

Interner Bericht
DESY F1-72/3
Juni 1972

DESY F1-72/3
Juni 1972

Inklusive π^- , π^+ und p-Erzeugung in Proton-Proton-
Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Eingangsimpuls

von

Axel Brandt

Inklusive π^- , π^+ und p-Erzeugung in Proton-Proton-
Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Eingangsimpuls.

von

Axel Brandt

Die vorliegende Arbeit entstand als Diplomarbeit im Rahmen eines Experiments
der Bonn-Hamburg-München-Kollaboration am CERN-Protonen-Synchrotron in Genf.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
I. <u>Einleitung</u>	3
II. <u>Experimentelles Verfahren</u>	4
1. Auswertung	4
A) π^-	4
B) $\pi^+ - p$ (Trennungsverfahren)	5
2. Korrekturen	10
A) Topologieabhängige Gewichte	10
B) Mehrdeutigkeitengewicht α	12
III. <u>Inklusive Terminologie</u>	13
1. Variablen (-Eigenschaften)	13
2. Invariante Wirkungsquerschnitte	14
IV. <u>Experimentelle Untersuchungen</u>	17
1. Teilchenmultiplizitäten	17
2. s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte	23
A) Fragmentationsgebiet	23
a) Vorhersagen von Feynman und Yang	23
b) Untersuchungen	25
c) Vergleich mit anderen Experimenten	31
B) Zentralbereich (Pionisierungsgebiet)	34
C) Teilchen-Antiteilchen ($\pi^+ - \pi^-$) Vergleich	39
D) Abhängigkeit von den Quantenzahlen ($abc \rightarrow ab\bar{c}$)	42
3. Einfluß kinematischer Reflexionen aus Isobarzerfällen	44
4. Transversalimpulsverhalten	48
A) p_T^2 -Abhängigkeit	48
B) Korrelationen in p_T^2 und x bzw. y^*	49
C) Mittlere Transversalimpulse	51

	Seite
V. <u>Anhang</u>	54
1. Flußdiagramm	54
VI. <u>Literaturverzeichnis</u>	55
VII. <u>Abbildungsverzeichnis</u>	57
VIII. <u>Abbildungen</u>	

()

()

Zusammenfassung:

Die Untersuchung inklusiver π^- , π^+ und p-Erzeugung bei Proton-Proton-Wechselwirkungen in der CERN 2m-Wasserstoff-Blaskammer erfolgt mit etwa 130 000 (54 000) Ereignissen bei 12 GeV/c (24 GeV/c).

Es wird eine Methode zur Trennung nicht eindeutiger Teilchen-zu-Spur-Zuordnungen (Teilchenambiguitäten) angegeben und zur Herstellung der Einteilchen-Spektren benutzt.

Die mittlere Multiplizität geladener Teilchen im Energiebereich $E_{\text{Lab}} < 70$ GeV wird besser durch eine Potenzfunktion $a+b \cdot s^{1/3}$ als durch einen logarithmischen Ansatz beschrieben.

Untersuchungen der s-Abhängigkeit der inklusiven Spektren zeigen unterschiedliches Skalenverhalten im Schwerpunkt- und Laborsystem. "Feynman-Scaling" in der Schwerpunktvariablen x ist bei den π^+ teilweise recht gut, bei den π^- und p weniger gut erfüllt. Die Beschreibung im Laborsystem (nach Yangs "Hypothese des Grenzverhaltens der Fragmentierung") läßt einen annähernd energieunabhängigen invarianten Wirkungsquerschnitt der langsamen π^+ (π^-) für $p_L \leq 0.5$ (0.0) GeV/c erkennen. Bei den Protonen steigt er leicht mit der Energie an. - Ein Vergleich mit Speicherringdaten ($225 \text{ GeV} \leq E_{\text{Lab}} \leq 1500 \text{ GeV}$) in der x -Variablen zeigt bei den Pionen, daß der Anstieg im Wirkungsquerschnitt von 24 GeV zu 1500 GeV etwa ebenso groß ist wie der von 12 GeV zu 24 GeV. Die Protonenverteilung "scaled" bei nicht zu großen Transversalimpulsen ($p_T \leq 0.4 \text{ GeV/c}$) bereits ab 24 GeV/c.

Eine Untersuchung des CMS-Zentralgebietes ($x \sim 0$) zeigt die von feldtheoretischen Überlegungen und dem Multiperipheren Modell her erwartete Plateaubildung der Pionisations-Teilchen bei steigender Energie. Der Doppel-Pomeron-Austauschgraph im REGGE-Formalismus, der als eine mögliche Beschreibungsart für die Entstehung dieser "Zentralteilchen" angesehen wird, kann bei 24 GeV/c noch nicht als vorherrschend nachgewiesen werden.

Eine Quantenzahlenbetrachtung der hier untersuchten Reaktion $a+b \rightarrow c+X$ bzw. $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$ für die Systeme $ab\bar{c}$, ab , $a\bar{c}$ und $b\bar{c}$ läßt weitgehend energieunabhängige Wirkungsquerschnitte im Fragmentationsbereich des ruhenden Protons bei den Pionen erwarten in Übereinstimmung mit dem Experiment.

Einfache Rechnungen zur Kinematik des Isobarzerfalls zeigen die Lage der "Zerfallspionen" im CMS-Phasenraum. Diese Pionen liefern nur einen unwesentlichen Beitrag zum Zentralbereichs-Wirkungsquerschnitt der $\pi^+(\pi^-)$.

Das Transversalimpulsverhalten zeigt den bekannt steilen, exponentiellen Verlauf ($\sim \exp(-10p_T^2)$) für $p_T^2 \leq 0.3 \text{ GeV}^2/c^2$. Der invariante Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(d^3p/E) \equiv f(x, p_T^2)$ weist bei den π^+ lokale, relative Maxima auf, die auf Isobarzerfälle zurückgeführt werden. Die Anpassung einer Exponentialfunktion

$$f(x, p_T^2) = f(x, p_T^2 = 0) \exp(bp_T^2 + cp_T^4)$$

an die Meßwerte ist bei den π^+ deshalb erst ab $p_T^2 \geq 0.03 \text{ GeV}^2/c^2$ möglich.

Eine Produktzerlegung in der Form

$$f(x, p_T^2) = h(x) \cdot g(p_T^2)$$

kann nicht durchgeführt werden. Bei Verwendung der Variablen y^* zeigt die Funktion $F(p_T^2)$ dagegen über ein y^* -Intervall von $\Delta y \approx 2$ um $y^* = 0$ ein konstantes Verhalten.

Ein ähnlich flacher Verlauf wird bei der Darstellung des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ in y^* -Intervallen sichtbar, wenn man eine Phasenraumbeschränkung (z.B. $p_T < 0.6 \text{ GeV}/c$) einführt. In der Variablen x besitzt $\langle p_T \rangle$ ein ausgeprägtes Minimum bei $x = 0$ ("sea-gull"-Effekt). Bei den π^+ und π^- steigt $\langle p_T \rangle$ von 12 zu 24 GeV/c um etwa 6 % an, bei den Protonen bleibt diese Größe nahezu konstant.

I. Einleitung

Untersuchungen angeregter Teilchenzustände (Resonanzen), die in speziellen Reaktionskanälen beobachtet werden können, standen bis vor ungefähr 2 Jahren im Mittelpunkt experimentellen und theoretischen Interesses. Bei steigender Energie, die zahlenmäßiges Anwachsen der Reaktionskanäle und höhere Teilchenmultiplizitäten bedingt, gibt es zunehmende Schwierigkeiten bei der Klassifizierung auftretender Resonanzstrukturen. Diese Tatsache führte zu einer teilweisen Verlagerung experimentellen und theoretischen Interesses von "exklusiven Prozessen" (feste Teilchenanzahl im Endzustand) zu den sogenannten "inkluisiven Prozessen" wie $a+b \rightarrow c+X$. Dabei steht X für alle zusätzlich zu c erzeugten Teilchen. D.h. es werden alle Reaktionskanäle, die Teilchen c enthalten, aufsummiert, unabhängig von der Anzahl und der Art der miterzeugten Reaktionsprodukte.

Mit der Betrachtung solcher Einteilchenverteilungen erhofft man ein einfacheres Schema über die dynamischen Prozesse der hadronischen Wechselwirkung anfertigen zu können als es zur Zeit die exklusiven Prozesse erlauben. Das stellenweise Betreten "asymptotischen Bodens" ist einer der ersten Erfolge dieser "makroskopischen" [BER(1)71] Betrachtungsweise.

Im Rahmen der Bonn-Hamburg-München Kollaboration wurden in 5 Etappen bei CERN in der 2m-Wasserstoffblasenkammer 250 000 (214 000) Bilder hergestellt bei 12 und 24 GeV/c Eingangsimpuls der Protonen. Die damit zur Verfügung stehende hohe Statistik und die Verwendung von zwei verschiedenen Strahlenergien macht dieses Experiment besonders geeignet für inklusive Untersuchungen.

Da die Auswertung sämtlicher Bilder zum gegebenen Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen ist und somit noch eine erhebliche Verbesserung der Statistik eintritt, sollte diese Arbeit nur als ein Beginn inklusiver Untersuchungen dieser Kollaboration angesehen werden.

II. Experimentelles Vorgehen

1. Auswertung

Für die vorliegenden Untersuchungen werden verwendet:

130 233 Ereignisse bei 12 GeV/c
54 683 Ereignisse bei 24 GeV/c.

Diese Ereignisse besitzen jeweils mindestens eine markierte Hypothese, d.h. solche Massenzuordnungen, die kinematisch möglich sind und bei denen die gemessene Ionisation mit der vom Impuls her erwarteten verträglich ist. Eine Beschreibung der von jedem Ereignis durchlaufenen Blasenkammer-Auswertekette gibt die Diplomarbeit von J. Lowsky [LOW 71].

Zur Herstellung der π^- , π^+ und p-Spektren wurden die den Teilchen vom Geometrie-Programm (THRESH) jeweils zugeteilten Massenzahlen der akzeptierten Hypothesen bei allen positiven und negativen Spuren betrachtet. Dabei ergibt sich folgendes Bild:

A) π^-

Der Wirkungsquerschnitt für K^- , Σ^- oder \bar{p} ist bei Energien < 30 GeV sehr gering [ALL(1)70], so daß die Spuren negativer, nicht zerfallender Teilchen überwiegend vom π^- kommen. Innerhalb der Blasenkammer zerfallende Teilchen, die eindeutig als K^- , Σ^- identifiziert werden, finden keine Verwendung. Im Falle mehrerer Massenzuordnungen zu einer Spur würde diese als π^- akzeptiert, was jedoch nur in geringer Anzahl auftritt:

	12 GeV/c	24 GeV/c
eindeutige π^-	70 574	45 235
mehrdeutige π^-	453 (~0.6%)	763 (~1.7%)

B) π^+ /p-Trennung

Positive, zerfallende Spuren (K^+, Σ^+) werden weggelassen, alle anderen positiven Spuren können als π^+ oder p angesehen werden. Dabei treten in großer Zahl beide Massenzuordnungen zu derselben Spur auf wie folgende Zahlen beweisen:

	12 GeV/c	24 GeV/c
Eindeutige p	130 055	48 162
Eindeutige π^+	115 302	52 347
π^+ oder p	72 834	49 769

Unter Vernachlässigung der zerfallenden K^+, Σ^+ gibt es:

bei 12 GeV/c 328 191 positive Spuren
 bei 24 GeV/c 150 278

Davon sind nicht eindeutig:

bei 12 GeV/c 22.2 %
 bei 24 GeV/c 33.1 %

Teilt man die π^+ auf in im pp-Schwerpunktsystem nach vorne gehende ($\cos\theta^* > 0$) und rückwärts gehende ($\cos\theta^* < 0$), so ergibt sich:

	12 GeV/c	24 GeV/c	
Eindeutige π^+	44 913 (41 %)	16 300 (27.5 %)	$\cos\theta^* > 0$
π^+ oder p	64 640 (59 %)	43 056 (72.5 %)	
Eindeutige π^+	70 389 (89.6 %)	36 047 (84.3 %)	$\cos\theta^* < 0$
π^+ oder p	8 194 (10.4 %)	6 713 (15.7 %)	

Es ist ersichtlich, daß die vordere Hälfte des Schwerpunktsystems (CMS) wesentlich mehr Ambiguitäten aufweist als der rückwärtige Teil. Dieser Sachverhalt wird verständlich bei der Betrachtung der in Abbildung 1 dargestellten Impulsellipse der kinematisch möglichen π^\pm und p bei 12 GeV/c. Sie zeigt:

- 1) Kinematische Trennmöglichkeit der π^+ von den p im rückwärtigen Teil des CMS.
- 2) Mögliche Ionisationstrennung (überwiegend für $\cos\theta^* < 0$) bei Laborimpulsen $p_{\text{LAB}} \lesssim 1.5 \text{ GeV/c}$. Oberhalb dieses Impulses ionisieren π^+ und p den Wasserstoff innerhalb der Meßgenauigkeit minimal (Ionisation = 1), so daß keine Entscheidung zugunsten eines der beiden Teilchen getroffen werden kann. Unterhalb $p_{\text{LAB}} \lesssim 1.5 \text{ GeV/c}$ ist eine solche Entscheidung bei großem Polariswinkel ("Dip") (α (Spur, Ebene \perp Magnetfeld H)) der betrachteten Spur allerdings auch nicht immer möglich.

Unter Berücksichtigung dieser Auszeichnung (bezüglich der Trennmöglichkeiten) des rückwärtigen CMS-Raumes und der Symmetrie der Verteilungen bei pp-Wechselwirkungen wird das folgende Verfahren zur Trennung der nicht eindeutigen π^+ von den p angewendet:

Die Verteilung der positiven Teilchen im Laborsystem setzt sich zusammen aus (K^+ , Σ^+ , etc. vernachlässigt):

$$N_{\text{pos}} = P_{\text{tot}} + N_{\pi^+}$$

oder auch:

$$N_{\text{pos}} = P_{\text{tot}} + N_{\pi^+}^f + N_{\pi^+}^b$$

- Dabei ist:
- N_{pos} = Verteilung der positiven Teilchen im Laborsystem
 - $N_{\pi^+}^b$ = Verteilung der π^+ im Laborsystem, die im CMS rückwärts gehen
 - $N_{\pi^+}^f$ = Verteilung der π^+ im Laborsystem (im CMS vorwärts)
 - P_{tot} = Verteilung der Protonen im Laborsystem (ein- und mehrdeutige)

Falls die $N_{\pi^+}^b$ eindeutig bekannt sind, können die p- und π^+ -Verteilungen ermittelt werden:

$$N_{\pi^+} = N_{\pi^+}^b + \overline{N_{\pi^+}^b} \quad (\text{Symmetrie im pp-System!})$$

$$N_p = P_{\text{tot}} + N_{\pi^+}^f - N_{\pi^+}^b$$

wobei: $\overline{N}_{\pi^+}^b$ = Verteilung der π^+ im Laborsystem, die durch Spiegelung der $N_{\pi^+}^b$ im CMS berechnet wird.

Jedoch ist dieses Verfahren wegen zweideutiger $N_{\pi^+}^b$ nicht anwendbar, so daß es nötig ist folgende Unterscheidungen zu treffen:

- | | | |
|------------|------------------------------|-----------------------------------|
| 1) P | eindeutige Protonen | |
| 2) M_E^f | } eindeutige π^+ im CMS | } vorwärts ($\cos\theta^* > 0$) |
| 3) M_E^b | | |
| 4) M_Z^f | } zweideutige π^+ im CMS | } vorwärts ($\cos\theta^* > 0$) |
| 5) M_Z^b | | |

Die zweideutigen π^+ (im CMS rückwärts) M_Z^b haben eine Wahrscheinlichkeit α Pionen zu sein:

$$N_{\pi^+}^b = M_E^b + \alpha \cdot M_Z^b$$

$$N_{\pi^+}^f = \overline{(M_E^b + \alpha \cdot M_Z^b)} = \overline{M_E^b} + \alpha \cdot \overline{M_Z^b}$$

Die Wahrscheinlichkeit der M_Z^b Protonen zu sein ist dann $(1-\alpha)$.
Damit läßt sich die Protonenverteilung so darstellen:

$$N_p = P + \tilde{M}_E^f + \tilde{M}_Z^f + (1-\alpha) \tilde{M}_Z^b - \overline{(\tilde{M}_E^b + \alpha \cdot \tilde{M}_Z^b)} \quad (1.1)$$

Dabei bedeutet: $\tilde{M} = \pi^+$ mit zugeteilter Protonmasse ($m = m_p$) ()

Das im Anhang (V) dargestellte Flußdiagramm zeigt das Herstellungsverfahren für die Protonverteilung.

Bestimmung des Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α

Die Protonenverteilung (1.1) läßt sich folgendermaßen schreiben

$$N_p = P + \underbrace{\tilde{M}_E^f + \tilde{M}_Z^f - \tilde{M}_E^b}_X + (1-\alpha) \underbrace{\tilde{M}_Z^b}_Y - \alpha \cdot \underbrace{\tilde{M}_Z^b}_Z \quad (1.2)$$

Aus Symmetriegründen soll gelten (gleiche Anzahl Protonen im vorderen wie im rückwärtigen CMS-Raum):

$$N_p^f = N_p^b \quad (\text{im CMS}) \quad (1.3)$$

Mit: $X = X^f + X^b$, $Y = Y^f + Y^b$, $Z = Z^f + Z^b$ und Gleichung (1.2) kann man (1.3) so schreiben:

$$X^f + (1-\alpha) Y^f - \alpha \cdot Z^f = X^b + (1-\alpha) Y^b - \alpha \cdot Z^b$$

$$\text{oder: } X^f - X^b + Y^f - Y^b = \alpha (Y^f - Y^b + Z^f - Z^b)$$

α ergibt sich zu:

$$\alpha = \frac{X^f - X^b + Y^f - Y^b}{Y^f - Y^b + Z^f - Z^b} \quad (1.4)$$

$$X = P + \tilde{M}_E^f + \tilde{M}_Z^f - \overline{M}_E^b = X^f + X^b$$

$$\text{mit: } Y = \tilde{M}_Z^b = Y^f + Y^b$$

$$Z = \overline{M}_Z^b = Z^f + Z^b$$

Der Koeffizient α wird bestimmt für einzelne Transversalimpulsbereiche. Dabei wird Gleichung (1.3) für jeden Bereich angewendet und α nach (1.4) berechnet. Tabelle 1 gibt die p_T -Bereiche mit den α -Werten an.

TAB 1

Wahrscheinlichkeitskoeffizient α in Abhängigkeit vom Transversalimpuls

Energie [GeV]	p_T -Bereiche [GeV/c]						
	0.-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	1.0-1.5	über 1.5
12	-	-	0.52	0.41	0.35	0.29	0.29
24	-	-	0.55	0.52	0.35	0.43	0.43

Den für die beiden ersten p_T -Intervalle berechneten α -Werten kommt in diesem Verfahren keine Bedeutung zu, da in diesen Intervallen nur π^+ -p Mehrdeutigkeiten von 1-2 % aller π^+ auf-

treten, während der Fehler durch Mehrdeutigkeiten mit K^+ , Σ^+ auf etwa 5 % angenommen wird.

Die mit den Werten aus Tabelle 1 hergestellten Protonenverteilungen in der Feynman-Variablen x (s. III, 1) zeigen die Abbildungen 2a, b. Außerdem ist der statistische Fehler eingezeichnet, dessen Maximum im mittleren Teil den Hauptbereich der Addition und Subtraktion der mehrdeutigen π^+ anzeigt.

Die Abbildungen 2c-2f stellen die Protonenverteilungen für die einzelnen Transversalimpulsbereiche bei 12 GeV/c dar, für die der Wahrscheinlichkeitskoeffizient α bestimmt wurde, die Abbildungen 2i-2o die entsprechenden für 24 GeV/c. Die Addition und Subtraktion erfolgt überwiegend bei p_T -Werten oberhalb von 0.6 GeV/c, da ab diesen Transversalimpulsen eine Ionisations-trennung nach Abbildung 1 nicht mehr möglich ist. Der relative Anstieg von Mehrdeutigkeiten bei 24 GeV/c gegenüber 12 GeV/c ist gut zu erkennen.

Als Ergebnis dieses Abschnitts läßt sich feststellen:

Es werden nur positive Pionen aus der rückwärtigen Hälfte ($\cos\theta^* < 0$) des Schwerpunktsystems benutzt. Das gesamte π^+ -Spektrum erhält man durch Spiegelung im CMS und ist dort demzufolge immer symmetrisch. Dieses Verfahren liefert zwar eine vollständige π^+ -Verteilung, wovon aber nur eine Hälfte gemessene Größen repräsentiert, was einer Halbierung der π^+ -Statistik gleichbedeutend ist.

Das Protonenspektrum erhält man durch Addition und Subtraktion der ein- und zweideutigen positiven Pionen zu den eindeutigen Protonen nach obigem Verfahren. Dazu werden Gewichtskoeffizienten so bestimmt, daß für alle Transversalimpulse sich in der rückwärtigen Hälfte des Schwerpunktsystems genauso viele Protonen befinden wie in der vorderen Hälfte. Anders als bei den π^+ stehen nicht alle Protonen, die die Gesamtverteilung bilden, einzeln zur Verfügung (nur etwa 72 % (65 %) aller Protonen sind eindeutig), sondern nur als statistische Gesamtheit (volle Statistik!).

Es ist die, auch in Bereichen überwiegender Additionen und Subtraktionen, recht gute Symmetrie der Verteilungen hervorzuheben, was dem Verfahren keineswegs implizit zugrunde liegt (implizit: Zahlensymmetrie!).

Es wird darauf hingewiesen, daß die dem Verfahren zugrunde gelegte p_T -Abhängigkeit des Koeffizienten α seine Rechtfertigung nur durch das Ergebnis erhält.

Ausgehend von der Symmetrie der Protonverteilung im CMS läßt sich eine Abschätzung für den vorliegenden systematischen Fehler bei 12 und 24 GeV/c vornehmen. Für 12 GeV/c erhält man mittlere Abweichungen der Vorwärts-Rückwärts-Verteilungen (im CMS) von etwa $\pm 3\%$, der obere Wert liegt bei 5%. Die entsprechenden Größen bei 24 GeV/c betragen $\sim \pm 5\%$ bzw. etwa 10%. Die hier als obere Werte ermittelten Größen 5% bzw. 10% können bei Berücksichtigung aller möglichen systematischen Fehler (z.B. Fehler der Wasserstoffdichte in der Blaskammer, etc.) eher als untere Grenze angesehen werden. Wegen der wenig genauen Ermittlungsmethode ist diese aber nur als eine vorläufige, grobe Näherung zu betrachten.

2. Korrekturen

A) Topologieabhängige Gewichte

Bei der Verwendung von Spuren, die zu verschiedenen Topologien gehören (es werden 2- bis 10-Spur-Ereignisse bei beiden Energien verwendet) ist es notwendig deren jeweilige Zugehörigkeit zu der Topologie X zu berücksichtigen. Bei wachsender Spuranzahl/Ereignis fällt die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis die gesamte Auswertekette unbeanstandet durchläuft (z.B. fünffache Wahrscheinlichkeit eine unmeßbare Spur bei einem 10-Spur-Ereignis vorzufinden gegenüber einem 2-Spur-Ereignis). Zur Vermeidung systematischer Fehler werden durch Zuordnung von Gewichten zu jeder Spur die erforderlichen Korrekturen vorgenommen.

Zur Bestimmung dieser Gewichte wird der topologische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{top}}(X)$ und die Anzahl der zu dieser Topologie gehörenden Ereignisse $N(X)$ benötigt. Damit ergibt sich das Gewicht $W(X)$ zu:

$$W(X) = \frac{\sigma_{\text{top}}(X)}{N(X)} \quad (2.1)$$

$W(X)$ stellt dabei das μbarn -Äquivalent eines Ereignisses einer bestimmten Topologie dar (σ_{top} in μb). Bezieht man diese Gewichte $W(X)$ auf das μbarn -Äquivalent der 2-Spur-Ereignisse $W(2)$, so erhält man topologieabhängige Faktoren $F(X)$:

$$F(X) = \frac{W(X)}{W(2)}$$

Diese Größen $F(X)$ werden mit den nach dem Durchmustern der Filme ermittelten $\sigma_{\text{top}}(X)$ [BLO 71] und mit den jeweiligen Ereigniszahlen $N(X)$ bestimmt und sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die mit diesen Faktoren $F(X)$ multiplizierten gemessenen Ereigniszahlen einer Topologie X stellen die erwartete Anzahl für diese Topologie dar:

$$N_{\text{ERW}}(X) = F(X) \cdot N(X)$$

TAB 2

Faktoren F in Abhängigkeit von der Topologie X

Energie	2-Spur	4-Spur	6-Spur	8-Spur	10-Spur
12 GeV	1.0000	1.0056	1.0767	1.3718	2.5170
24 GeV	1.0000	1.0152	1.0774	1.2215	1.5215

Der Quotient aus $\sigma_{\text{top}}(X)$ und $N_{\text{ERW}}(X)$ liefert den bei den 2-Spur-Ereignissen benutzten, korrigierten Wirkungsquerschnitt/Ereignis, der für alle Topologien gleich ist, denn:

$$W(2) = \frac{\sigma_{\text{top}}(X)}{N_{\text{ERW}}(X)} = W$$

Folgende Werte ergeben sich:

12 GeV/c : 0.2875 $\mu\text{b}/\text{Ereignis}$
24 GeV/c : 0.6796 $\mu\text{b}/\text{Ereignis}$.

B) Mehrdeutigkeitengewicht α

Wie in II.1B beschrieben, wird in gegebenen Fällen (π^+ und p gleichzeitig als Spurzuordnungen) das π^+ bzw. p mit dem Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α bzw. $(1-\alpha)$ in Abhängigkeit vom Transversalimpuls bewichtet.

III. Inklusive Terminologie

Für die Beschreibung von Einteilchen-Spektren gibt es inzwischen eine Vielzahl von Variablen, die je nach Ziel der Untersuchung, Teilchensorte und Lorentzsystem unterschiedlich geeignet sind. In diesem Abschnitt sollen nur die hier verwendeten Größen, ihre Bedeutung für die verschiedenen Bereiche und die mit ihnen dargestellten (doppelt) differentiellen Wirkungsquerschnitte eingeführt werden.

