoniques dégénérées d'échange avec intercept  $\alpha_R(0) = 1/2$  ( $R = \rho, \omega, f_0, A_2$ ), la section efficace inclusive s'écrit :

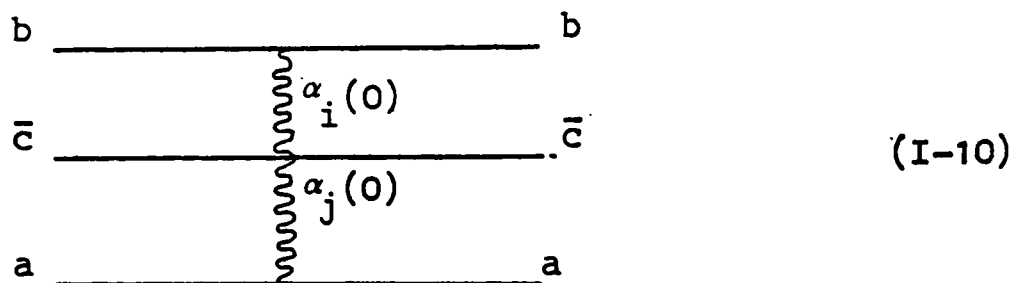
$$f_c = \beta_{\mathbb{P}}(x, P_T^2) + \beta_R(x, P_T^2) s^{-1/2} \quad (\text{I-9})$$

Une fois déterminée la dépendance en énergie de  $f_c$ , le problème qui reste posé est celui de l'existence d'un ou de plusieurs critères permettant d'affirmer que pour certaines réactions les propriétés d'invariance d'échelle sont atteintes à des énergies relativement basses (on parle dans ce cas d'invariance d'échelle "précoce"). Certains auteurs [5] prédisent une invariance d'échelle précoce dans la région de fragmentation de  $b$  pour le processus ayant  $ab\bar{c}$  exotique, c'est-à-dire lorsqu'il n'existe pas de résonances connues ayant les nombres quantiques du groupe  $ab\bar{c}$ . D'autres auteurs [6] suggèrent une invariance d'échelle précoce quand, dans une des combinaisons  $a\bar{c}$ ,  $b\bar{c}$  ou  $ab$  entre les trois

particules  $ab\bar{c}$  est exotique. Nous remarquerons que dans le cas des réactions (I-2) et (I-3), qui constituent l'objet de notre étude, l'état  $ab\bar{c}$ , formé par  $K^-p\pi^+$  et  $K^-p\pi^-$  respectivement, n'est pas exotique, alors que l'état  $a\bar{c}$ , formé par  $K^-p\pi^+$  et  $K^-p\pi^-$  respectivement, est exotique dans le cas de la réaction (I-3) et non-exotique dans le cas de la réaction (I-2).

b) Limite d'échange double de trajectoires de Regge :

Considérons maintenant la région cinématique où  $u$ ,  $s$  et  $t$  sont grands et  $M^2/s \sim 1$ , c'est-à-dire la région où la particule "c" est rapide dans les deux systèmes au repos de a et b. Cette région de l'espace de phase est appelée : "région centrale" et l'amplitude  $ab\bar{c}$  peut se développer alors par un échange de pôles de Regge à la fois entre b et c, et entre a et  $\bar{c}$ , selon le schéma suivant :



La fonction invariante s'écrit alors :

$$f_c = \sum_{i,j} \beta_{ij} (P_T^2) (-u)^{\alpha_i(0)-1} (-t)^{\alpha_j(0)-1} \quad (I-11)$$

comme dans la région de fragmentation, nous pouvons aussi, dans la région centrale faire un certain nombre de remarques concernant la fonction  $f_c$  :

- Plateau en rapidité : si l'amplitude est dominée par un double échange de Poméron, nous avons dans cette région :

$$f_c = \beta_{PP} (P_T^2)$$

La fonction de structure est dans ce cas non seulement indépendante de  $s$  ("scaling"), mais aussi de l'impulsion longitudinale de "c", ce qui traduit l'existence d'un "plateau" dans la variable de rapidité  $y^*$ .

- Dépendance en énergie de la section efficace inclusive :

Comme dans le cas d'échange simple de trajectoire de Regge, la dépendance en énergie de  $f_c$  dans la région centrale est obtenue en considérant dans le schéma (I-10) l'échange de Poméron et de trajectoires de Regge mésoniques dégénérées d'échange avec l'intercept  $\alpha_R(0) = \frac{1}{2}$ .

Dans ces conditions la fonction de structure devient :

$$f_c = \beta_{PP} (P_T^2) + \beta_{PR} (P_T^2) s^{-1/4} + \beta_{RR} s^{-1/2} \quad (I-12)$$

Dans le cas des réactions (I-2) et (I-3) nous pouvons résumer la phénoménologie de Mueller-Regge par le schéma présenté dans la Table I.

## CHAPITRE II

### PROCEDURE EXPERIMENTALE

Cette expérience est le résultat d'une collaboration entre : l'I.P.H.E de Serpukhov, Aix la Chapelle, le C.E.R.N, Berlin-Est, Vienne et le D.P.h.P.E de Saclay.

Les caractéristiques de la chambre à bulles Mirabelle étant aujourd'hui bien connues, nous nous bornerons à en donner une description sommaire, puis nous exposerons rapidement les différentes étapes qui se succèdent lors d'une expérience de chambre à bulles : dépouillement des clichés, acquisition et traitement des données, enfin nous dirons quelques mots sur le calcul des sections efficaces et des multiplicités chargées.

#### II. 1) Généralités sur l'expérience

##### a) Description sommaire de l'expérience

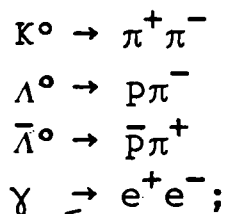
Dans notre expérience, la chambre à bulles Mirabelle était exposée à un faisceau de  $K^-$  de 32,2 GeV/c séparé par radio fréquence ; les dispersions angulaires et en impulsion de ce faisceau sont de :  $\Delta \varphi \sim \Delta \lambda \sim 1 \text{ m.rd}$  et  $\frac{\Delta P}{P} \sim 0,25\%$  respectivement.

Le corps de la chambre est un cylindre qui mesure 4,6m de long et 1,6m de diamètre. Les événements sont détectés à l'intérieur d'un volume fiduciel de  $2,2 \text{ m}^3$  ils sont enregistrés sur 3 films par 8 caméras disposées en 3 lignes horizontales dont les objectifs ont un champ de  $110^\circ$ . L'éclairage est assuré par des flashes qui envoient leur lumière dans la chambre à travers ces objectifs. Celle-ci est renvoyée sur ces mêmes objectifs par un matériau rétrodiffusant : le scotchlite qui tapisse le fond de la chambre. Les bulles apparaissent alors comme des points sombres sur un fond brillant.

Un électroaimant classique crée un champ magnétique horizontal perpendiculaire à l'axe de la chambre, d'une valeur de 2,1 teslas.

b) Dépouillement et mesure des clichés

Notre analyse est basée sur un échantillon de 31 000 événements ; tous ces événements, avec leurs  $V^0$  associés, ont subi un double dépouillement sur des tables conventionnelles et ont été mesurés, soit sur des tables manuelles (tables "Mirabelle" pour Saclay), soit au H.P.D. [1] ; 30% ont été remesurés. Les événements mesurés sont ensuite passés à travers la chaîne de programmes ; HYDRA (reconstitution géométrique) et GRIND (reconstitution cinématique), puis ils sont portés sur une bande d'accumulation de données (D.S.T). Tous les  $V^0$  ont subi un ajustement cinématique à trois contraintes sous les hypothèses suivantes :



les événements à deux branches ont subi un ajustement cinématique élastique à quatre contraintes.

Tous les événements dépouillés sont accumulés sur une bande "Index" avec un label indiquant si l'événement est régulièrement passé à travers la chaîne de mesure et de reconstruction ou la raison pour laquelle il a échoué. L'intérêt de cette bande est que l'on peut retrouver, si besoin est, les différents motifs de rejet et le nombre d'événements ayant subi tel ou tel rejet.

c) Efficacité et corrections

Pour tenir compte des événements éliminés lors des opérations citées ci-dessus, on introduit les deux rapports suivants :

$$\text{efficacité de dépouillement} = \frac{\text{nombre d'événements dépouillés}}{\text{nombre total d'événements}}$$

On peut obtenir par un calcul de probabilités simple le nombre total d'événements à partir des deux dépouillements que chaque événement a subi

$$\text{Taux de passage} = \frac{\text{nombre d'événements figurant sur la D.S.T.}}{\text{nombres d'événements dépouillés}}$$

A titre d'exemple, la table II donne le produit des taux de passage par l'efficacité de dépouillement, par topologie et nombre de  $V^0$  associés, pour les clichés étudiés à Saclay.

Nous avons reconnu par ionisation les protons ayant une impulsion dans le laboratoire inférieure à 1,2 GeV/c, cependant ceux ayant une telle impulsion inférieure à 200 MeV/c échappent souvent à la détection. Pour en tenir compte nous avons extrapoler à zéro la distribution en :  $t'-t_{\text{MIN}}$  des protons dans les événements élastiques ainsi que les événements à deux et quatre branches inélastiques.

## II . 2) Distribution de multiplicité chargée

Toutes les sections efficaces ont été obtenues en normalisant le nombre total d'événements, corrigés de l'efficacité de dépouillement, à la section efficace totale de  $(20,5 \pm 1)$  mb donnée par l'expérience de compteurs [7].

Dans tout ce qui suit nous parlerons uniquement des événements inélastiques.

Les sections efficaces topologiques mesurées ont été corrigées non seulement de la correction due à la perte des événements ayant un proton lent, mais aussi :

- de la contribution des paires de Dalitz non reconnues, évaluée pour chaque topologie, à partir de la section efficace "semi-inclusive" (ou topologique inclusive) des  $\pi^0$  déterminée

d'autre part. Cette correction est petite mais nous conduit à une augmentation systématique des sections efficaces des basses topologies.

- De la contribution des désintégrations des particules neutres près du vertex primaire, estimée à partir des sections efficaces et des distributions en impulsion de tous les  $V^0$ . Ceci conduit aussi à une augmentation systématique des sections efficaces des basses topologies.

Nous avons vérifié que la section efficace totale des événements avec zéro branche était compatible avec la valeur obtenue avec les événements ayant zéro branche et un  $K^n$  ou un  $\Lambda$  (ou les deux) associés. Les sections efficaces topologiques sont présentées dans la Table III. En général elles sont en accord avec les valeurs obtenues antérieurement à partir des résultats du dépouillement [8].

### CHAPITRE III

#### PROBLEMES DE CONTAMINATION

Comme dans toute expérience de chambre à bulles, on se trouve placé devant des problèmes d'identification des particules parfois difficiles à résoudre ; c'est cette évaluation des différentes contaminations que nous allons étudier au cours de ce chapitre.

#### III-1) Corrections des données en vue d'obtenir des spectres de $\pi^-$ .

Sur la D.S.T, les particules des événements n'ayant pas vérifié une des hypothèses choisies par le programme de cinématique, sont considérées comme des pions. Ainsi, les  $\Sigma^-$ , les  $\Xi^-$ , les  $\bar{p}$  et presque tous les  $K^-$  se trouvent sous le label  $\pi^-$  et une masse de pion leur est attribuée ; il s'agit donc d'essayer d'évaluer, dans le lot des  $\pi^-$ , la contamination due aux autres traces négatives. Nous négligeons la production des  $\Xi^-$  ; nous montrerons plus tard comment on a tenu compte de la contamination des  $\bar{p}$  et des  $\Sigma^-$  ; nous estimons que celle des  $K^-$ , de l'ordre de 25% de tous les  $\pi^-$  [ 9 ], est importante surtout pour les  $\pi^-$  rapides.

Bien que la contamination des  $K^-$  se fasse surtout sentir dans la région des traces négatives rapides, nous ne pouvons la négliger pour les  $\pi^-$  de faibles impulsions dans le système du C.M. Pour essayer de la déterminer nous avons fait l'hypothèse "raisonnable" que, dans la région centrale et vers l'arrière dans le système du C.M., les  $K^-$  présentaient le même spectre cinématique que les  $\bar{K}^0$  et que leurs sections efficaces étaient égales. Ainsi, selon cette hypothèse, il y a autant de  $K^-$  que de  $\bar{K}^0$  dans la région des  $x$  négatifs.

De plus nous supposons qu'en première approximation, il y ait dans la région centrale autant de couples  $K^+K^-$ ,  $K^-K^0$ ,  $K^+\bar{K}^0$  et  $K^0\bar{K}^0$ .

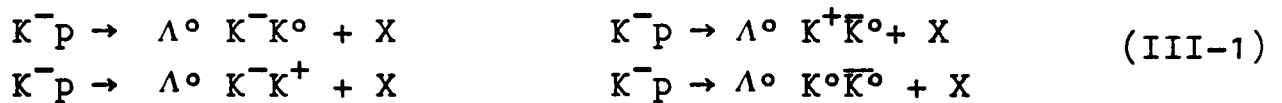
Ayant accès uniquement aux  $K^n$  ( $K^0$  et  $\bar{K}^0$ ) et non aux  $K^0$  ou  $\bar{K}^0$



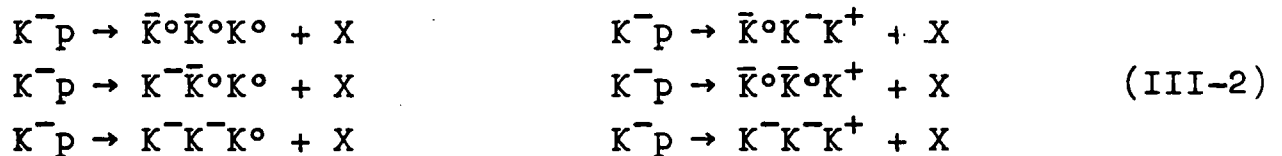
séparément, nous avons alors essayé d'évaluer la contribution des  $\bar{K}^0$  et des  $K^0$  de la façon suivante :

Si l'on néglige les événements avec plus de trois particules étranges et ceux ayant un couple d'hypérons ou des  $\Sigma$  dans l'état final, les  $K^0$  ou  $K^+$  ne peuvent être émis que dans les événements suivants :

a) Ceux qui appartiennent aux réactions ayant un  $\Lambda^0$  et un couple  $K\bar{K}$  dans l'état final :



b) Ceux qui appartiennent aux réactions ayant un triplet  $\bar{K}K\bar{K}$  dans l'état final :



Si nous faisons de plus l'hypothèse simple que toutes ces voies sont équiprobables, ( une étude faite à l'aide d'un modèle d'isospin a montré que cette hypothèse était raisonnable [10] ) nous pouvons aisément vérifier l'égalité suivante donnant les sections efficaces des  $K^0$  et des  $\bar{K}^0$  :

$$\sigma(K^0) = \frac{7}{20} \sigma(\Lambda^0 K^n) + \frac{3}{5} \sigma(K^n K^n) \quad (\text{III-3})$$

et évidemment :  $\sigma(\bar{K}^0) = \sigma(K^n) - \sigma(K^0)$

où  $\sigma(K^0)$ ,  $\sigma(\Lambda^0, K^n)$  ... sont les sections efficaces inclusives pour les événements ayant un  $K^0$  dans l'état final, un  $\Lambda^0$  et un  $K^n$ , ....

Nous sommes ainsi arrivés à établir grossièrement le pourcentage de  $K^0$  et de  $\bar{K}^0$  dans la production de  $K^n$ .

Afin de tenir compte du caractère arbitraire de ces différentes suppositions nous avons ajouté à l'erreur statistique de ces pourcentages, une erreur systématique de 30%, ce qui donne les résultats suivants, dans la région des  $x < 0$ .

$$\frac{\sigma(K^0)}{\sigma(K^{\pm})} = 0,20 \pm 0,07 \quad (\text{III-4})$$

Nous avons alors retranché aux traces négatives ayant une masse de  $\pi$  sur la D.S.T. les  $K^{\pm}$ , auxquels nous avons préalablement donné une masse de pion, normalisés par le rapport (III-4). La méthode a été appliquée sur tous les spectres expérimentaux, intervalle par intervalle, dans la région où la correction ne dépassait pas 20% du total des traces négatives, c'est-à-dire pour  $x \leq 0,12$  et  $y^* \leq 0,8$ .

Il est d'autre part intéressant de comparer la production des  $\pi^-$  ainsi obtenue à la production des  $\pi^-$  associés à un seul  $\Lambda^0$  ou à un seul  $K^{\pm}$ . En effet, la contamination due aux  $K^{\pm}$  est alors plus petite dans ces événements (de l'ordre de 8%) et peut être soustraite dans tout l'espace de phase. Les distributions en  $x$  (ou  $y^*$ ) de  $f_c$  pour ces événements étant comparables, à un facteur de normalisation près, à celles de l'ensemble des  $\pi^-$  corrigés, dans la région  $x < 0,12$  ( $y^* < 0,8$ ), nous pouvons espérer obtenir une bonne approximation de la partie positive des spectres de tous les  $\pi^-$ , grâce à celle des  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou à un  $K^{\pm}$ , après une simple normalisation.

Pour cela nous avons défini le rapport de renormalisation suivant : (voir fig. 1b)

$$R^- = \frac{\sigma(\pi^-) \text{ pour } x < 0}{\sigma(\pi^- \text{ associés à un } \Lambda^0 \text{ ou un } K^{\pm}) \text{ pour } x < 0} \quad (\text{III-5})$$

Nous pouvons justifier cette approximation, en observant tout d'abord qu'un calcul de probabilité simple nous montre que les  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda$  ou un  $K^{\pm}$  représentent à peu près 60% de tous les  $\pi^-$ ; ensuite les  $\pi^-$  rapides qui proviennent de la dissociation

diffRACTIVE du Q sont bien représentés par les  $\pi^-$  associés à un  $K^n$ .

En ce qui concerne la contamination des autres particules, nous pouvons donner une approximation des  $\bar{p}$  en utilisant l'égalité suivante :

$$\frac{\sigma(\bar{p})}{\sigma(p)} \simeq \frac{\sigma(\bar{\Lambda})}{\sigma(\Lambda)}$$

En utilisant les valeurs de  $\sigma(\Lambda)$  et  $\sigma(\bar{\Lambda})$  [9] et celle de  $\sigma(p)$  (dont nous montrerons la détermination par la suite) nous déduisons la valeur de la section efficace des  $\bar{p}$  :

$$\sigma(\bar{p}) = (400 \pm 200) \mu\text{b}$$

Nous avons évalué la section efficace des  $\Sigma^-$  à partir des valeurs obtenues à 14 GeV/c [2], selon l'hypothèse :

$$\frac{\sigma(\Sigma^-) \text{ à } 32 \text{ GeV/c}}{\sigma(\Sigma^-) \text{ à } 14 \text{ GeV/c}} \simeq \frac{\sigma(\Lambda) \text{ à } 32 \text{ GeV/c}}{\sigma(\Lambda) \text{ à } 14 \text{ GeV/c}}$$

d'où on déduit facilement  $\sigma(\Sigma^-) = (450 \pm 170) \mu\text{b}$ .

Naturellement nous ne pouvons, par ces deux méthodes, que donner une estimation globale des sections efficaces des  $\Sigma^-$  et des  $\bar{p}$ , leurs répartitions dans l'espace de phase restant inconnues ; nous nous sommes bornés donc à renormaliser la section efficace totale des  $\pi^-$  par un facteur tenant compte de la production des  $\Sigma^-$  et  $\bar{p}$ .

### III - 2) Correction des données en vue d'obtenir des spectres de $\pi^+$

Toutes les particules positives des événements n'ayant pas vérifié une des hypothèses choisies par le programme de cinématique sont supposées être des  $\pi^+$  à l'exception des protons qui peuvent être reconnus par ionisation sans aucune ambiguïté

jusqu'à une impulsion de 1,2 GeV/c ; les  $\pi^+$  sont donc contaminés essentiellement par les protons rapides (environ 10% de tous les  $\pi^+$ ) ainsi que par des  $K^+$  et des  $\Sigma^+$ .

Nous avons essayé d'évaluer la production de protons rapides à partir de celle des protons reconnus, par une méthode d'extrapolation que nous allons décrire. Les figures (2a) et (2b) montrent la population des protons reconnus, auxquels on a donné une masse de pion, dans le plan  $P_T^2$  vs  $y_{LAB}$  et  $P_T^2$  vs  $X$  respectivement. Les courbes représentent les limites cinématiques dues au fait que les protons sont reconnus jusqu'à une impulsion de 1,2 GeV/c et qu'ils sont produits dans des interactions  $K^-p$  à 32 GeV/c.

De façon plus explicite et à titre d'exemple, dans la Fig. (2a) pour chaque valeur de  $y_{LAB}$ , la valeur maximum de  $P_T^2$  pour des protons de 1,2 GeV/c d'impulsion,  $P_T^2(y)$ , est la plus petite entre les deux qui satisfont les relations suivantes :

$$P_T^2 = \frac{P^2 - m^2 \operatorname{sh}^2 y_{LAB}}{\operatorname{ch}^2 y_{LAB}} \quad (\text{III-6})$$

où :  $P = 1,2$  GeV/c et  $m$  est la masse du pion chargé

$$P_T^2 = \frac{(P_{MAX}^*)^2 - M^2 \operatorname{sh}^2 (f(y_{LAB}) - y_0)}{\operatorname{ch}^2 (f(y_{LAB}) - y_0)} \quad (\text{III-7})$$

où :  $y_0 = \frac{1}{2} \log \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) = y_{LAB} - y^* \simeq 2,1$  à 32 GeV/c ,

$$P_{MAX}^* = 3,8 \text{ GeV/c à } 32 \text{ GeV/c,}$$

$f(y_{LAB}) = y_{proton}^{LAB}$  , on a donné dans cette expression une masse de pion au proton, et  $M$  est la masse du proton.

Si on appelle  $y_1^{\text{LAB}}$  la valeur de  $y^{\text{LAB}}$  qui satisfait la relation :

$$\frac{P^2 - m^2 \text{sh}^2 y_1^{\text{LAB}}}{\text{ch}^2 y_1^{\text{LAB}}} = \frac{(P_{\text{max}}^*)^2 - M^2 \text{sh}^2(f(y_1^{\text{LAB}}) - y_0)}{\text{ch}^2(f(y_1^{\text{LAB}}) - y_0)} \quad (\text{III. 8})$$

on peut aisément vérifier que pour  $y^{\text{LAB}} < y_1^{\text{LAB}}$  il n'y a pas de production de protons, avec masse de pion, d'impulsion supérieure à 1,2 GeV/c.

Pour évaluer la production de pions rapides, et donc la contamination dans les spectres des pions, au-delà de  $y^{\text{LAB}} = y_1^{\text{LAB}}$  nous avons histogrammé la distribution en  $P_T^2$  des protons reconnus, pour chaque intervalle de  $y^{\text{LAB}}$  jusqu'à  $P_T^2(y)$  et la figure 2 montre un de ces histogrammes à titre d'exemple.

Il apparait alors évident (voir Fig. 3) que l'on peut ajuster une fonction exponentielle sur  $\frac{d\sigma}{dP_T^2}$  entre  $0 \leq P_T^2 \leq P_T^2(y)$  ; avec les résultats obtenus par cet ajustement nous avons évalué la section efficace des protons ayant un  $P_{\text{LAB}}$  supérieur à 1,2 GeV/c en extrapolant  $\frac{d\sigma}{dP_T^2}$  entre  $P_T^2$  et la valeur maximale de  $P_T^2$  donnée par (III-7). Cette section efficace des protons est alors retranchée, dans chaque intervalle, à la section efficace obtenue à l'aide des traces positives ayant une masse de pion. Cette correction, très petite pour les  $\pi^+$  émis vers l'arrière, est de l'ordre de 20% dans la région centrale. Cette méthode permet aussi de corriger la contamination des protons rapides jusqu'à  $y^* \sim 0$ , puisque dans la région des  $y^*$  positifs la population des protons reconnus (voir, Fig. 1a) est trop faible pour permettre une quelconque extrapolation. La même méthode a été appliquée pour évaluer la contamination des protons dans les spectres en  $x$ .

La même méthode a été appliquée pour évaluer la contamination des protons dans les spectres en  $x$ , sauf pour la région d'espace de phase comprise entre -0,7 et -0,5 (voir fig. 2a), où l'absence

de protons reconnus due à des effets cinématiques empêche toute extrapolation. Cette correction serait d'ailleurs négligeable pour les spectres en variables longitudinales.

Pour évaluer la contamination due aux  $K^+$ , nous avons supposé, conformément aux hypothèses déjà faites,  $\sigma(K^+) = \sigma(K^0)$  et évalué  $\sigma(K^0)$  par la méthode déjà écrite à propos de la contamination en  $K^-$  des traces négatives. Il faut préciser que le calcul a été effectué pour que chaque tranche de  $x$  ou de  $y$  en supposant que les hypothèses faites soient valables dans chaque bande d'impulsion transverse.

Afin d'obtenir une évaluation de la partie positive des spectres dans le système du C.M., nous avons comparé dans la partie négative, les  $\pi^+$  inscrits sur la D.S.T. à ceux associés à un  $\Lambda^0$ . En effet, dans ces événements il est peu probable de trouver un proton et la contamination des  $K^+$  a été évaluée et soustraite.

Les distributions obtenues à partir des deux échantillons étant comparables, à un facteur de normalisation près, pour  $y^*$  et  $x \leq 0$ , nous avons renormalisé la partie positive des spectres des  $\pi^+$  associés à un  $\Lambda^0$  par le facteur  $R^+$  défini comme suit : (voir fig.1a)

$$R^+ = \frac{(\pi^+)}{\sigma(\pi^+ \text{ associés à un } \Lambda^0)} \Big|_{y^* \leq 0} \quad (\text{III-9})$$

Les spectres ainsi obtenus constituent néanmoins une estimation très grossière des spectres des  $\pi^+$  inclusifs, puisque notamment toute la production des  $\pi^+$  diffractifs (et rapides) n'y est pas représentée. La valeur de la section efficace pour  $y^* > 0$  peut donc être considérée comme une limite inférieure de la section efficace de l'ensemble des  $\pi^+$  émis vers l'avant dans le C.M.

Nous avons estimé les  $\Sigma^+$  de la même façon que les  $\Sigma^-$ , ce qui nous donne  $\sigma(\Sigma^+) = (840 \pm 320) \mu\text{b}$ . Nous avons alors renormalisé  $\sigma(\pi^+)$  pour tenir compte de cette contamination.

Toutes ces corrections, aussi bien pour les  $\pi^+$  que pour les  $\pi^-$ , ont été faites pour l'ensemble des événements. Pour les  $\pi^-$  elles ont été également réalisées par topologie, alors que pour les  $\pi^+$  cela a été possible seulement pour les topologies (4 branches et 6 branches) ou la statistique était suffisante pour pouvoir appliquer la méthode d'extrapolation.

## CHAPITRE IV

### RESULTATS EXPERIMENTAUX

Après la discussion des problèmes techniques, qui a formé l'objet des deux chapitres précédents, nous présentons dans celui-ci les données expérimentales, que nous allons étudier en vue de mieux comprendre les principaux mécanismes entrant en jeu lors des collisions entre les  $K^-$  et les  $p$ .

#### IV-1) Distributions des impulsions longitudinales

Nous présentons ici les distributions de la section efficace invariante en fonction des impulsions longitudinales exprimées, soit dans le référentiel du centre de masse (ex :  $x$  et  $y^*$ ), soit dans celui du laboratoire ( $P_{LAB}^L$ ); le choix des variables étant celui qui convient le mieux à l'analyse dans les différentes régions de l'espace de phase (région de fragmentation et région centrale).

a) Les figures 4a et 4b représentent les distributions de la section efficace invariante :

$$\int_0^{P_T^2} \text{MAX} \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dP_T^2} dP_T^2 \quad (\text{IV-1})$$

en fonction de la variable  $x$ , pour la production inclusive de  $\pi^+$  et  $\pi^-$  respectivement.

Les courbes en traits pleins représentent les distributions de l'ensemble des particules positives (négatives) auxquelles on a attribué une masse de pion. Les distributions de  $\pi^+$  corrigées des  $K^+, p$  et  $\Sigma^+$  ( $\pi^-$  corrigées des  $K^-, \bar{p}$  et  $\Sigma^-$ ) sont indiquées en tirets. Comme on l'a déjà remarqué les corrections ont été déterminées jusqu'à :  $x = 0$  ( $x = 0,12$ ) ; dans la partie positive des spectres les courbes indiquées en pointillé représentent une évaluation



obtenue à l'aide des distributions de  $\pi^+$  associés à un  $\Lambda^0$  et renormalisés par  $R^+$  ou de  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0$  et renormalisés par  $R^-$ . Ces évaluations ne peuvent toutefois être considérées que comme une approximation assez grossière de la vraie distribution des  $\pi^+$  et des  $\pi^-$ . A titre de comparaison les distributions des  $\pi^+$  associés à un  $\Lambda^0$  ( $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0$ ) sont aussi représentées sur les figures 4a et 4b dans tout intervalle de  $x$  (courbes à cercles pleins).

La première constatation que l'on peut faire est que la production des pions se fait surtout dans la région centrale (région de pionisation). Les deux distributions des  $\pi^+$  et des  $\pi^-$  sont assez semblables, elles ont des valeurs comparables dans la région centrale et leur asymétrie est liée à des phénomènes de fragmentation. Cependant dans la région de fragmentation du proton, la production des  $\pi^+$  est légèrement plus abondante que celle des  $\pi^-$ , probablement à cause de la dissociation diffractive du  $p$  en  $p \rightarrow (n\pi^+)$ . De façon analogue, dans la région de fragmentation du  $K^-$  la production des  $\pi^-$  est nettement plus abondante que celle des  $\pi^+$ , probablement à cause de la production du système diffractif  $(K\pi\pi)$  qui se "désintègre" en :  $(\bar{K}^0\pi^-\pi^0)$  ou  $(K^-\pi^-\pi^+)$  avec des pions rapides.

b) Les figures 5a et 5b montrent les distributions de la section efficace invariante :

$$\frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dy^*} = \int_0^{P_T^2 \text{ MAX}} \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy^* dP_T^2} dP_T^2 \quad (\text{IV-2})$$

en fonction de  $Y^*$  pour les  $\pi^+$  et les  $\pi^-$  respectivement. Pour ces distributions nous avons utilisé la même légende que celle explicitée précédemment pour les distributions en  $x$ .

D'après ces figures on peut remarquer que les distributions en  $y^*$  des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  ont la même forme et sont à peu près symétriques ; la représentation de la fonction invariante exprimée en fonction de la rapidité rend moins bien compte des régions de fragmentation. Néanmoins, l'axe de symétrie des  $\pi^+$  se situe vers :  $y^* = -0,2$  et celui des  $\pi^-$  vers :  $y^* = 0,5$ , alors que nous avons la même valeur à :  $y^* = 0$  pour les deux distributions.

Si nous regardons maintenant les distributions semi-inclusives des  $\pi^-$  en fonction de  $y^*$  (fig. 6a , en pointillé est reportée l'évaluation effectuée avec les  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0$ ), nous nous apercevons qu'une telle symétrie n'est pas vraie pour toutes les topologies. Par exemple dans la distribution où sont réunis les événements à 2 et 4 branches, la distribution est déplacée nettement vers l'avant, car les  $\pi^-$  qui peuplent cette région proviennent en bonne partie de la dissociation diffractive du Q dont la production est prépondérante dans ces deux topologies. Par contre, plus le nombre de branches croît, plus la production des  $\pi^-$  est centrale.

On peut répéter les mêmes observations pour les distributions semi-inclusives des particules positives; mais naturellement dans ce cas on constate dans les basses topologies une légère asymétrie vers l'arrière du spectre.

#### IV - 2) Sections efficaces

La section efficace inclusive peut s'exprimer comme suit :

$$\sigma_{\text{incl}}(\pi^\pm) = \pi \int_{y^* \text{ MIN}}^{y^* \text{ MAX}} \left[ \int_0^{P_T^2 \text{ MAX}} \frac{d^2 \sigma(\pi^\pm)}{dy^* dP_T^2} dP_T^2 \right] dy^* \quad (\text{IV-3})$$

a) Pour la production de  $\pi^-$ , la section efficace inclusive est la somme  $\sigma_{y^* > 0}(\pi^-) + \sigma_{y^* < 0}(\pi^-)$  ; où  $\sigma_{y^* < 0}(\pi^-)$  est l'intégrale obtenue à partir de la courbe en tirets de la figure 5a , et

$\sigma_{y^* > 0}(\pi^-)$  est l'intégrale obtenue à partir de la courbe en pointillé de la même figure. Ainsi nous obtenons :  $\sigma_{incl}(\pi^-) = (35 \pm 1) \text{mb}$ .

Nous avons déterminé de la même façon les sections efficaces topologiques des  $\pi^-$  ; cependant la section efficace des événements à deux branches n'a pu être séparée de celle des événements à quatre branches, car par exemple les  $\pi^-$  provenant de la dissociation diffractive du Q dans les événements à quatre branches (du type  $(K^- \pi^+ \pi^-)_p$ ) sont à comparer avec les  $\pi^-$  provenant des événements à deux branches associés à un  $K^0$  (du type  $(K^0 \pi^- \pi^0)_p$ ). Les valeurs trouvées (tableau III) sont en accord avec celles obtenues en utilisant la conservation de la charge, de l'étrangeté et du nombre baryonique [ 9 ].

b) De la même manière la section efficace inclusive de production des  $\pi^+$  s'écrit  $\sigma_{incl}(\pi^+) = \sigma_{y^* > 0}(\pi^+) + \sigma_{y^* < 0}(\pi^+)$  ; où  $\sigma_{y^* < 0}(\pi^+)$  et  $\sigma_{y^* > 0}$  sont les intégrales obtenues à partir des courbes en tirets et en pointillés respectivement, dans la figure 3b .

Cependant une telle méthode ne peut donner qu'une limite inférieure de la section efficace des  $\pi^+$  vers l'avant, car elle ne tient pas compte des  $\pi^+$  rapides provenant de la dissociation diffractive :  $K^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$ .

Une limite supérieure est évidemment donnée par  $\sigma_{y^* > 0}(+)$ , qui est la section efficace inclusive vers l'avant de toutes les traces positives et s'obtient comme l'intégrale de la courbe en traits pleins de la figure 5b dans la région des  $y^* > 0$ . Nous obtenons ainsi les deux limites :

$$\begin{aligned} \sigma_{inf}(\pi^+) &= \sigma_{y^* < 0}(\pi^+) + \sigma_{y^* > 0}(\pi^+) = (31,3 \pm 1) \text{mb} \\ \text{et } \sigma_{sup}(\pi^+) &= \sigma_{y^* < 0}(\pi^+) + \sigma_{y^* > 0}(+) = (35. \pm 1) \text{mb} \end{aligned} \quad (\text{IV-4})$$

ce qui nous donne une valeur moyenne de :  $(33,1 \pm 1,4) \text{mb}$ .

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, nous ne pouvons pas calculer les sections efficaces semi-inclusives des  $\pi^+$ .

c) Nous constatons que les sections efficaces inclusives des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  sont compatibles dans la limite des erreurs, bien que  $\sigma_{incl}(\pi^-)$  semble légèrement plus élevée que  $\sigma_{incl}(\pi^+)$ .

Si nous comparons ces valeurs avec celles d'autres expériences utilisant des projectiles différents à des énergies similaires, nous voyons que les sections efficaces inclusives des  $\pi^-$  sont du même ordre de grandeur pour les réactions du type ( $\pi^+p$ ), ( $pp$ ) et ( $K^-p$ ) (où il n'y a aucun effet de  $\pi^-$  dominant ou de charge initiale négative) ; par contre les productions inclusives des  $\pi^+$  ne sont plus évidemment comparables et, par exemple, dans l'expérience ( $pp$ ) à 24 GeV/c [11], où on obtient  $\sigma_{incl}(\pi^-) = (33,8 \pm 0,6) \text{mb}$  et  $\sigma_{incl}(\pi^+) = (56,8 \pm 0,9) \text{mb}$ . Cette différence peut s'expliquer par le fait que, bien que l'on attende une production centrale de  $\pi^+$  égale à celle des  $\pi^-$ , aux énergies actuelles nous avons des effets dus à la fragmentation des particules initiales qui sont encore prépondérants.

Nous remarquons aussi que le rapport  $\frac{\sigma(\pi^-)}{n/2 \sigma(n)}$  tend vers l'unité avec l'augmentation du nombre de branches (tableau IV) c'est-à-dire que dans les hautes topologies, la plupart des particules créées sont des pions.

#### IV - 3) Distributions des impulsions transverses

Les figures 7a et 7b représentent les distributions suivantes :

$$G_{\pi^\pm}(P_T^2) = \int_{-1}^0 \frac{2E^*}{\pi V S} \frac{d^2 \sigma(\pi^\pm)}{dx dP_T^2} dx \quad (\text{IV-5})$$

pour la production de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$  respectivement ; l'intégrale

sur la variable longitudinale  $x$  a été limitée à la région ( $x < 0$ ) à cause des problèmes de contamination discutés dans le chapitre précédent.

Les distributions des  $\pi^+$  ( $\pi^-$ ) corrigées des  $K^+$ ,  $\Sigma^+$  et  $p$  (corrigées des  $K^-$  et  $\Sigma^-$ ) sont en tirets et celles de toutes les traces positives (négatives) en traits pleins.

Nous avons paramétré ces deux distributions pour  $P_T^2 \leq 0,1$  par des exponentielles  $e^{-BP_T^2}$ , de pente  $B^{(+)} = -3,8 \pm 0,4$  pour les  $\pi^+$  et  $B^{(-)} = -3,5 \pm 0,4$  pour les  $\pi^-$ . Ces deux pentes sont donc compatibles dans la barre d'erreur et les distributions  $G_{\pi^+}(P_T^2)$  et  $G_{\pi^-}(P_T^2)$  reflètent la constatation déjà faite que la production des  $\pi^+$  pour les  $x < 0$  est légèrement supérieure à celle des  $\pi^-$ . La figure 8 montre  $G_{\pi^-}(P_T^2)$  à une plus grande échelle (en traits pleins) ; en tirets nous avons reporté les  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou à un  $K^n$ , et nous voyons qu'il existe aussi un rapport de normalisation entre ces deux courbes à peu près constant. Cela signifie que la valeur moyenne des  $P_T^2$  est la même pour  $x < 0$  pour tous les  $\pi^-$  et pour les  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^n$ .

La dépendance en  $x$  des valeurs moyennes de  $P_T^2$ , pondérée par l'énergie  $\langle P_T^2 \rangle_E$ , est montrée pour les  $\pi^+$  et les  $\pi^-$  sur les figures 9a et 9b. En traits pleins nous avons les valeurs de  $\langle P_T^2 \rangle_E$  obtenues avec tous les  $\pi^+$  et les  $\pi^-$ , et en pointillé (uniquement sur la figure 9b) les valeurs obtenues avec les  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^n$ .

Le fait de ne pas pouvoir extrapoler les protons reconnus dans la partie d'espace de phase comprise entre  $x \simeq -0,7$  et  $x \simeq -0,5$  (voir chapitre III) peut modifier d'une façon non négligeable la distribution  $\langle P_T^2 \rangle_E$  en fonction de  $x$ . En effet on est alors en présence de protons ayant une grande impulsion transverse et, vu

le nombre restreint de  $\pi^+$  émis dans cette région, qui risquent d'augmenter passablement  $\langle P_T \rangle_E^2$ . Aussi nous avons supposé que cette contamination était identique à celle des autres régions de l'espace de phase et nous avons multiplié par deux l'erreur obtenue, afin de rendre compte du caractère aléatoire de cette dernière hypothèse.

Dans la figure 9b nous distinguons "l'effet mouette" bien connu, c'est-à-dire le fait que  $\langle P_T \rangle_E^2$  décroît pour les  $x < 0$  jusqu'aux environs de  $x=0$ , puis croît pour les  $x > 0$ , si bien qu'on a une symétrie par rapport à l'axe  $x=0$ . Nous ne pouvons pas répéter la même observation pour les  $\pi^+$ , à défaut de valeurs dans la région  $x > 0$ ; cependant il semblerait qu'un effet mouette ne soit pas exclu.

Les distributions semi-inclusives  $G_{\pi^-}(P_T^2)$  sont montrées sur la figure 10, leurs pentes augmentent avec le nombre des particules chargées émises. Ce comportement pourrait partiellement s'expliquer par un effet d'espace de phase; en effet, la valeur moyenne de l'énergie disponible par particule décroît naturellement lorsqu'on augmente la topologie.

Les valeurs de  $\langle P_T \rangle_E^2$  pour chaque topologie, calculées pour  $x < 0$  sont représentées dans le tableau V.

## CHAPITRE V

### DEPENDANCE EN ENERGIE

Dans ce chapitre nous comparerons les résultats expérimentaux, présentés précédemment, à la production inclusive obtenue dans d'autres expériences effectuées à des énergies et avec des projectiles différents.