1. Variablen (-Eigenschaften)

Die Variablen lassen sich einteilen in 3 Gruppen:

Energie-Variablen: $s, \sqrt{s}, p_{\max}, p_{\max}^*$

Transversale Variablen: $p_T, p_T^2, K=m^2+p_T^2$ (\sqrt{K} wird auch als longitudinale Masse bezeichnet)

Longitudinale Variablen: $p_L, p_L^*, x, x', y, y^*$

Unmarkierte Größen = Laborsystem

Mit * markierte Größen = pp-Schwerpunktsystem

s : Quadrat der Schwerpunktsenergie

$p_{\max}^{(*)}$: Maximaler Labor- bzw. Schwerpunktsimpuls

p_T : Impulskomponente transversal zur Strahlrichtung

$p_L^{(*)}$: Impulskomponente parallel zur Strahlrichtung

x, x' : Feynman-Variable

$$x = \frac{p_L^*}{\sqrt{s}/2} \quad (1.1), \quad x' = \frac{p_L^*}{p_{\max}^*} \quad \text{für } s \rightarrow \infty : x \sim x'$$

$y^{(*)}$: Rapidity

$$y^{(*)} = \tanh^{-1} \beta_L \quad \text{mit} \quad \beta_L = \frac{p_L^{(*)}}{E^{(*)}}$$

$$\text{oder: } y^{(*)} = \sinh^{-1} \frac{p_L^{(*)}}{\sqrt{K}} = \cosh^{-1} \frac{E^{(*)}}{\sqrt{K}} = \frac{1}{2} \ln \frac{E^{(*)} + p_L^{(*)}}{E^{(*)} - p_L^{(*)}} \quad (1.2)$$

Die am meisten verwendeten Größen im CMS sind x und y^* .

Die Feynman-Variable x ist wegen der Begrenzung ihres Zahlenwertes von -1 bis $+1$ unabhängig von der Energie \sqrt{s} eine vorteilhafte Schwerpunktsvariable, wobei der gesamte Longitudinal-Bereich erfaßt wird. Für $s \rightarrow \infty$ zieht sich der Bereich p_L^* auf den Punkt $x = 0$ zusammen.

Die Rapidität $y^{(*)}$ zeigt ein ganz unterschiedliches Verhalten wie ihre logarithmische Abhängigkeit (1.2) erkennen läßt. Veränderungen kleiner Longitudinalimpulse bei ebenfalls kleinen Transversalimpulsen bewirken große Zahlenwertschwankungen in $y^{(*)}$, was eine Verbreiterung des Zentralbereichs $x = 0$ zur Folge hat. Den Zusammenhang zwischen den Schwerpunktsvariablen p_L^* , x und y^* bei verschiedenen p_T -Werten des auslaufenden Pions zeigt Abbildung 3. Für $s \rightarrow \infty$ strebt das zentrale y^* -Gebiet sehr großen Werten zu. Eine weitere Eigenschaft der Rapidität ist ihr einfaches Verhalten bei longitudinalen Lorentz-Transformationen. Beim Wechsel des Initialsystems (z.B. Labor- \rightarrow Schwerpunktsystem) ändert sich y nur um einen konstanten Faktor

$$y = y^* + A \quad \text{wobei} \quad A = \frac{1}{2} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}$$

$\beta = \text{CMS-Geschwindigkeit}$

$y^{(*)}$ -Verteilungen haben also eine invariante (äußere) Gestalt bis auf Translation der $y^{(*)}$ -Koordinate.

2. Invariante Wirkungsquerschnitte

In seiner allgemeinen Form läßt sich der invariante, differentielle Einteilchen-Wirkungsquerschnitt darstellen als das Produkt aus dem lorentzinvarianten Phasenraumelement $d^3\vec{p}/E$ und einer Strukturfunktion $f(\vec{p}, s)$

$$(2.1) \quad \boxed{d^3\sigma = \frac{d^3\vec{p}}{E} \cdot f(\vec{p}, s)}$$

wobei $E = \text{Energie des auslaufenden Teilchens}$
 $\vec{p} = \text{Impulsvektor des Teilchens}$

Für Strahl- und Zielteilchen ohne Spin oder ohne Polarisation gilt:

$$f(\vec{p}, s) = f(p_L, p_T, s)$$

Die Strukturfunktion f trägt dabei die dynamische Information und beinhaltet gleichzeitig die Phasenraumbeschränkungen auf Grund von Energie-Impulserhaltung. Sie ist lorentzinvariant.

Beschreibt man den Impulsraum durch die Zylinderkoordinaten

$$p_L, p_T, \phi$$

so läßt sich darstellen:

$$d^3\vec{p} = p_T dp_T dp_L d\phi$$

Integriert über den Azimutwinkel ϕ und eingesetzt in Gl.(2.1) ergibt:

$$d^2\sigma = \frac{2\pi \cdot p_T}{E} \cdot dp_T dp_L \cdot f(p_L, p_T, s)$$

oder:

$$f(p_L, p_T, s) = \frac{E}{2\pi \cdot p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dp_L}$$

Benutzt man p_T^2 an Stelle von p_T , so erhält man mit $dp_T = \frac{1}{2p_T} dp_T^2$ den invarianten Wirkungsquerschnitt:

$$\boxed{f(p_L, p_T^2, s) = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dp_L}} \quad (2.2)$$

Unter Verwendung der Feynman-Variablen x

$$x = \frac{2p_L^*}{\sqrt{s}}$$

und der Ableitung $dx = \frac{2}{\sqrt{s}} dp_L^*$

$$\text{ist } d^3\vec{p} = \frac{1}{4} \sqrt{s} dp_T^2 dx d\phi$$

und Gl.(2.1) schreibt sich:

$$\boxed{f(x, p_T^2, s) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2}} \quad (2.3)$$

Entsprechend läßt sich mit der Definition von y nach Gl.(1.2) erhalten:

$$d^3\vec{p} = \frac{1}{2} E dp_T^2 dy d\phi$$

Der Phasenraumfaktor E verschwindet (1) beim Einsetzen in (2.1) und man erhält:

$$\boxed{f(y, p_T^2, s) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2}} \quad (2.4)$$

IV. Experimentelle Untersuchungen

1. Teilchenmultiplizitäten

Die mittlere Multiplizität des bei dem Prozess $a+b \rightarrow c+X$ entstehenden Teilchens c (es werden hier nur inelastische* Prozesse betrachtet) läßt sich einfach darstellen als der Quotient aus integriertem differentiellen Produktionswirkungsquerschnitt für c und σ_{inel}

$$\langle n_c \rangle(s) = \frac{\int f_c(\vec{p}, s) \frac{d^3 p}{E}}{\sigma_{inel}} \quad (1.1)$$

Oder unter Verwendung der Formel (2.3) aus Abschnitt III:

$$\langle n_c \rangle(s) = \frac{\int_{-1}^1 dx \int_0^\infty dp_T^2 \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{s}}{E^*} f_c(x, p_T^2, s)}{\sigma_{inel}} \quad (1.2)$$

Für das doppelte Integral im Zähler von Gl.(1.2) erhält man respektive für 12 und 24 GeV/c die in Tabelle 3 zusammengestellten Werte. Der Fehler setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Spurenanzahl und den Fehlern von σ_{tot} und σ_k (Wirkungsquerschnitt der elastischen 2-Spur-Ereignis Verluste).

TAB 3

Produktionswirkungsquerschnitte für π^\pm, p (in mb)

E [GeV]	π^+	π^-	p(inel.)
12	43.6 ± 0.2	21.3 ± 0.2	37.2 ± 0.4
24	57.6 ± 0.3	34.4 ± 0.3	37.4 ± 0.4

Bei Kenntnis der Werte von σ_{inel} für die beiden Energien (berechnet aus σ_{tot} und σ_{el} [BLO 71]):

* Zu den inelastischen Prozessen gehören (hier) alle außer den elastischen 2-Spur-Ereignissen.

$$12 \text{ GeV/c} : \sigma_{inel} = 29.3 \pm 0.5$$

$$24 \text{ GeV/c} : \sigma_{inel} = 30.1 \pm 0.5$$

läßt sich mit Gl.(1.2) die mittlere Multiplizität von Teilchen c (π^+ , π^- , p) angeben. Tabelle 4 zeigt das Ergebnis.

TAB 4

Mittlere Multiplizität der π^\pm, p

E [GeV]	$\langle n \rangle_{\pi^+}$	$\langle n \rangle_{\pi^-}$	$\langle n \rangle_p$
12	1.49 ± 0.03	0.73 ± 0.02	1.27 ± 0.03
24	1.92 ± 0.03	1.14 ± 0.02	1.24 ± 0.03

Damit erhält man als mittleren Anstieg bzw. Abfall f der Multiplizität nach

$$f = \frac{\langle n \rangle_{24}}{\langle n \rangle_{12}}$$

für π^+ : $f_{\pi^+} = 1.29 \pm 0.03$

π^- : $f_{\pi^-} = 1.56 \pm 0.05$

p : $f_p = 0.98 \pm 0.03$

Diese Größen lassen erkennen, daß die mittlere Multiplizität der π^- ungefähr 1.2 mal so schnell steigt wie die der π^+ bei einer Verdoppelung der Laborenergie (die Schwerpunktsenergie steigt um einen Faktor ~ 1.4). Das läßt hier schon den Schluß zu, daß die π^- erst bei höheren Energien eine Grenzwertfunktion erreichen als die π^+ . Die größere relative Multiplizitätszunahme der π^- gegenüber der der π^+ wird im folgenden Abschnitt (IV,2A,b) mit einer Plausibilitätsbetrachtung bestätigt. Ebenso wird das langsamere asymptotische Grenzwertverhalten der π^- graphisch sichtbar.

Aus der Ladungserhaltung läßt sich für pp-Reaktionen die einfache Relation angeben:

$$\langle n \rangle_+ = \langle n \rangle_- + 2 \quad (1.3)$$

wobei

$$\langle n \rangle_+ \approx \langle n \rangle_p + \langle n \rangle_{\pi^+}$$

$$\langle n \rangle_- \approx \langle n \rangle_{\pi^-}$$

Mit den Werten aus Tabelle 4 und Relation (1.3) ergibt sich:

	$\langle n \rangle_+$	$\langle n \rangle_- + 2$
für 12 GeV/c	2.76 ± 0.04	2.73 ± 0.02
für 24 GeV/c	3.16 ± 0.04	3.14 ± 0.02

Gute Verträglichkeit innerhalb der Fehler bestätigt die Werte in Tabelle 4.

Für die mittlere Multiplizität aller geladenen Teilchen erhält man

$$12 \text{ GeV/c} : \quad \langle n \rangle_{\text{ch}} = 3.49 \pm 0.05$$

$$24 \text{ GeV/c} : \quad \langle n \rangle_{\text{ch}} = 4.30 \pm 0.05$$

Nach Feynman [FEY 69] läßt sich ein Zusammenhang zwischen dem asymptotischen Verhalten der Strukturfunktion $f_c(\vec{p}, s)$ des betrachteten Teilchens c und seiner Multiplizität $\langle n \rangle_c$ herstellen:

$$\langle n \rangle_c = A_c \cdot \ln(s/m_c^2) + B_c \quad (1.4)$$

$$\text{wobei [HOV 71]:} \quad A_c = \frac{\pi}{\sigma_{\text{inel}}} \int f_c(x=0, p_T^2) dp_T^2 \quad (1.4a)$$

$$B_c = \frac{\pi}{\sigma_{\text{inel}}} \int \frac{1}{x} [f_c(x, p_T^2) - f_c(0, p_T^2)] dx dp_T^2$$

$$- \frac{\pi}{\sigma_{\text{inel}}} \int f_c(0, p_T^2) \ln(1 + p_T^2/m_c^2) dp_T^2$$

Mit dem Abb. 6b entnommenen Wert für das Integral in Gl.(1.4a) ergibt sich A_c , dessen Anwachsen mit der Energie eine noch nicht asymptotische Strukturfunktion f andeutet:

$$12 \text{ GeV/c} : A_c = 0.32 \pm 0.01$$

$$24 \text{ GeV/c} : A_c = 0.43 \pm 0.01$$

In der Abbildung 4b werden auf der Abszisse in logarithmischer Skala $(E_{\text{Lab}}/M_p)^+$ aufgetragen, auf der linken Ordinate $\langle n \rangle_{\text{ch}}$ und auf der rechten $\langle n \rangle_{\pi^-}$, deren Zusammenhang durch Gleichung (1.3) gegeben ist. Die hier berechneten $\langle n \rangle_{\text{ch}}$ -Werte und die Steigungen A_c liefern die punktartigen Linien. Zum Vergleich ist gestrichelt die von Boggild et al. [BOG 71] für 19 GeV/c pp-Reaktionen berechnete Kurve eingezeichnet. Die hier erhaltene Gerade für 24 GeV/c und die 19 GeV/c-Linie beschreiben recht gut die Meßwerte von Jones et al. [JON 70], die mit kosmischer Strahlung gewonnen wurden. Mehr als 7 Standardabweichungen oberhalb dieser Geraden liegt ein Meßwert neueren Datums einer UdSSR-Polen Kollaboration [ANT 71] bei 67 GeV/c, der jedoch nur 800 Ereignissen entstammt. 1 Standardabweichung oberhalb dieser beiden Geraden liegt ein vorläufiger Wert der UdSSR-Frankreich Kollaboration (Mirabelle) für pp-Reaktionen bei 69 GeV/c. Dieser Meßwert liegt auf der durchgezogenen Geraden, die eine lineare Interpolation der 12 und 24 GeV/c Meßpunkte darstellt und die Form

$$\langle n \rangle_{\pi^-} = 0.63 \ln\left(\frac{E_{\text{Lab}}}{m_p}\right) - 0.72$$

$$\text{bzw. } \langle n \rangle_{\text{ch}} = 1.15 \ln\left(\frac{E_{\text{Lab}}}{m_p}\right) + 0.60 \quad (1.5)$$

hat. Diese Gerade gibt Meßwerte im Energiebereich $(10 \text{ GeV} < E_{\text{Lab}} \leq 70 \text{ GeV})$ gut, Punkte höherer (Echo Lake Daten) und niedrigerer Energien $E_{\text{Lab}} < 10 \text{ GeV}$ (aus [MIC 71]) jedoch

⁺ hier: E_{Lab} = Energie des einlaufenden Protons. Zusammenhang zwischen s und $\frac{E_{\text{Lab}}}{m_p}$: $\frac{E_{\text{Lab}}}{m_p} = \frac{1}{2m_p^2} s - 2$

unzureichend bzw. überhaupt nicht wieder. Allerdings sind die Meßwerte hoher Energien wenig zuverlässig. Nach Bali et al. [BAL 70] sind Änderungen der Echo Lake Daten (Jones et al.) um einen Faktor 2 möglich.

Abbildung 4b läßt vermuten, daß es wenig erfolgreich ist einen logarithmischen Ansatz

$$\langle n \rangle_{ch} \sim \log s$$

für den gesamten Energiebereich vorzunehmen. Zu demselben Resultat führen Überlegungen, denen die Begrenzung des mittleren Transversalimpulses auch bei $s \rightarrow \infty$ auf Werte von

$$\langle p_T \rangle \sim 0.4 - 0.5 \text{ GeV}/c$$

zugrunde liegen. Bei kleinen Energien ($\langle |\vec{p}_c| \rangle \approx \langle p_T^c \rangle$) läßt sich der Impulsraum wie ein 3-dimensionales Gas beschreiben. Satz [SAT 65] erhält in der idealen Gas-Näherung:

$$\langle n \rangle \sim s^{1/3} \quad (1.6)$$

Bei hohen Energien $s \rightarrow \infty$ gilt dagegen:

$$\langle \vec{p}_c \rangle \gg \langle p_T^c \rangle$$

Der zylinderförmige Impulsraum läßt sich analog durch ein 1-dimensionales relativistisches Gas annähern, in dem die Beziehung [KRZ 64] gilt:

$$\langle n \rangle \sim \log s \quad (1.7)$$

Berger und Krzywicki [BER 71(2)] erwarten die Gültigkeit von (1.7) erst bei Speicherringenergien ($p_{Lab} > 500 \text{ GeV}/c$), während für $p_{Lab} \lesssim 100 \text{ GeV}/c$ die Beziehung (1.6) die experimentellen Daten besser beschreiben sollte.

In Abbildung 4a ist eine solche $s^{1/3}$ -Anpassung aufgetragen. Die Funktion

$$\langle n \rangle_{ch} = 0.15 s^{1/3} + 0.1 \quad (1.8)$$

beschreibt die Meßwerte für $p_{Lab} \lesssim 70 \text{ GeV}/c$ recht gut, wobei

ein miteingezeichneter Echo Lake Meßpunkt auch durch eine Potenzfunktion (1.8) nicht wiedergegeben werden kann.

Gleichung (1.8) stellt sicherlich eine bessere Anpassung dar als die logarithmische Form (1.5) (speziell für die Werte bei kleineren Energien $E_{\text{Lab}} < 10 \text{ GeV}$), womit die Aussage von Berger und Krzywicki bestätigt wird.

2. s-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

A) Im Fragmentierungsgebiet

a) Vorhersagen von Feynman und Yang

Vor etwa 10 Jahren machten Amati et al. [AMA 62] mit dem Multiperipheren Modell (MPM) Aussagen über das Energieverhalten von Einteilchenverteilungen, in denen sie für $s \rightarrow \infty$ endliche Wirkungsquerschnitte erwarteten. Feynman [FEY 69] kam vor ungefähr 3 Jahren auf Grund neuer Annahmen über hochenergetische Hadronenwechselwirkungen (\rightarrow Parton Modell) zu demselben Ergebnis, womit er das Interesse an inklusiven Reaktionen erweckte.

Mit der von ihm eingeführten Variablen x (s.III,1.1) ist seine Aussage im CMS:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f(x, p_T^2, s) \rightarrow F(x, p_T^2) > 0 \quad (2.1)$$

Die lorentzinvariante Strukturfunktion f geht mit wachsender Energie asymptotisch gegen eine energieunabhängige Funktion $F(x, p_T^2)$, die endlich und größer Null ist ("Feynman-Scaling"). Beziehung (2.1) ist gültig für alle Werte von x (für $|x| = 1$ kann (2.1) 0 sein) und p_T^2

$$1 < x < -1, \quad 0 \leq p_T^2 < \infty$$

Über die Konvergenzrate von f als Funktion von s werden keine

exakten Vorhersagen gemacht, die Gültigkeit für die in Abbildung 5 gezeigten 3 asymptotischen Gebiete des Phasenraums besitzen.

Yang et al. [BEN 65] machten eine entsprechende Aussage über das Energieverhalten der Produktionswirkungsquerschnitte von inklusiven Teilchen. Sie lautet:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} g(\vec{p}, s) \rightarrow G_{b(a)}(\vec{p}) > 0 \quad (2.2)$$

wobei: b : Ruhesystem des Zielteilchens (Laborsystem)
 a : Ruhesystem des Projektils
 \vec{p} : endlicher Impuls im Laborsystem (Projektilsystem)

Der formale Unterschied zwischen (2.1) und (2.2) liegt in der Wahl des Bezugssystems, der physikalische im Punkt $x = 0$.
Denn für $s \rightarrow \infty$ gilt:

Im CMS : $x = 0$ definiert
Im Labor(Projektil)-System: $\vec{p}_{b(a)} \approx \frac{\sqrt{s}}{2} \rightarrow \infty$

Die Aussage von Yang et al. heißt "Hypothese des Grenzverhaltens der Fragmentierung" (HLF) und basiert auf folgenden Annahmen:

Ein Hadron stellt ein räumlich ausgedehntes Objekt dar. Nach dem Zusammenstoß zweier solcher Hadronen lassen sich zwei Teilchengruppen (Zielteilchen-("target") und Projektilgruppe) unterscheiden, die die Fragmente der beiden wechselwirkenden Hadronen darstellen.

HLF sagt dann z.B. für das Ruhesystem des Zielteilchens b aus, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_b$ ein gegebenes Zielteilchenfragment im Volumenelement $d^3\vec{p}$ (um gegebene p_L, p_T -Werte) zu finden bei hohen Energien unabhängig von s wird. Die entsprechende Aussage gilt für die Fragmente des Projektils a in dessen Ruhesystem. - Die Aussagen von Feynman und Yang sind asymptotisch äquivalent ($x \neq 0!$)

b) Untersuchungen

Es sollen zuerst Schwerpunktsverteilungen in x betrachtet werden, wobei das Gebiet um $x = 0$, das sogenannte Zentral- oder Pionisierungsgebiet in Abschnitt B näher untersucht wird.

Integriert man den invarianten Wirkungsquerschnitt

$$f(x, p_T^2, s) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (2.2)$$

über p_T^2 , so erhält man den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$g(x, s) = \int_0^\infty \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T^2 \quad (2.3)$$

Die Bedeutung des Faktors E^* liegt darin, daß er triviale kinematische und Lorentz-System abhängige Strukturen in der Verteilung verhindert und damit dynamische Effekte zu erkennen ermöglicht.

Die Funktion $g(x, s)$ ist in Abbildung 6a-d für π^+, π^-, p dargestellt. Sie läßt folgendes erkennen:

Die π^+ zeigen im gesamten $|x| > 0$ Bereich Abweichungen im Wirkungsquerschnitt von 5 - 15 %. Von 12 auf 24 GeV/c erfolgt bei annähernd gleicher äußerer Gestalt eine Zunahme im Wirkungsquerschnitt, dessen relativer Anstieg für $|x| \leq 0.2$ leicht zunimmt.

Die π^- weisen dasselbe Verhalten im Fragmentationsbereich ($|x| > 0$) auf, jedoch mit etwa 20 - 30 % Zunahme im Wirkungsquerschnitt mit steigender Energie.

Bei den Protonen fällt der Wirkungsquerschnitt zwischen 12 und 24 GeV/c (Abbildung 6c) um etwa 20 - 30 %. Betrachtet man Abbildung 6d, die den ungewichteten Wirkungsquerschnitt

$d\sigma/dx$ zeigt, kann eine deutliche Annäherung, teilweise Überlagerung der beiden Verteilungen wahrgenommen werden. Dieses Verhalten erklärt sich mit dem hier nicht vorhandenen Faktor $1/\sqrt{s}$, der die Differenz der 12- und 24 GeV/c-Kurve in Abbildung 6c bewirkt, da die Multiplizität der Protonen bei steigender Energie konstant bleibt (s.IV,1) und damit $d\sigma/dx$, der Faktor $1/\sqrt{s}$ aber von 12 auf 24 GeV/c um ungefähr 30 % abfällt.

Bei den Pion-Verteilungen werden die Abweichungen im Wirkungsquerschnitt etwas größer zu kleineren $|x|$ -Werten hin. Das kann als eine Folge der mit der Energie wachsenden Wirkungsquerschnitte für Ereignisse mit hoher Spuranzahl (s.z.B. [SMI 71]) interpretiert werden, bei denen im Mittel die Teilchen ein kleines $|x|$ besitzen und damit für solche x -Werte ein stärkerer Anstieg im Wirkungsquerschnitt erfolgt. Der $|x| = 0$ Bereich ist bei dieser Betrachtung ausgeschlossen.

Die Protonen-Verteilung zeigt einen relativ flachen Verlauf mit einem durch den Phasenraumfaktor E^* verstärkten Minimum in Abbildung 6c. Von $x = 0$ zu $x = 0.7$ beträgt das Verhältnis im Wirkungsquerschnitt bei den Pionen etwa einen Faktor 60, bei den Protonen dagegen nur Faktor 2. Dieser flache Kurvenverlauf bei den Protonen wird von Hwa und Lam [HWA 71] mit dem diffraktiven Modell gedeutet, bei dem die Vielteilchenproduktionsamplitude durch den Austausch eines Pomerons zwischen zwei im CMS nach vorne bzw. hinten gehende Teilchengruppen beschrieben wird.

Zur Untersuchung der Transversalimpulsabhängigkeit des "Scaling"-Verhaltens im Fragmentationsgebiet wird der doppelt differentielle, invariante Wirkungsquerschnitt

$$f(x, p_T^2, s) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (2.4)$$

für fünf Transversalimpulsbereiche betrachtet. Die Abbildungen 7a,c,e zeigen die Gestalt und absolute Größe von (2.4)

für π^+ , π^- und p. In Abbildung 7d ist außerdem noch der ungewichtete, nicht-invariante Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ für die Protonen aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen die jeweiligen 12 GeV/c-Kurven dar, während für 24 GeV/c die Meßwerte mit ihren Fehlern aufgezeichnet sind.

Es ist ein unterschiedliches Skalenverhalten für die drei betrachteten Teilchen festzustellen, was hier quantitativ näher untersucht werden soll.

Die mittlere Abweichung des 24 GeV/c- vom 12 GeV/c-Wirkungsquerschnitts wird prozentual berechnet und die Prozentzahl als ein Maß für die Energieunabhängigkeit angesehen. Die Abweichungen (in Prozent) werden dabei entweder positiv oder negativ gerechnet, je nachdem die 24 GeV/c-Kurve oberhalb oder unterhalb der 12 GeV/c-Kurve liegt. Bei hohen $|x|$ ($|x| > 0.6$) liegende Werte werden weggelassen, da die Fehler dort sehr groß sind. Betrachtet man nur die Abweichung im Fragmentationsgebiet ($|x| \geq 0.1$), so ist eine merkbare Annäherung beider Kurven nur beim π^- festzustellen (Werte in Klammern). Die Protonenwerte bleiben unverändert.

TAB 5

Abweichung vom energieunabhängigen Verhalten in Prozent

p_T -Bereiche [GeV/c]

	0,-0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0
π^+	2 [1]±4	12 [11]±2	10 [10]±2	19 [19]±4	15 [17]±6
π^-	15 [9]±3	19 [15]±3	32 [25]±4	52 [51]±4	71 [75]±6
p	-23 ± 5	-30 ± 3	-25 ± 3	-29 ± 6	-12 ± 4

Die auffallende Diskrepanz im "Scaling"-Verhalten von π^+ und π^- kann in ihrer Tendenz mit einer Plausibilitätsbetrachtung verständlich gemacht werden:

Bei Erhöhung der Energie von 12 GeV/c auf 24 GeV/c wächst der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit vielen Spuren an, womit die mittlere Multiplizität der Pionen ansteigt. Die relative Zunahme des π^- -Wirkungsquerschnitts ist dabei größer als die der π^+ , denn wegen Ladungserhaltung muß gelten (s. Kapitel IV, 1):

$$\langle n \rangle_+ = \langle n \rangle_- + 2$$

oder

$$\frac{\langle n \rangle_+}{\langle n \rangle_-} = \frac{2}{\langle n \rangle_-} + 1$$

Für $s \rightarrow \infty$ nimmt $\langle n \rangle_-$ große Werte an, so daß der erste Ausdruck rechts $2/\langle n \rangle_-$ gegenüber 1 vernachlässigbar klein wird.

$$\langle n \rangle_+^\infty \approx \langle n \rangle_-^\infty \quad \text{für } s \rightarrow \infty$$

Die relative Zunahme der negativen Teilchen (überwiegend π^-) muß demnach stärker als die der positiven Teilchen sein, was bedeutet, daß Energieunabhängigkeit bei π^- erst bei höheren Energien zu erwarten ist.

Tabelle 5 zeigt weiterhin keine eindeutige Transversalimpulsabhängigkeit der Prozentzahlen für das π^+ und Proton, jedoch eine mit p_T steigende Abweichung für die π^- . Das heißt, daß von 12 zu 24 GeV/c die steigende Multiplizität des π^- hauptsächlich von Teilchen mit mittleren und höheren Transversalimpulsen herrührt, während die Zunahme der π^+ von 12 zu 24 GeV/c in allen Transversalimpulsbereichen etwa gleichmäßig erfolgt.

Zu bemerken ist, daß die prozentuale Abweichung der Wirkungsquerschnitte der π^+ im p_T -Bereich von 0. - 0.2 innerhalb des Fehlers mit Null verträglich ist, d.h. im Mittel ist "Scaling" hier erreicht.

Bei den Protonen ist eine überwiegend konstante Abnahme des invarianten Wirkungsquerschnitts $(2E^*/\pi\sqrt{s}) d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ sichtbar. Der Zusammenhang dieser Abnahme mit der Protonenmultiplizi-

tät wurde schon bei der Betrachtung des einfach differentiellen Wirkungsquerschnitts (2.3) aufgezeigt. Bemerkenswert ist, daß das Absinken der Wirkungsquerschnitte in Tabelle 5 um etwa 25 - 30 % ($p_T < 0.8$) dem Abfall von ungefähr 30 % des Faktors $1/\sqrt{s}$ entspricht. Das bedeutet für den Faktor E^* im Mittel nur eine geringfügige Zunahme bei Verdoppelung der Laborenergie. Die ebenfalls in Abbildung 7d gezeigten ungewichteten Wirkungsquerschnitte zeigen dagegen bei beiden Energien recht gute Übereinstimmung. Die diesem Abschnitt folgenden Vergleiche mit Speicherringdaten lassen jedoch "Scaling" der Protonenverteilung im invarianten Wirkungsquerschnitt erkennen, was eine oberhalb von 24 GeV/c ansteigende Multiplizität der Protonen bedingt (z.B. durch Proton-Antiproton Erzeugung möglich).

Zur allgemeinen Gestalt der Kurven ist festzustellen, daß die π^+ -Verteilungen mehr Struktur aufweisen als die π^- -Verteilungen. Es kann angenommen werden, daß diese Strukturierung zum großen Teil auf Isobarzerfälle zurückführbar ist, worauf in Teil 3 näher eingegangen wird. Einen wesentlichen Beitrag dazu liefern die inelastischen 2-Spur-Ereignisse, bei denen π^+ aus Δ^{++} - und N^* -Resonanzen kommen, jedoch keine π^- . - Im $x \sim 0$ Bereich ist bei allen π^- -Verteilungen ein flacher Kurvenverlauf sichtbar. Dagegen scheint die 12 GeV/c π^+ -Kurve ($0. < p_T < 0.2$) bei $x = 0$ eine Spitze zu besitzen. Eine solche Diskontinuität ist nicht zu erwarten und auch nicht vorhanden wie Abbildung 7b (in 7a) zeigt. Es wird in ihr eine Unterteilung der x-Skala in 0.002 Intervalle vorgenommen bis zu $x = 0.01$. Diese äußerst kleine Intervallbreite ist noch gerechtfertigt, wenn man von einer Longitudinalimpulsauflösung im Laborsystem von 2 % ausgeht. Man kann das einem x-Intervall von 0.002 entsprechende p_{Lab} -Intervall berechnen: ~ 15 MeV/c im $x < 0.01$ Bereich. Der zu $x = 0.01$ und $p_T = 0.2$ gehörende maximale Laborlongitudinalimpuls beträgt bei 12 GeV/c für ein Pion $p_{\text{max}} \approx 650$ MeV/c. Mit der Auflösung von 2 % erhält man 13 MeV/c, also unterhalb der Intervallbreite.

Trotz dieser kleinen x -Intervalle ist der Fehler der Meßpunkte sehr gering wegen der hohen Statistik, womit nur eine horizontal verlaufende Kurve bis $x \approx 0.025$ die Werte gut beschreibt.

Zur Untersuchung der Hypothese von Yang et al. soll hier die Fragmentierung des Zielteilchens (p) im Laborsystem betrachtet werden. Da in dem zur Verfügung stehenden Energiebereich keine eindeutige Zuordnung der Pionen im CMS in Fragmente der Projektil- oder Zielteilchengruppe vorgenommen werden kann, ist es nötig sich auf langsame Pionen im Laborsystem $\vec{p}_L^{\text{Lab}} \lesssim 0.4 \text{ GeV/c}$ zu beschränken, um eine Vermischung mit Projektilfragmenten zu vermeiden (s. Abb.1).

In Abbildung 8a wird der lorentzinvariante, zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt (s. III,2.2)

$$f(p_L, p_T^2, s) = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_L dp_T^2}$$

mit: p_L = Laborlongitudinalimpuls

für π^+ und π^- bei beiden Energien gezeigt. Die Punkte stellen mit der in IV,4A beschriebenen Funktion nach $p_T^2 = 0$ extrapolierte Werte dar.

Es ist die sehr gute Übereinstimmung der π^+ -Wirkungsquerschnitte über den gesamten dargestellten p_L -Bereich (-0.35 GeV/c bis 0.45 GeV/c) hervorzuheben. Abweichungen erfolgen nur bei größeren, negativen p_L -Werten, die aber innerhalb ihrer Fehler miteinander verträglich sind.

Die π^- zeigen eine ähnlich gute Übereinstimmung bis zu $p_L \approx 0.2 \text{ GeV/c}$. Bei größeren p_L -Werten liegt der 24 GeV/c-Wirkungsquerschnitt 20 - 25 % über den entsprechenden 12 GeV/c-Werten.

In Abbildung 8b sind die Wirkungsquerschnitte der inelastischen, im Laborsystem langsamen Protonen aufgetragen. Sie zeigen einen flachen, leicht energieabhängigen Verlauf. Die 24 GeV/c-Werte liegen überwiegend um 10 - 50 % höher, jedoch sind sie innerhalb

ihrer Fehler größtenteils mit den 12 GeV/c-Größen verträglich. Trotz nicht-exotischer Quantenzahlen des $abc\bar{s}$ -Systems* ist auch hier schon keine wesentliche s-Abhängigkeit mehr zu erkennen. Das hier zu beobachtende inverse Verhalten (steigender invarianter Wirkungsquerschnitt gegenüber einem Absinken desselben im CMS) der Meßgrößen ist auf den hier fehlenden Faktor $1/\sqrt{s}$ im invarianten Wirkungsquerschnitt zurückzuführen.

Für die π^+ wird der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $(E/\pi)d^2\sigma/(dp_L dp_T^2)$ für fünf Transversalimpulsbereiche aufgetragen in Abbildung 8c. Auch hier zeigt sich, daß die Kurven in Gestalt und absoluter Höhe gut übereinstimmen in den verschiedenen p_T -Gebieten.

c) Vergleich mit anderen Experimenten

Eine vergleichende Betrachtung dieser Daten mit Daten aus anderen Experimenten wird in einem Energiebereich von etwa 1500 GeV Laborenergie durchgeführt.

Im Bereich herkömmlicher Synchrotron-Energien $E < 30$ GeV liegen Zählerdaten neueren Datums von Allaby et al. [ALL 71] bei 14 und 24 GeV/c vor. Die damit hergestellten Protonenverteilungen in Form des invarianten Wirkungsquerschnitts

$$\rho = \frac{2}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{E^*}{\pi p_{\text{max}}^*} \frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dx}$$

sollen mit den hier gemessenen Werten für 12 und 24 GeV/c verglichen werden. In Abbildung 9 sind die von Allaby erhaltenen Kurven und die in diesem Experiment mit der in IV,4A beschriebenen Exponentialfunktion nach $p_T^2 = 0$ extrapolierten Größen eingetragen. Die Übereinstimmung dieser Werte mit den Zählerdaten ist für $x > 0.5 - 0.6$ als befriedigend anzusehen, bei kleinen x treten jedoch Abweichungen bis zu 20 % auf. Als Erklärung dafür kann zum einen der systematische Fehler der

* s. Abschnitt IV,2D

Zählerdaten von 10 - 15 %, zum anderen der von Allaby benutzte Steigungsparameter $b = 9$ für die mit

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (p_T) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (p_T = 0) e^{-bp_T^2}$$

durchgeführte Extrapolation nach $p_T^2 = 0$ angesehen werden. Dieser Parameter liegt in diesem Experiment bei 4 - 6 für $0.2 \leq x \leq 0.5$. Bei beiden Experimenten ist jedoch recht gutes Skalen-Verhalten im Fragmentationsbereich ($0.2 < x < 0.4$) des Protons, davon abweichendes Verhalten im Bereich kleiner Inelastizitäten ($x \geq 0.6$) zu beobachten.

Die folgenden Abbildungen 10a,b,c zeigen die Wirkungsquerschnitte der π^+ , π^- und Protonen im Vergleich mit den entsprechenden Größen bei vier (bzw. drei) verschiedenen Speicherringenergien ($225 \text{ GeV} \leq E_{\text{Lab}} \leq 1500 \text{ GeV}$). Die breiten Linien geben den jeweiligen Fehlerbereich der mit der Exponentialfunktion (IV,4A) zu festen p_T^2 interpolierten Werte an.

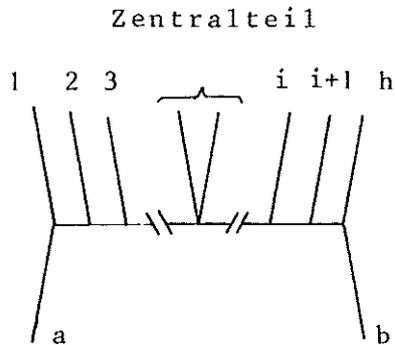
Es ist zu sehen:

- Die π^- zeigen bei kleinen p_T und kleinen x vergleichbare Abweichungen der 24 GeV/c-Kurve zu Speicherringmeßpunkten wie die der 12 GeV/c zur 24 GeV/c-Kurve. Bei mittleren und größeren p_T -Werten liegt die 24 GeV/c-Kurve innerhalb der Fehler der Speicherringdaten, während die 12 GeV/c-Kurve bis zu 50 % tiefer ($p_T^2 = 0.64$) liegt.
- Die π^+ (24 GeV/c) "scalen" auch bei kleinen p_T -Größen, außer bei $x \leq 0.1$, recht gut. Bei größeren Transversalimpulsen ist innerhalb der noch recht großen Fehlerbalken der $E_{\text{Lab}} > 500 \text{ GeV}$ Daten kaum noch energieabhängiges Verhalten sichtbar (ab 24 GeV/c).
- Der Wirkungsquerschnitt der Protonen bei 24 GeV/c weicht nur für $p_T = 0.8$ und $x \leq 0.2$ von den ISR-Werten merklich ab.

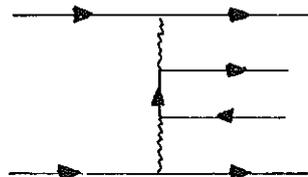
Damit ist es wohl als richtig anzusehen, daß oberhalb von ~30 GeV/c, außer bei sehr kleinen x , wofür zu diesem Zeitpunkt noch keine ISR-Daten publiziert sind, wenig s -abhängiges Verhalten für inklusiv erzeugte π^- , π^+ und p bei pp -Wechselwirkungen zu erwarten ist.

B) Pionisierung (Zentralgebiet)

Neben der Entstehung von Pionen aus angeregten Teilchenzuständen (Isobare) und Teilchenfragmentation, deren Häufigkeitsmaximum in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung (CM-System) liegt, gibt es die Vorstellung von im CMS mit relativ kleiner Energie emittierten Pionisationsteilchen. Im Multiperipheren Modell (MPM) entsprechen diese Teilchen den weitab von den Enden liegenden Zentralteilchen der multiperipheren Kette entsprechend folgendem Diagramm:

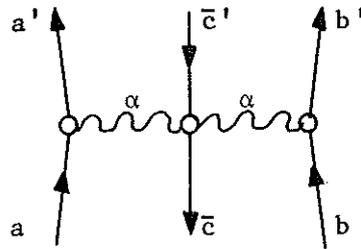


Cheng und Wu [CHE 69] schließen aus feldtheoretischen Betrachtungen auf die Existenz solcher Pionen und sagen die Symmetrie ihrer Verteilung in jedem sich in longitudinaler Richtung bewegenden Lorentz-System voraus (für $s \rightarrow \infty$). Der Entstehungs-



prozess kann durch das dargestellte Feynman-Diagramm beschrieben werden, in dem die gewellten Linien Vektorteilchen (mit Stromkoppelung) und die Geraden Spin 0- oder Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen darstellen.

In der Regge-Terminologie kann die Erzeugung dieser Teilchen durch Doppel-Pomeronaustausch beschrieben werden nach dem Graphen



wobei $s \rightarrow \infty$, $t_{ac} \rightarrow \infty$ und $t_{bc} \rightarrow \infty$

De Tar [TAR 71] entwickelt mit dem MPM folgende Aussagen: Die Entstehung eines zentralen Plateaus bei $y^* \sim 0$ in der $d\sigma/dy^*$ -Verteilung, welches sich mit zunehmender Energie verbreitert. Die Gültigkeit der Relation

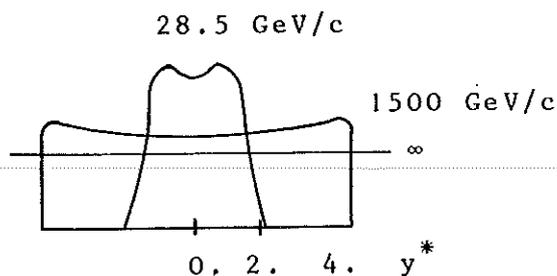
$$\langle n_c \rangle \sim g_c \ln s + \text{const} \quad \text{mit} \quad g_c = \frac{\int f_c(p_T, y=0) dp_T}{\sigma_{in}}$$

für $\sigma_{tot} = \text{const.}$ und asymptotische Strukturfunktion f_c .

Es wird jedoch keine Aussage gemacht über:

- die Energie, oberhalb derer das Plateau auftritt
- ob das Plateau in einem Tal liegt (bzw. darstellt).

Eine Berechnung des inklusiven Pionenspektrums im Zentralbereich führen Pignotti und Ripa [RIP 71] mit einem vereinfachten MPM durch. Ihre π^- -Verteilung hat folgende Gestalt:

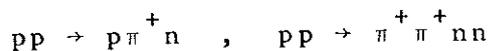


Die beiden Maxima der Verteilung werden als übrigbleibender Effekt des Diffraktions-Dissoziations-Mechanismus betrachtet, der zu einer Vorwärts-Rückwärts-Aufteilung der erzeugten Teilchen führt. Iteration des Pomeron-Austausches bildet das Zentralplateau.

Zur Untersuchung dieser Modellvoraussagen wird der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt (III, 2.4)

$$f(s, p_T^2, y^*) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2 \sigma}{dy dp_T^2}$$

bei 12/24 GeV/c für π^+ und π^- bestimmt. In Abbildung 11a,b sind die Spektren für fünf Transversalimpulsbereiche und die mit der in Teil 4A beschriebenen Exponentialfunktion nach $p_T^2 = 0$ extrapolierte Kurve aufgetragen. Es werden nur Ereignisse mit mehr als 2 sichtbaren Spuren benutzt. Damit werden die π^+ aus inelastischen 2-Spur-Ereignissen wie z.B.



nicht verwendet, da diese keinen Doppel-Pomeron-Austausch ermöglichen (Austausch der Quantenzahlen $C = +1, I = 0$ des Pomerons nach obigem Graphen bedingt Gesamtladung $Q = 0$ im Zentralteil). Solche π^+ geben demzufolge keinen Pionisierungsbeitrag, sondern treten als unerwünschter Hintergrund auf. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien in Abbildung 11 sind per Hand den Meßpunkten angepaßt, um ihren Verlauf deutlich zu machen.

Es ist zu erkennen: Im $y^* \sim 0$ Bereich ein runder Verlauf der 12 GeV/c-Kurven in allen Transversalimpulsgebieten, bei den 24 GeV/c-Kurven dagegen die Ausbildung eines Plateaus. Für $p_T = 0$ ist ein nahezu horizontaler Verlauf bis $y \sim 0.6$ zu beobachten. Bei den π^+ zeigt sich für $0.6 \leq p_T < 0.8$ eine Vertiefung um $y^* \sim 0$. Auch bei den π^- ist oberhalb $p_T = 0.6$ GeV/c

ein in der Tendenz ähnliches Verhalten sichtbar, was jedoch nicht als signifikant gewertet wird. Dagegen zeigt die integrierte Verteilung $d\sigma/dy$ in Abbildung 11c wieder einen flachen Verlauf ohne Mulde entsprechend den $p_T < 0.6$ GeV/c Kurven. Es wird hieraus auf die Zugehörigkeit kleiner Transversalimpulse zu möglichen "Pionisations-Pionen" geschlossen, deren Nichtauftreten oberhalb von $p_T = 0.6$ die Ursache obiger Vertiefungen sein könnte. Das entspricht der Vorstellung von im CMS langsam emittierter Pionisationsprodukte.

In der absoluten Höhe des Wirkungsquerschnitts ist noch deutliche s-Abhängigkeit vorhanden, so daß eine asymptotische Grenzfunktion in y^* bei 24 GeV/c sicher noch nicht erreicht ist. ()

Abbildung 11c zeigt neben der $d\sigma/dy$ -Gesamtverteilung den Wirkungsquerschnitt der π^+ aus 2-Spur-Ereignissen, die nicht durch Doppel-Pomeron-Austausch entstanden sein können. Die 24 GeV/c-Kurve zeigt im Gegensatz zur 12 GeV/c-Kurve eine von $y^* = 0$ ansteigende Tendenz zu größeren y^* -Werten hin, so daß eine leichte Entvölkerung des Zentralgebietes auftritt. Dieses Verhalten zeigt, daß ein Plateau bei $y^* \approx 0$ nicht als trivialer kinematischer Effekt angesehen werden kann. Der mit einem Faktor 0.5 fallende Wirkungsquerschnitt von 12 GeV/c zu 24 GeV/c weist ebenfalls darauf hin, daß π^+ , die nicht aus Doppel-Pomeron-Austausch kommen, sicher kein Plateau bewirken können. Diese Aussage wird in Teil 3 dieses Kapitels mit Hilfe von Isobar-Zerfallsrechnungen bestätigt. ()

In Abbildung 12 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte der 4- und 6-Spur-Ereignisse aufgetragen. Sie zeigen neben dem Anwachsen des Wirkungsquerschnitts für 6-Spur-Ereignisse mit steigender Energie ebenfalls die Ausbildung eines zentralen Plateaus. Die Pfeile geben jeweils einen etwa 20 %igen Abfall des Wirkungsquerschnitts an. Topologien, in denen Pionisierung möglich ist, zeigen somit auch das vorausgesagte Verhalten.

Untersuchungen über das Transversalimpulsverhalten in Teil 4B lassen ebenfalls diesen charakteristischen flachen Verlauf in y^* (für den Steigungsparameter der p_T^2 -Verteilung) erkennen.

Eine nachfolgende Betrachtung der $\pi^+ - \pi^-$ Produktion im Zentralbereich zeigt allerdings an, daß der Energiebereich, in dem Doppel-Pomeron-Austausch den dominierenden Teilchenproduktionsprozess darstellt, bei 24 GeV/c noch nicht erreicht ist. Das läßt auch der steigende Wirkungsquerschnitt in Abbildung 11a,b erkennen.

C) Teilchen-Antiteilchen Vergleich: $\pi^+ - \pi^-$

Aus dem im vorigen Abschnitt dargestellten Mueller-Diagramm, das die Teilchenproduktion im Zentralbereich $x \approx 0$ durch Doppel-Pomeron-Austausch beschreibt, wird ersichtlich, daß Teilchen- und Antiteilchen-Produktion gemeinsam auftreten sollte. Im Multiperipheren Modell ist für große s -Werte der Zentralbereich mehrere Korrelationslängen in der Rapidität y von den Enden der multiperipheren Teilchenkette entfernt (per definitionem), so daß die Eigenschaften zentraler Teilchen als unabhängig von den Quantenzahlen des Anfangszustandes der Reaktion betrachtet werden. Für die invariante Strukturfunktion gilt nach Mueller in diesem Bereich:

$$f(\vec{p}, s) \sim g_{p_{a\bar{a}}} g_{p_{b\bar{b}}} \phi(p_T^2, m_c^2) + I (s^{-1/4}) \quad (2.5)$$

wobei: $g_{p_{aa}}$ ($g_{p_{bb}}$) Kopplungskonstanten des Pomerons für den $a\bar{a}$ ($b\bar{b}$) Vertex. $f(\vec{p}, s)$ oder der invariante Wirkungsquerschnitt

$$\frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2}$$

ist nach (2.5) nur eine Funktion von p_T^2 und m_c^2 . Man kann als Quadrat der longitudinalen Masse definieren:

$$K = p_T^2 + m_c^2 \quad (2.6)$$

Aus (2.5), (2.6) und dualen Resonanz-Modell-Rechnungen [GOR 71] lassen sich folgende Aussagen treffen:

- $f(\vec{p}, s)$ ist für Teilchen und Antiteilchen im $x \approx 0$ Bereich gleich, also $f(pp \rightarrow \pi^+ X) = f(pp \rightarrow \pi^- X)$ für $x \approx 0$
- $f(\vec{p}, s)$ ist nur eine Funktion von K , nicht von x
- $f(\vec{p}, s)$ ist eine universelle Funktion (unabhängig von der Art des auslaufenden Teilchens) für $s \rightarrow \infty$.

Es können hier nur die beiden ersten Aussagen näher untersucht werden, wobei die Untersuchung des zweiten Punktes einer Abschätzung des Gültigkeitsbereichs dieser Aussage gleichkommt.

An Stelle der Variablen x wird hier die für den Zentralbereich günstigere Variable y^* verwendet. In Abbildung 13a,b ist der invariante Wirkungsquerschnitt

$$f(\vec{p}, s) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy^* dK}$$

für π^+ und π^- bei 12 und 24 GeV/c dargestellt. π^+ aus 2-Spur-Ereignissen sind aus in 2B beschriebenen Gründen in der Abbildung nicht enthalten. Es werden nur Werte aus dem Zentralbereichsintervall $0. < y^* < 0.1$, entsprechend einem x -Intervall $0. < x \leq 0.04$ (Transversalimpulsabhängig!) verwendet. Die eingezeichneten Kurven sind in zwei K -Bereichen angepaßte Exponential-Funktionen:

$$\begin{aligned} \frac{m_\pi^2}{\pi} < K < 0.4 : \quad f(y^*, K) &= f(y^*, K=0) \exp(bK+cK^2) \\ 0.4 < K < 1.4 : \quad f(y^*, K) &= f(y^*, K=0) \exp(bK) \end{aligned}$$

Die Anpassung ist bei 12 GeV/c gut über den gesamten Bereich, bei 24 GeV/c bei K -Werten über 0.8 weniger gut.

Aus den Abbildungen ist zu erkennen:

1) Teilchen-Antiteilchen Produktion ist weder bei 12 GeV/c noch bei 24 GeV/c gleich. Das Verhalten der Ratio π^+/π^- über den K -Bereich zeigen die Abbildungen 14a,b. Die Ermittlung des π^+/π^- -Verhältnisses erfolgt aus den Wirkungsquerschnitten für das zentrale y^* -Intervall $0 \leq y^* \leq 0.5$, integriert über alle K für π^+ und π^- bei 12 und 24 GeV/c. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} 12 \text{ GeV/c} : \quad \langle \pi^+/\pi^- \rangle &= 1.45 \pm 0.03 \\ 24 \text{ GeV/c} : \quad \langle \pi^+/\pi^- \rangle &= 1.34 \pm 0.03 \end{aligned}$$

Das entspricht einer Abnahme der Ratio um 7.5 %. Eine Abschätzung des Energiebereichs, bei dem das Verhältnis den Wert 1 erreicht, ist aus diesen beiden Meßwerten alleine nicht möglich.

2) Die Gestalt der Kurven (Abbildung 13) ist im y^* -Bereich $0 \leq y^* \leq 0.1$ ähnlich. Ihr Verlauf wird im $K \leq 0.3 \text{ GeV}^2/c^2$ -Bereich etwas flacher mit steigender Energie und zeigt damit, neben einem Anwachsen des Wirkungsquerschnitts im gesamten p_T^2 -Bereich, eine überproportionale Pionenproduktion im $0.1 \leq p_T^2 \leq 0.3$ Bereich an.

Zum Vergleich sind die entsprechenden Wirkungsquerschnitte in Abbildung 13c,d für das Intervall $1.0 < y^* < 1.1$ aufgetragen. Es zeigt sich für 12 GeV/c ein erheblich steilerer Verlauf als für die 24 GeV/c-Kurven, die einen Vergleich mit den $0. < y^* < 0.1$ -Verteilungen zulassen. Die Annäherung an die als universal angesehene Funktion (2.5) im $x = 0$ Bereich zeigt indirekt die Ausweitung des Zentralbereichs mit steigender Energie zu höheren y^* -Werten an.

Ein Vergleich der hier bei 12 und 24 GeV/c gemessenen Werte für die Ratio π^+/π^- mit Meßwerten für diese Größe bei 500 GeV - 1500 GeV entsprechender Laborenergie, ermittelt im CERN-Speicherring, zeigt:

Ab 1100 GeV sind für x -Werte < 0.12 die Meßwerte innerhalb ihrer Fehler mit 1 verträglich. Bis zu diesen x -Werten ($0 < x \leq 0.12$) kann bei Energien oberhalb etwa 1000 GeV der Doppel-Pomeron-Graph als die geeignete Darstellung zur Beschreibung von Pion-Erzeugung angesehen werden. In diesem zentralen CMS-Bereich ($\Delta x \approx 0.2$) erscheint bei so hohen Energien ($E_{\text{Lab}} \geq 1000 \text{ GeV}$) Pionisierung als alleiniger Pionen-Erzeugungsmechanismus denkbar. Bei ansteigenden x -Werten ist auch bei ISR-Energien ein deutliches Anwachsen des π^+/π^- -Verhältnisses sichtbar, das oberhalb $x = 0.12$ mit der π^+/π^- -Ratio für 12 und 24 GeV/c, zu deren Berechnung die π^+ aus 2-Spur-Ereignissen nicht verwendet wurden, verträglich wird.