Pour avoir un aperçu général de la dépendance en énergie de la production de pions nous avons tout d'abord effectué les rapports suivants :

$$\left( \begin{matrix} A_{14}^{32} \\ 14 \end{matrix} \right) \pi_{\pm}^{\pm} = \frac{\left( \int_0^{P_T^2 \text{ MAX}} \frac{P_T^2}{2E^*} \frac{d^2 \sigma (\pi_{\pm}^{\pm})}{dx dP_T^2} dP_T^2 \right) \text{ à } 32 \text{ GeV/c}}{\left( \int_0^{P_T^2 \text{ MAX}} \frac{P_T^2}{2E^*} \frac{d^2 \sigma (\pi_{\pm}^{\pm})}{dx dP_T^2} dP_T^2 \right) \text{ à } 14 \text{ GeV/c}} \quad [2] \quad (V-1)$$

en fonction de  $x$ , pour  $x < 0$  (voir fig. 11). Il est facile alors de s'apercevoir que l'on peut distinguer dans cette région de l'espace de phase deux parties : l'une allant jusqu'à  $x \simeq -0,4$ , où les rapports  $\left( \begin{matrix} A_{14}^{32} \\ 14 \end{matrix} \right) \pi_{\pm}^{\pm}$  sont inférieurs à l'unité ; et l'autre allant de  $x \simeq -0,4$  jusqu'à  $x \simeq 0$ , où ces derniers sont légèrement supérieurs à l'unité.

Cela suggère un changement de régime entre la région de fragmentation qui se situe plutôt aux alentours de  $x \simeq -1$  et la région centrale ( $x \simeq 0$ ) ; c'est cela que nous allons étudier plus en détail.

#### V - 1) Région de fragmentation de proton

Comme on l'a déjà vu au chapitre I, selon la phénomé- (I-9)  
nologie de Mueller.Regge, dans la région de fragmentation du

proton la fonction de structure s'écrit :

$$f_{\pi^{\pm}} = \beta \mathbb{P} (P_{\parallel}^{\text{LAB}}, P_T^2) + \sum_R \beta_R (P_{\parallel}^{\text{LAB}}, P_T^2) s^{-\frac{1}{2}}$$

La première conséquence de ce modèle est que l'approche de l'invariance d'échelle est fonction linéaire de  $s^{-\frac{1}{2}}$ . Si nous ajustons d'autres hypothèses comme la factorisation du poméron, la contribution asymptotique pour les processus  $p \xrightarrow{K^-} \pi^-$  et  $p \xrightarrow{K^+} \pi^+$  est indépendante du projectile lorsqu'on la normalise à la section efficace totale comme nous l'avons déjà remarqué auparavant.

De plus, dans l'hypothèse d'une corrélation entre l'invariance d'échelle précoce et l'existence d'états exotiques (chap. I), nous nous apercevons que les processus de fragmentation  $p \xrightarrow{K^+} \pi^+$  et  $p \xrightarrow{K^-} \pi^-$  sont particulièrement intéressants, car les états  $(K^- p \pi^+)$  et  $(K^- p \pi^-)$  ne sont pas exotiques mais par contre  $(K^- \pi^-)$  est exotique et  $(K^- \pi^+)$  ne l'est pas.

On pourrait donc actuellement s'attendre à une différence de comportement dans la dépendance en énergie de la production des  $\pi^+$  et de celle des  $\pi^-$ . Pour essayer de tester ces prédictions, Whitmore [12] a porté en fonction de  $s^{-\frac{1}{2}}$  la valeur de l'intégrale suivante :

$$I_{\pi^{\pm}} = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}} \int_{0,4}^{0,2} \left[ \int_0^{P_T^{\text{MAX}}} F_{\pi^{\pm}}(P_{\parallel}^{\text{LAB}}, P_T^2) dP_T^2 \right] dP_{\parallel}^{\text{LAB}} \quad (\text{V-2})$$

Les auteurs mentionnés ci-dessus ont calculé  $I_{\pm}$  pour plusieurs projectiles, nous y avons ajouté les valeurs obtenues dans l'interaction  $K^- p$  à 10<sup>[9]</sup>, 14, 16<sup>[9]</sup> et 32 GeV /c et le résultat est présenté dans les figures [2a] et [2b].

La dispersion des différentes données entre 10 et 32 GeV/c ne permet pas de donner une conclusion définitive sur la dépendance réelle en énergie. Il semblerait cependant qu'une extrapolation linéaire



jusqu'à  $s^{-\frac{1}{2}}=0$  serait compatible avec la valeur  $-0,02$  trouvée pour  $I_{\pi^-}$  ; cependant la valeur extrapolée de  $I_{\pi^+}$  apparait nettement plus grande que la valeur  $-0,04$  de Whitmore. Dans l'interprétation des données de ces deux dernières figures, il est important de noter que la région d'espace de phase  $-0,4 \leq P_{\parallel}^{LAB} < -0,2$ , où l'on a fait ces comparaisons, s'étend sur une partie de la région centrale non négligeable, comme il est montré sur la figure 13 (jusqu'à  $x=-0,04$ ).

Aussi il est important de regarder plus en détail la dépendance en énergie en fonction de  $P_{\parallel}^{LAB}$  ou en fonction des deux variables conjuguées  $M^2/s$  et  $t$  qui représentent respectivement le carré de la masse manquante du pion et le transfert entre le proton initial et le pion. Dans les figures 14a et 14b sont présentées les fonctions de structure en fonction de  $P_{\parallel}^{LAB}$  à 32 GeV/c et dans les figures 15a et 15b, les rapports suivants pour les productions des  $\pi^{\pm}$  :

$$\left( I_{P}^{32} \right)_{\pi^{\pm}} = \frac{\left( \int_{\pi} \frac{E^{LAB}}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dP_T^2 dP_{\parallel}^{LAB}} dP_T^2 \right) \text{ à } 32 \text{ GeV/c}}{\left( \int_{\pi} \frac{E^{LAB}}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dP_T^2 dP_{\parallel}^{LAB}} dP_T^2 \right) \text{ à } P \text{ GeV/c}} \quad (V-3)$$

où  $P = 10, 14, 3$  et  $16$ .

Pour les  $\pi^+$  les rapports semblent toujours être compatibles avec l'unité jusqu'à  $P_{\parallel}^{LAB} \sim -0,2$ , par contre pour les  $\pi^-$  ils sont légèrement plus bas que l'unité, puis pour les deux productions ils augmentent et sont plus grands que l'unité à partir de  $P_{\parallel}^{LAB} \sim 0,5$ . D'autre part, afin d'éviter la contamination due à la région centrale (voir fig. 13), on doit limiter  $P_{\parallel}^{LAB}$  aux valeurs plus petites que  $0,2$  GeV/c ( $x < -0,5$ ), mais dans cette région les statistiques sont pauvres pour pouvoir donner une conclusion véritable.

L'utilisation des variables  $M^2/s$  et  $t$  permet d'avoir de plus grandes statistiques et d'être dans la région d'espace de phase

où la contribution de la région centrale sont plus petites si  $M^2/s < 0,5$  et  $|t| < 0,9 \text{ GeV}/c^2$  - (voir fig. 13). La fonction invariante  $\frac{d^2 \sigma}{dM^2 ds dt}$  à  $32 \text{ GeV}/c$  est donnée dans cinq domaines de  $t$  et deux de  $M^2/s$

(Tableau IV) et les rapports entre nos valeurs et les valeurs à  $14,3 \text{ GeV}/c$  [2] sont montrés dans la figure 16.

Il apparaît maintenant une décroissance similaire de la fonction de structure pour les  $\pi^+$  et les  $\pi^-$  lorsque l'impulsion incidente croît de  $14,3 \text{ GeV}/c$  à  $32,1 \text{ GeV}/c$ . La différence entre le comportement de la distribution des  $\pi^+$  et de celle des  $\pi^-$  trouvée en regardant les figures 8a et 8b peut être expliquée, d'une part par un apport de la région centrale, apport plus important pour les  $\pi^+$  que pour les  $\pi^-$  dû au déplacement de ces deux distributions (voir figs. 4a et 4b) ; et d'autre part, par la croissance de la fonction de structure  $s$  dans la région centrale, comme on le verra dans le prochain paragraphe.

On peut finalement conclure qu'il y a une baisse significative de la fonction de structure dans la région de fragmentation du proton entre  $14,3 \text{ GeV}/c$  et  $32 \text{ GeV}/c$  pour les deux productions de  $\pi^+$  et  $\pi^-$ .

## V-2 Région centrale ou de pionisation

Dans le cadre de la phénoménologie de Mueller-Regge, la section efficace invariante  $f_{\pi^+}$  peut être exprimée dans la région centrale par la formule (I-12) du chapitre I.

Si nous supposons que les seules contributions à  $f_{\pi^+}$  proviennent des échanges de pomerons et de trajectoires mésoniques approximativement dégénérées ( $\sigma_R(0) = 1/2$ ), nous pouvons alors écrire facilement :

$$F_{\pi^{\pm}} = \beta_{PP} + \left( \sum_{R_i} \beta_{PR_i} e^{-Y^*/2} + \sum_{R_j} \beta_{R_j P} e^{Y^*/2} \right) s^{-1/4} + \sum_{R_i R_j} \beta_{R_i R_j} s^{-1/2} \quad (V-4)$$

où  $\beta_{PP}$  est relié à l'échange de deux pomerons,

$\beta_{PR_i}$  est relié à l'échange d'un pomeron à un vertex et d'une trajectoire mésonique  $R_i$  à l'autre,

$\beta_{R_i R_j}$  est relié à l'échange de deux trajectoires mésoniques :  $R_i$  et  $R_j$ .

En suivant ce modèle nous avons essayé d'ajuster les fonctions suivantes :

$$F^+ = A^+ + \frac{B^+ e^{-Y^*/2} + C^+ e^{Y^*/2}}{s^{1/4}} ; \quad F^- = A^- + \frac{B^- e^{-Y^*/2} + C^- e^{Y^*/2}}{s^{1/4}} \quad (V-5)$$

sur les distributions  $\frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dY^*}$  pour la production de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$  respectivement, dans la région des  $Y^*$  comprise entre  $-0,6$  et  $0,6$ . Les paramètres  $A^+$ ,  $B^+$  et  $C^+$  sont libres et l'ajustement a été effectué de façon simultanée sur nos données et sur les données de  $14,3 \text{ GeV/c}$  [2]. Nous n'avons pas pu faire les mêmes paramétrisations avec les données de  $10$  et  $16 \text{ GeV/c}$  car dans ces expériences aucune correction des  $K^-$  et des protons n'a été effectuée dans cette région.

Les valeurs obtenues pour les paramètres  $A^+$  et  $A^-$  sont compatibles dans la limite des erreurs :  $A^+ = 4,76 \pm 0,20$  et  $A^- = 5,16 \pm 0,20$ . Il est très difficile de tirer des conclusions sur les paramètres  $B^+$  et  $C^+$  et notamment de les comparer à  $\beta_{PR_i}$  ou  $\beta_{R_j P}$ , car il faudrait d'abord extraire dans la région centrale ( $-0,6 \leq Y^* \leq 0,6$ ) toute contribution résiduelle de la fragmentation du proton ou du  $K^-$ .

Les figures 17a et 17b montrent en pointillés les points expérimentaux obtenus à  $14,3 \text{ GeV/c}$  et en traits pleins ceux obtenus à  $32,1 \text{ GeV/c}$ . Les courbes pleines sont le résultat de l'ajustement décrit plus haut.

Comme nous pouvons le constater cette paramétrisation est en accord avec les différents points expérimentaux, ce qui suggère qu'une dépendance en  $s^{-1/4}$  explique raisonnablement la production des pions inclusifs dans la région centrale.

Une analyse du comportement de  $\frac{d\sigma}{dy^*}$  à  $y^*=0$  a été proposée par Ferbel [14] qui a étudié la dépendance en énergie de la fonction suivante :

$$\frac{\pi}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}} \left[ \int_0^{P_T^{\text{MAX}}} \frac{d^2\sigma}{dy^* dP_T^2} dP_T^2 \right]_{y^*=0} \quad (V-6)$$

pour les productions inclusives des pions provenant des réactions :  $(\pi^+p)$ ,  $(\pi^-p)$ ,  $(pp)$ ,  $(K^-p)$  et  $(K^+p)$ , en fonction de  $s^{-1/4}$ . La quantité (V-6) extrapolée linéairement à  $s^{-1/4}=0$  tend vers une valeur d'environ 0,76 pour ces productions de  $\pi^{\pm}$ .

Les valeurs des quantités :

$$\frac{\pi A^+}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}} = 0,73 \pm 0,03, \text{ et } \frac{\pi A^-}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}} = 0,79 \pm 0,03$$

que nous obtenons d'après l'ajustement décrit ci-dessus pour la production centrale de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$  respectivement, sont en très bon accord avec les résultats de Ferbel. Ce résultat est tout à fait compatible avec l'hypothèse de factorisation du poméron et de la trajectoire mésonique R, ainsi qu'avec l'hypothèse d'une approche de l'invariance d'échelle en  $s^{-1/4}$ , tout au moins pour  $y^* = 0$ .

## CONCLUSION

Les principaux résultats de l'étude présentée dans cette thèse peuvent être résumés de la manière suivante :

1) Les sections efficaces inclusives des  $\pi^+$  et des  $\pi^-$  produits dans l'interaction ( $K^-p$ ) à 32 GeV/c sont égales, aux incertitudes expérimentales près.

2) La distribution de la section efficace invariante en fonction de l'impulsion longitudinale réduite  $x$ , est pratiquement symétrique par rapport à l'axe  $x = 0$  pour les  $\pi^+$ , mais montre une production plus importante dans la région  $x > 0$  pour les  $\pi^-$ .

3) Pour les événements de basse multiplicité chargée ( $n \lesssim 4$ ) cette distribution est déplacée vers l'avant (l'arrière) pour la production de  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) respectivement.

4) Avec l'augmentation de la multiplicité ( $n \gtrsim 4$ ), les distributions en  $x$  semi-inclusives, exprimées en fonction de l'impulsion longitudinale deviennent de plus en plus étroites, et celles exprimées en fonction de l'impulsion transverse de plus en plus raides à la fois pour la production de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$ .

5) Les sections efficaces invariantes des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  ont une décroissance significative avec l'énergie incidente dans la région de fragmentation du proton. Ceci est en accord avec le fait que l'état non-exotique ( $a-b-\bar{c}$ ), aussi bien dans la production de  $\pi^+$  que dans celle des  $\pi^-$ , ne suggère aucune invariance d'échelle précoce.

6) Dans la région centrale, l'approche à l'invariance d'échelle est compatible avec une loi en puissance  $s^{-1/4}$  pour les productions de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$  et la valeur asymptotique est atteinte par le bas.

7) La forme de la distribution en fonction de la rapidité, exprimée dans le centre de masse, est compatible avec la dépendance en  $s$  et en  $y^*$  prévue par la phénoménologie de Mueller-Regge.

Il est maintenant nécessaire de comparer ces résultats avec ceux obtenus lors de réactions identiques, mais à des énergies plus élevées (Ex : expérience  $(K^-p)$  faite dans B.E.B.C. au C.E.R.N. à 69 GeV/c), ou lors d'autres types de réactions réalisées à la même énergie (Ex : expérience  $(K^+p)$  faite dans Mirabelle à Serpukhov à 32 GeV/c).

REFERENCES

- [1-a] Y. PONS,  
Thèse III<sup>ème</sup> cycle, Université d'Aix-Marseille I (1973).
- [1-b] J. SAUDRAIX,  
Thèse III<sup>ème</sup> cycle, Université de Paris-Sud (1973).
- [2-a] M. FOSTER et al.,  
Phys. Rev. Letters 27 (1971) 1312.
- [2-b] P. BOSETTI et al.,  
Nucl. Phys. B60 (1973) 307.
- [2-c] W. BARLETTA et al.,  
Phys. Rev. D7 (1973) 3233.
- [2-d] A. BORG et al.,  
Nucl. Phys. B106 (1976) 430.
- [2-e] J.R. FRY et al.,  
Nucl. Phys. B58 (1973) 420.
- [ 3 ] R. FEYNMAN,  
Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415.
- [ 4 ] A.H. MUELLER,  
Phys. Rev. D2 (1970) 2963.
- [ 5 ] CHAN HONG-MO et al.,  
Phys. Rev. Letters 26 (1971) 672.
- [6-a] J. ELLIS et al.,  
Phys. Rev. 35B (1971) 227.

- [6-b] M.B. EINHORN et al.,  
Phys. Rev. 37B (1971) 292.
- [6-c] H. TYE et al.,  
Phys. Letters 38B (1972) 30.
- [6-d] M. KRUGLER et al.,  
Phys. Letters 38B (1972) 423.
- [7] S.P. DENISOV et al.,  
Phys. Letters 36B (1971) 528.
- [8] G.A. AKOPDJANOV et al.,  
Nucl. Phys. B75 (1974) 401.
- [9] C. COCHET et al.,  
"Particle multiplicities in  $K^-p$  interactions at 32.2 GeV/c",  
papier présenté à la conférence internationale de Tbilissi  
(1976).
- [10] C. COCHET et al.,  
"Particle multiplicities in  $K^-p$  interactions at 32.2 GeV/c",  
à paraître dans Nucl. Phys.
- [11] V. BLOBEL et al.,  
Nucl. Phys. B69 (1974) 454.
- [12] J. WHITMORE et al.,  
Phys. Letters 60B (1976) 211.
- [13] P.A. BAKER et al.,  
Nucl. Phys. B89 (1975) 189.
- [14] T. FERBEL,  
Phys. Rev. D8 (1973) 2321.



LEGENDE. DES TABLEAUX

- I. Résumé de la phénoménologie de Mueller-Regge pour la réaction  $K^-p \rightarrow \pi^+ + x$  à 32 GeV/c.
- II. Exemple de calcul d'efficacité : produit des taux de passage par l'efficacité de dépouillement, par topologie et nombre de  $V^0$  associés, pour des clichés étudiés à Saclay.
- III. Sections efficaces topologiques des particules chargées.
- IV. Rapports des sections efficaces semi-inclusives des  $\pi^-$  sur les sections efficaces topologiques des particules chargées.
- V. Valeurs de  $\langle P_T^2 \rangle_E$  des distributions des  $\pi^+$  et  $\pi$ , pour chaque topologie, calculées pour  $x < 0$ .
- VI. La fonction invariante en fonction de  $t$  et de  $M^2/s$  est donnée dans cinq domaines de  $t$  et deux de  $M^2/s$ .

LEGENDE DES FIGURES

- Fig.1.a (1.b) - Rapport de normalisation entre la section efficace des  $\pi^- (\pi^+)$  ayant un  $x$  négatif, et la section efficace des  $\pi^- (\pi^+)$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0 (\Lambda^0)$  et ayant un  $x$  négatif respectivement.
- Fig.2.a et 2.b - Diagramme de Peyrou en fonction de :  $x$  et  $P_T^2$ , ou de  $y^*$  et  $P_T^2$ , présentant la production des protons reconnus par ionisation ( $P^{LAB} \leq 1,2$  GeV/c).
- Fig.3 Exemple d'ajustement par une exponentielle de  $\frac{d\sigma}{dP_T^2}$  pour des  $\pi^+$  ayant un  $x$  négatif. Cet ajustement est réalisé par tranche de  $P_T^2$ .
- Fig.4.a et 5.a - Distribution de la section efficace invariante des particules négatives en fonction de  $x$  ou de  $y^*$ . L'ensemble des particules négatives avec masse de pion est en traits pleins ; la distribution des  $\pi^-$ , corrigée des  $K^-$ ,  $\bar{p}$  et  $\Sigma^-$ , est en tirets, son évaluation pour les  $x > 0$  ou  $y^* > 0$  est en pointillés ; la distribution des  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0$  est représentée par des cercles pleins.
- Fig.4.b et 5.b - Distribution de la section efficace invariante des particules positives en fonction de  $x$  ou de  $y^*$ . L'ensemble des particules positives avec masse de pion est en traits pleins ; la distribution des  $\pi^+$  corrigée des  $K^+$ ,  $p$  et  $\Sigma^+$  est en tirets, son évaluation pour les  $x > 0$  ou  $y^* > 0$  est en pointillés ; la distribution des  $\pi^+$  associés à un  $\Lambda^0$  est représentée par des cercles pleins.
- Fig.6.a(6.b) - Distributions semi-inclusives des  $\pi^- (\pi^+)$  en fonction de  $y^*$  respectivement.

Fig. 7.a et (7.b) - La distribution de la section efficace invariante en fonction de  $P_T^2$  pour la production des  $\pi^-(\pi^+)$  ayant un  $x$  négatif est en pointillés ; en traits pleins est représentée la même distribution pour les particules négatives (positives) respectivement.

Fig. 8. - La distribution de la section efficace invariante pour la production de  $\pi^-$  ayant un  $x$  négatif est en traits pleins ; en tirets est représentée la même distribution pour les  $\pi^-$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0$ .

Fig. 9.a(9b) - Dépendance en  $x$  de  $\langle P_T^2 \rangle_E$  ; en traits pleins on a les valeurs obtenues avec les  $\pi^-(\pi^+)$  et en pointillés les valeurs obtenues avec les  $\pi^\pm$  associés à un  $\Lambda^0$  ou un  $K^0$  respectivement.

Fig. 10 - Distributions des fonctions invariantes inclusives en fonction de  $P_T^2$  pour la production des  $\pi^-$ .

Fig. 11.a(11.b) - Rapport en fonction de  $x$  de la section efficace invariante pour la production de  $\pi^-(\pi^+)$  à 32 GeV/c sur celle obtenue à 14 GeV/c [2] respectivement.