Die den ISR-Meßpunkten direkt vergleichbaren durchgezogenen Kurven, bei denen alle π^+ benutzt wurden, liegen, vor allem im Bereich kleiner $x (< 0.2)$, bis zu 30 % bzw. 60 % (für 24 bzw. 12 GeV/c) oberhalb der Speicherringwerte.

D) Abhängigkeit von den Quantenzahlen ($ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$)

Betrachtet man die inklusive Reaktion

$$a+b \rightarrow c+X, \quad (2.7)$$

so läßt sich analog zum optischen Theorem die Einteilchenamplitude durch Unitarität in Verbindung bringen mit der elastischen Vorwärtsstreuamplitude des Dreikörperprozesses

$$a+b+\bar{c} \rightarrow a+b+\bar{c} \quad (2.8)$$

wie Mueller [MUE 70] gezeigt hat. Chan et al. [CHA 71] haben daraus ihre "Neue Regge-Phenomenologie" entwickelt, in der sie für den invarianten Wirkungsquerschnitt für Teilchen c folgende s-Abhängigkeit erhielten:

$$f(p_L, p_T^2, s) = A + B s^{-1/2} \quad (2.9)$$

wobei $A = A(p_L, p_T^2)$ Funktion für den Pomeron-, Austausch
 $B = B(p_L, p_T^2)$ Funktion für die Mesonen-Trajektorien

Ihre Aussage ist: Falls die Quantenzahlen des $ab\bar{c}$ -Systems exotisch sind ($b\bar{c}$ kann als Quasi-Teilchen für b in der Fragmentations-Region von b für kleines $s_{b\bar{c}}$ angesehen werden [CHA 71]), erhält (2.8) keinen Meson-Trajektorien Beitrag ($B \rightarrow 0$), so daß keine (oder nur geringfügige) s-Abhängigkeit des invarianten Wirkungsquerschnitts vorherrschen sollte.

In den hier vorliegenden Reaktionen

$$\begin{aligned} pp \rightarrow \pi^+ X \quad \text{oder} \quad pp\pi^- \rightarrow pp\pi^- & \quad (\text{exotisch}) \\ pp \rightarrow \pi^- X \quad \text{oder} \quad pp\pi^+ \rightarrow pp\pi^+ & \quad (\text{exotisch}) \\ pp \rightarrow pX \quad \text{oder} \quad pp\bar{p} \rightarrow pp\bar{p} & \quad (\text{nicht exotisch}) \end{aligned}$$

sind zwei exotische (Baryonenzahl = 2) und eine nichtexotische Reaktion vertreten. Die invarianten Pionenverteilungen sollten demnach weniger s-Abhängigkeit zeigen als die Protonenspektren.

Die zusätzliche Forderung von Ellis et al. [ELL 71], daß nicht nur $ab\bar{c}$, sondern auch ab exotische Quantenzahlen besitzen muß, ist hier mit dem Anfangszustand pp ($B = 2$) erfüllt.

Nach diesen Darlegungen ist energieunabhängiges Verhalten der Strukturfunktion $f(p_L, p_T^2, s)$ im Fragmentationsbereich des ruhenden Protons (d.h. $s_{b\bar{c}}$ klein) für π^+ - und π^- -Produktion zu erwarten. Für den Protonenwirkungsquerschnitt läßt sich eine solche Vorhersage nicht machen.

Neue Überlegungen von Tye und Veneziano [TYE 72] mit der 7-Komponenten-Theorie und inklusiven Summenregeln ergeben jedoch s -Abhängigkeit für alle Prozesse in denen nicht

$ab\bar{c}$, ab , $a\bar{c}$, $b\bar{c}$ exotische Quantenzahlen

besitzen. Über die Größe des "non-scaling"-Term B in (2.9) wird jedoch keine explizite Aussage für die einzelnen Reaktionskanäle gemacht. Da hiernach für $pp \rightarrow \pi^\pm X$

$a\bar{c}$:	$p\pi^\mp$	nicht-exotisch,
$b\bar{c}$:	$p\pi^\mp$	nicht-exotisch

ist, lassen die hier zusätzlich aufgestellten Bedingungen eine s -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $pp \rightarrow \pi^\pm X$ zu.

Es scheint jedoch der Beitrag der nicht-exotischen Systeme $a\bar{c}$, $b\bar{c}$ zum "non-scaling"-Term B gering zu sein, da, wie experimentell gezeigt wurde, weitgehend s -unabhängige Pionen-Wirkungsquerschnitte im Zielproton-Fragmentationsbereich auftreten.

3. Einfluß kinematischer Reflexionen aus Isobarzerfällen

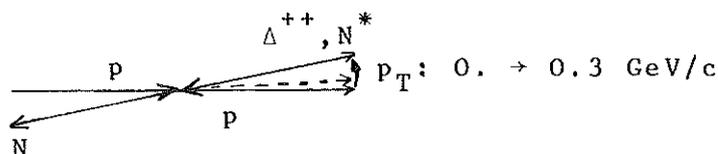
Zum Verständnis inklusiver Einteilchenverteilungen ist es wichtig eine Vorstellung vom Verhalten exklusiver Prozesse zu entwickeln, die aufsummiert ja gerade das inklusive Spektrum darstellen.

Einen wesentlichen Bestandteil exklusiver Prozesse stellt die Isobarbildung und ihr Zerfall dar. Pionen z.B., die aus einem solchen Isobarzerfall kommen, sind ganz bestimmten kinematischen Bedingungen unterworfen. Entscheidend für ihre Lage im p_T - p_L -Phasenraum sind dabei der Q-Wert der Reaktion sowie das Massenverhältnis m_π / m_{RES} .

Um einen Einblick in die kinematischen Verhältnisse der Zerfallspionen zu erhalten, wird mit einigen einfachen Annahmen für ihre Entstehung ihre Position in Longitudinal- (x,y) und Transversal-Verteilungen (p_T) ermittelt.

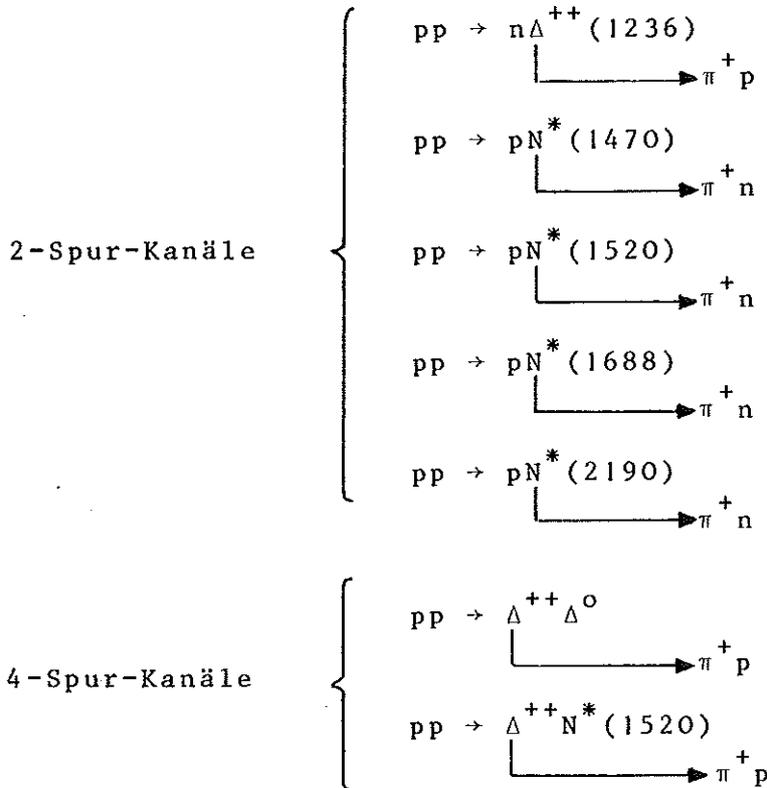
Folgende Annahmen liegen dem hier verwendeten "Isobarmodell" zugrunde:

- In Vorwärtsrichtung erzeugte Resonanz mit variablem Transversalimpuls $p_T \leq 0.3 \text{ GeV}/c$:



- Variable Massenzuordnung der Resonanz innerhalb ihrer Halbwertsbreite
- Isotrop im Ruhesystem der Resonanz verteilte Zerfallspionen (d.h. gleichmäßige Bevölkerung der durch den Impuls des Pions im Resonanzsystem gegebenen Kugeloberfläche).

Es werden dabei Pionen aus folgenden Kanälen betrachtet:



Um ihren relativ unterschiedlichen Einfluß zu berücksichtigen, wurde die mit diesen Isobaren hergestellte π^+ -Verteilung mit ihren, der Literatur [UCR 70] entnommenen Wirkungsquerschnitten bewichtet.

Abbildung 16a,b zeigt das Integral über den invarianten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow \pi^+ X$

$$\frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \int_0^{0.04} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T^2$$

aus Abbildung 7a für beide Energien und die Lage der π^+ aus obenstehenden Resonanzen. Auf Grund der wenig genauen Wirkungsquerschnitte für die Isobare ist die Darstellung mehr qualitativ als quantitativ zu betrachten. Als Ursache für die Bildung des Plateaus bei $x \sim 0.25$ der $d\sigma/dx$ -Verteilung bei 12 GeV/c können hier die π^+ aus Δ^{++} -Zerfällen angesehen werden, wenn auch eine leichte Versetzung des Maximums zu größeren x-Werten

Die zusätzlich dargestellten Transversalimpulsverteilungen dieser Pionen zeigen die starke Konzentrierung der π^+ bei bestimmten (kleinen) p_T -Werten, womit sie einen starken Beitrag zur experimentell beobachteten steilen p_T^2 -Verteilung liefern.⁺ Diese Anlagerung bei kleinen p_T^2 entspricht der Aussage des Yen-Berger-Modells [YEN 70]. Solche Pionen sind es auch, die die Maxima in den in Abbildung 18 gezeigten p_T^2 -Verteilungen (besonders bei den 2-Spur-Ereignissen) verursachen, zumal diese Maxima in den für die Zerfallspionen kinematisch erreichbaren x -Bereichen auftreten.

+ Die gezeigten p_T -Verteilungen sind relativ unempfindlich gegen die verwendeten p_T^{RES} -Werte für die Resonanz, da diese nur mit etwa $(m_\pi/m_{\text{RES}}) \cdot p_T^{\text{RES}}$ Einfluß nehmen auf die Verteilung.

4) Transversalimpulsverhalten

Information über die Dynamik hadronischer Wechselwirkung vermitteln neben longitudinalen Verteilungen in $p_L^{(*)}$, x , $y^{(*)}$ ebenfalls Transversalimpulsspektren inklusiver Teilchen. Eines der wichtigsten Phänomene ist dabei die vermutete Beschränkung des transversalen Phasenraums auf $\langle p_T \rangle \sim 0.4 - 0.5 \text{ GeV}/c$ bei $s \rightarrow \infty$.

Es werden nachfolgend einige Untersuchungen zur p_T^2 -Abhängigkeit der π^+ , π^- und Protonen, zu möglichen Korrelationen zwischen p_T und x (y^*) und zur Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle$ von longitudinalen Variablen geführt.

A) p_T^2 -Abhängigkeit

Die Funktion $f(p_T^2)$ besitzt zwei wesentliche Eigenschaften, die nahezu unabhängig von der Teilchensorte bei allen inklusiven Teilchenspektren auftreten:

- Eine ausgeprägte Spitze (Maximum) bei $p_T^2 = 0$
- Eine exponentiell mit der Steigung $S \approx 3$ verlaufende Verteilung für $p_T^2 \geq 0.2$.

Um diese Aussagen quantitativ zu belegen, wird die Funktion

$$f(p_T^2, x) = f(p_T^2 = 0, x) \exp(bp_T^2 + cp_T^4) \quad (4.1)$$

an die experimentellen Meßpunkte angepaßt und die exponentielle Steigung

$$S = b + 2cp_T^2 \quad (4.2)$$

für zwei verschiedene p_T^2 -Werte

$$p_T^2 = 0.1 \quad \text{und} \quad p_T^2 = 1.0$$

bestimmt. Die Absicht, den Steigungsparameter S bei $p_T^2 = 0$ zu bestimmen, ließ sich bei den π^+ -Verteilungen nicht einwandfrei durchführen. Auf Grund von π^+ -Anhäufungen aus Resonanzzerfällen (s. Abschnitt 3) bei bestimmten, kleinen p_T^2 -Werten

ist das Anpassen von (4.1) an die Meßpunkte in verschiedenen x -Intervallen nicht möglich. Abbildung 18 zeigt die Funktion $f(p_T^2)$ für $p_T^2 < 0.3$ in 12 x -Intervallen. Zusätzlich sind die π^+ aus 2-Spur-Ereignissen gestrichelt, die π^+ aus den ≥ 4 -Spur-Ereignissen punktiert eingezeichnet. Die überwiegend sehr großen χ^2 -Werte für die Anpassung, die nach Subtraktion der π^+ aus 2-Spur-Ereignissen etwas kleiner werden, zeigen das wenig exponentielle Verhalten der Transversalimpulsquadratur. Die entsprechenden Verteilungen für $p_T^2 > 0.3$ werden hier nicht gezeigt, da sie einen glatten, leicht durch (4.1) anzupassenden Verlauf haben. Die Werte der Steigung S bei $p_T^2 = 0.1$ und $p_T^2 = 1.0$ werden durch Anpassungen von (4.1) in zwei verschiedenen p_T^2 -Bereichen erzielt:

- I. p_T^2 -Region: $0.03 \leq p_T^2 \leq 0.3$
- II. p_T^2 -Region: $0.3 < p_T^2 \leq 1.5$

Die π^- besitzen im gesamten p_T^2 -Bereich eine verhältnismäßig glatte Struktur und die entsprechenden Steigungen können durch zwei Anpassungen in

- I. p_T^2 -Region: $0.0 \leq p_T^2 \leq 0.3$
- II. p_T^2 -Region: $0.3 < p_T^2 \leq 1.5$

erhalten werden.

In Abbildung 19a,b,c,d ist der Parameter S bei $p_T^2 = 0.1$ und $p_T^2 = 1.0$ für $|x| < 0.6$ dargestellt.

Dieselben Anpassungen werden mit der Rapidität y^* als Longitudinalvariable durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 20a-d zu sehen.

B) Korrelationen in p_T^2 und x bzw. y^*

Verschiedentlich wurde der Versuch unternommen die Strukturfunktion $f(x, p_T^2)$ zu faktorisieren [BAL 70]:

$$f(x, p_T^2) = F(x) \cdot G(p_T^2)$$

Die Abbildungen 19a-d zeigen jedoch, daß eine solche Aufteilung von $f(x, p_T^2)$ in zwei Funktionen nicht möglich ist. Die exponentielle Steigung ist bei $p_T^2 = 0.1$ und kleinen $|x|$ -Werten bei π^+ und π^- (12 und 24 GeV/c) ~ 10 , zu größeren $|x|$ -Werten ($|x| \geq 0.03$) hin fällt er für die π^- schnell ab auf $S \approx 6-7$, für die π^+ langsamer und erst bei höheren $|x|$ -Werten beginnend.

Die Steigung für $p_T^2 = 1.0$ zeigt dagegen über den größten Teil des $|x|$ -Bereichs ein gleichmäßigeres Verhalten mit S-Werten von 3 \sim 4.

Ein vollkommen unterschiedliches Verhalten zeigt die Funktion $f(y^*, p_T^2)$. Nach der in Abschnitt 2B behandelten Pionisierungshypothese sollte mit $s \rightarrow \infty$ sich ein Plateau in y^* ausbilden, womit wird:

$$f(y^*, p_T^2) \rightarrow f(p_T^2) \quad \text{für } s \rightarrow \infty$$

oder in anderer Formulierung:

$$S = \frac{\partial \ln f(y^*, p_T^2)}{\partial p_T^2} = (b + 2c p_T^2) = \text{const. für } p_T^2 = \text{const.} \quad (4.3)$$

$$\text{in einem } y^* \text{-Intervall: } -\Delta(s) < y^* < \Delta(s)$$

Betrachtet man Abbildung 20a-d, so wird (4.3) bestätigt, und zwar mit folgenden Werten für $\Delta(s)$ (bestimmt mit zugelassenen $\sim \pm 10$ % Abweichungen der S-Werte):

TAB 6

Intervallbreite $\Delta(s)$ in y^* mit konstantem (± 10 %) Steigungsparameter S

	$p_T^2 = 0.1$		$p_T^2 = 1.0$	
	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
π^+	0.6	0.8	0.7	0.9
π^-	0.6	0.9	0.8	1.0

Es ist festzustellen:

- Eine Verbreiterung des konstanten y^* -Bereiches (Plateau) mit wachsender Energie
- Annähernd gleiche Werte $\Delta(s)$ für π^+ und π^-
- Ein kleiner Unterschied in der absoluten Höhe der exponentiellen Steigung S bei 12 und 24 GeV/c für π^+ und π^- bei $p_T^2 = 0.1$ (\rightarrow Abfall mit wachsendem s), dagegen nicht für $p_T^2 = 1.0 \text{ GeV}^2/c^2$.

Der hier aufgeführte Zusammenhang zwischen p_T^2 und y^* könnte als Unterstützung für die in Abschnitt 2B aufgeführte experimentelle Evidenz für Pionisierung angesehen werden. Dazu zeigt er die Möglichkeit einer Faktorisierung longitudinaler und transversaler Variablen für $\Delta y^* \approx 2$ um $y^* = 0$ in:

$$f(y^*, p_T^2) = g(y^*) \cdot h(p_T^2).$$

C) Mittlere Transversalimpulse

Der mittlere Transversalimpuls inklusiver Teilchen in Abhängigkeit von Longitudinalvariablen und Energie stellt ebenfalls eine geeignete Größe zur Untersuchung des Teilchenproduktionsprozesses und des Phasenraumverhaltens für $s \rightarrow \infty$ dar.

Er läßt sich berechnen nach:

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int_{x=-1}^{+1} \int_{p_T=0}^{\infty} p_T \frac{f(x, p_T)}{E^*} dp_T dx}{\int_{x=-1}^{+1} \int_{p_T=0}^{\infty} \frac{f(x, p_T)}{E^*} dp_T dx} \quad (4.4)$$

In Abbildung 21b und 21d ist $\langle p_T \rangle$ für die π^+ und p als Funktion der Feynman-Variablen x aufgetragen. Es zeigt sich ein

ausgeprägtes Minimum bei $x = 0$ in der π^+ -Verteilung, das in der Literatur [WRO 70], [STO 71] als "sea-gull"-Effekt bekannt geworden ist. Dieses Minimum wird weniger tief, wie in Abbildung 21c zu sehen ist, wenn (4.4) mit dem Phasenraumfaktor E^* gewichtet wird, wodurch die kinematische Wirkung des Phasenraumes aufgehoben wird. Das verbleibende Minimum erfährt eine Deutung durch das Yen-Berger Modell [YEN 70] als lokale Anhäufung von Zerfallspionen aus Resonanzen, was auch in Abschnitt 3 erläutert wird.

Die π^- in Abbildung 21a zeigen einen den π^+ ähnlichen Verlauf, während die Protonen gewichtet sowie ungewichtet ein unterschiedliches Bild bieten. Ihr Maximum liegt bei kleinen x -Werten ($x \sim 0.15$), bei den Pionen dagegen im Fragmentationsbereich des Protons ($x \geq 0.3$).

Wählt man für die Pionen y^* als Longitudinalvariable, so verändert sich die Gestalt der $\langle p_T \rangle$ -Verteilung erheblich wie Darstellung 22a,b zeigt. Eine Phasenraumgewichtung braucht hier wegen des Fehlens von E^* in $\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dx p_T^2}$ nicht erfolgen. Der runde

Kurvenverlauf im Pionisierungsgebiet läßt sich durch einen Transversalimpulsschnitt (hier: $p_T < 0.6$) in einen flachen überführen. Dieses Verhalten liegt in der Veränderung der Phasenraumgrenze mit y^* begründet, so daß bei einer Beschränkung auf kleine p_T -Werte ein vergleichbares Transversalimpulsgebiet und damit wenig veränderliche $\langle p_T \rangle$ in einem größeren y^* -Bereich gegeben sind.

Ähnlich der Verbreiterung des $d\sigma/dy$ -Plateaus mit steigender Energie ist hier die Ausbildung eines $\langle p_T \rangle$ -Plateaus sichtbar.

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses werden diese nach Formel (4.4) berechnet und die Werte in Tabelle 7 zusammengestellt.

TAB 7

Mittlere Transversalimpulse $\langle p_T \rangle$ der π^+ , π^- und p bei 12/24 GeV/c

E_{Lab} [GeV/c]	$\langle p_T \rangle$ [MeV/c]		
	π^+	π^-	p
12	309.7 ± 0.7	296.3 ± 0.7	393.9 ± 0.4
24	326.6 ± 1.1	315.5 ± 0.9	388.1 ± 0.6

Das ergibt beim π^+ einen Anstieg um 5.4 %, beim π^- um 6.4 % und für das Proton einen Abfall um 1.5 %.

Berechnungen von Bali et al. [BAL 70] für $pp \rightarrow \pi^- X$ liefern die asymptotische Formel:

$$\langle p_T \rangle = \langle p_T \rangle_{\infty} \left(1 - \frac{0.58}{\ln(E_{\text{Lab}}/M_p)} \right) \quad (4.5)$$

mit E_{Lab} = Laborenergie des Projektilprotons

M_p = Masse des Protons.

Als asymptotischen Grenzwert für $\langle p_T \rangle$ erhält Bali:

$$\langle p_T \rangle_{\infty} = 390 \text{ MeV/c}$$

Die nach (4.5) berechneten Werte für 12/24 GeV/c ergeben:

$$\langle p_T \rangle_{\pi^-}^{12} = 299.5 \quad \langle p_T \rangle_{\pi^-}^{24} = 320.4$$

womit sie um etwa 1% über unseren Meßwerten liegen. Der An-

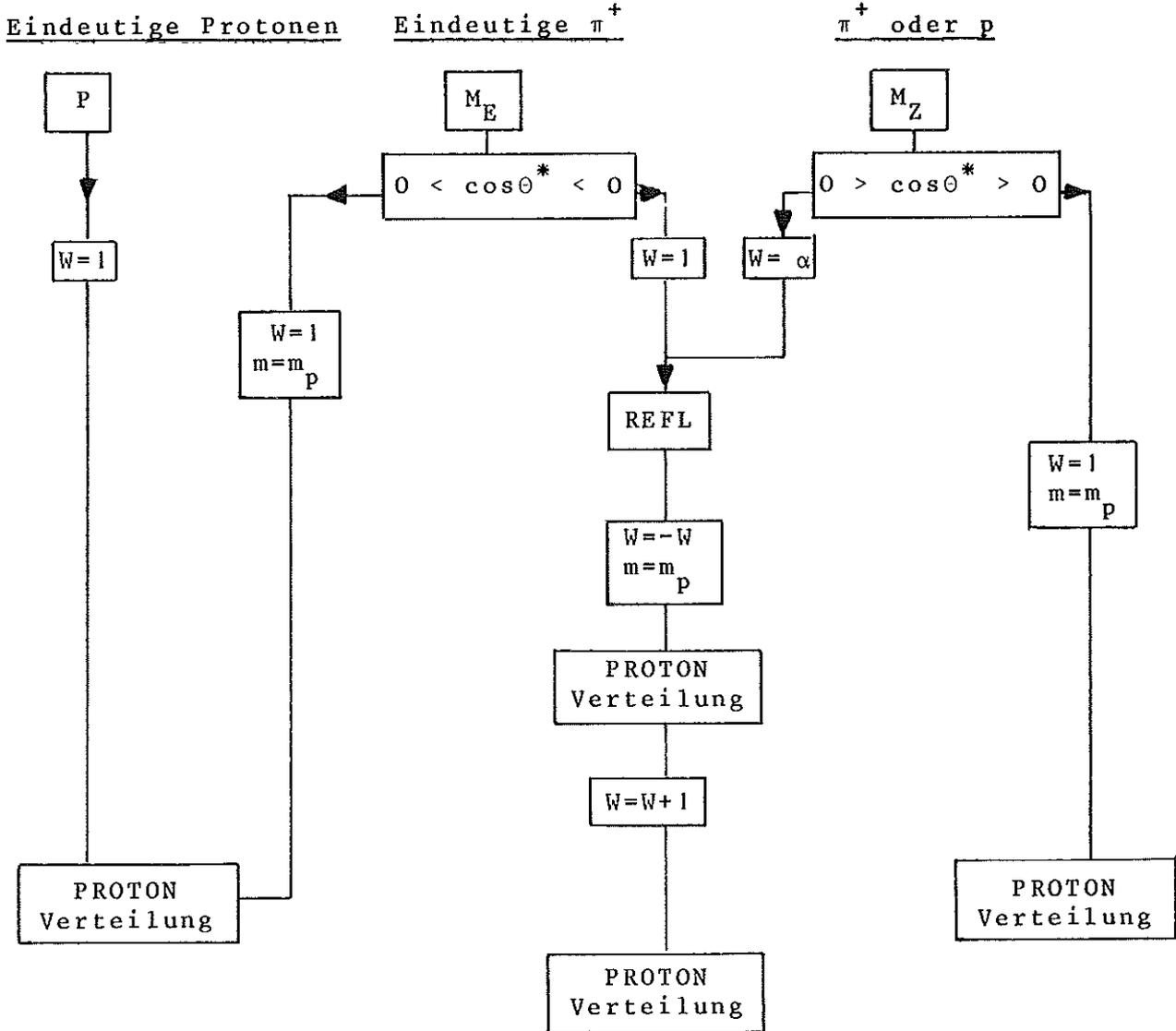
stieg $\frac{\langle p_T \rangle_{\pi^-}^{24}}{\langle p_T \rangle_{\pi^-}^{12}}$ mit der Energie um ~7 % ist vergleichbar mit

den in diesem Experiment erhaltenen 6.4 %.

Über die Gültigkeit von Gleichung (4.5) bei hohen Energien ($50 \text{ GeV} < E_{\text{Lab}} < 1000 \text{ GeV}$) kann noch keine Aussage wegen fehlender Daten getroffen werden. Daten aus kosmischer Strahlung von Adcock et al. [ADC 70] bei $2.5 \cdot 10^5 \text{ GeV}$ zeigen an, daß ein unendliches, logarithmisches Anwachsen von $\langle p_T \rangle$ mit ihren Meßwerten verträglich ist. Dieses steht jedoch in Widerspruch zu (4.5) und ist wegen hoher Meßungengenauigkeiten eine wenig beweiskräftige Aussage.

V. Anhang

Fluß-Diagramm (Protonenverteilung)



Erläuterung:

- W : Gewicht des Teilchens
- m_p : Protonmasse
- θ^* : CMS-Winkel zwischen einlaufendem Proton und auslaufendem π^+ bzw. Proton
- α : p_T -abhängiger Wahrscheinlichkeitskoeffizient
- REFL : Reflexion im CMS-System ($p_x^* = -p_x^*, p_y^* = -p_y^*, p_z^* = -p_z^*$)

VI. Literaturnachweis

Es werden folgende Abkürzungen verwendet:

NC = Nuovo Cimento PR = Physical Review
NP = Nuclear Physics PRL = Physical Review Letters
PL = Physical Letters

- ADC 70 C. Adcock, R.B. Coats, A.W. Wolfendale, J. Wdowczyk,
 Kiev International Conference paper (1970)
- ALL(1)70 J.V. Allaby et al., CERN Yellow Reports 70-12
- ALL(2)71 J.V. Allaby et al., Contribution to the Amsterdam
 Conference on H.E. Physics (1971)
- AMA 62 D. Amati, S. Fubini, S. Stanghellini, N.C. 26, 896 (1962)
- ANT 71 M.G. Antanova et al., Amsterdam Conference paper 263
- BAL 70 N.F. Bali, L.S. Brown, R.D. Peccei, A. Pignotti,
 P.R.L. 25, 557 (1970)
- BEN 69 J. Benecke, T.T. Chou, C.N. Yang, E. Yen,
 P.R. 188, 2159 (1969)
- BER(1)71 E.L. Berger, Rapporteur's talk, ANL/HEP-7134
- BER(2)71 E. Berger, A. Krzywicki, LPIPE 71-36
- BLO 71 V. Blobel, Private Mitteilung, Hamburg (1971)
- BOG 71 H. Boggild, K.H. Hansen, M. Suk, N.P. B27, 1 (1971)
- CHA 71 H.M. Chan, C.S. Hue, C. Quigg, J.M. Wang,
 P.R.L. 26, 672 (1971)
- CHE 69 H. Cheng, T.T. Wu, P.R.L. 23, 1311 (1969)
- ELL 71 J. Ellis, J. Finkelstein, P.H. Frompton, M. Jacob,
 P.L. 35B, 227 (1971)
- FEY 69 R.P. Feynman in High Energy Collisions, Proc. 3rd
 Int. Conference Stony Brook Sept. 1969 (Gordon
 and Breach, New York 1969) 237
 R. P. Feynman, P.R.L. 23, 1415 (1971)

- GOR 71 D. Gordon, G. Veneziano, P.R. D3, 2116 (1971)
M. Virasoro, P.R. D3, 2834 (1971)
C. de Tar, K. Kang, C. Tan, J. Weiss, P.R.D4, (1971)
K. Biebl, D. Bebel, D. Ebert, Berlin preprint (1971)
- HOV 71 L. v. Hove, Physics Report 1, 357 (1971)
- HWA 71 R.C. Hwa, P.R.L. 26, 1143 (1971)
- JON 70 L.W. Jones et al., P.R.L. 25, 1679 (1970)
- KRZ 64 A. Krzywicki, N.C. 32, 1067 (1964)
- LOW 71 J. Lowsky, Diplomarbeit, Hamburg (1971)
- () MIC 71 L. Michejda, N.P. B35, 287 (1971)
- MUE 70 A.H. Mueller, P.R. D2, 2963 (1970)
- RIP 71 A. Pignotti, P. Ripa, BNL 16120
- SAT 65 H. Satz, N.C. 37, 1407 (1965)
- SMI 71 D.B. Smith, UCRL-20632 (1971)
- STO 71 S.L. Stone, T. Ferbel, P. Slattery, B. Werner,
UR-875-349, Juni 1971
- TAR 71 C.E. de Tar, P.R. D3, 128 (1971)
- TYE 72 S.-H.H. Tye, G. Veneziano, P.L. 38B, No 1, 30 (1972)
- () UCR 70 Particle Data Group (NN-ND-Interaction),
UCRL 20 000 NN, Aug. 1970
- WRO 70 A.K. Wroblewski, Rapporteur's talk, Kiev Conference,
Aug. 1970
- YEN 70 E. Yen, E.L. Berger, P.R.L. 24, 695 (1970)

VII. Abbildungsverzeichnis

Abb. 1 Impulsellipsen der kinematisch möglichen π^\pm, p im Laborsystem bei 12 GeV/c. Die Hyperbeln $p_L^* = 0$ trennen den rückwärtigen Teil des pp-Schwerpunktsystems vom vorderen.

Abb. 2 a) Protonenverteilung in der Feynman-Variablen x bei 12 GeV/c mit dem statistischen Fehler.
 b) Protonenverteilung bei 24 GeV/c.
 c-h) Protonenverteilungen bei 12 GeV/c in 5 verschiedenen Transversalimpulsbereichen



Subtrahierte zweideutige π^+/p



Addierte zweideutige π^+/p

i-o) Entsprechende Protonenverteilungen bei 24 GeV/c.

Abb. 3 Zusammenhang der Longitudinalvariablen p_L^*, x, y^* bei verschiedenen Transversalimpulsen des bei der Reaktion $pp \rightarrow \pi^\pm X$ erzeugten π^\pm bei 12 und 24 GeV/c.

Abb. 4 a) Abhängigkeit der mittleren Multiplizität $\langle n \rangle_{ch}$ geladener Teilchen vom Quadrat der Schwerpunktsenergie s . Die zusätzlich zu den 12 bzw. 24 GeV/c Meßwerten eingezeichneten Punkte kommen aus im Text beschriebenen Experimenten. Es ist eine Potenzfunktion $\langle n \rangle_{ch} = 0.15 \cdot s^{1/3} + 0.1$ den Meßgrößen angepaßt.

b) Darstellung einer logarithmischen Anpassung der Form

$$\langle n \rangle_{ch} = a \cdot \ln\left(\frac{E_{Lab}}{m_p}\right) + b \quad E_{Lab} = \text{Laborenergie des Projektilprotons}$$

Rechte Ordinate: $\langle n \rangle_{\pi^-}$ Linke Ordinate: $\langle n \rangle_{ch}$
 Die punktierten Geraden: dieses Experiment (Berechnung s. Text)

Die unterbrochene Gerade: Boggild et al. 19 GeV/c

Die durchgezogene Gerade: lineare Interpolation zwischen 12/24 GeV/c.

Abb. 5 Asymptotische Regionen des CMS-Phasenraums. Aufgetragen sind Transversalimpuls p_T gegen CMS-Longitudinalvariable $x' = \frac{p_L^*}{p_{\max}^*}$. Die jeweiligen, schraffierten Gebiete stellen die Regionen hauptsächlicher Teilchenverteilungen dar.

Abb. 6 a) Über p_T^2 integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt der π^+ gegen $|x|$ bei 12/24 GeV/c: $2E^*/(\pi\sqrt{s}) \cdot d\sigma/dx$.
b) Entsprechende Größe für π^- .
c) Entsprechende Größe für p.
d) $d\sigma/dx$ -Verteilung der Protonen.

Abb. 7 a) Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $2E^*/(\pi\sqrt{s}) \cdot d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ der π^+ bei 12/24 GeV/c für 5 p_T -Intervalle. Die Linien stellen handgezeichnete Verbindungen der Meßpunkte dar.
b) Ausschnitt aus dem Intervall $0. < p_T < 0.2$ für $|x| < 0.035$.
c) Wie a): π^- bei 12/24 GeV/c.
d) Nicht-invarianter Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ und invarianter Wirkungsquerschnitt $2E^*/(\pi\sqrt{s}) \cdot d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ der Protonen bei 12/24 GeV/c.

Abb. 8 a) $(E/\pi) \cdot d^2\sigma/(dp_L dp_T^2)$ für $p_T^2 = 0$ im Laborsystem für π^\pm bei 12/24 GeV/c. Die Punkte stellen mit einer Exponentialfunktion extrapolierte Größen dar.
b) Entsprechende Protonenverteilung ohne die elastischen 2-Spur-Ereignisse.
c) $(E/\pi) \cdot d^2\sigma/(dp_L dp_T^2)$ für 5 verschiedene p_T -Bereiche der π^+ .

Abb. 9 Invarianter Wirkungsquerschnitt $\rho = (2/\sigma_{\text{tot}}) \cdot [E^*/(\pi \cdot p_{\max}^*)] \cdot d^2\sigma/(dp_T^2 dx)$ der Protonen bei $p_T^2 = 0$. Die unterbrochene und durchgezogene Linie: Allaby et al. 14.25 bzw. 24 GeV/c.

- Abb. 10 a) Invariante Wirkungsquerschnitte $(2E^*/(\pi\sqrt{s})) \cdot d^2\sigma/(dx dp_T^2)$ für $p_T^2 = 0.04$, $p_T^2 = 0.16$ und $p_T^2 = 0.64$. Die schraffierten und schwarzen Bänder stellen die Meßwerte mit ihren Fehlern für 12/24 GeV/c dar.
- b) und c) Entsprechende π^- - und p-Verteilungen.
- Abb. 11 a) Invariante Wirkungsquerschnitte $(1/\pi) \cdot d^2\sigma/(dp_T^2 dy^*)$ für $p_T^2 = 0$ und in 5 p_T -Intervallen für π^- bei 12/24 GeV/c. Die Linien sind handgezeichnete Verbindungen der Meßwerte.
- b) Entsprechende π^+ -Verteilung ohne die π^+ aus 2-Spur-Ereignissen.
- c) Integrierter, einfach differentieller Wirkungsquerschnitt $(1/\pi) \cdot d\sigma/dy^*$ für die π^+ nur aus 2-Spur-Ereignissen und alle π^+ ohne die π^+ aus 2-Spur-Ereignissen.
- Abb. 12 a) $d\sigma/dy$ für die π^+ aus 4-Spur-Ereignissen bei 12 und 24 GeV/c. Die Pfeile geben jeweils einen etwa 20 %igen Abfall des Wirkungsquerschnitts an.
- b) Wie a) nur: π^+ aus 6-Spur-Ereignissen.
- c) und d) Entsprechende Verteilungen für die π^- .
- Abb. 13 a) $(1/\pi) \cdot d^2\sigma/(dK dy^*)$ für $0. < y^* < 0.1$ für die π^+ bei 12 GeV/c. Die Kurven stellen in 2 K-Bereichen angepaßte Exponentialverteilungen dar.
- b) Entsprechende Kurven für 24 GeV/c.
- c) und d) wie a) und b) nur: $1.0 < y^* < 1.1$
- Abb. 14 a) Verhältnis der π^+ - zu π^- -Anzahlen im Intervall $0. < y^* < 0.1$ für verschiedene Intervalle in der longitudinalen Masse K bei 12 GeV/c.
- b) Bei 24 GeV/c.
- Abb. 15 π^+/π^- -Ratio im $|x|$ -Bereich < 0.45 . Die Meßwerte sind durch handgezeichnete Linien verbunden.

- Abb. 16 a) Aufgetragen ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt aus Abb. 7a für $0. < p_T < 0.2$ bei 12 GeV/c.
 Obere Kurve: Verteilung aller π^+
 Untere Kurven: π^+ aus 7 verschiedenen Resonanzen, die mit Transversalimpulsen von 0.0 bzw. 0.3 GeV/c künstlich erzeugt werden.
- b) wie a) für 24 GeV/c.

- Abb. 17 a) Lage der π^+ aus $pp \rightarrow \Delta^{++} \Delta^0$ im p_T - y^* -Phasenraum (Annahmen s. Text).
 b) y^* -Projektion der Abb. 17a. Ordinate in willkürlichen Einheiten. Daneben p_T -Verteilung der Zerfallspionen.
 c) entsprechend b) für π^+ aus: $pp \rightarrow N^*(1680)p$

- Abb. 18 p_T^2 -Verteilungen für π^+ bei 12 GeV/c für verschiedene x -Intervalle. Die Kurven sind den Meßwerten nachgezogene Linien. Die Zahlen geben die χ^2 -Werte für die Anpassung einer Exponentialfunktion (s. Text) an.

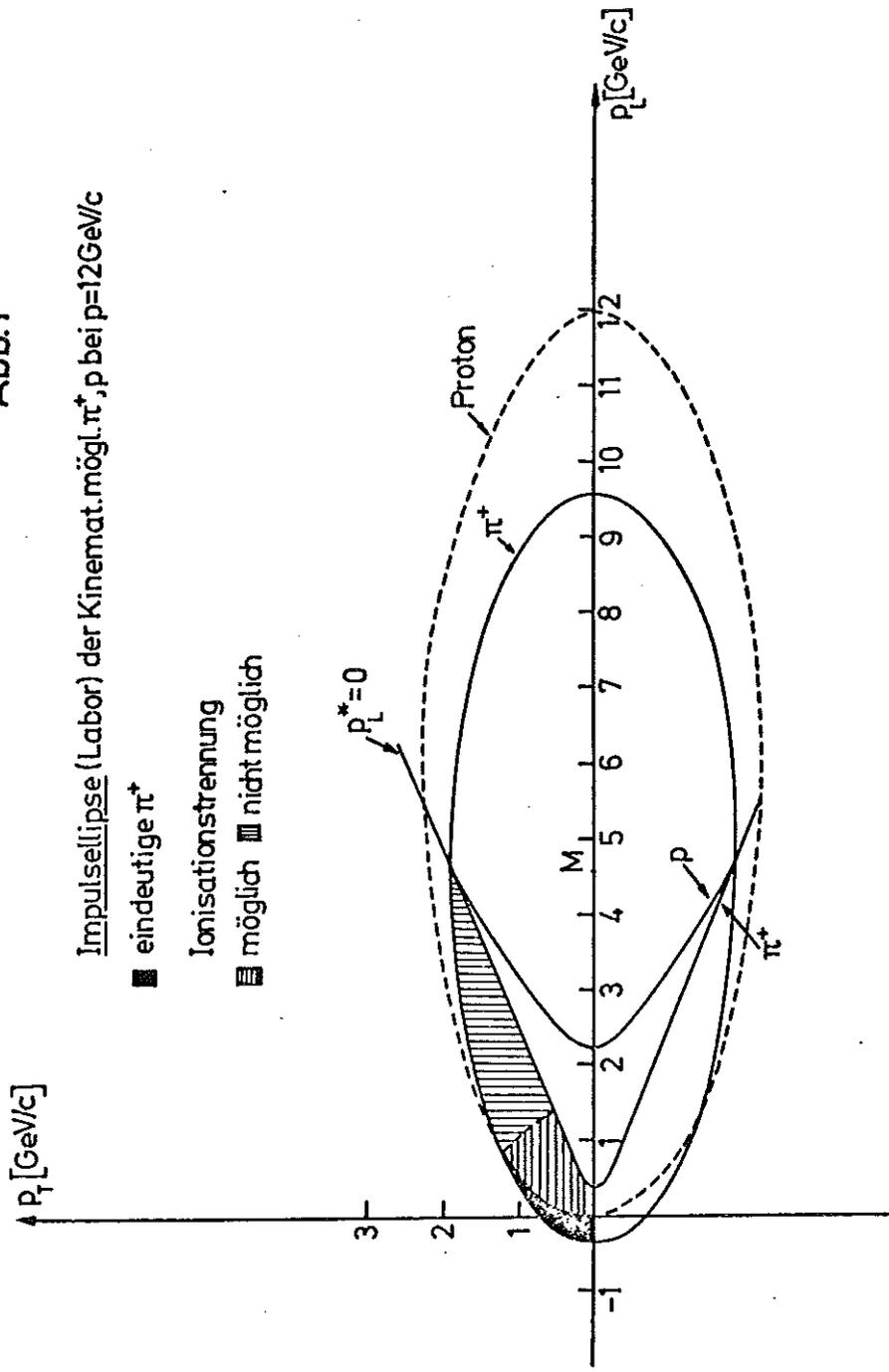
- Abb. 19 a) Steigungsparameter S der Exponentialfunktion (s. Text) bei $p_T^2=0.1$ und $p_T^2=1.0$ gegen x für π^- bei 12 GeV/c.
 b) Entsprechende π^+ -Werte bei 12 GeV/c.
 c) und d) wie a) und b) für 24 GeV/c.

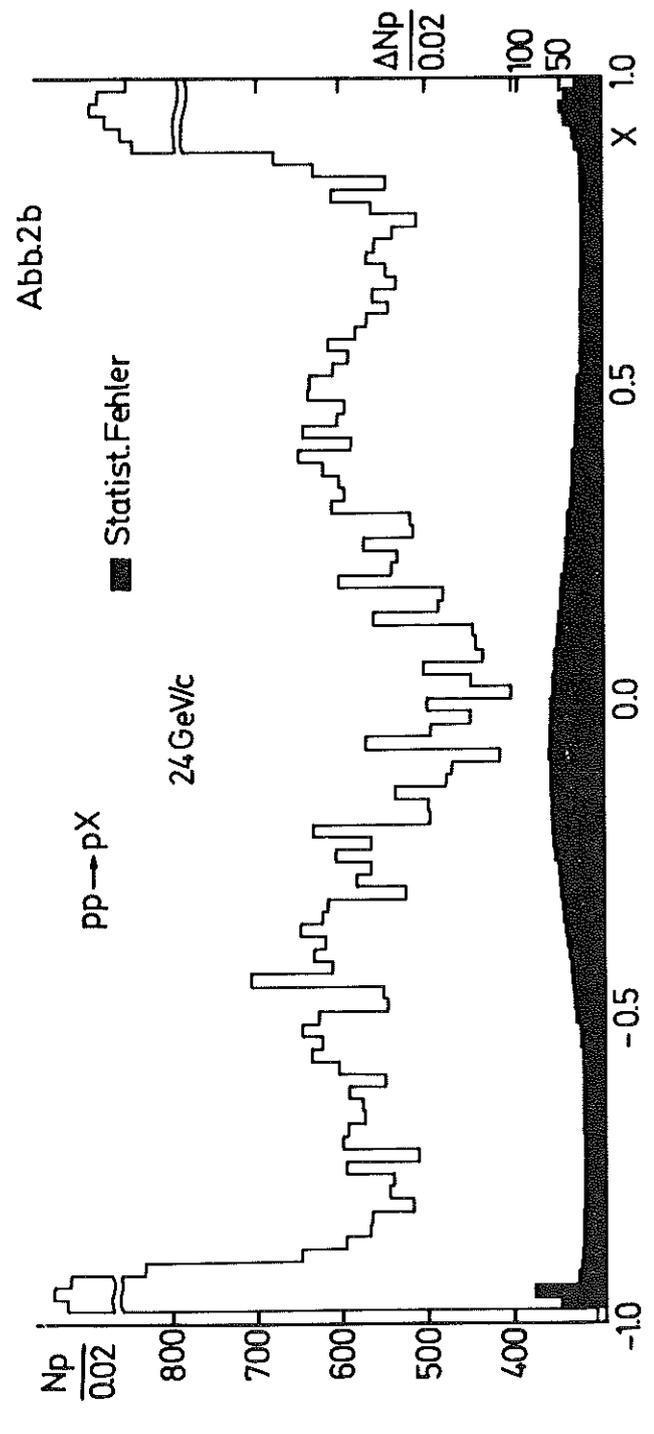
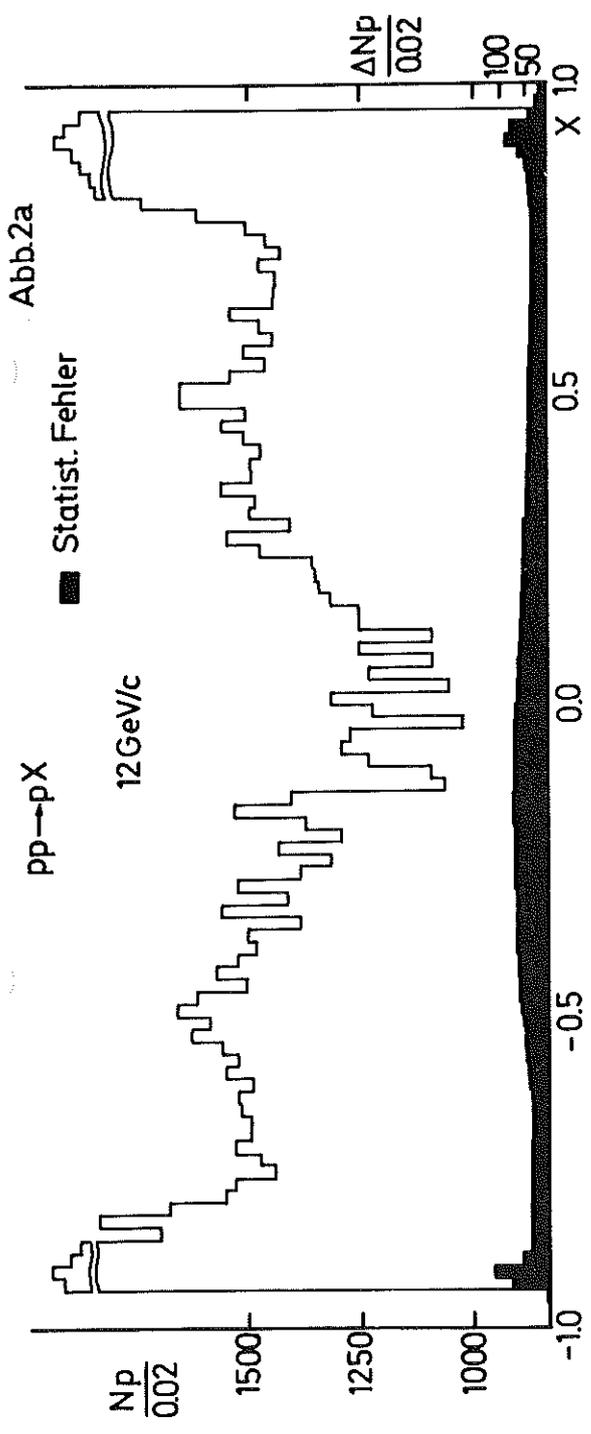
- Abb. 20 a-d) Entsprechend Abb. 19a-d) nur mit der Longitudinalvariablen y^* .

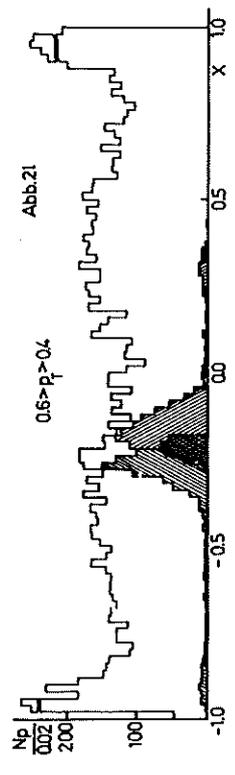
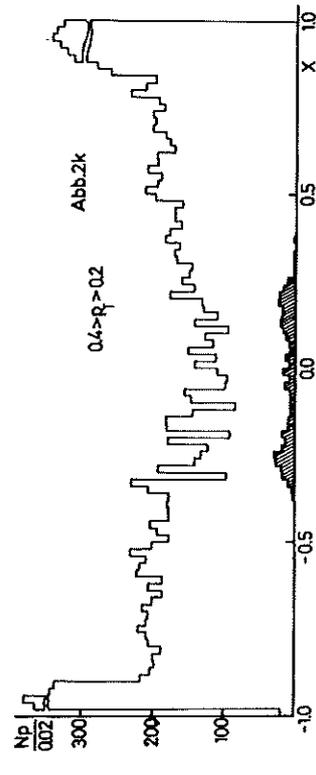
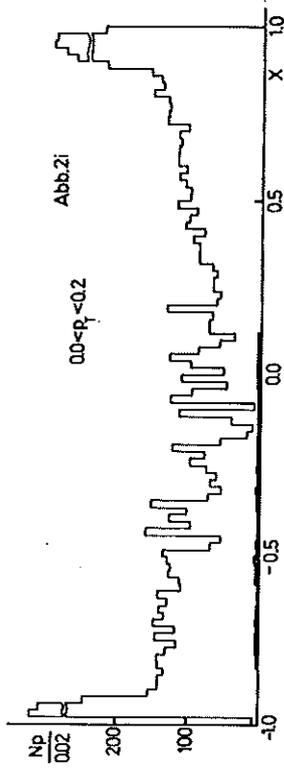
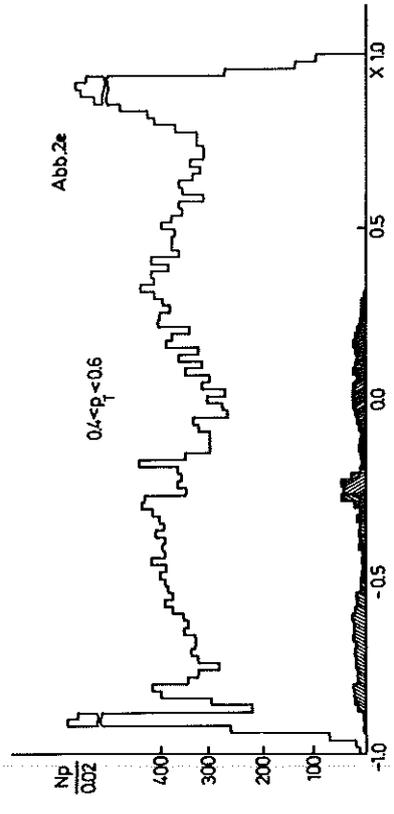
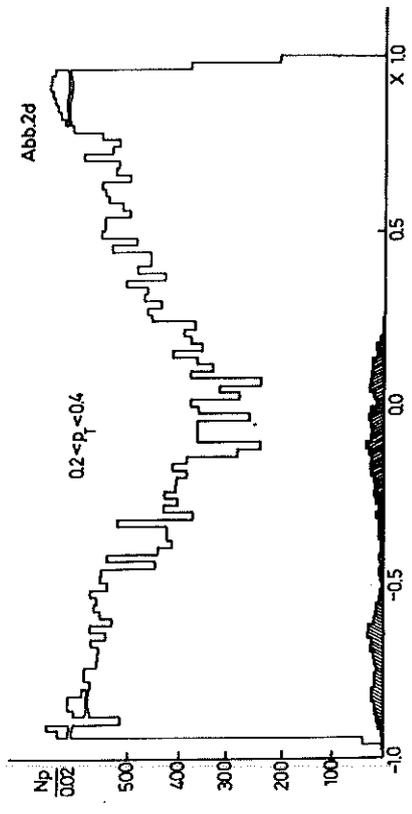
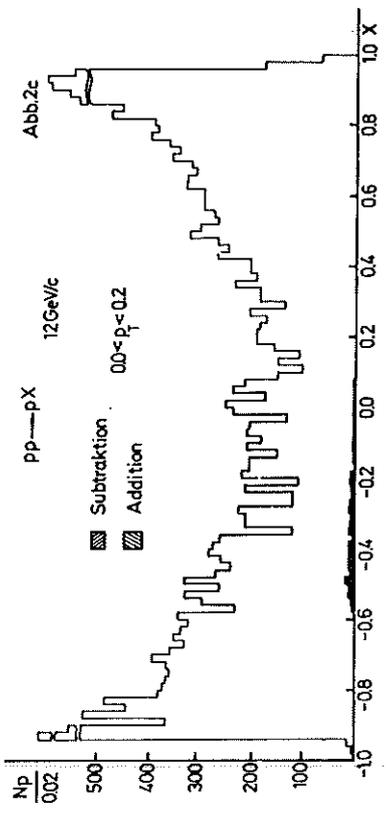
- Abb. 21 a) Mit dem Phasenraumfaktor E^* gewichtete mittlere Transversalimpulsverteilung $\langle p_T \rangle_w$ gegen x für π^- bei 12/24 GeV/c.
 b) und c) Ungewichtete $\langle p_T \rangle$ - und gewichtete $\langle p_T \rangle_w$ -Verteilung für π^+ .
 d) und e) wie b) und c) nur für p .