Fig. 12.a(12.b) - Histogramme de Whitmore [12] représentant la fonction invariante de production des  $\pi^-(\pi^+)$  exprimée en fonction de  $P_{\parallel}^{LAB}$  et  $P_T^2$  et présentée en fonction de  $\bar{s}^2$  pour plusieurs réactions respectivement.

Fig. 13 - Diagramme de Peyrou en  $x$  et  $P_T^2$ , on y a représenté les limites des différentes régions de l'espace de phase : région centrale ( $x \simeq 0$ ) et la région de fragmentation du proton (aux environs de  $x \simeq -1$ ).

Fig. 14.a(14.b) - Distribution de la fonction invariante de production des  $\pi^-(\pi^+)$  en fonction de  $P_{\parallel}^{LAB}$  respectivement.

Fig.15.a(15.b) - Rapports de la distribution de la fonction invariante de production de  $\pi^- (\pi^+)$  en fonction de  $P_{\parallel}^{\text{LAB}}$  à 32 GeV/c sur cette même distribution obtenue à 10, 14 et 16 GeV/c respectivement.

Fig.16 - Rapports de la distribution de la fonction invariante de production des  $\pi^-$  (en cercles pleins) et des  $\pi^+$  (en cercles vides) exprimée en fonction de  $t$  à 32 GeV/c sur celle à 14 GeV/c.

Fig.17.a(17.b) - Paramétrisation de la distribution de la fonction invariante de production des  $\pi^- (\pi^+)$  exprimée en fonction de  $y^*$  ( $-0,6 \leq y^* \leq 0,6$ ) à 32 et 14 GeV/c.

Fig.18 - Courbe de Ferbel [14] représentant les fonctions invariantes de production des  $\pi^-$  et des  $\pi^+$  exprimées à l'aide de  $P_{\parallel}^{\text{LAB}}$  et  $P_{\text{T}}^2$  et présentées en fonction de  $s^{-1/4}$  pour les réactions suivantes :  $\pi^- p$ ,  $pp$ ,  $K^- p$ ,  $K^+ p$ .

TABLE I

P	P	P
Limite d'échange simple de trajec- toires de Regge	Limite d'échange double de trajec- toires de Regge	Limite d'échange simple de trajec- toires de Regge



	Région de fragmen- tation du P	Région centrale	Région de fragmen- tation du K-
Limites cinématiques	u/s petit M <sup>2</sup> /s petit M <sup>2</sup> grand	u grand t grand M <sup>2</sup> /s ~ 1	t/s petit M <sup>2</sup> /s petit M <sup>2</sup> grand
Fonction de structure	$f_{\pi^+ - \nu A} + B S^{-1/2}$	$f_{\pi^+ \sim A} + B S^{-1/4}$	$f_{\pi^+ \sim A} + B S^{-1/2}$

Résumé de la phénoménologie de Mueller-Regge pour la réaction =  $\bar{K}p \rightarrow \pi^+ + X$  à 32 GeV/c

nombre de branches de $\Lambda^0$ associés	0	2	4	6	8	10	12	14
1	0,000	0,859	0,799	0,755	0,691	0,638	0,600	0,653
2	0,706	0,717	0,736	0,660	0,555	0,512	0,303	0,653
3	0,666	0,673	0,568	0,581	0,463	0,400	0,097	0,000
4	0,290	0,583	0,472	0,428	0,456	0,292	0,649	0,000
5	0,436	0,317	0,448	0,354	0,324	0,000	0,000	0,000
6	0,000	0,953	0,000	0,973	0,000	0,000	0,000	0,000

TABLE II

TABLE III

Nombre de branches	(mb)
0	0,20 $\pm$ 0,02
2 él	2,54 $\pm$ 0,10
2 inél	3,28 $\pm$ 0,10
4	6,48 $\pm$ 0,09
6	4,76 $\pm$ 0,08
8	2,33 $\pm$ 0,06
10	0,73 $\pm$ 0,03
12	0,15 $\pm$ 0,02
14	0,024 $\pm$ 0,006
Totale inélastique	18,0 $\pm$ 0,17

TABLE IV

Nombre de branches	$\sigma(\pi^-)$ (mb)	$\langle \eta_{\pi^-} \rangle$	$\frac{\sigma(\pi^-)}{n/2 \sigma_{-n}}$
2 + 4	11,71 $\pm$ 2,15		0,73 $\pm$ 0,06
6	11,60 $\pm$ 1,05	2,44 $\pm$ 0,20	0,81 $\pm$ 0,07
8	7,60 $\pm$ 1,05	3,31 $\pm$ 0,43	0,83 $\pm$ 0,14
10	3,20 $\pm$ 0,75	4,68 $\pm$ 0,92	0,90 $\pm$ 0,30
12	0,89 $\pm$ 0,45	6,00 $\pm$ 2,04	1,00 $\pm$ 0,68
Toutes les branches	35,00, $\pm$ 1,50	1,96 $\pm$ 0,08	

$\langle P_T \rangle_E^2$ Pour $x < 0$	$K^-p \rightarrow \pi^- + X$	$K^-p \rightarrow \pi^+ + X$
Topologies		
2 branches	$0,164 \pm 0,008$	
4 branches	$0,237 \pm 0,009$	$0,27 \pm 0,01$
6 branches	$0,228 \pm 0,011$	$0,25 \pm 0,01$
8 branches	$0,207 \pm 0,019$	
10 branches	$0,186 \pm 0,034$	
12 branches	$0,148 \pm 0,074$	
toutes topologies	$0,218 \pm 0,004$	$0,250 \pm 0,004$

TABLE V



REACTIONS	$K^- p \rightarrow \pi^- + X$			$K^- p \rightarrow \pi^+ + X$		
	$0,1 ; 0,3$	$0,3 ; 0,5$	total	$0,1 - 0,3$	$0,3 ; 0,5$	total
$M^2/S$ -t						
-0,6 ; -0,3	0	$70,2 \pm 17$	$70,2 \pm 17$	0	$164 \pm 26$	$164 \pm 26$
-0,3 ; 0,2	$10,3 \pm 7$	$223,2 \pm 32$	$233,5 \pm 32$	$69,2 \pm 17$	$353,8 \pm 40$	$423 \pm 43$
0, ; 0,3	$8,4 \pm 6$	$130 \pm 25$	$138,4 \pm 26$	$12, \pm 7$	$183,8 \pm 29$	$196 \pm 30$
0,3 ; 0,6	$18,5 \pm 9$	$93,5 \pm 21$	$111,6 \pm 23$	$27, \pm 13$	$122,1 \pm 24$	$149 \pm 27$
0,6 ; 0,9	0	$49,9 \pm 15$	$50 \pm 15$	$8,4 \pm 6$	$79,1 \pm 18$	$87,5 \pm 19$
total	$36,8 \pm 13$	$567, \pm 55$		$116,6 \pm 23$	$903, \pm 63$	

TABLE VI

$K^- p \rightarrow p_{\text{соче}} \pi^+ + X$ ; 32 GeV/c

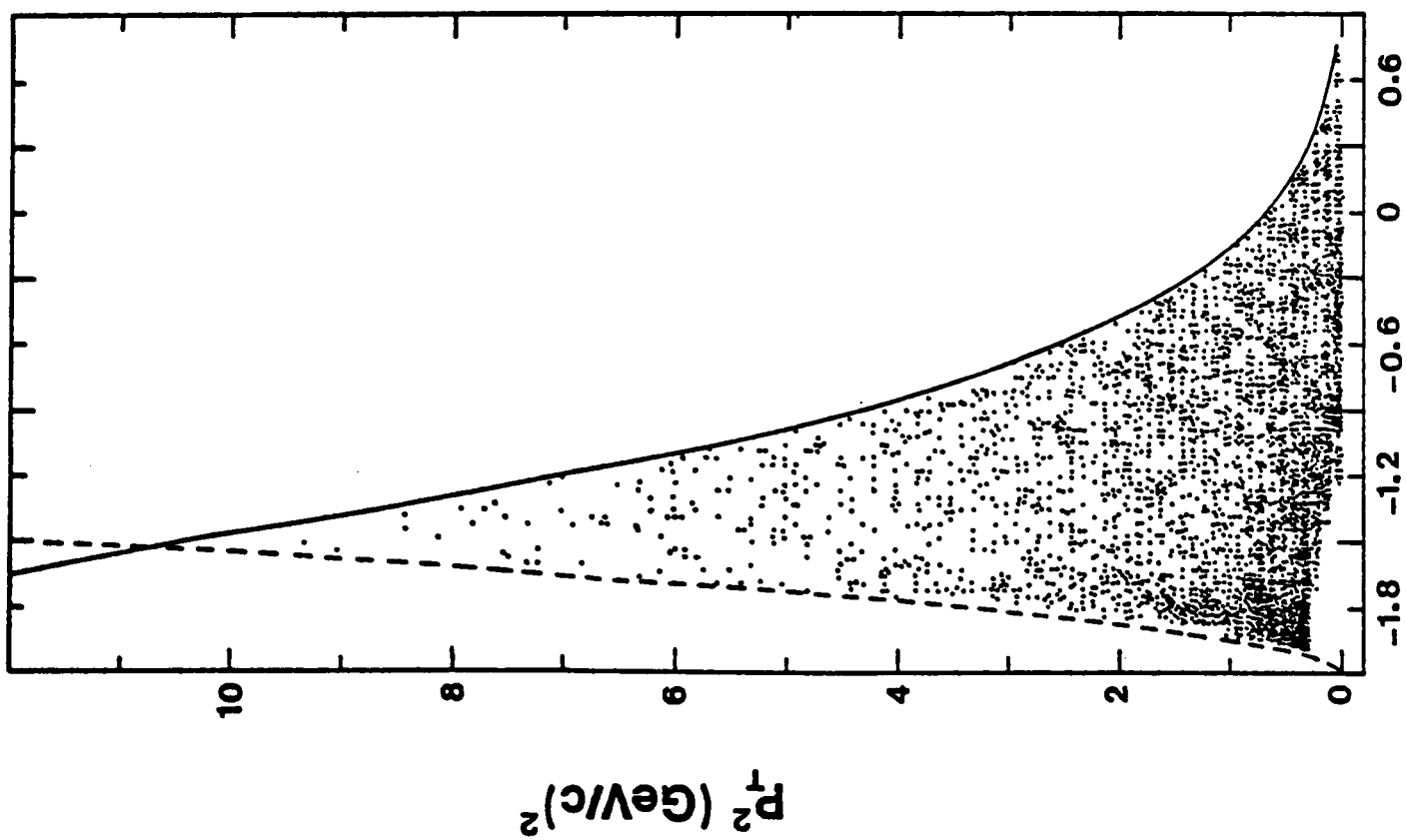
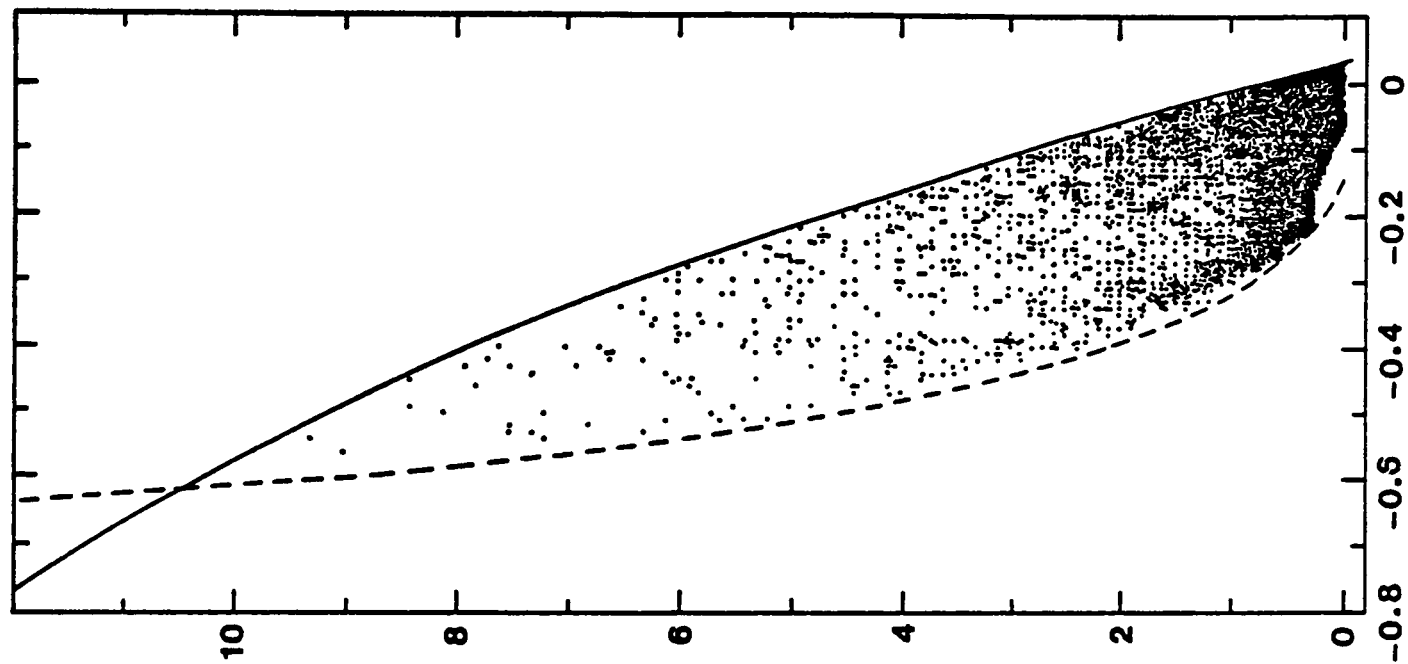