- Abb. 22 a) $\langle p_T \rangle$ in y^* -Intervallen für π^- ohne Phasenraumbeschränkung und mit Schnitt im transversalen Phasenraum ($p_T < 0.6$).
 b) Entsprechende π^+ -Verteilungen.

Abb.1







pp → px 12 GeV/c

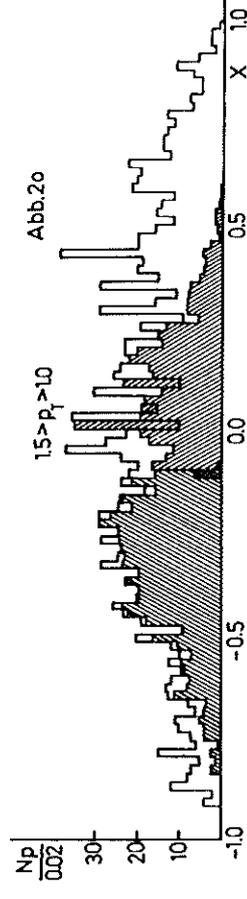
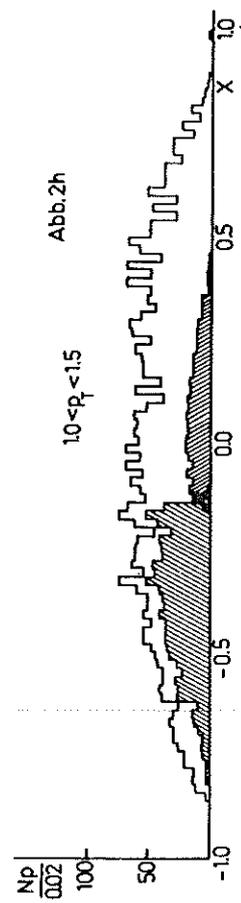
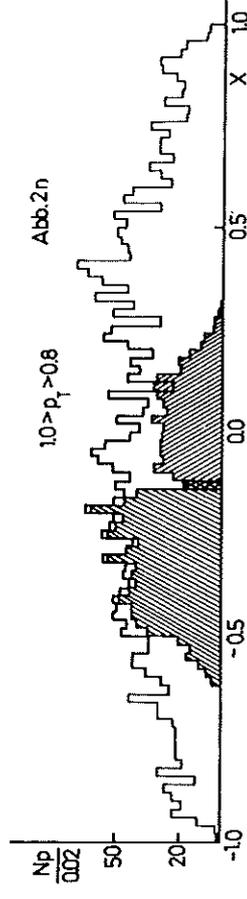
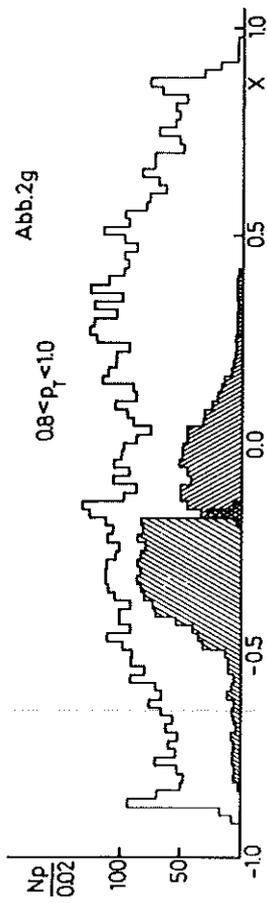
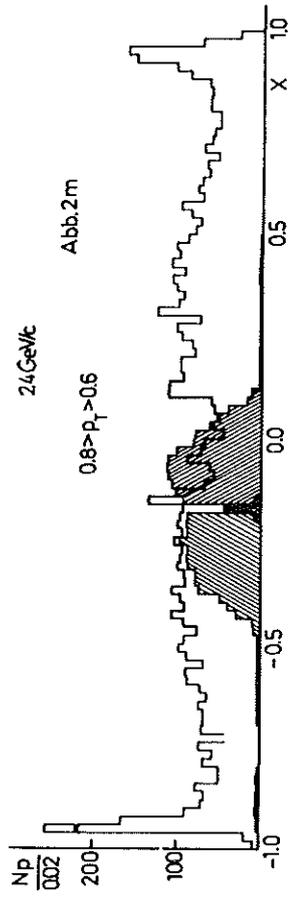
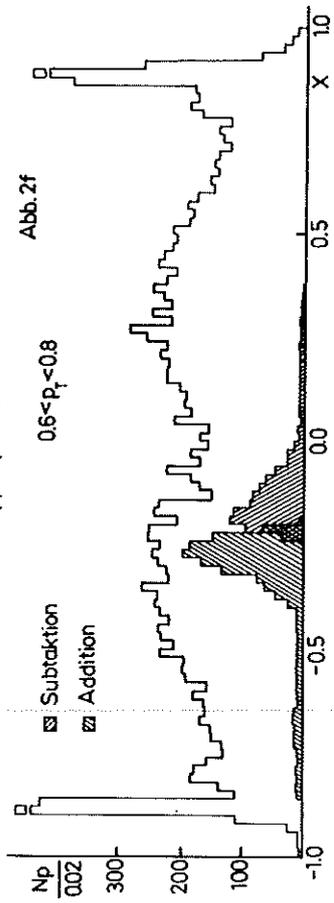
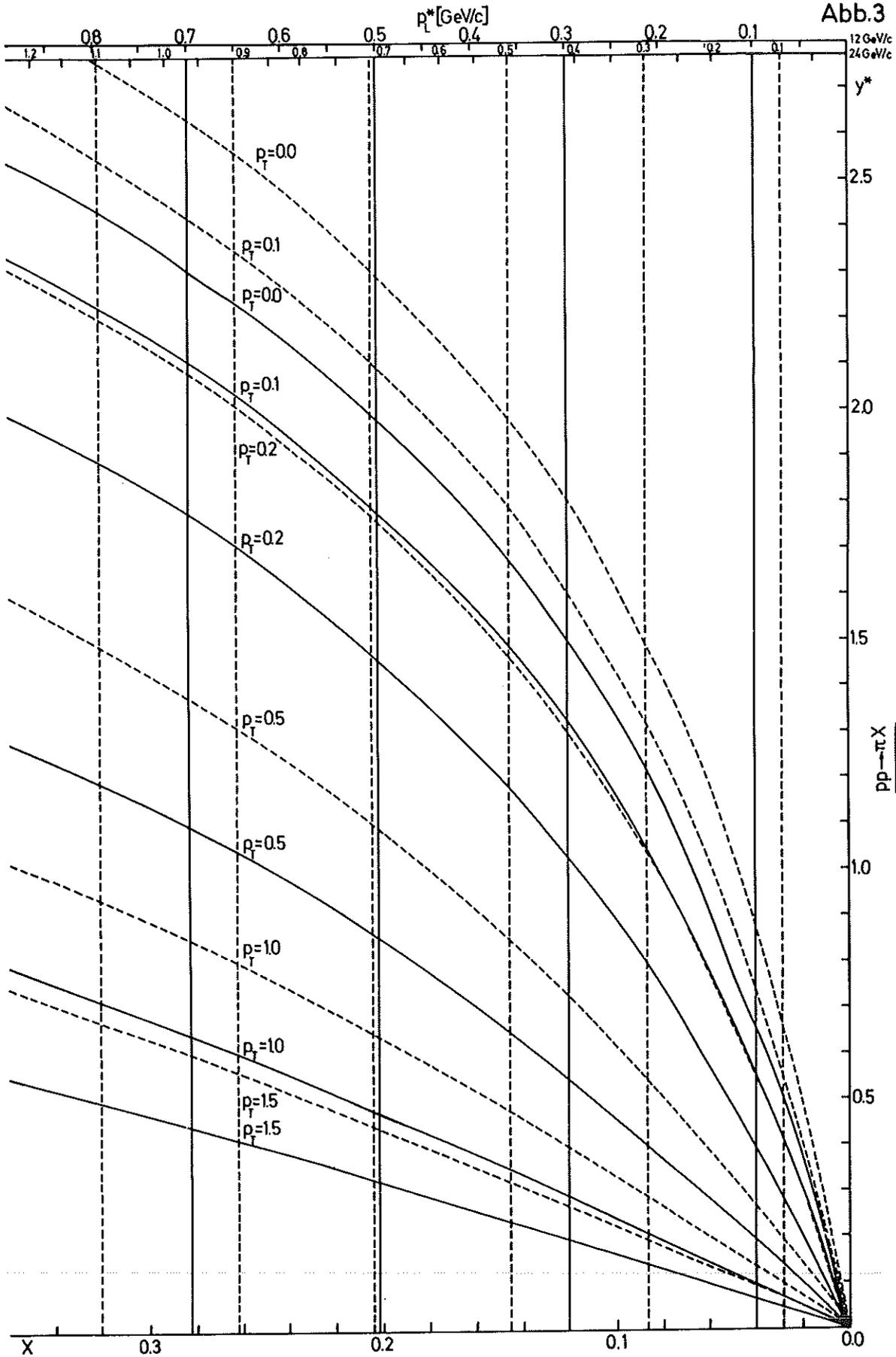


Abb.3



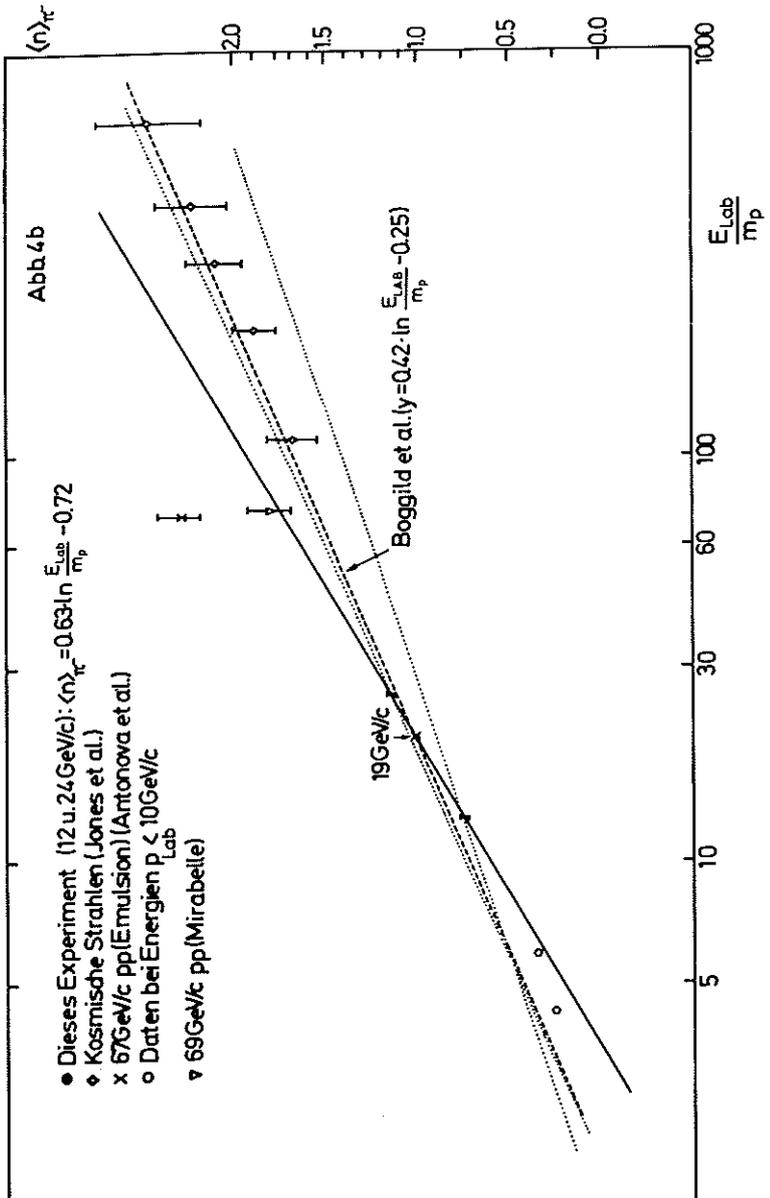
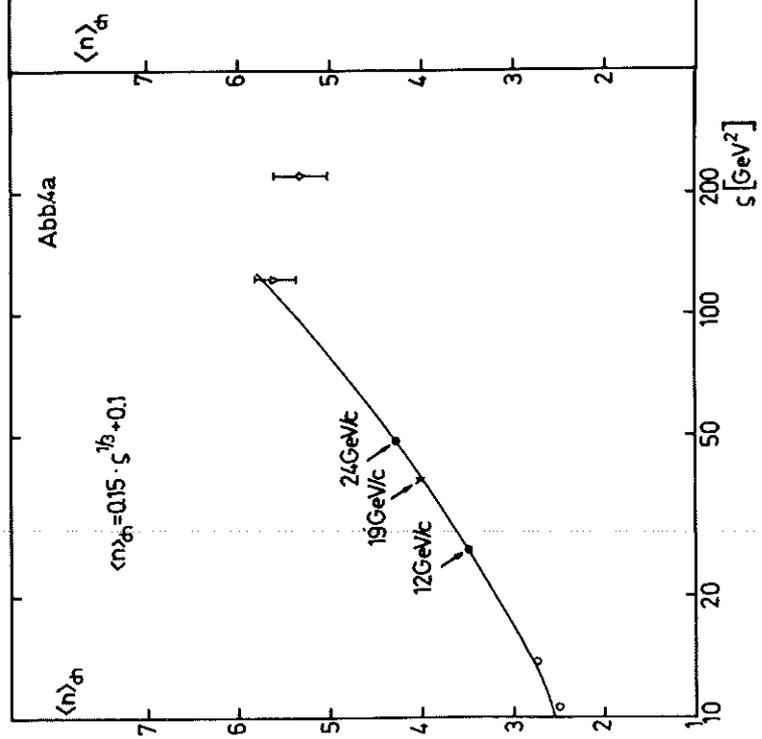
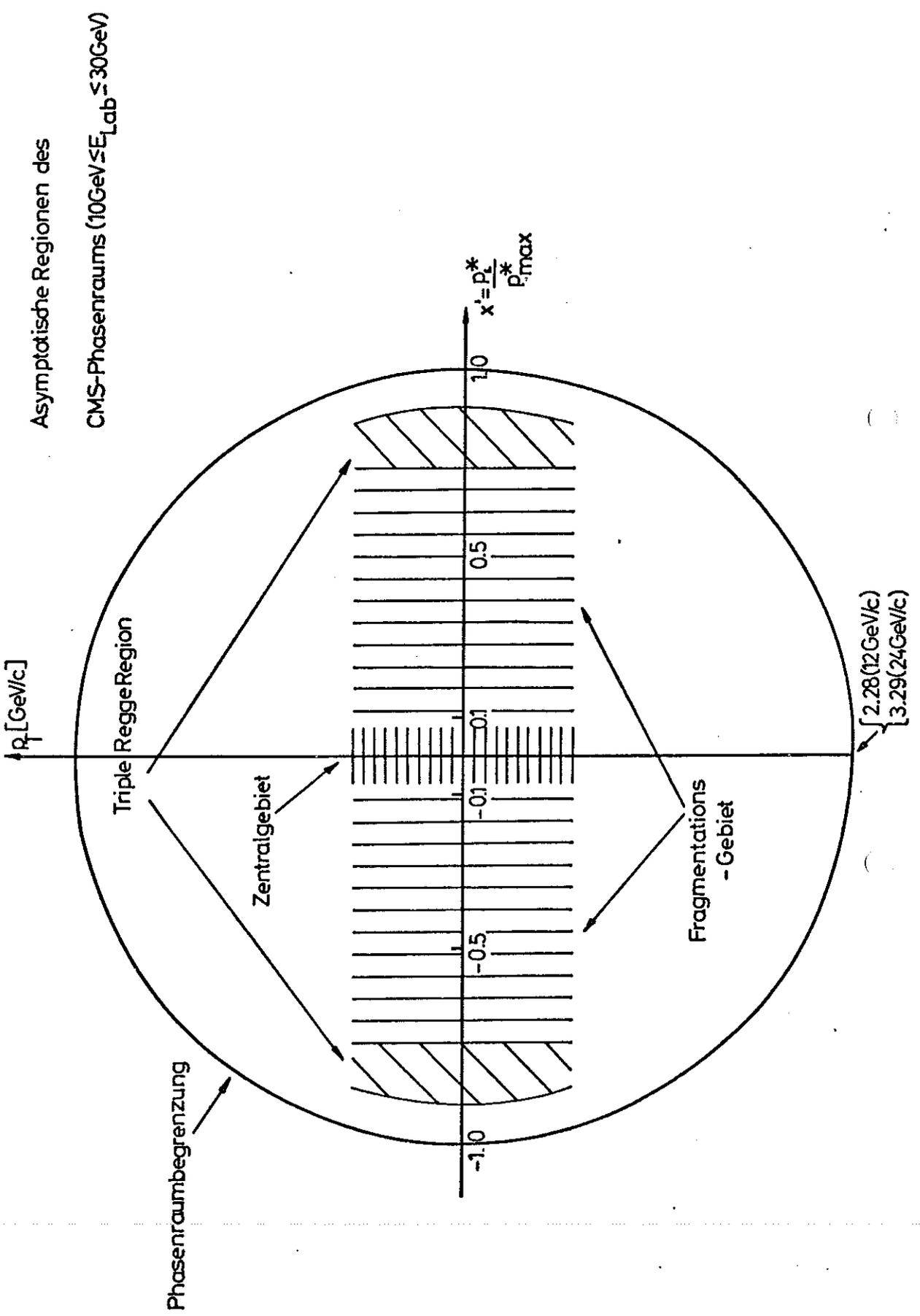
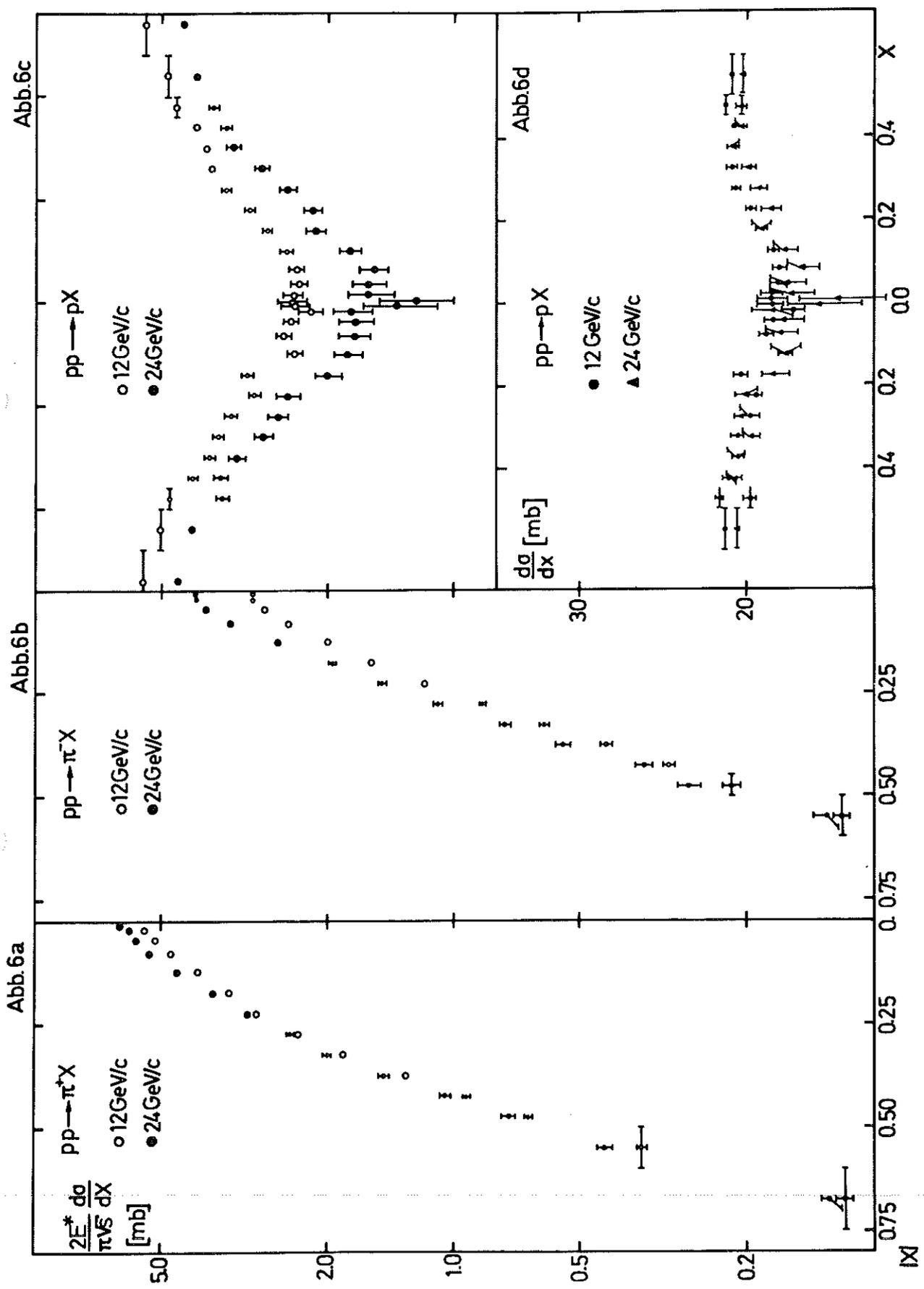


Abb.5





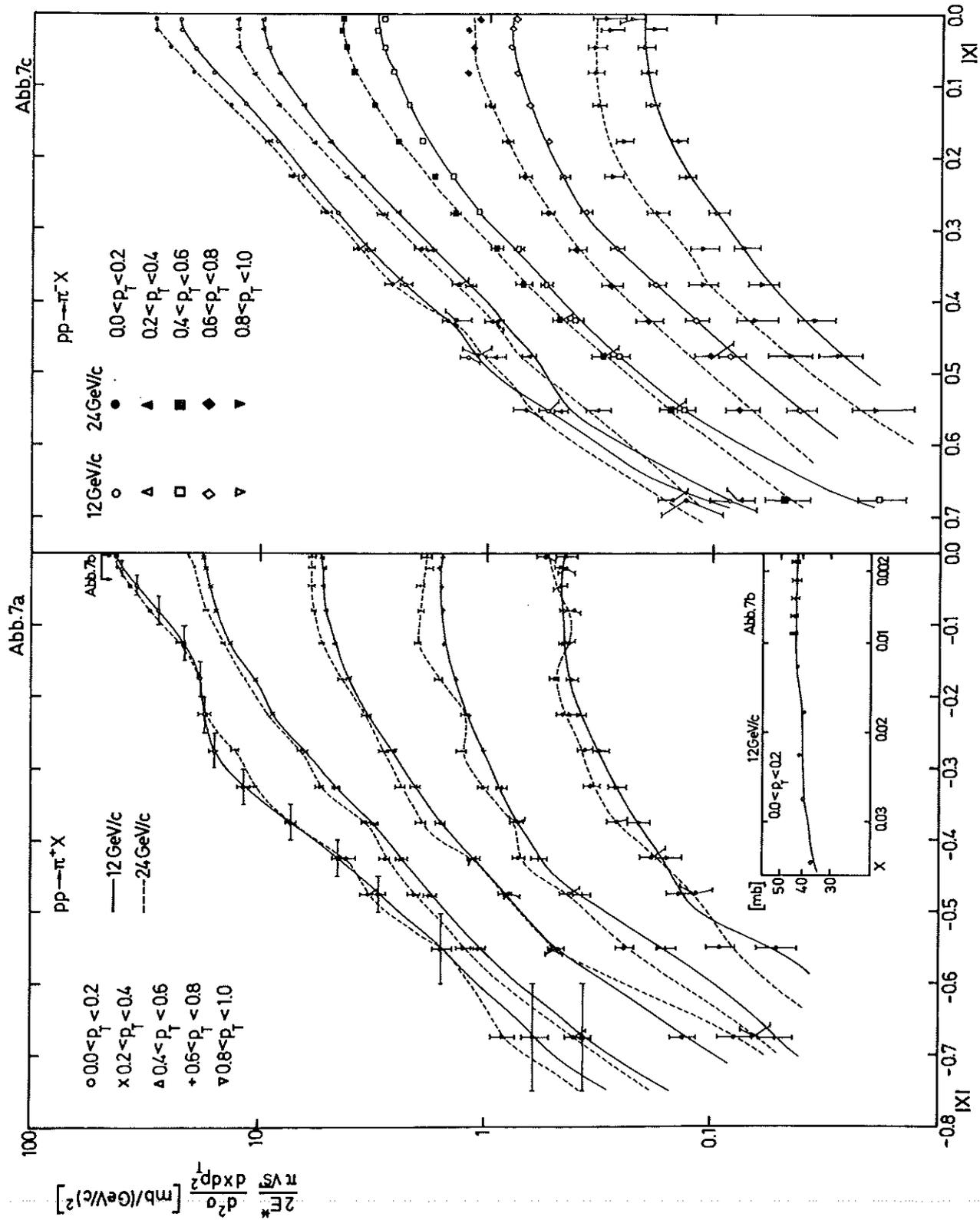
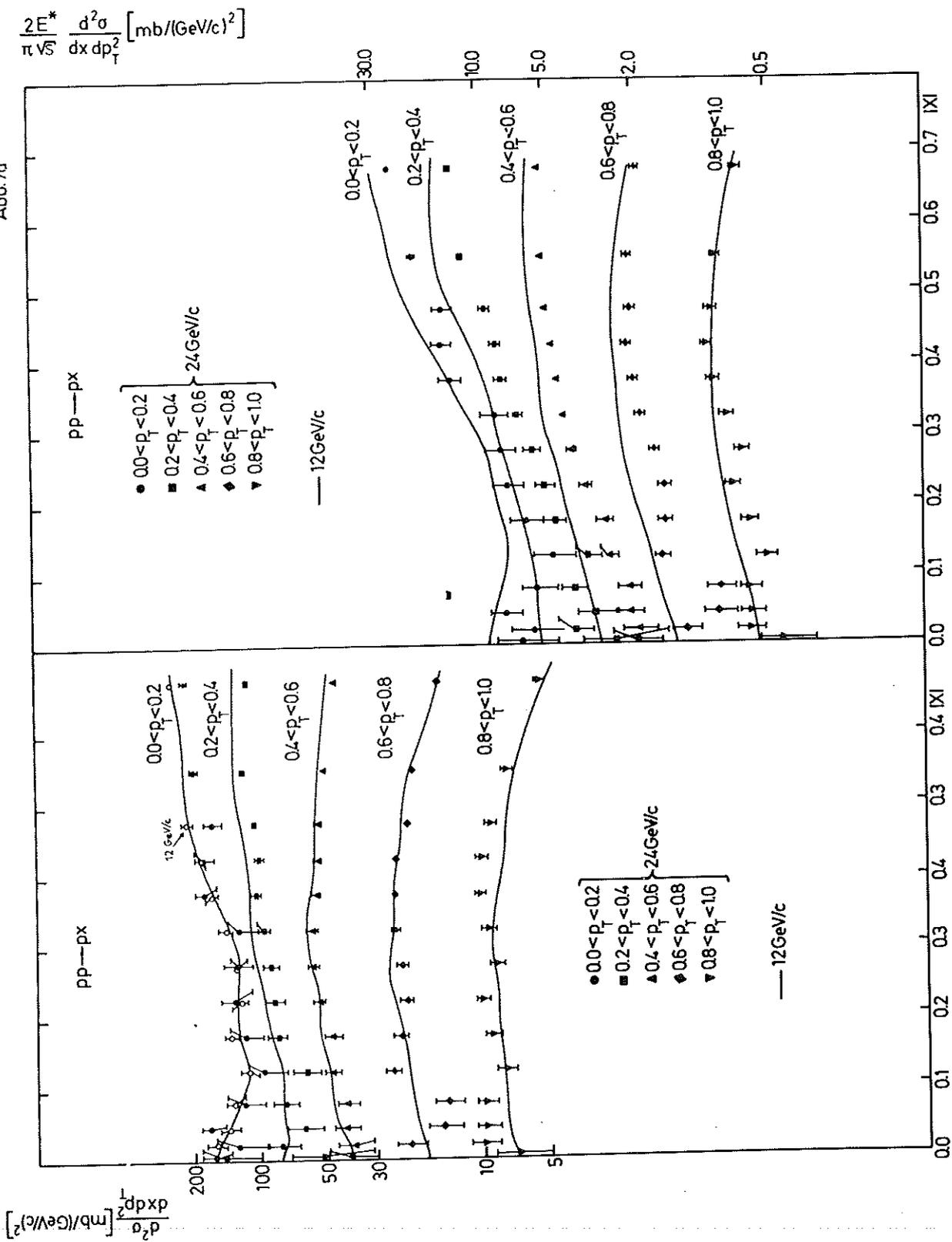


Abb. 7d



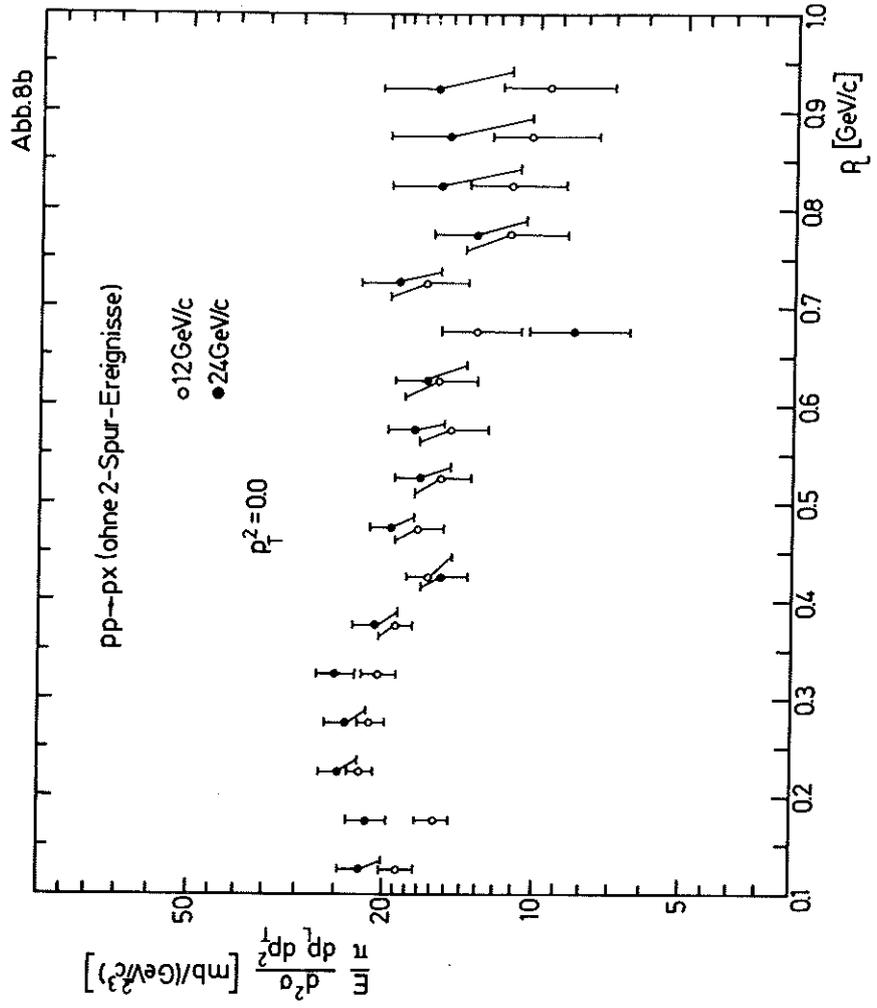
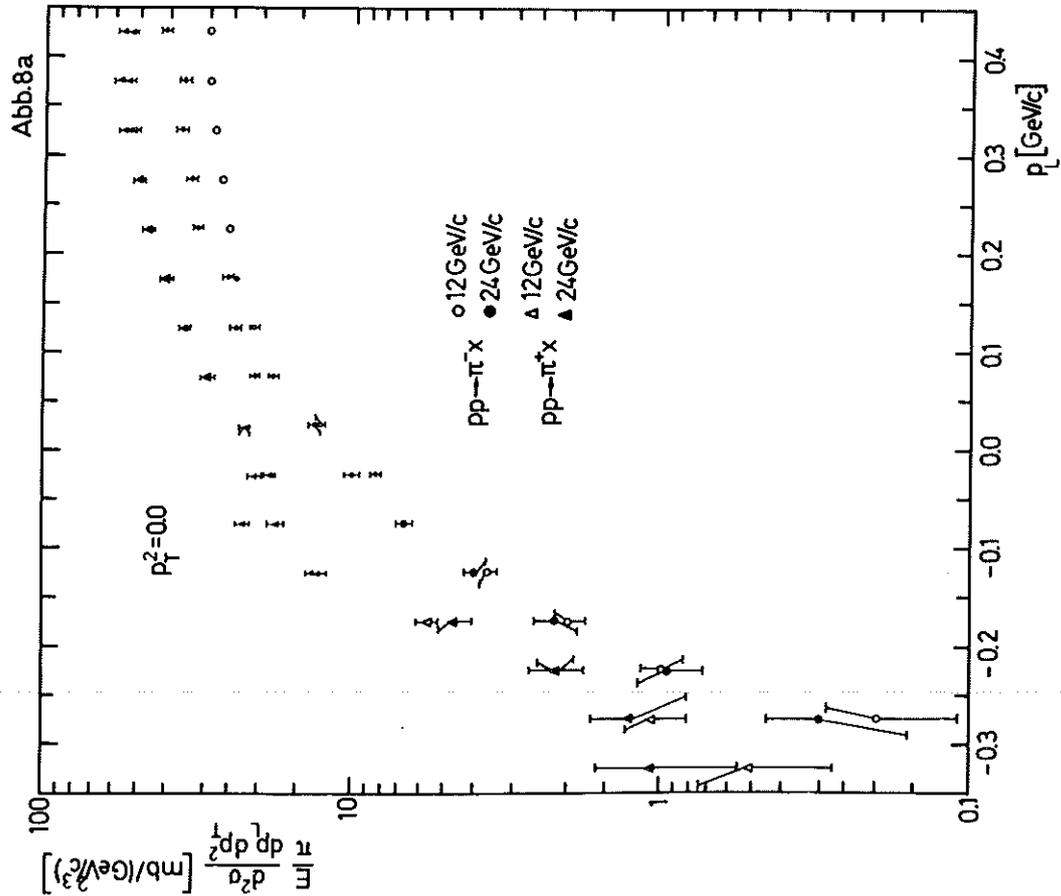


Abb.8c

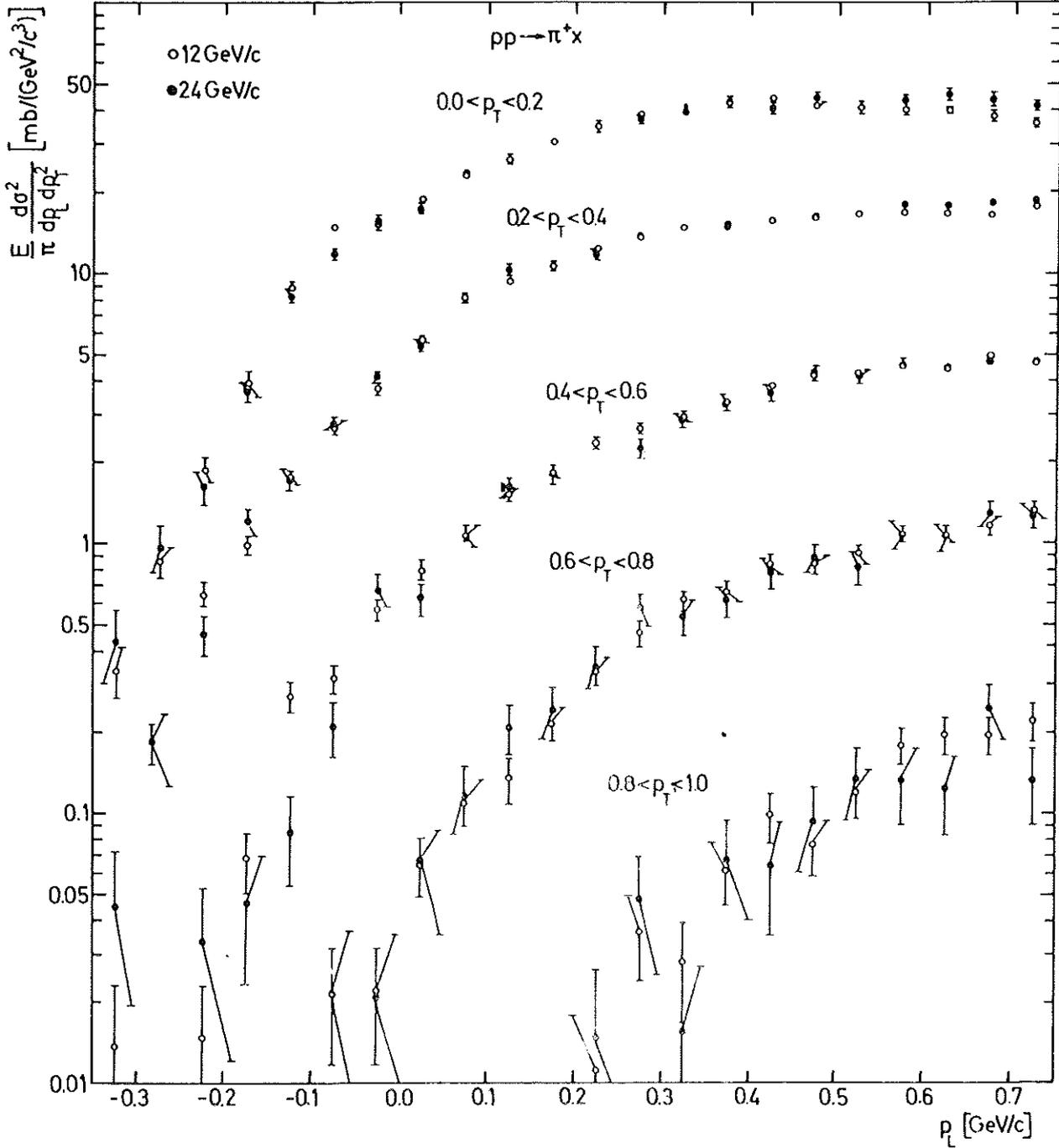
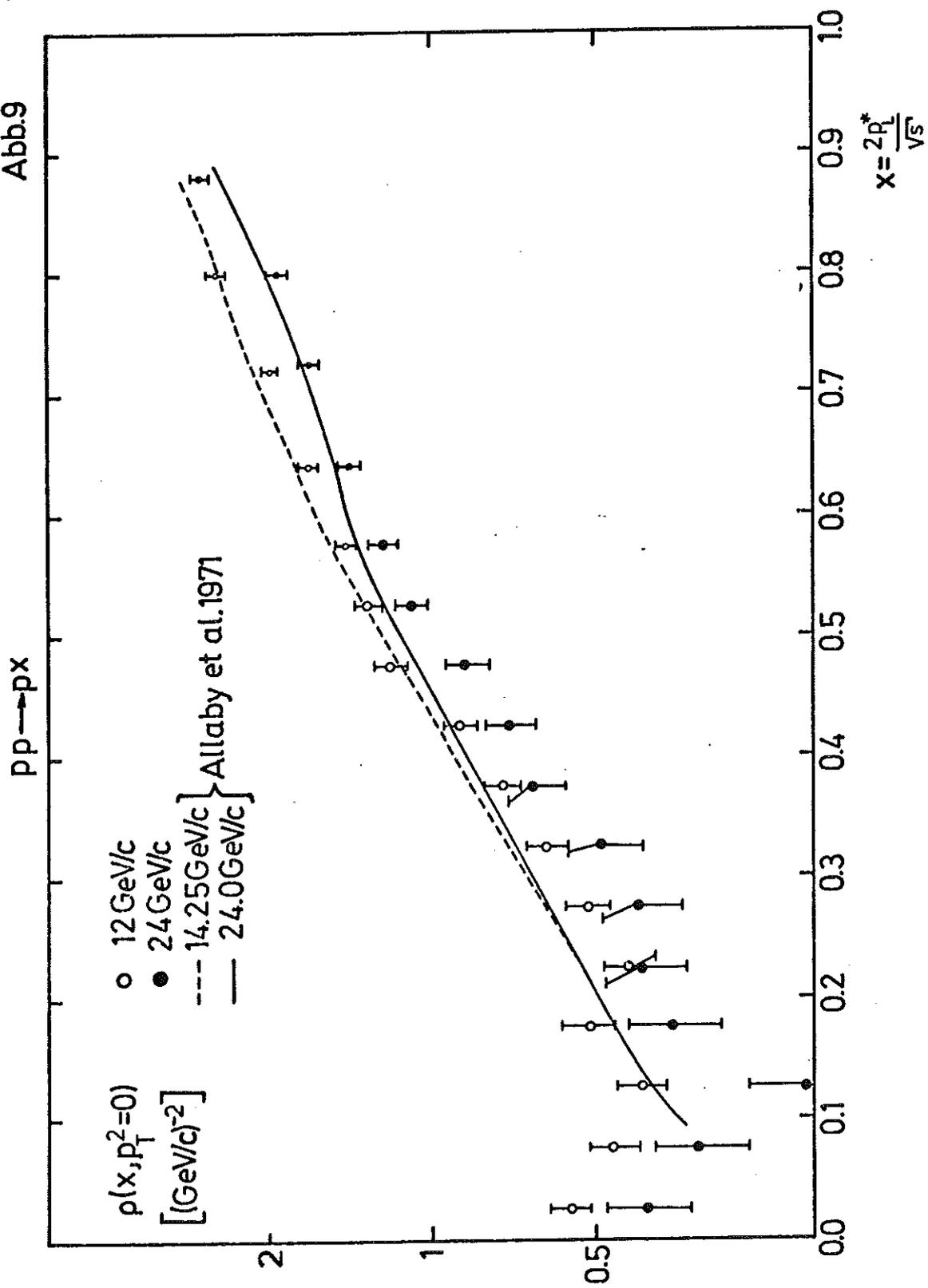


Abb.9



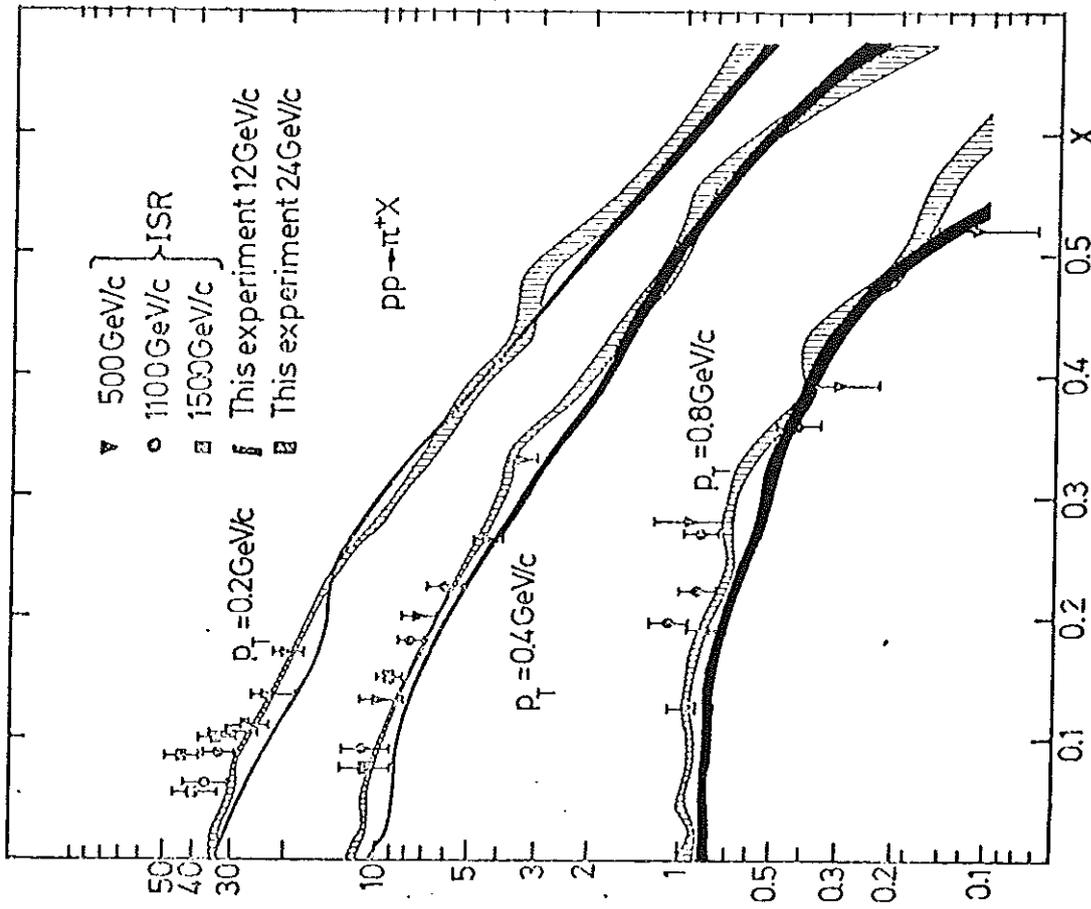
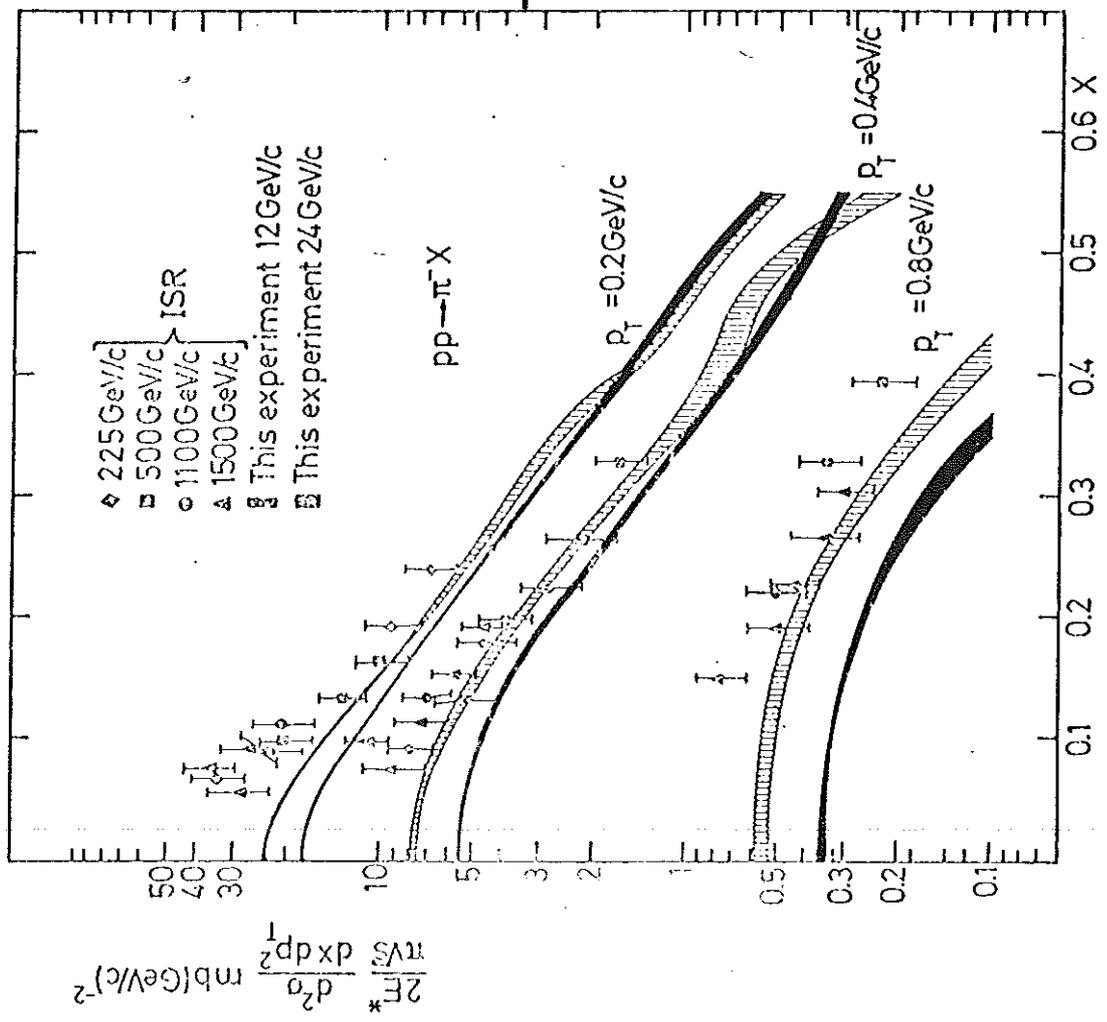