Fig. 2

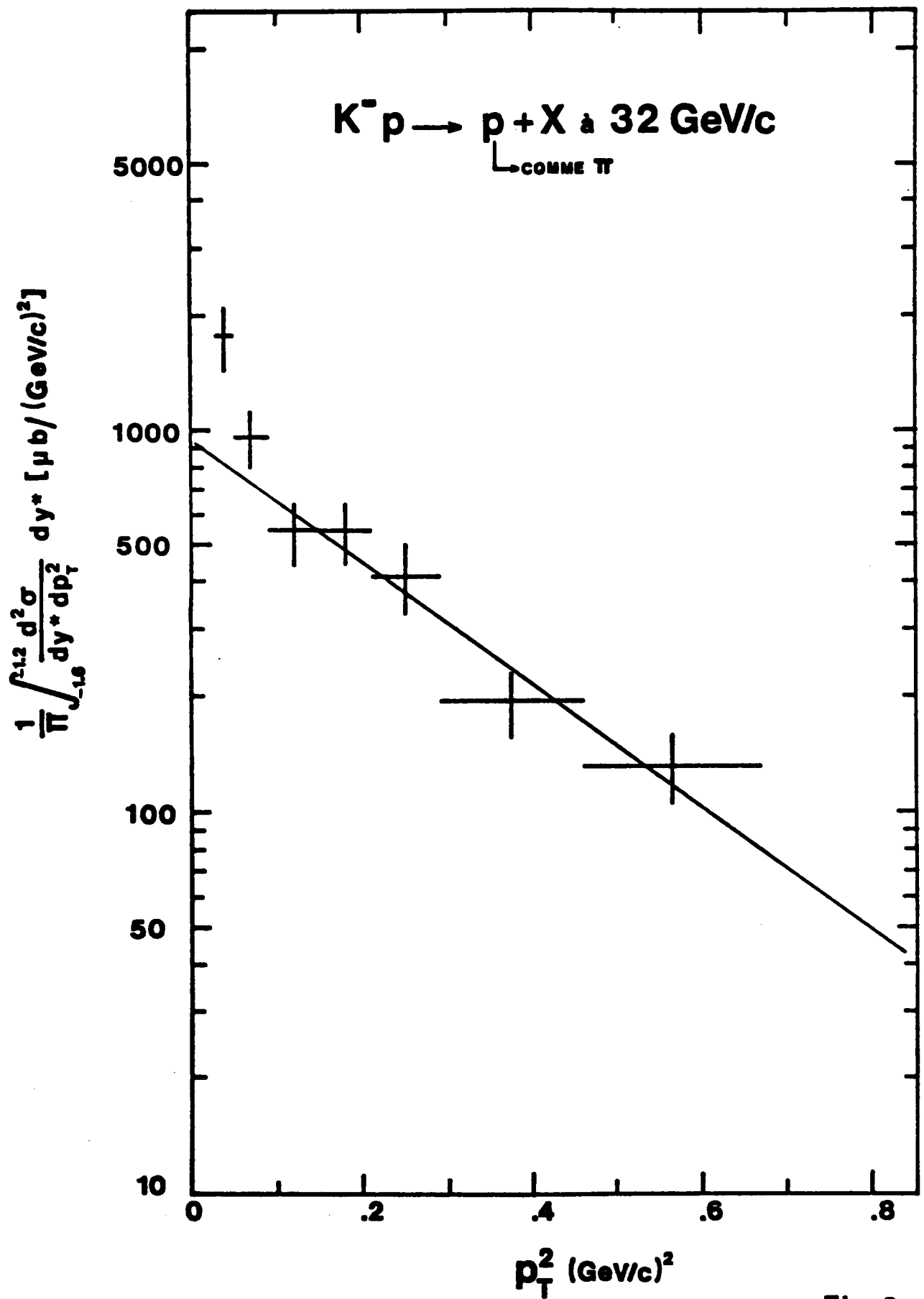


Fig. 3

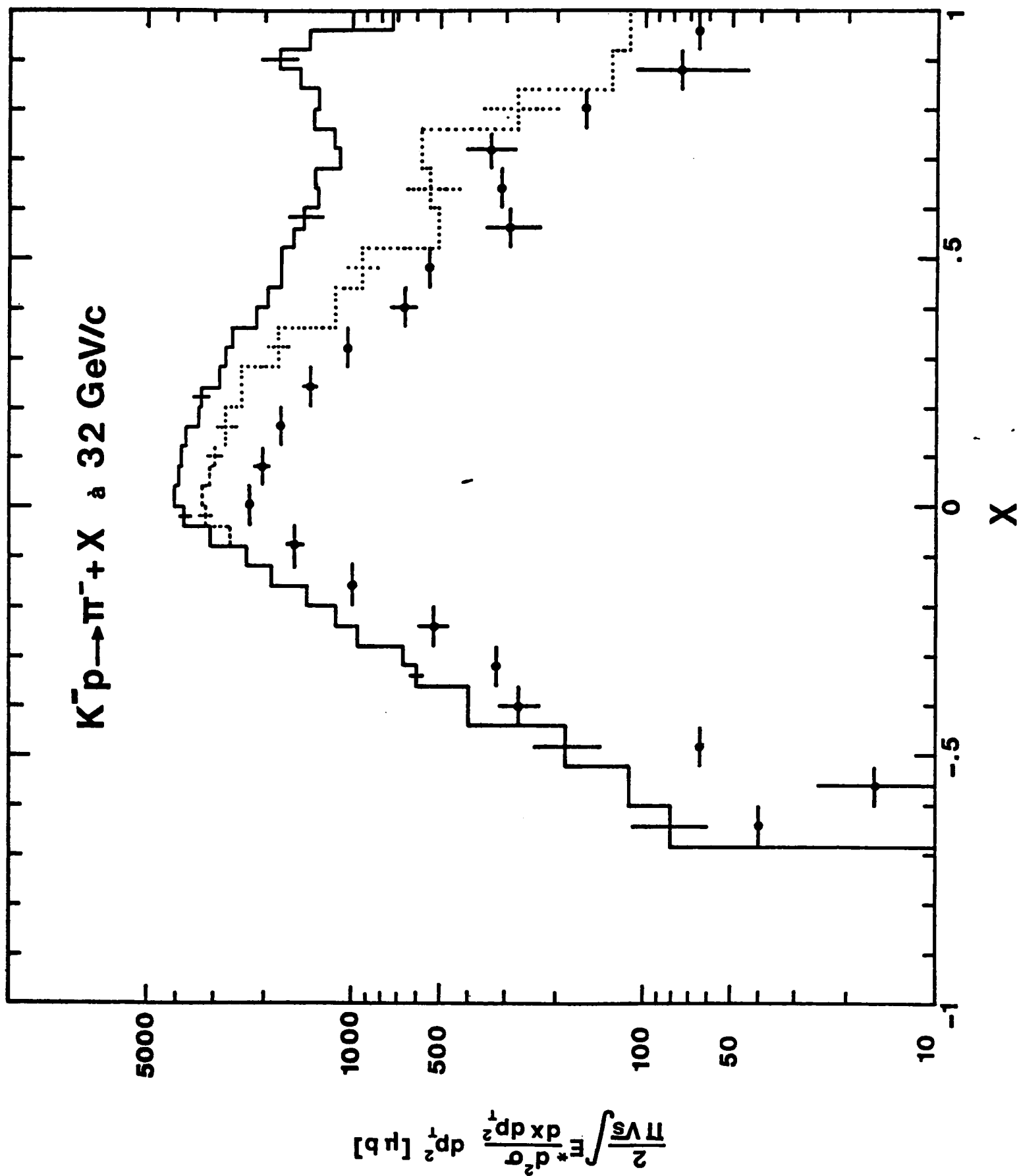


Fig. 4a

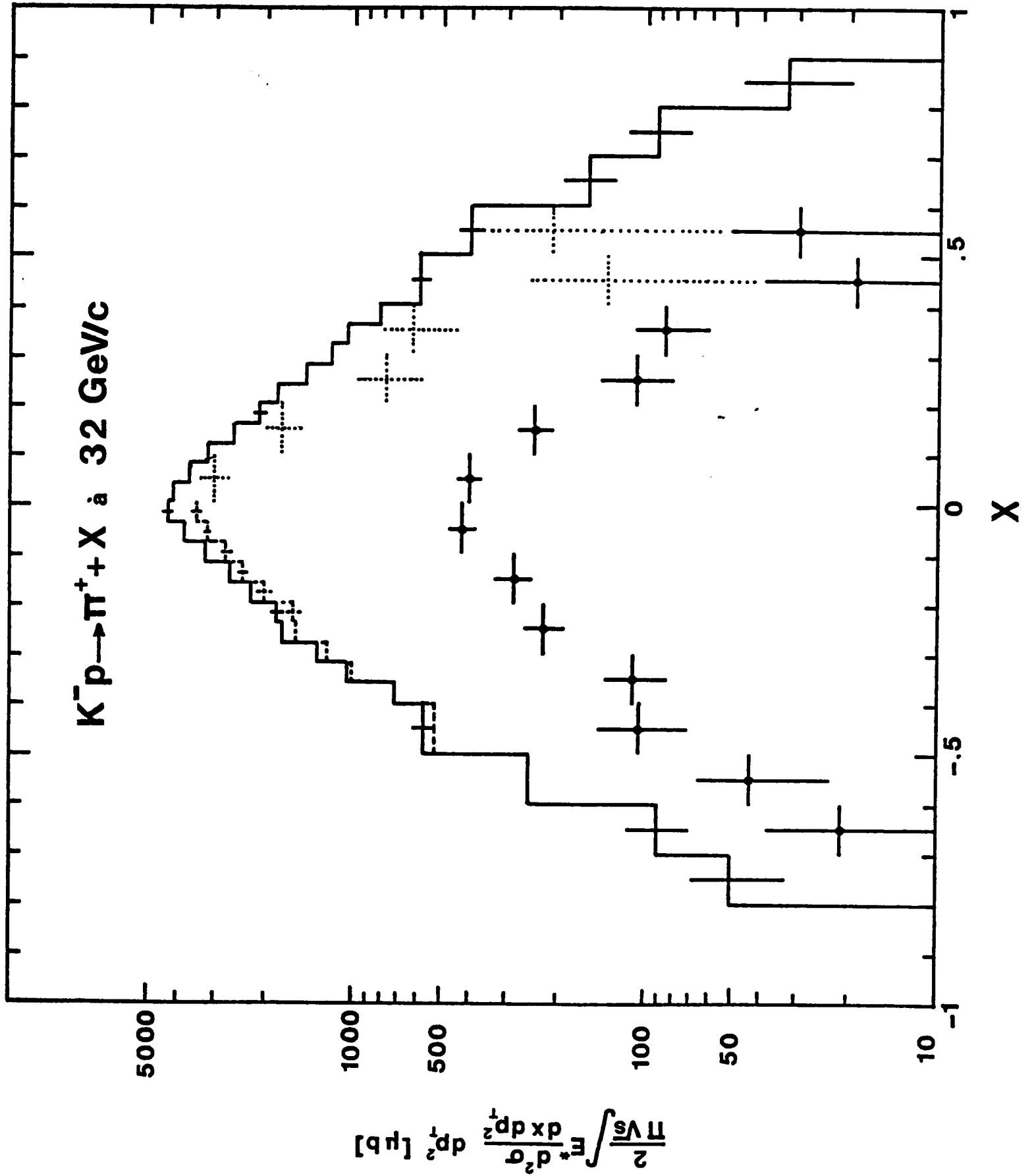


Fig. 4 b

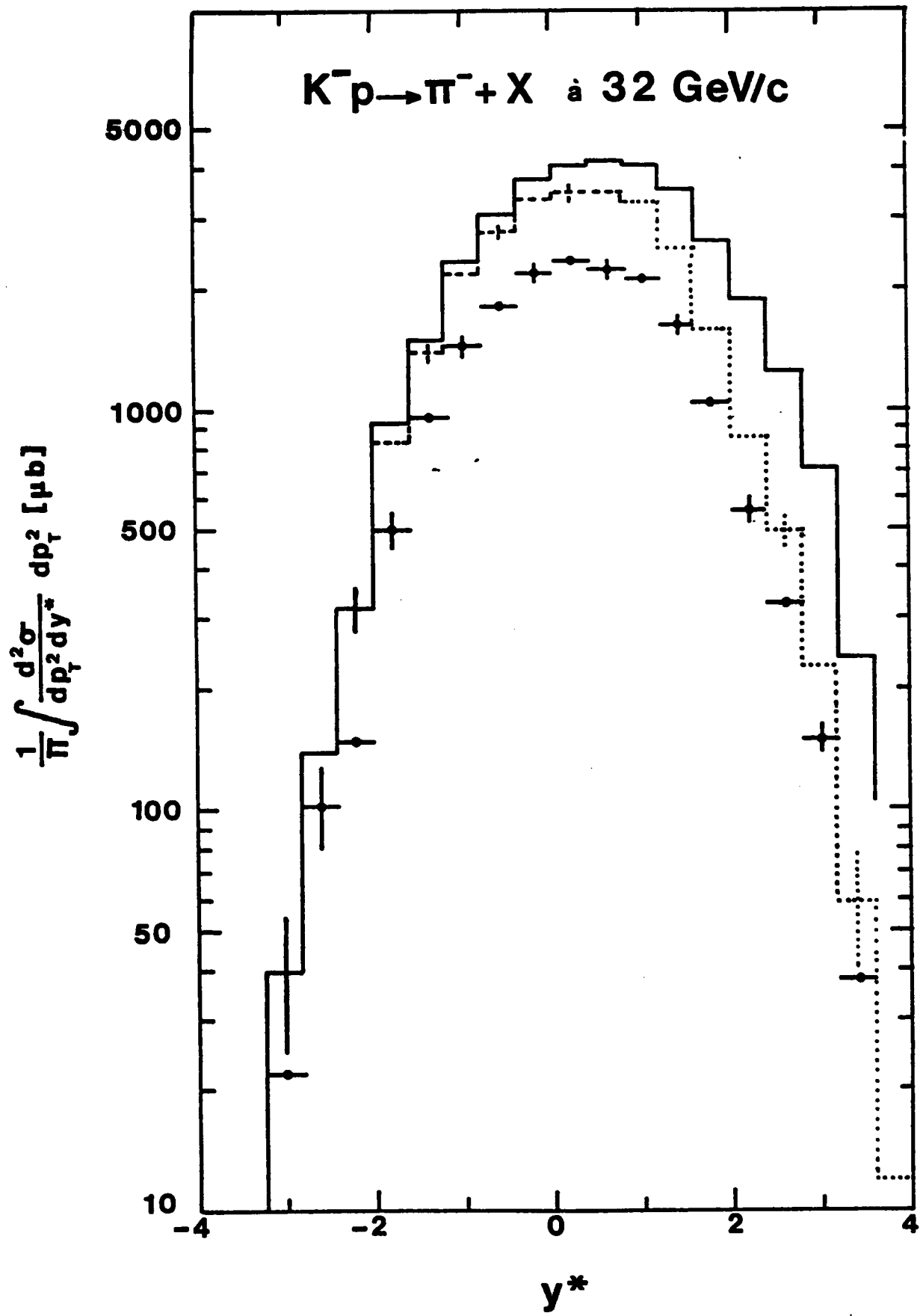


Fig. 5 a

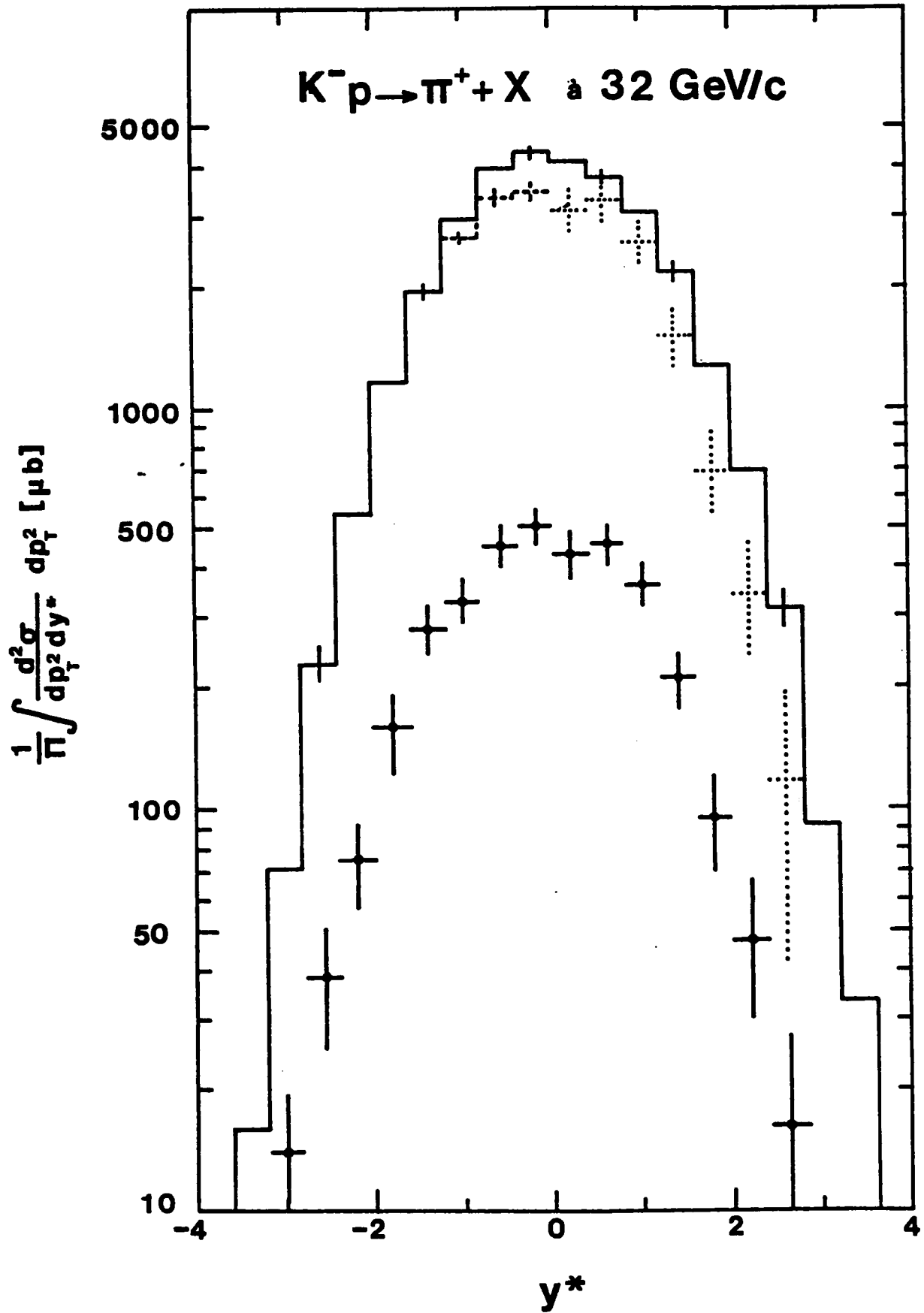


Fig. 5 b

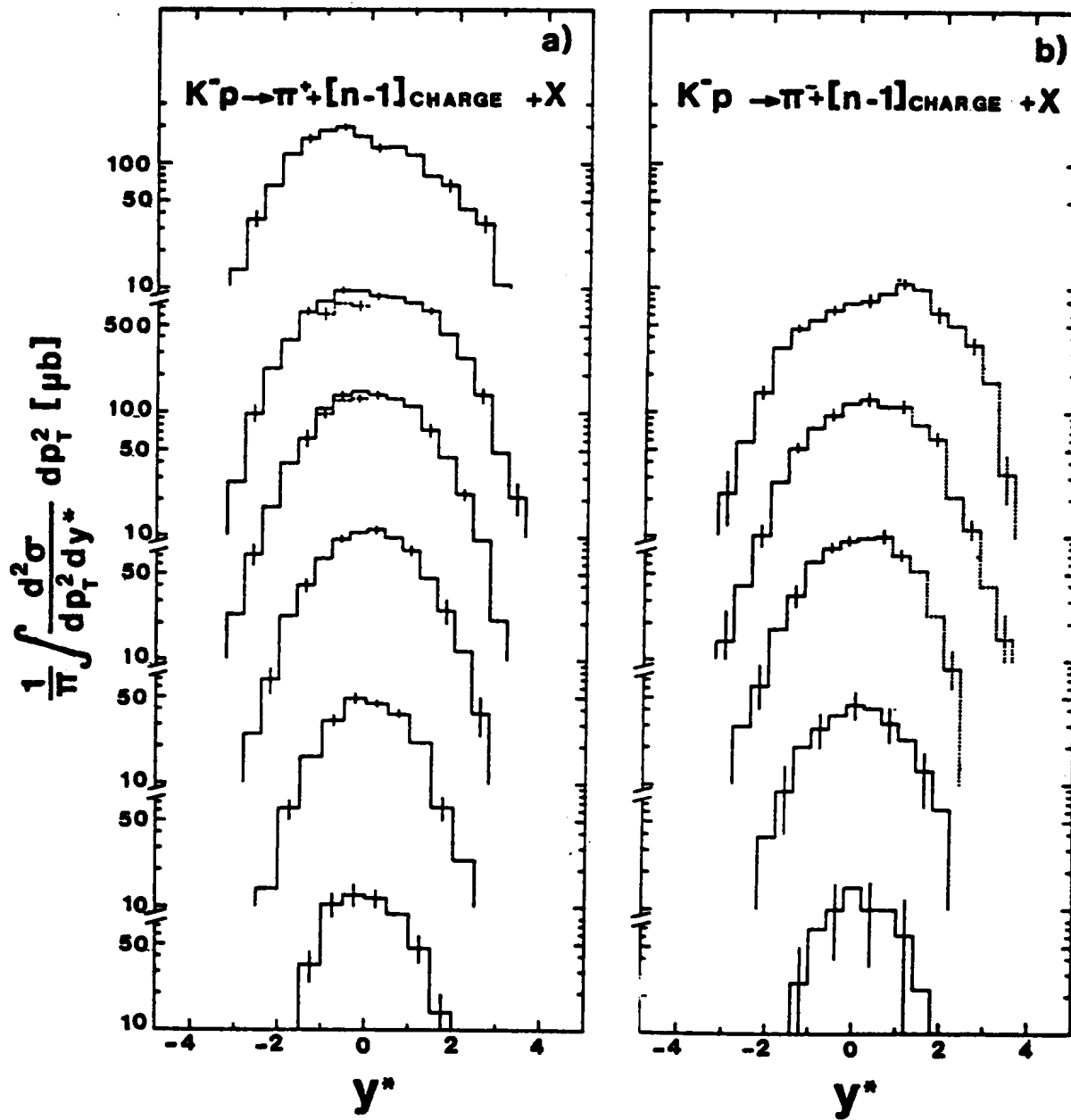


Fig.6



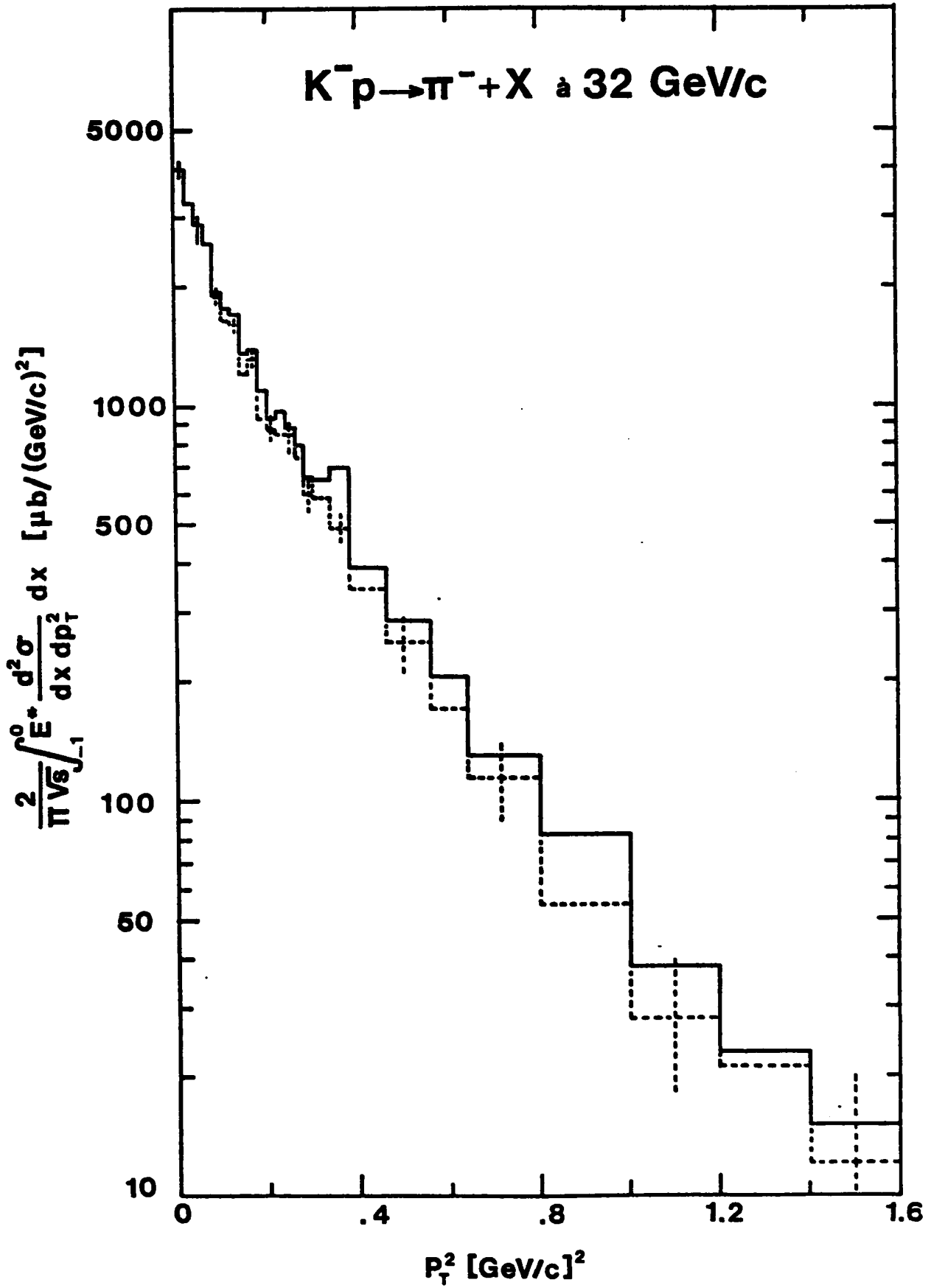


Fig. 7 a

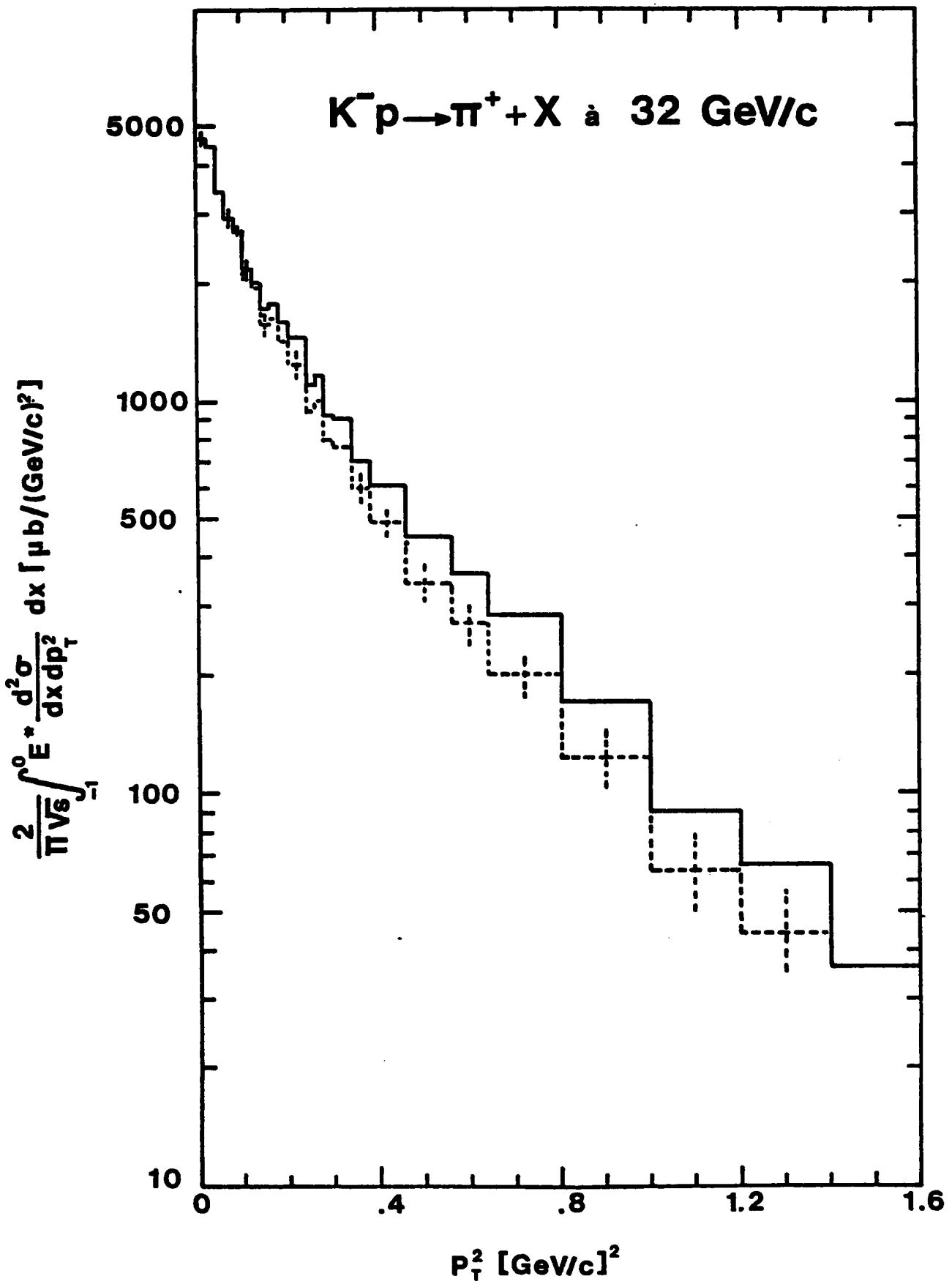


Fig. 7 b

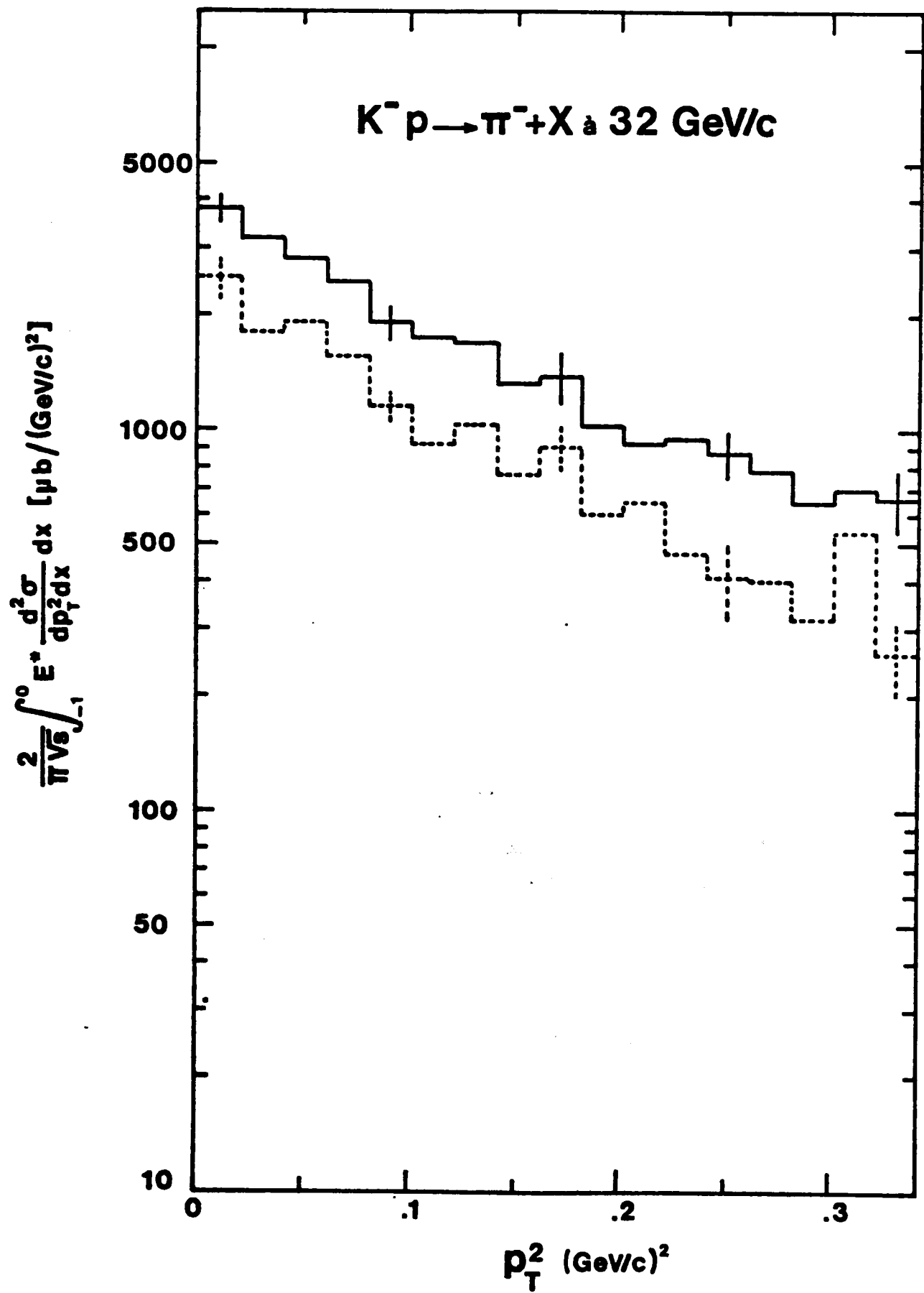


Fig. 8

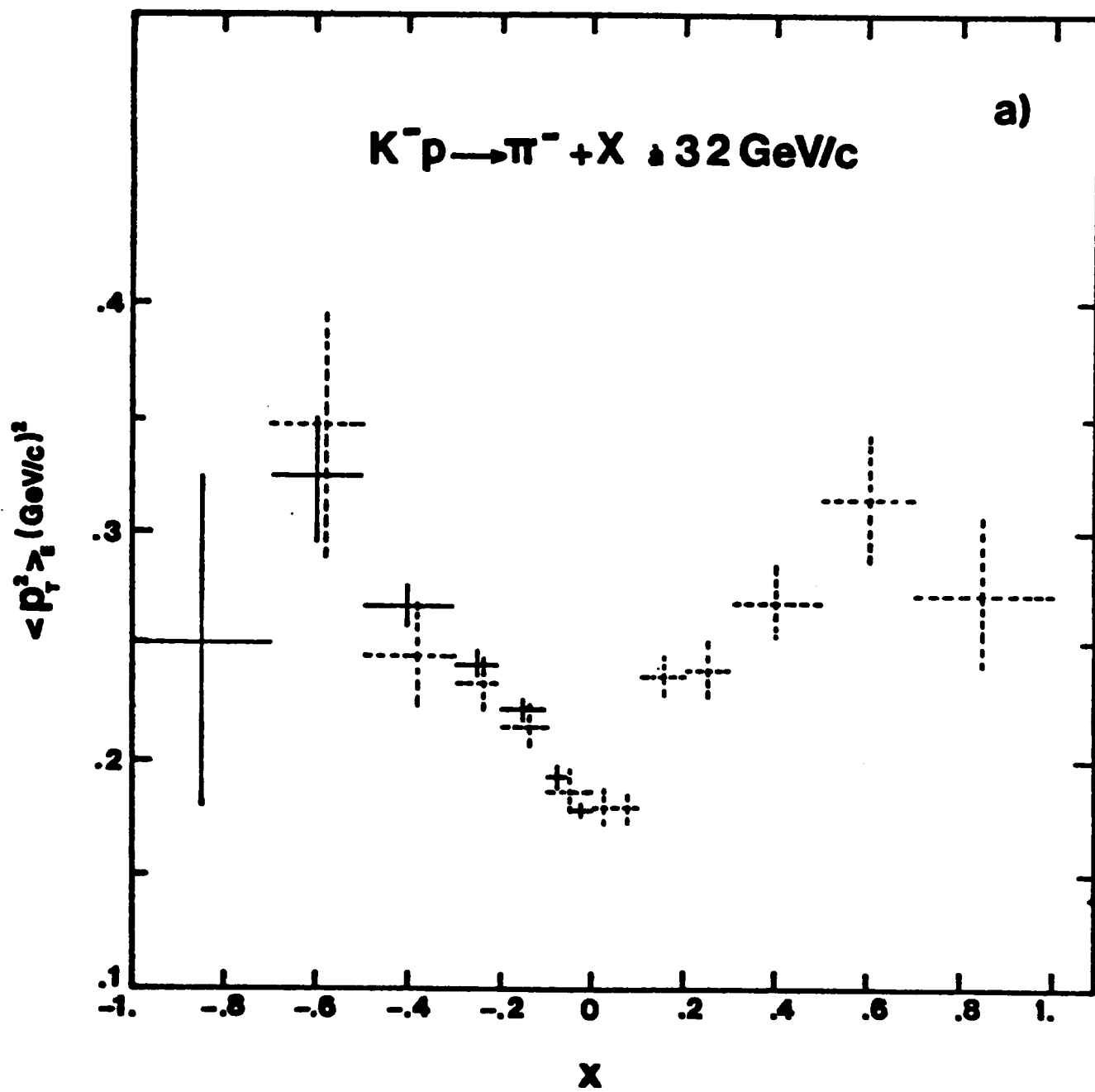


Fig. 9a

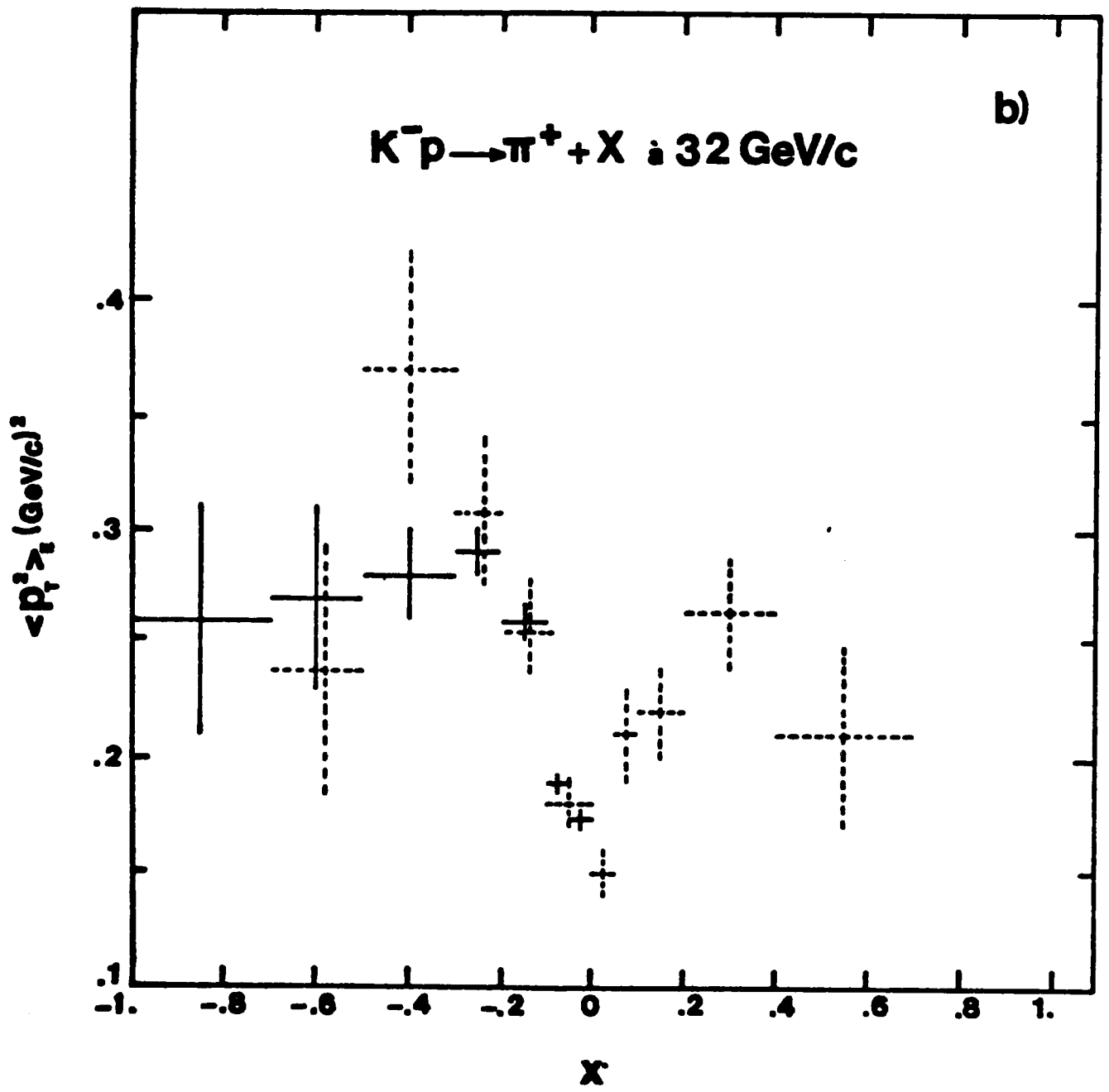


Fig. 9b

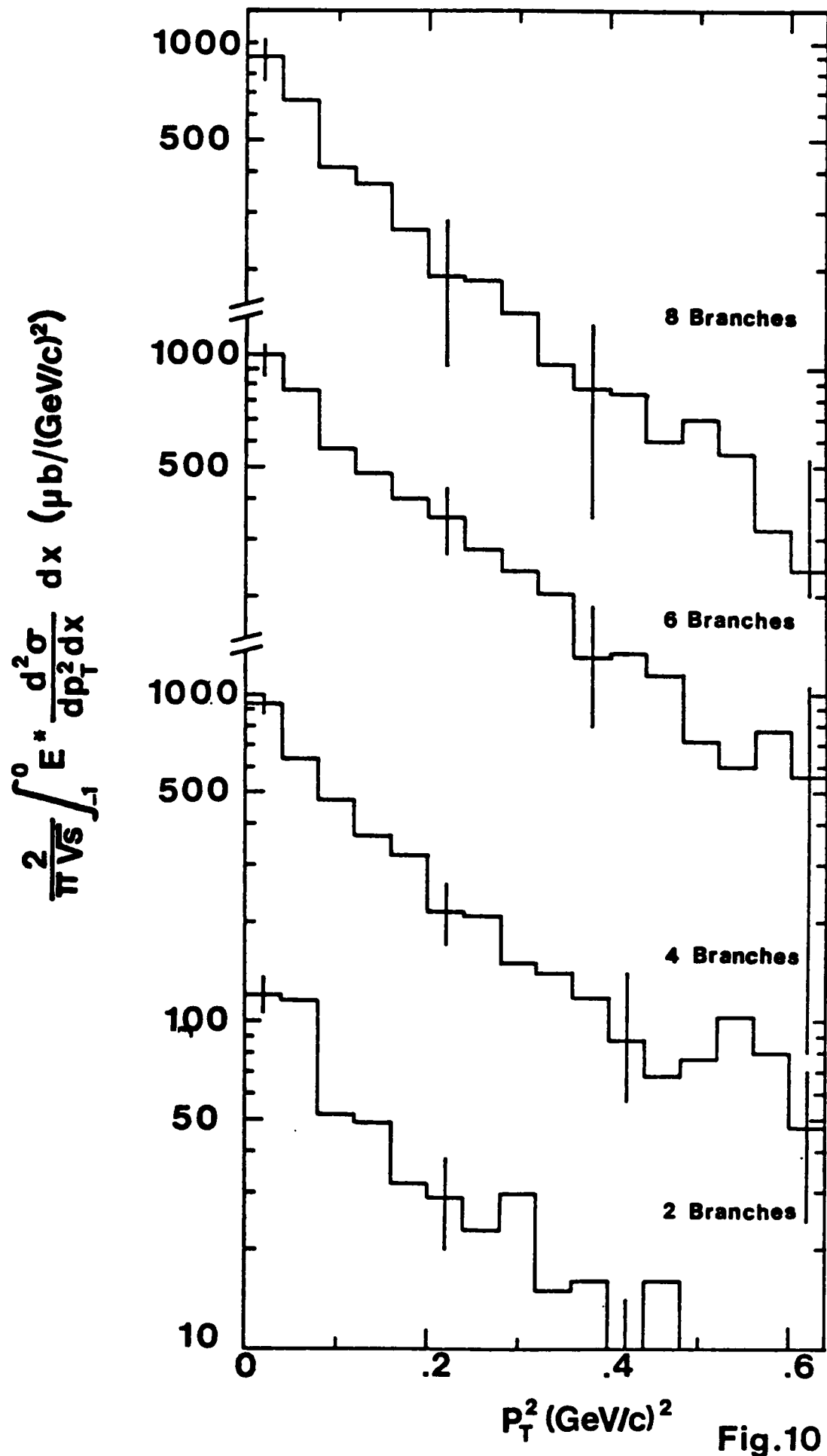


Fig.10

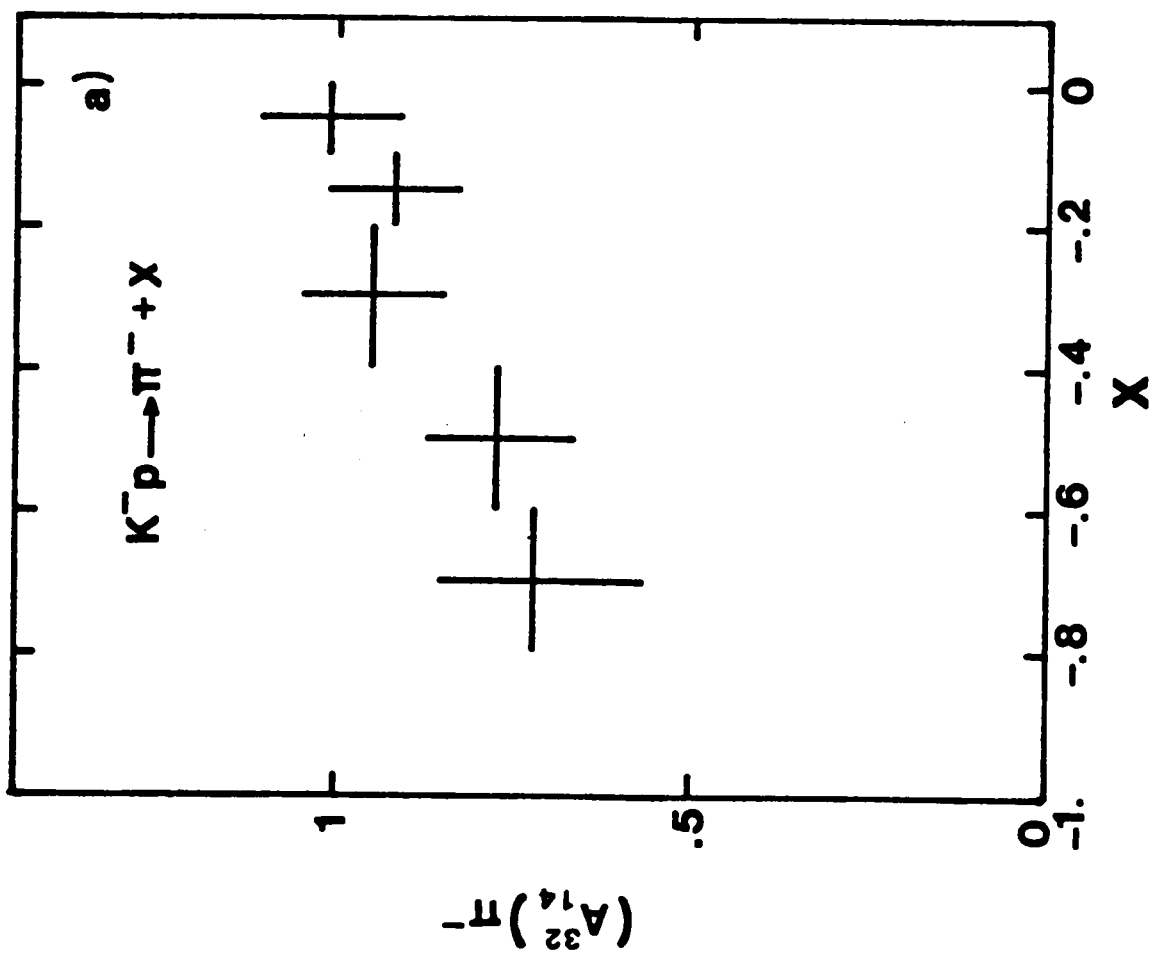
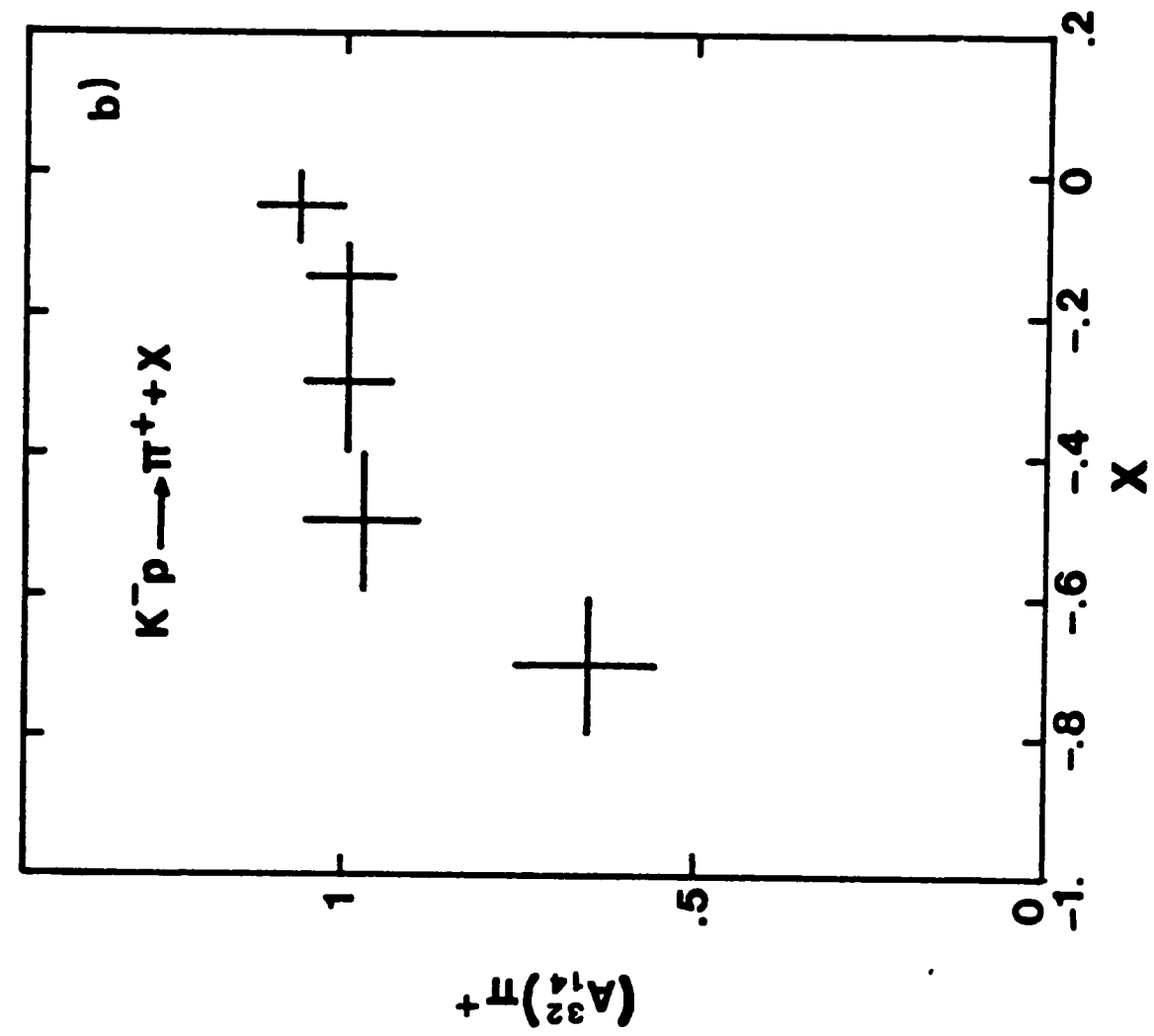


Fig. 11

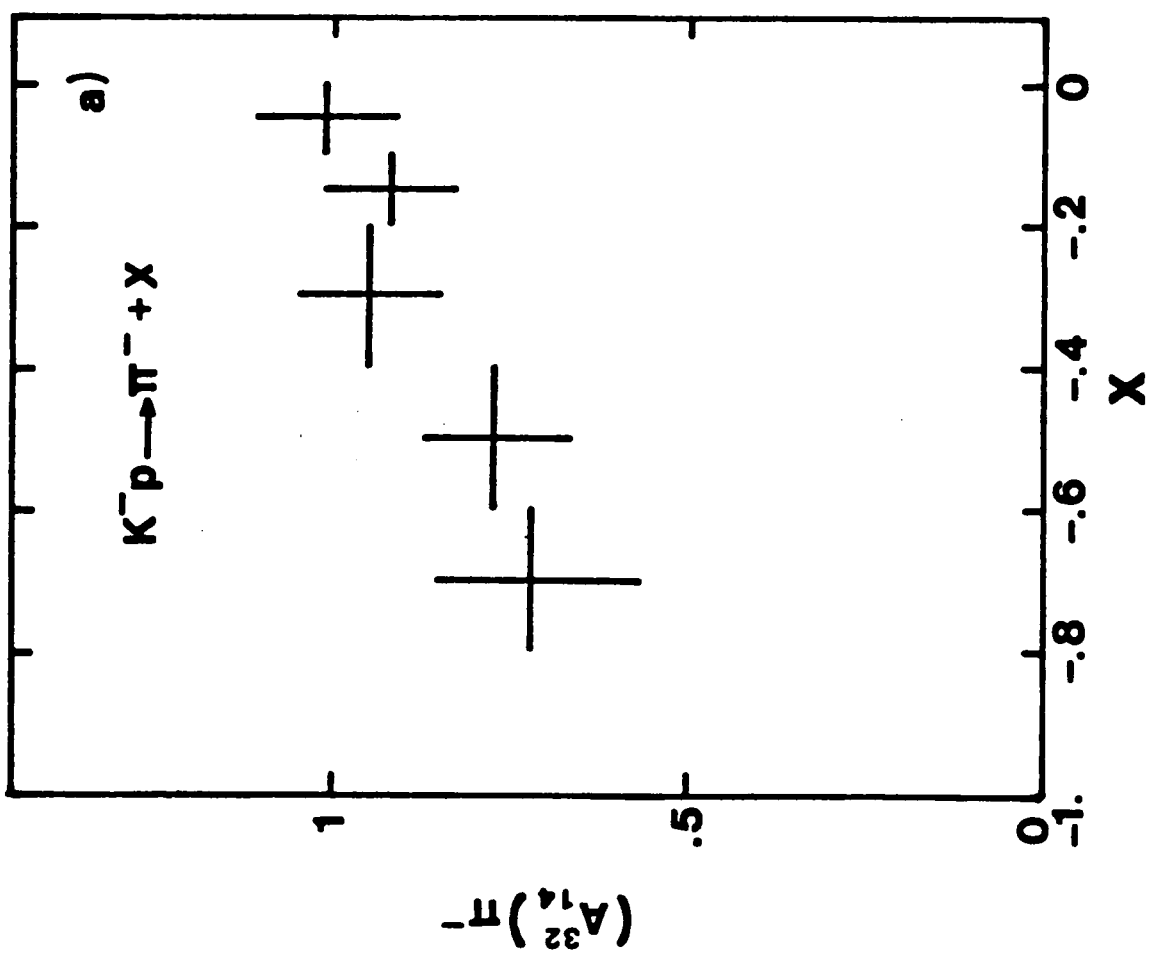
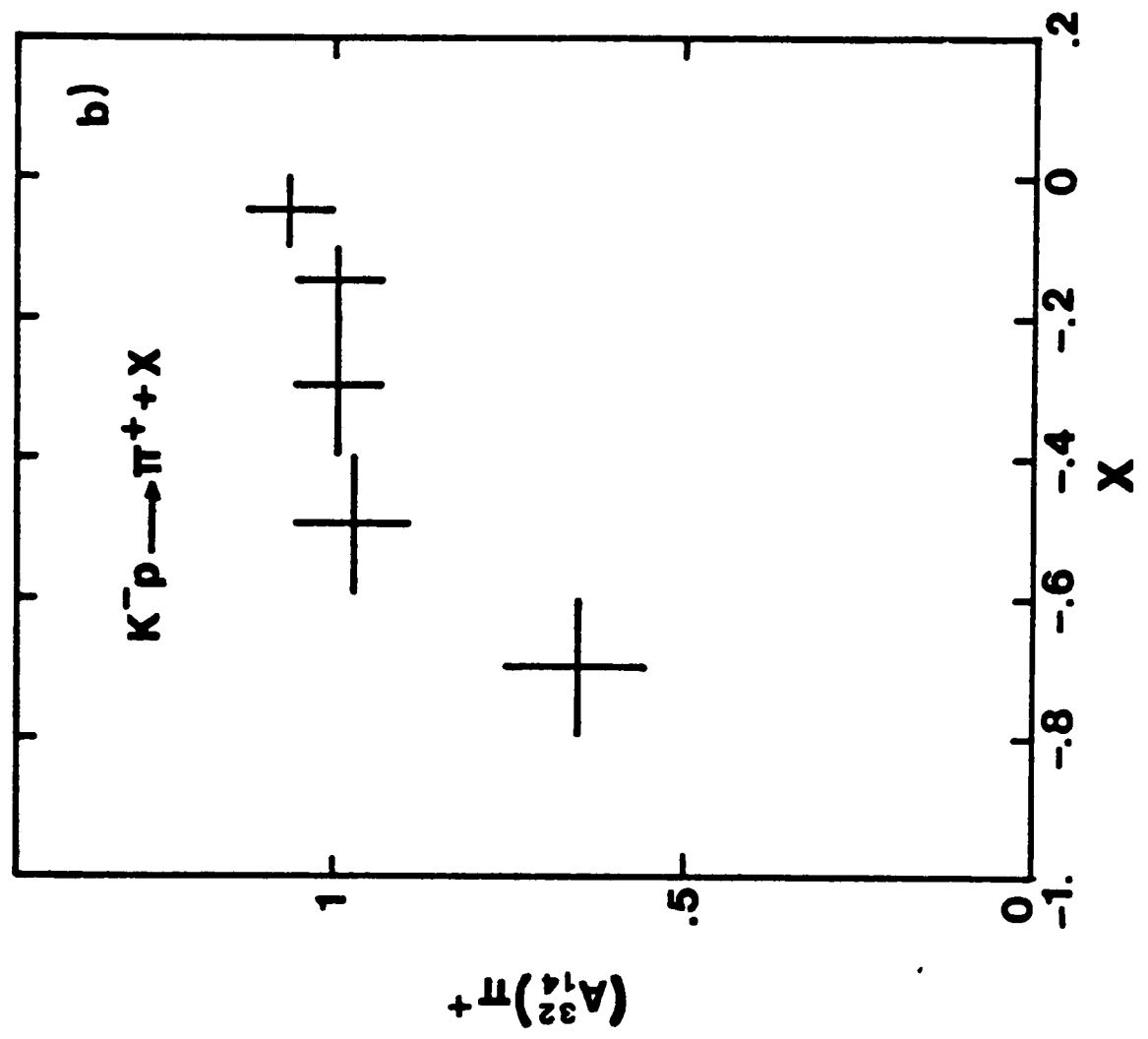


Fig.11



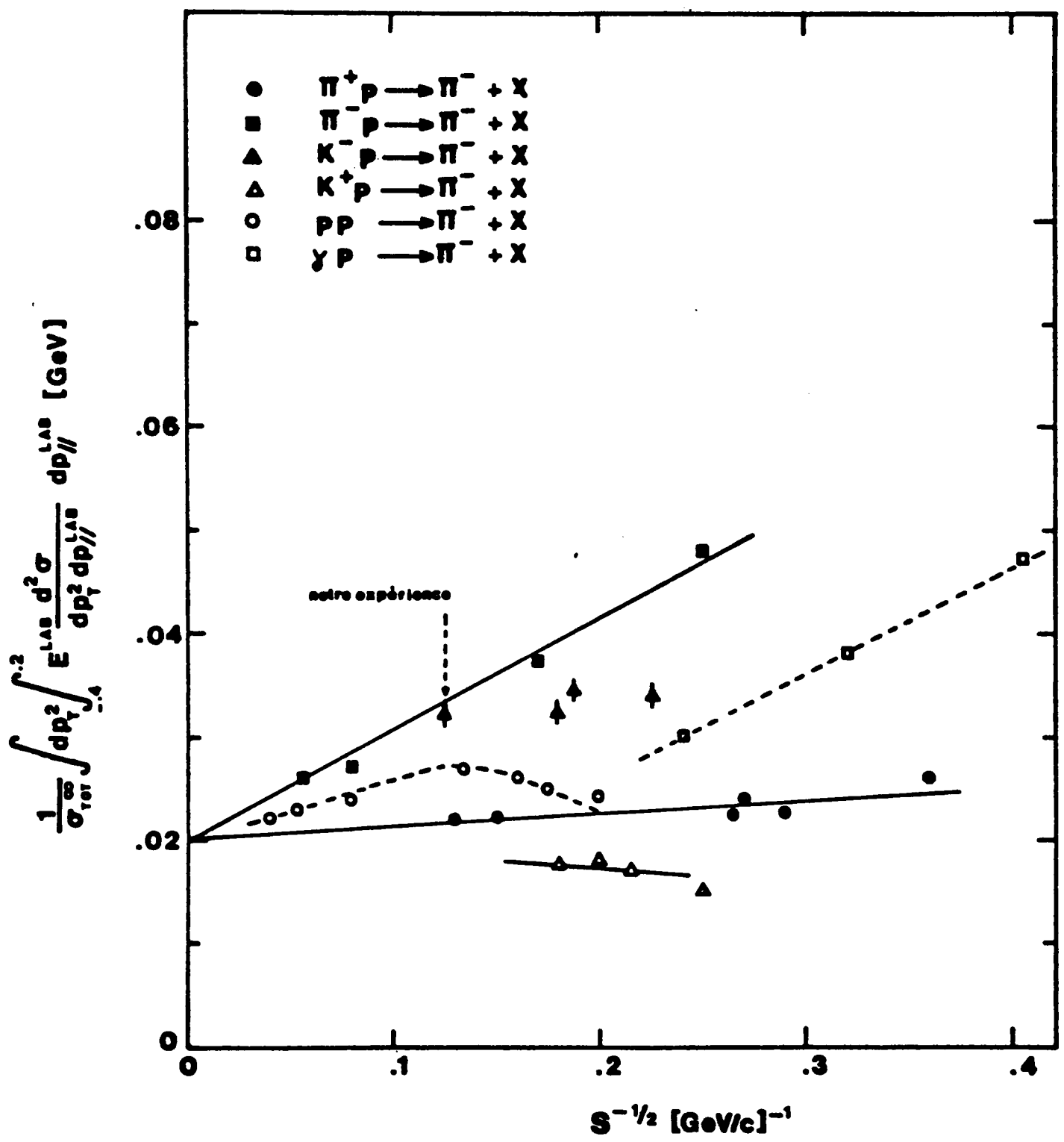


Fig.12a

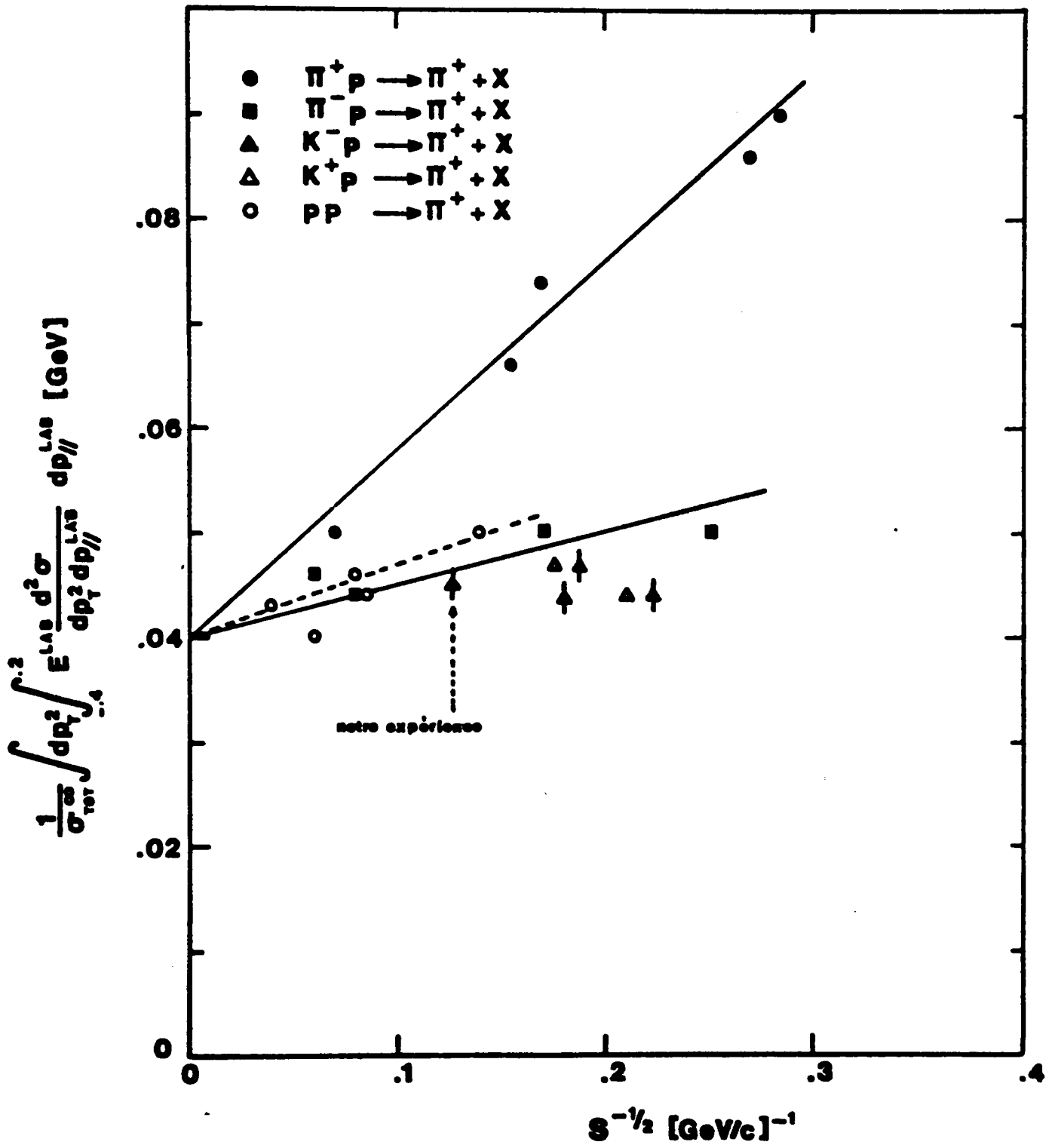


Fig.12 b

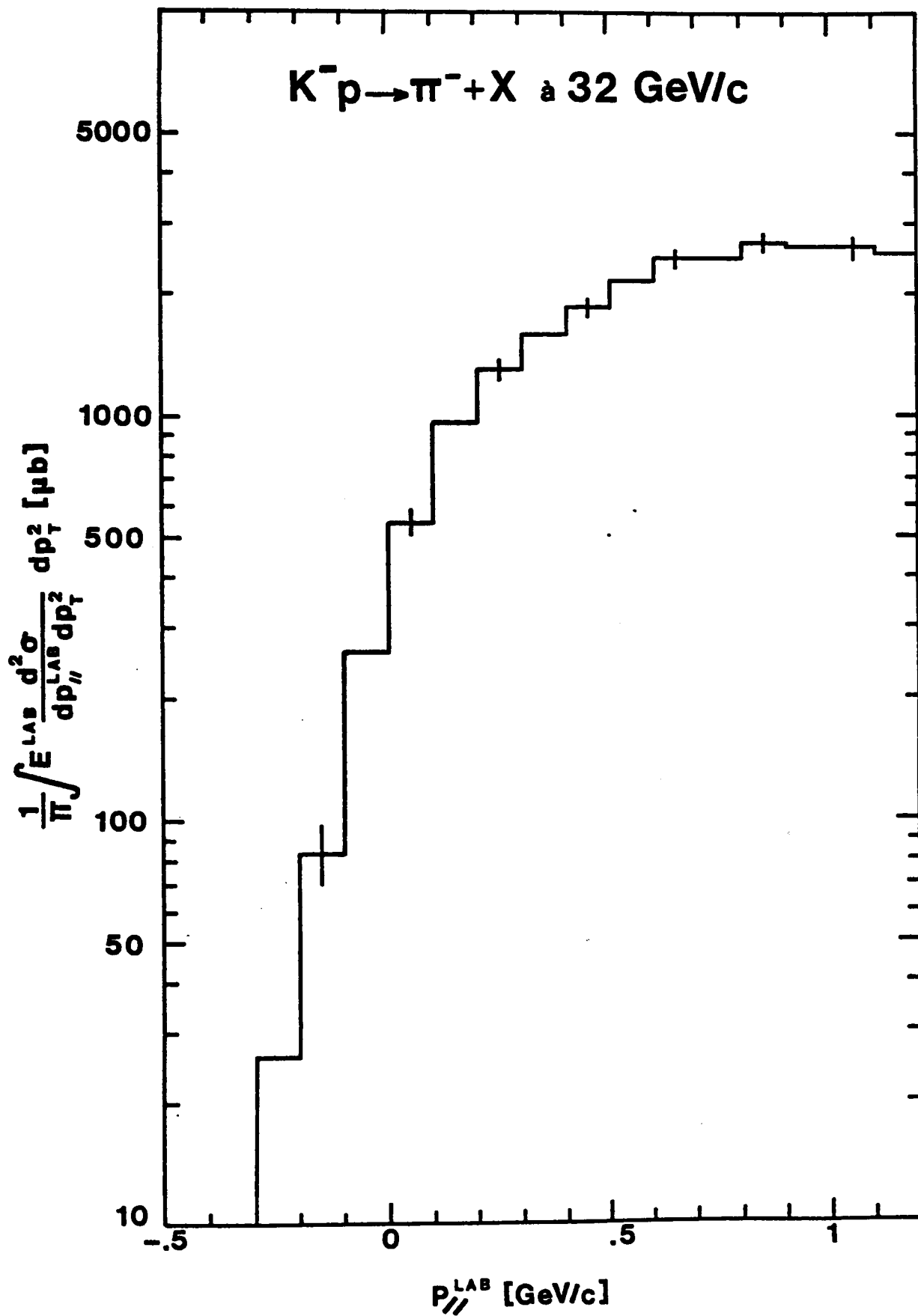


Fig. 14 a

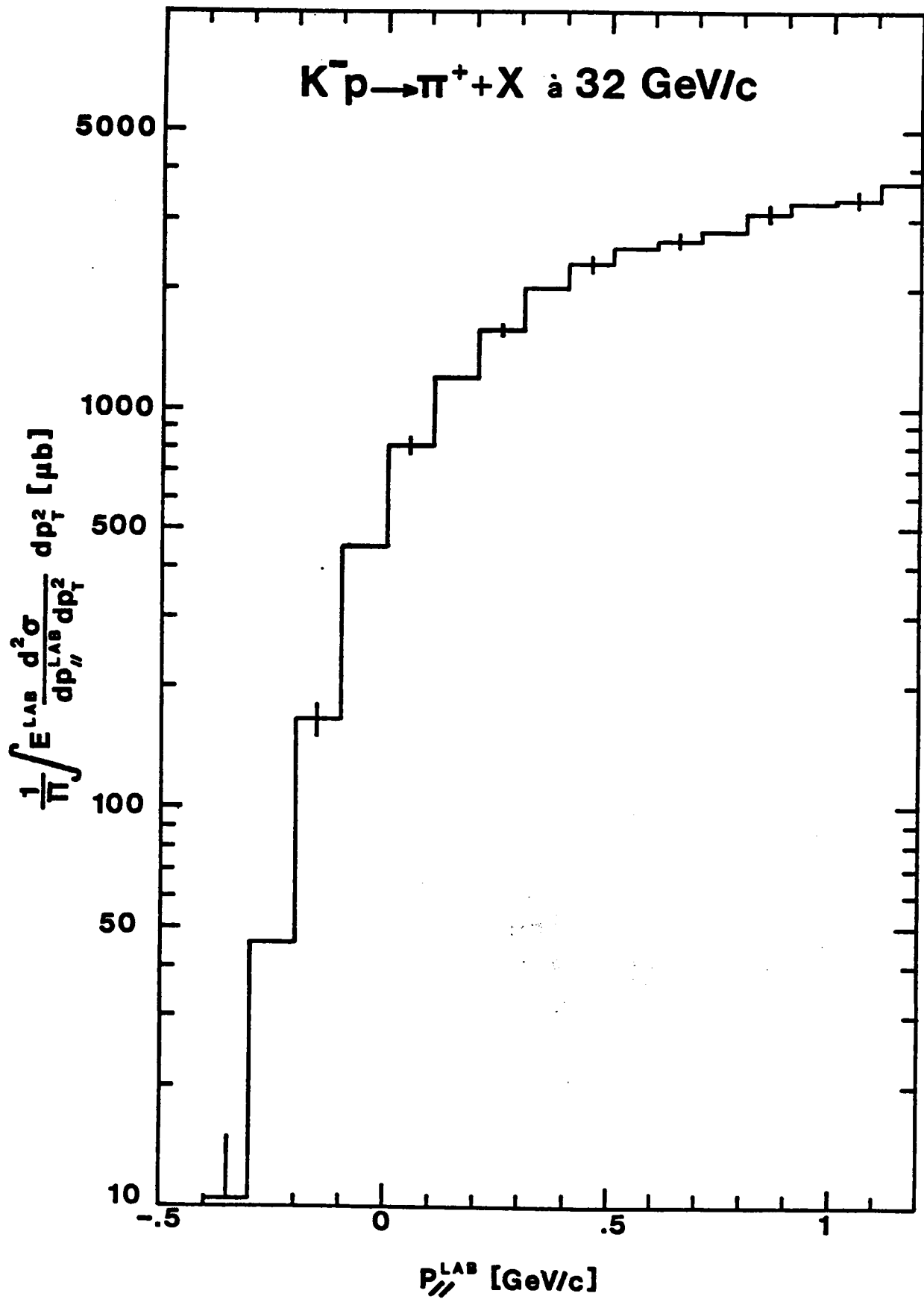


Fig.14 b

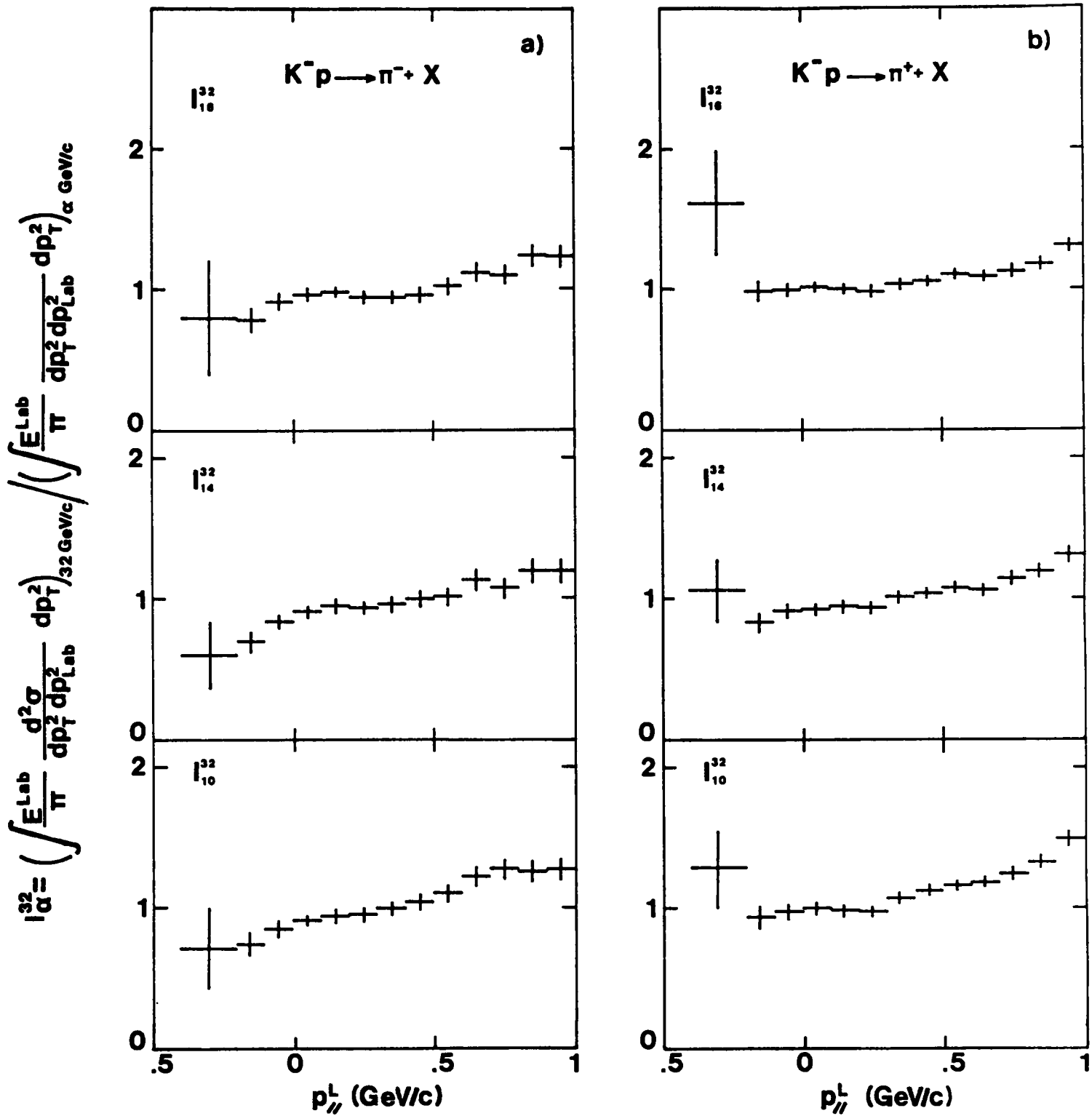


Fig.15

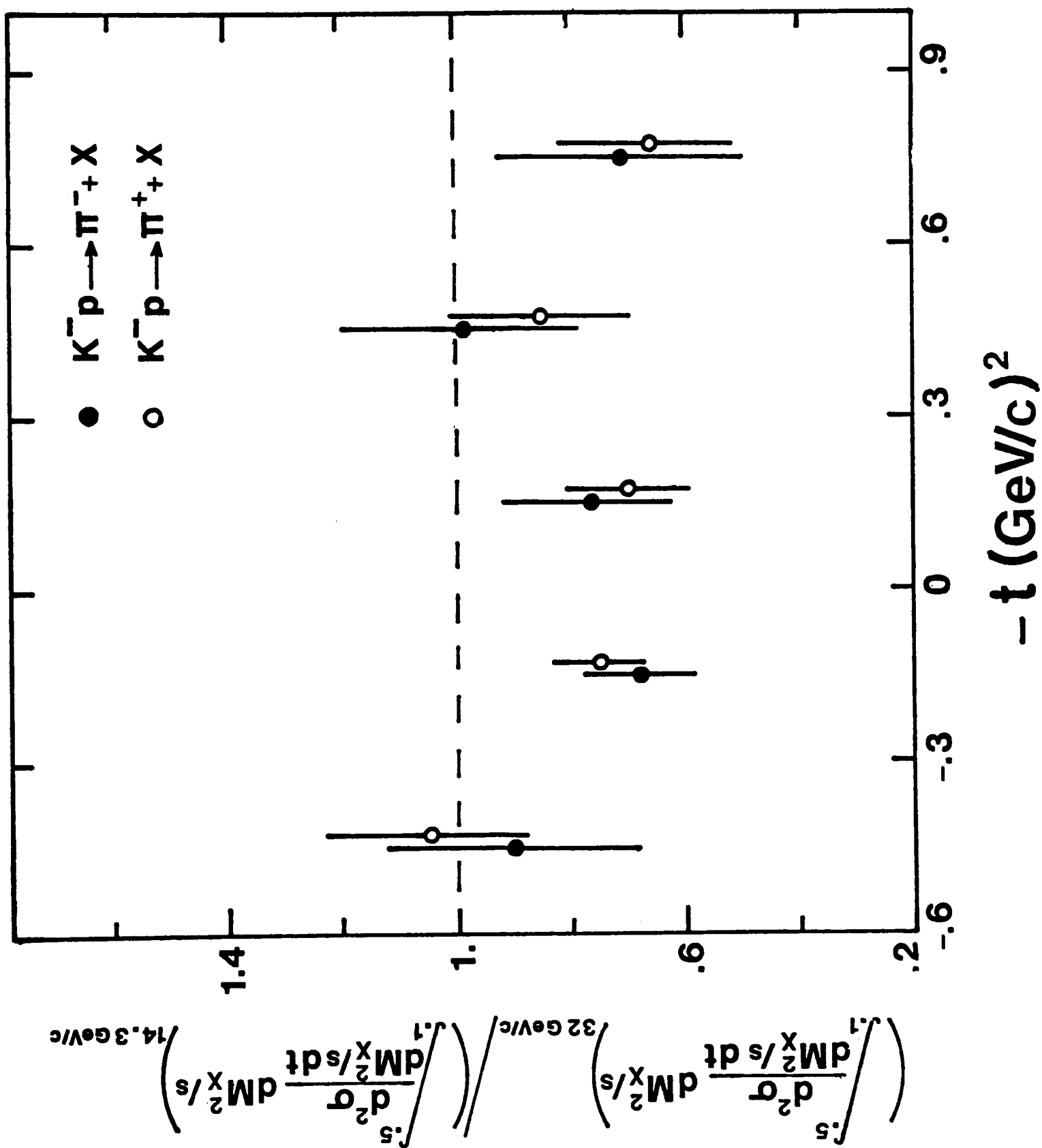


Fig. 16

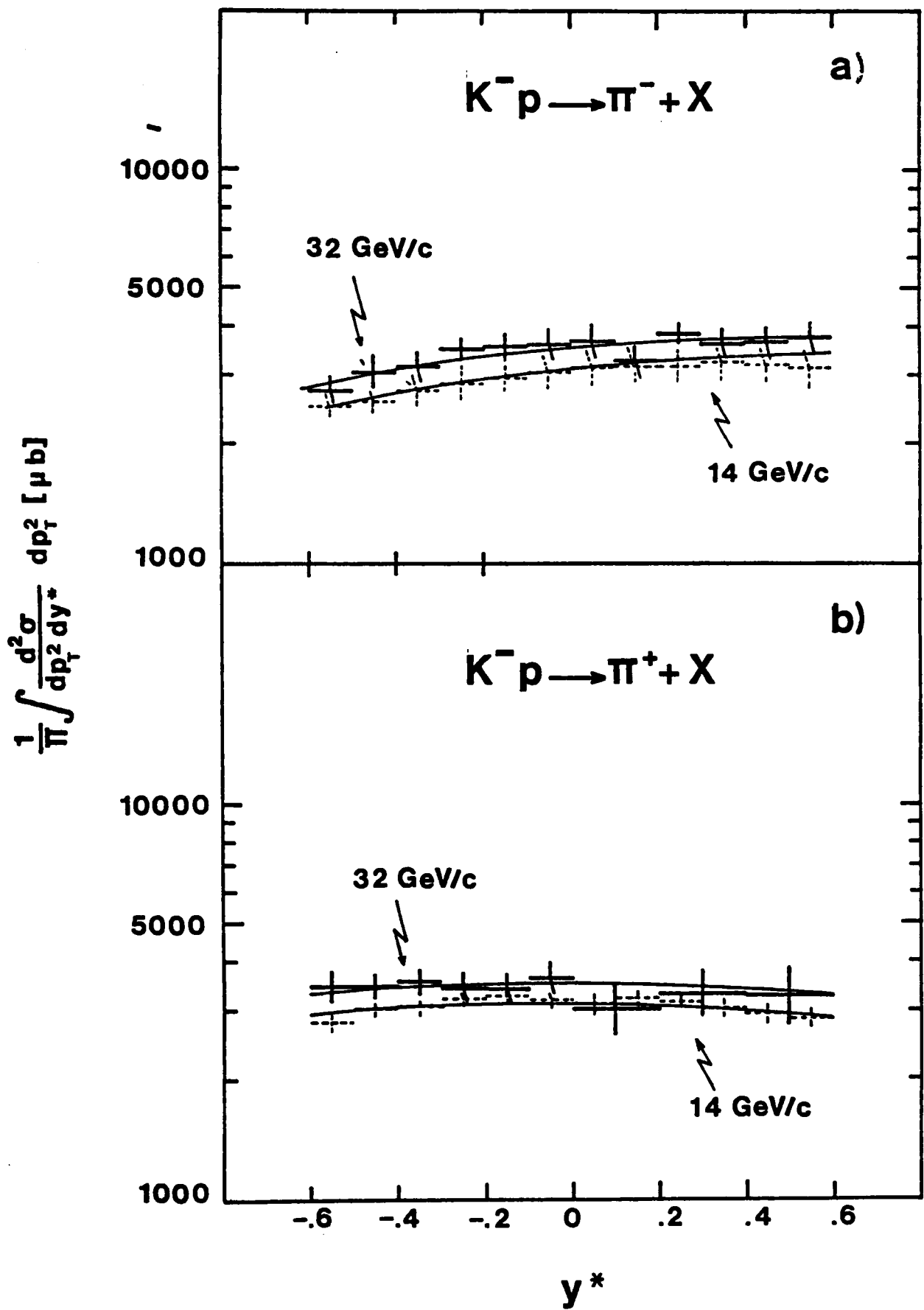


Fig.17

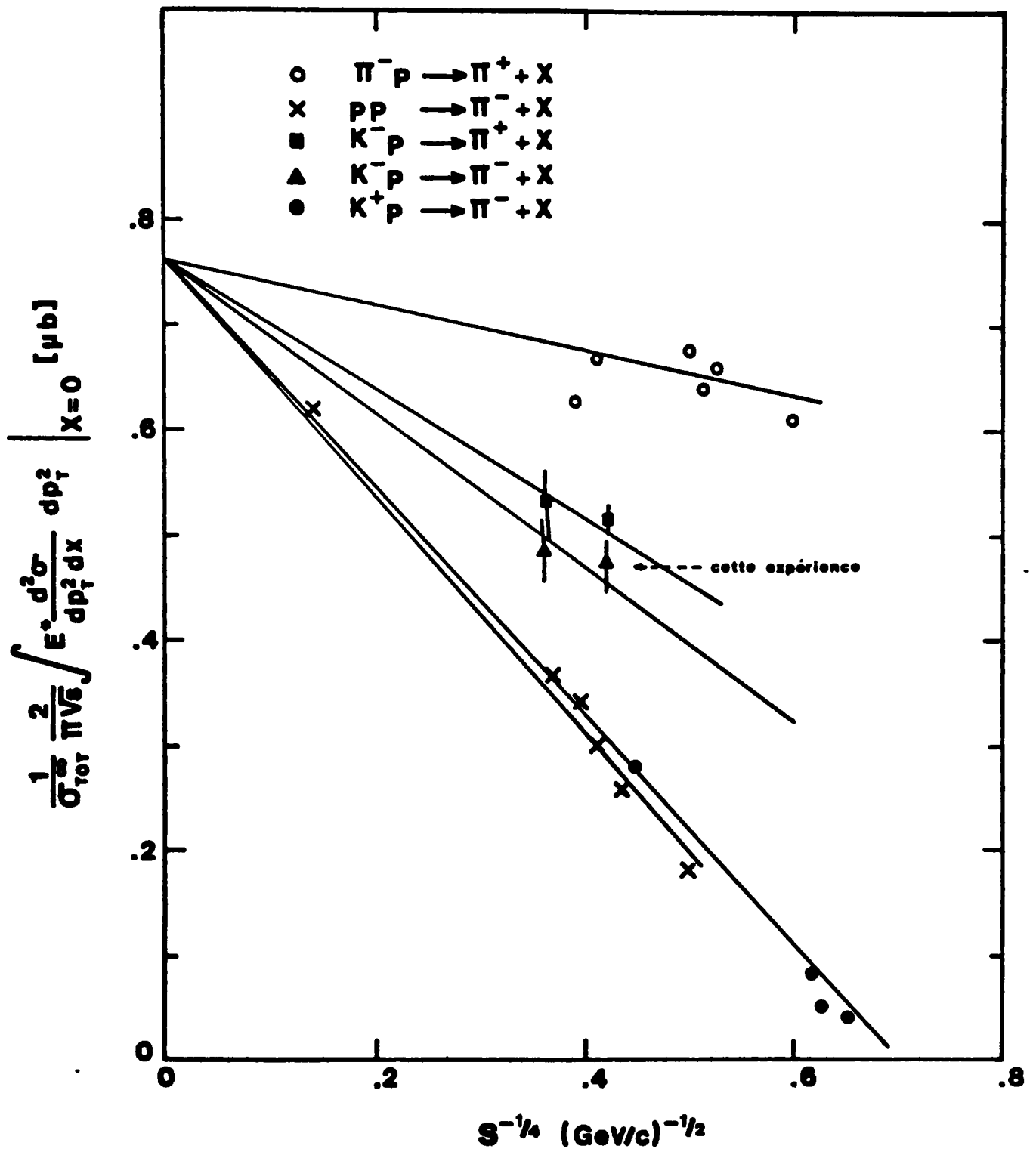


Fig.18