Abb.10a

Abb.10b

Abb.10c

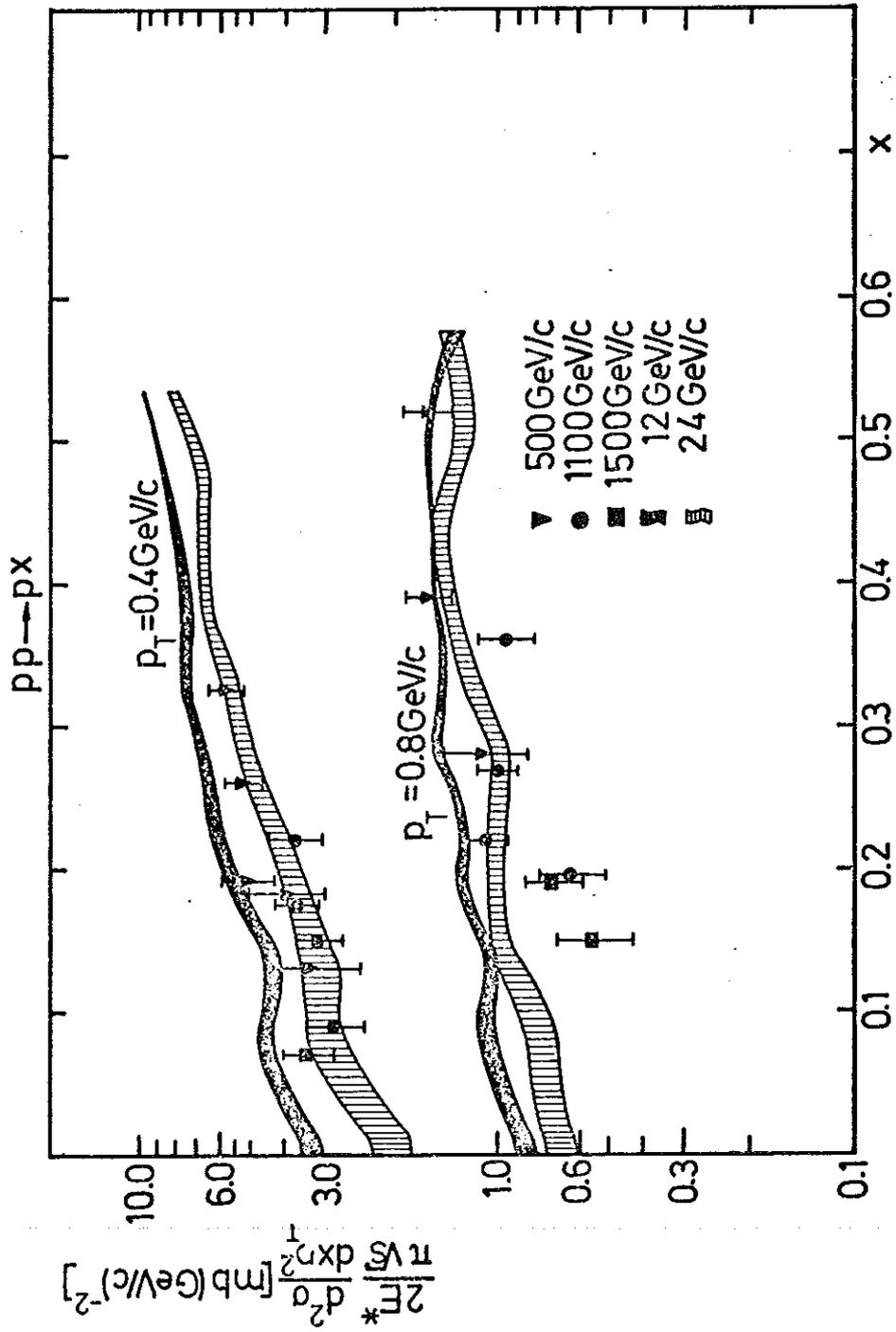


Abb.11a

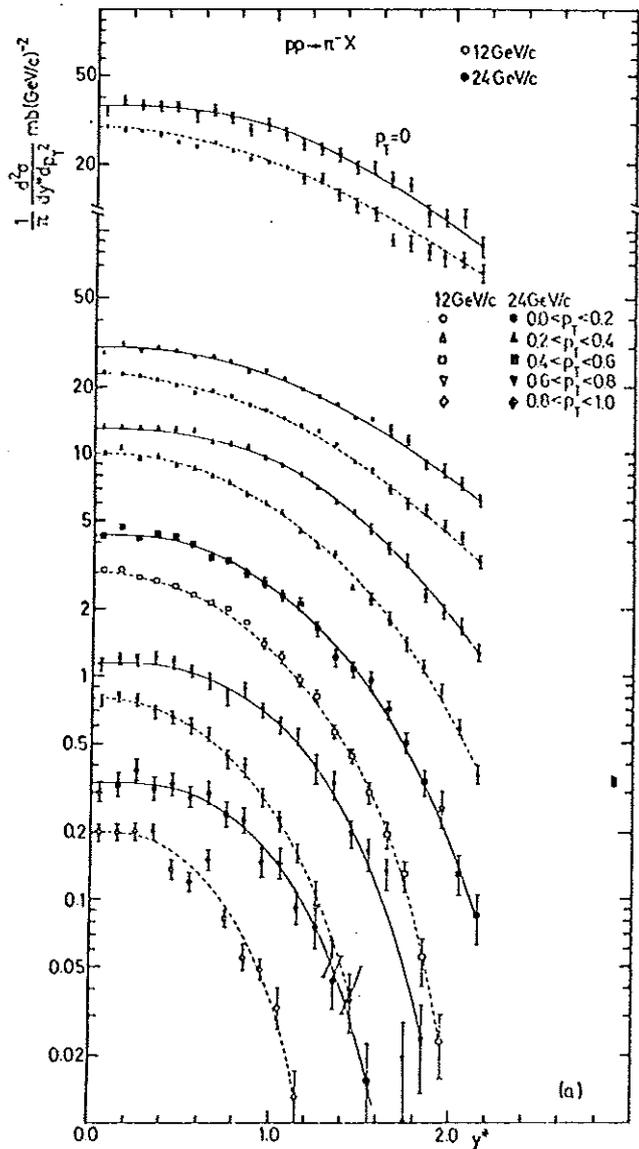


Abb.11b

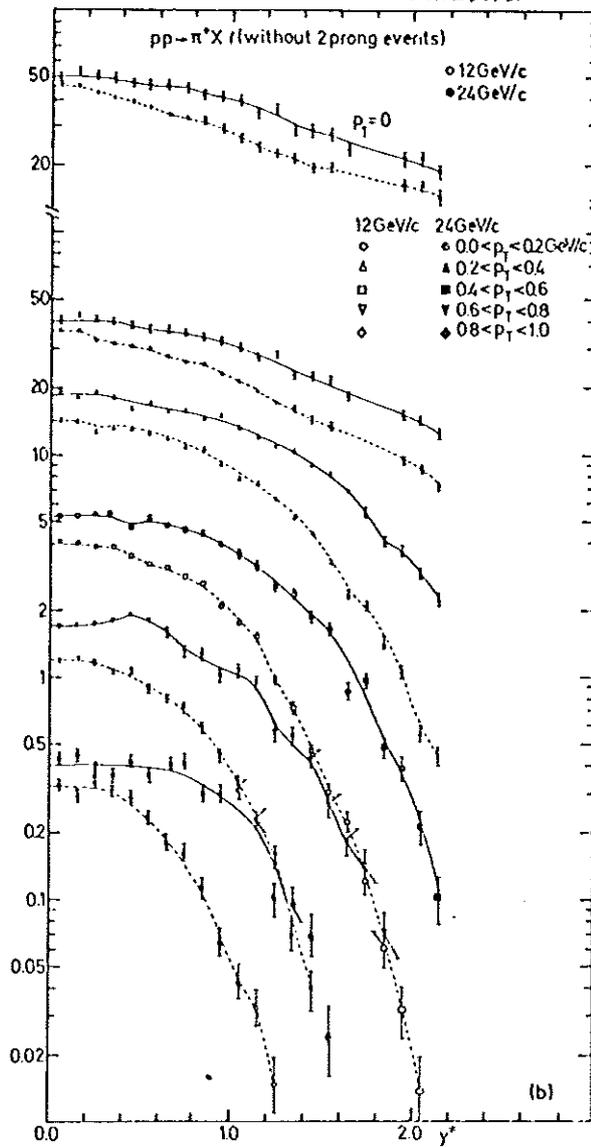
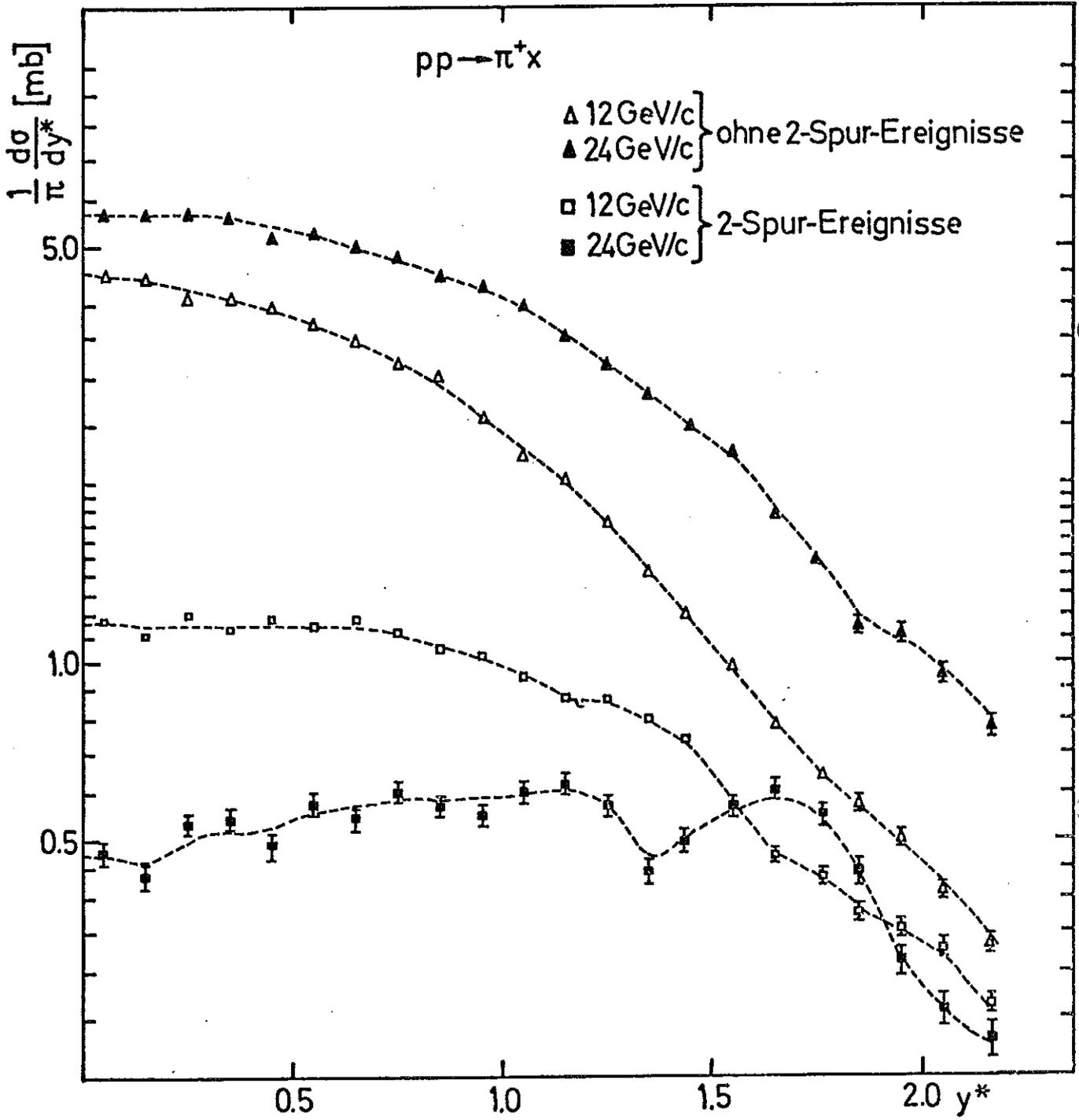
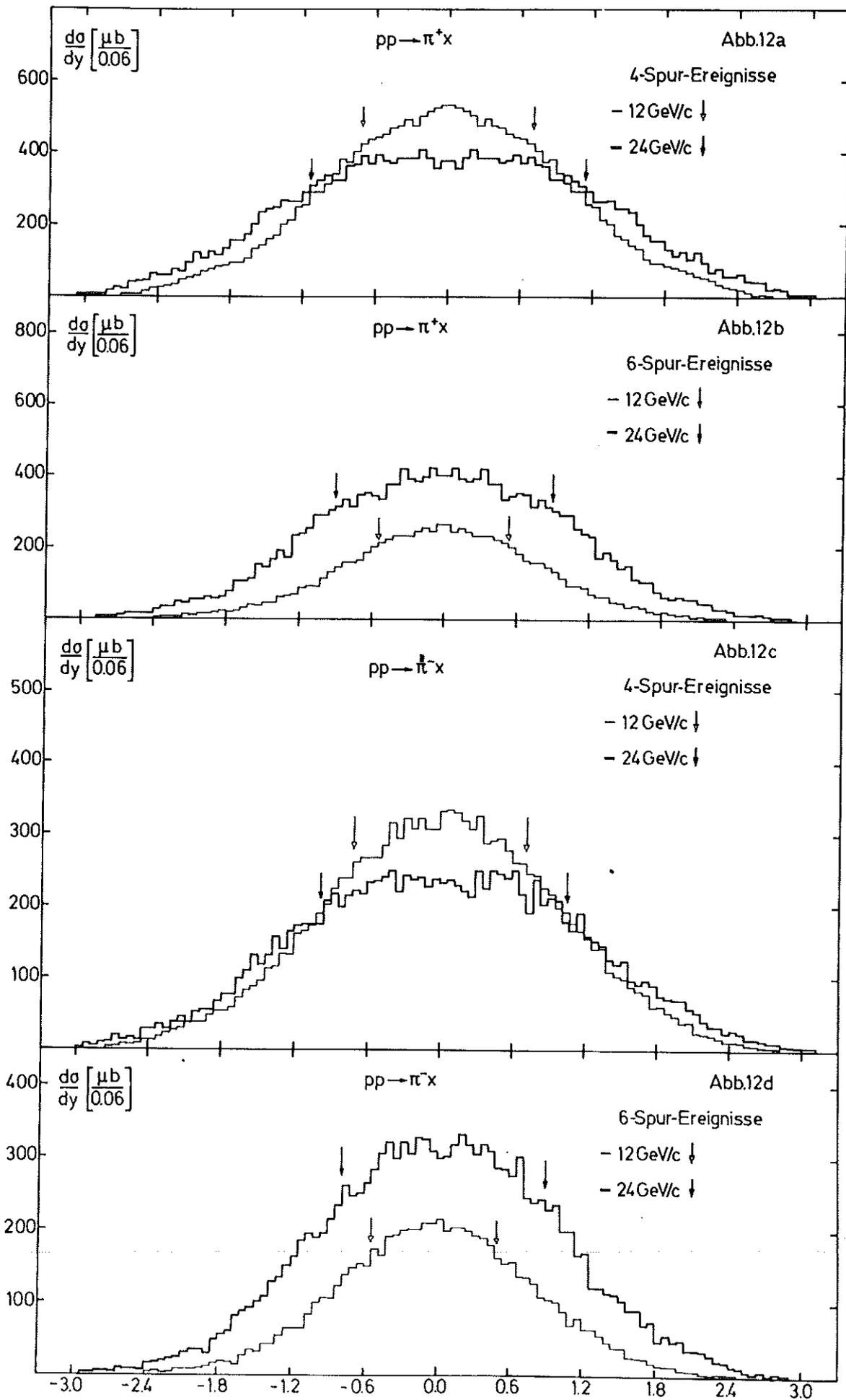
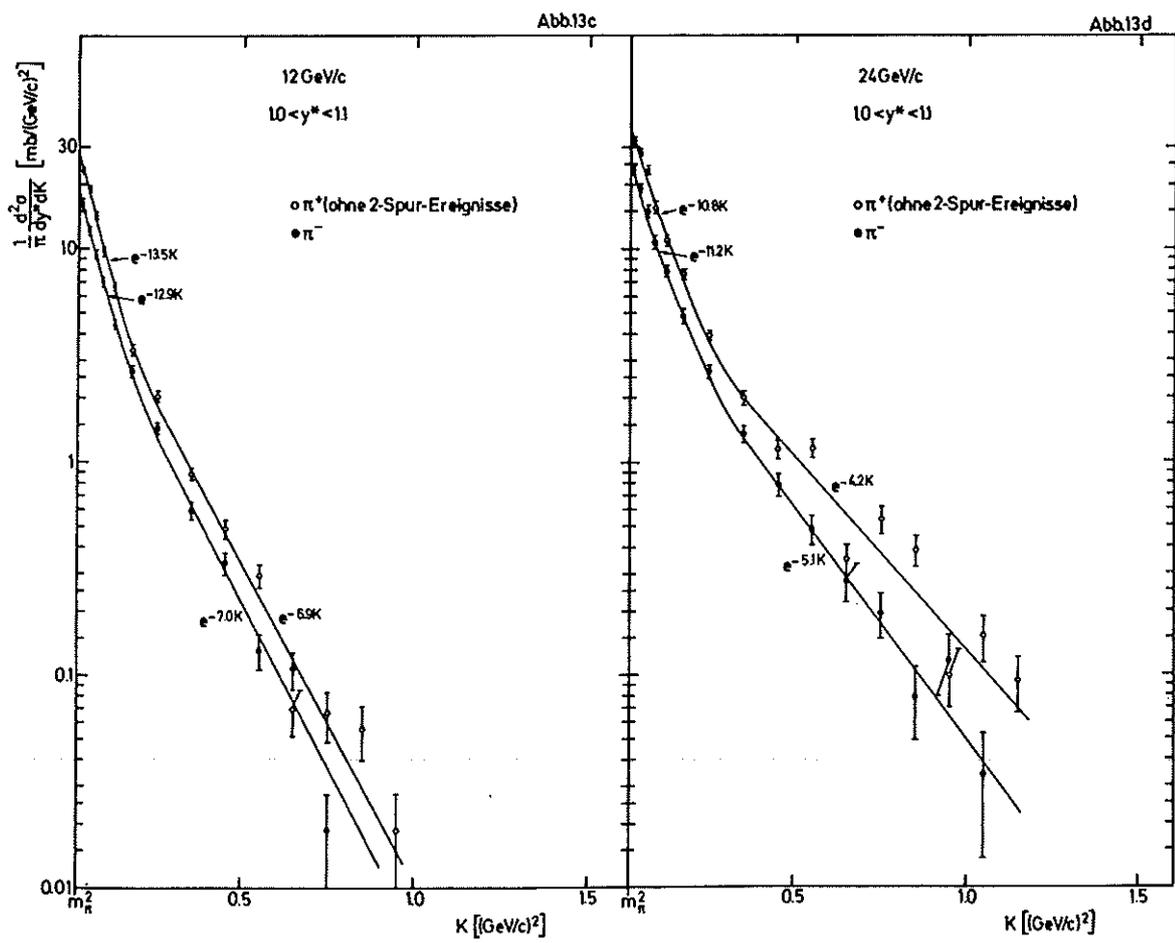
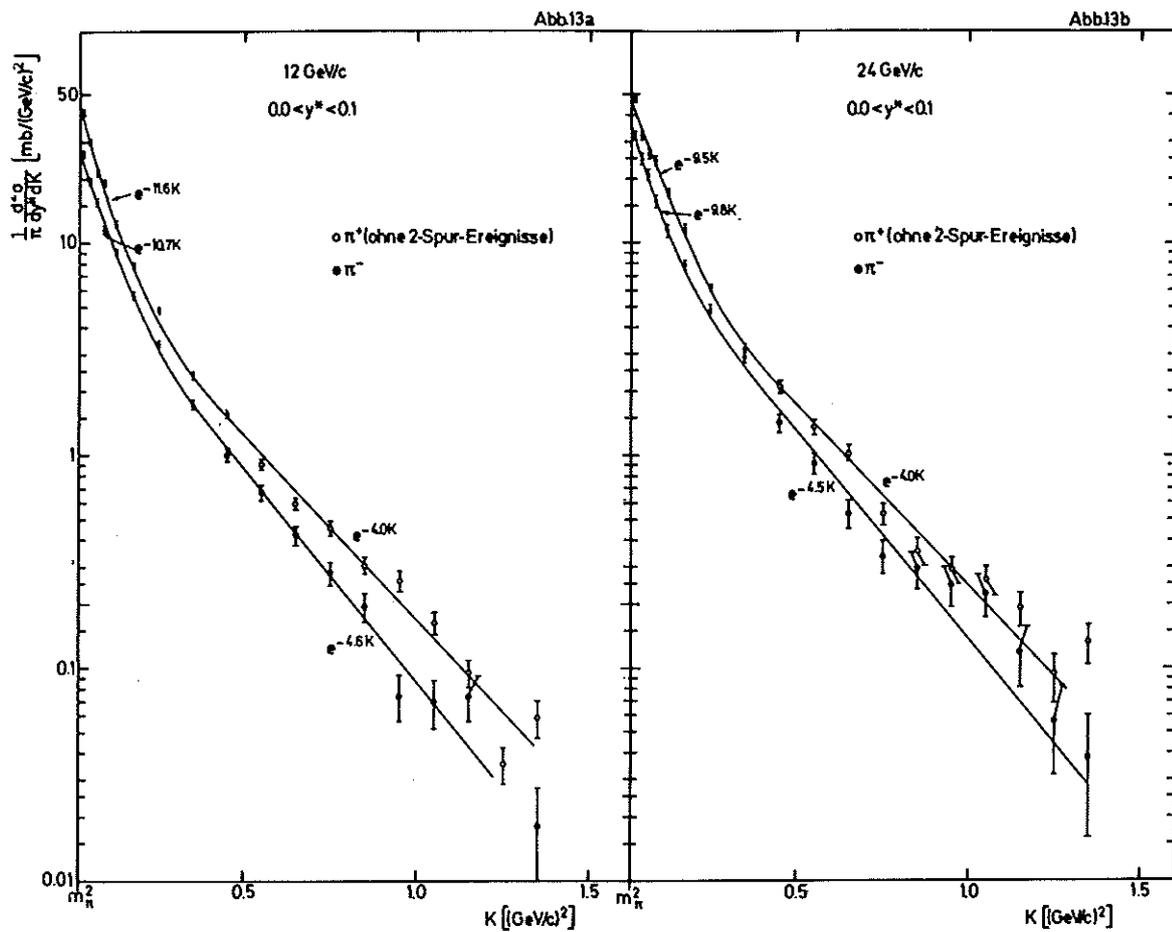


Abb.11c



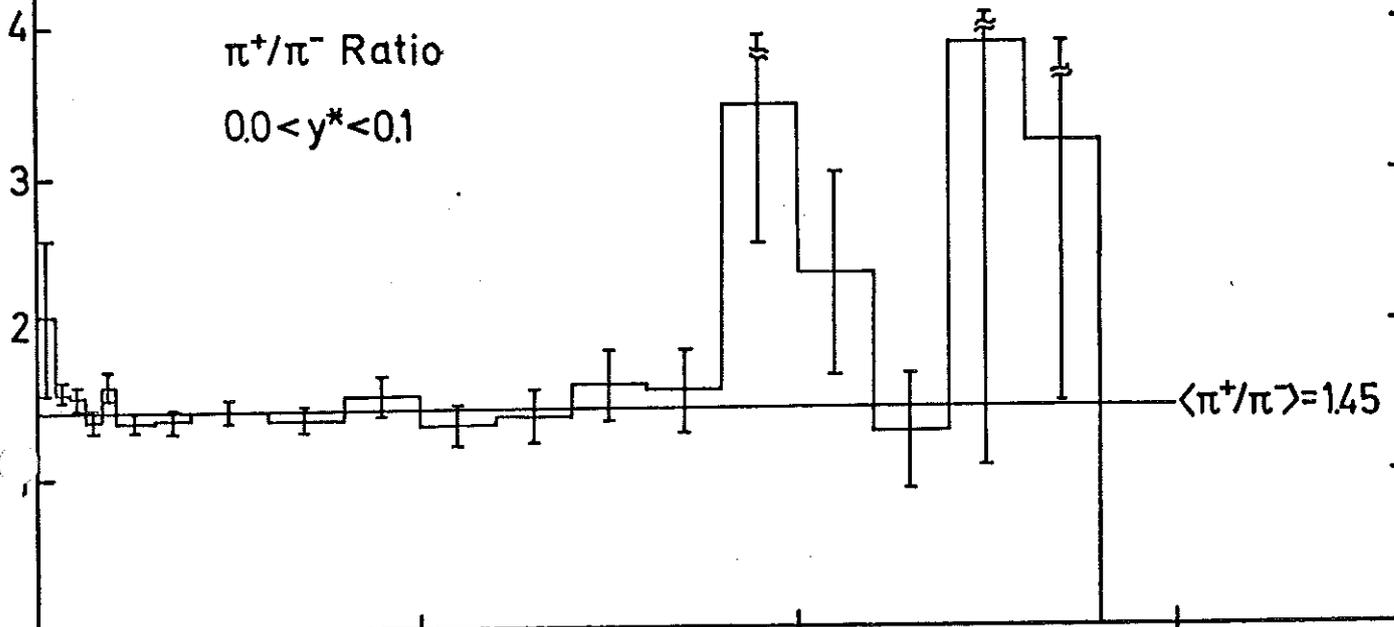




12 GeV/c

Abb.14a

π^+/π^- Ratio
 $0.0 < y^* < 0.1$



24 GeV/c

Abb.14b

π^+/π^- Ratio
 $0.0 < y^* < 0.1$

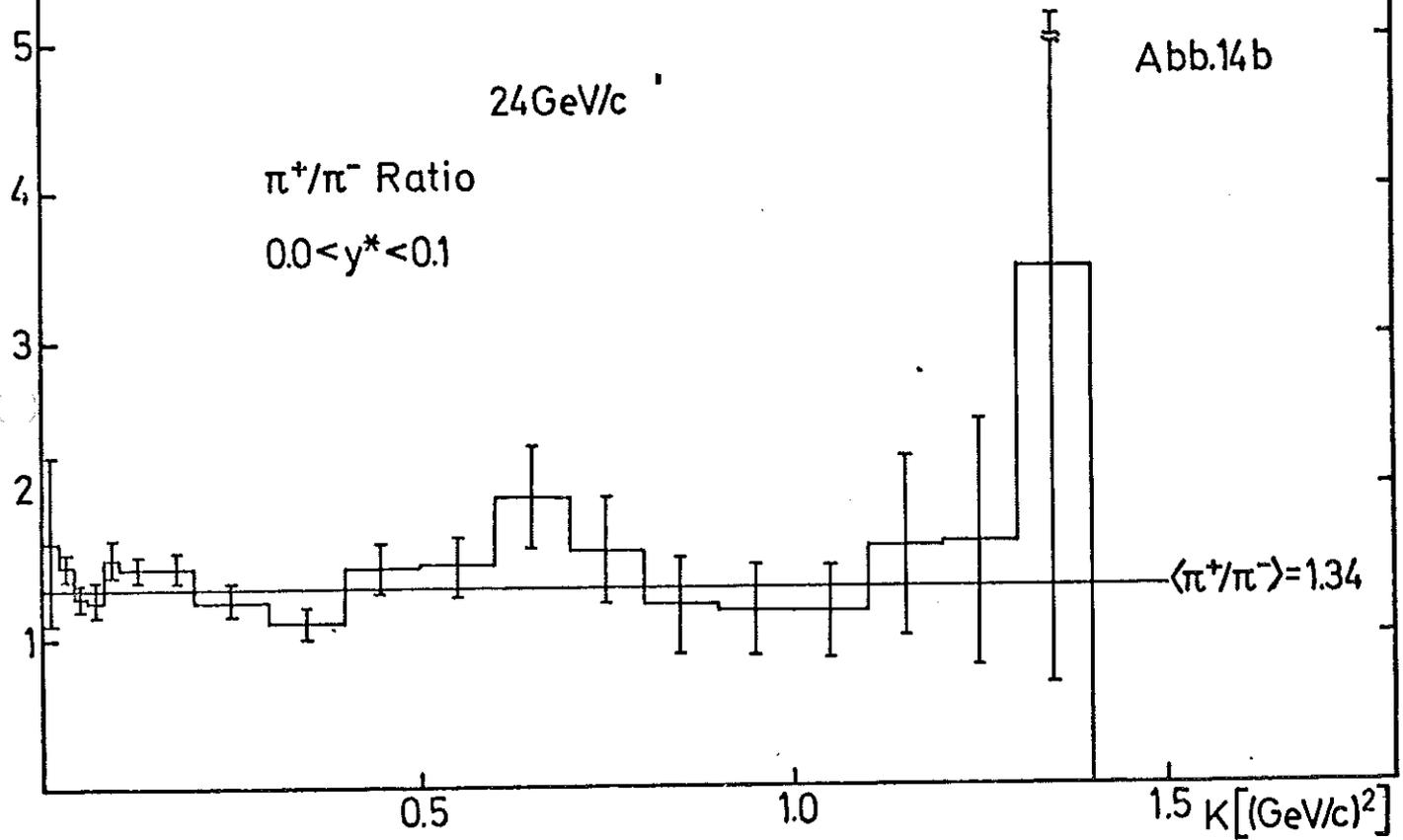
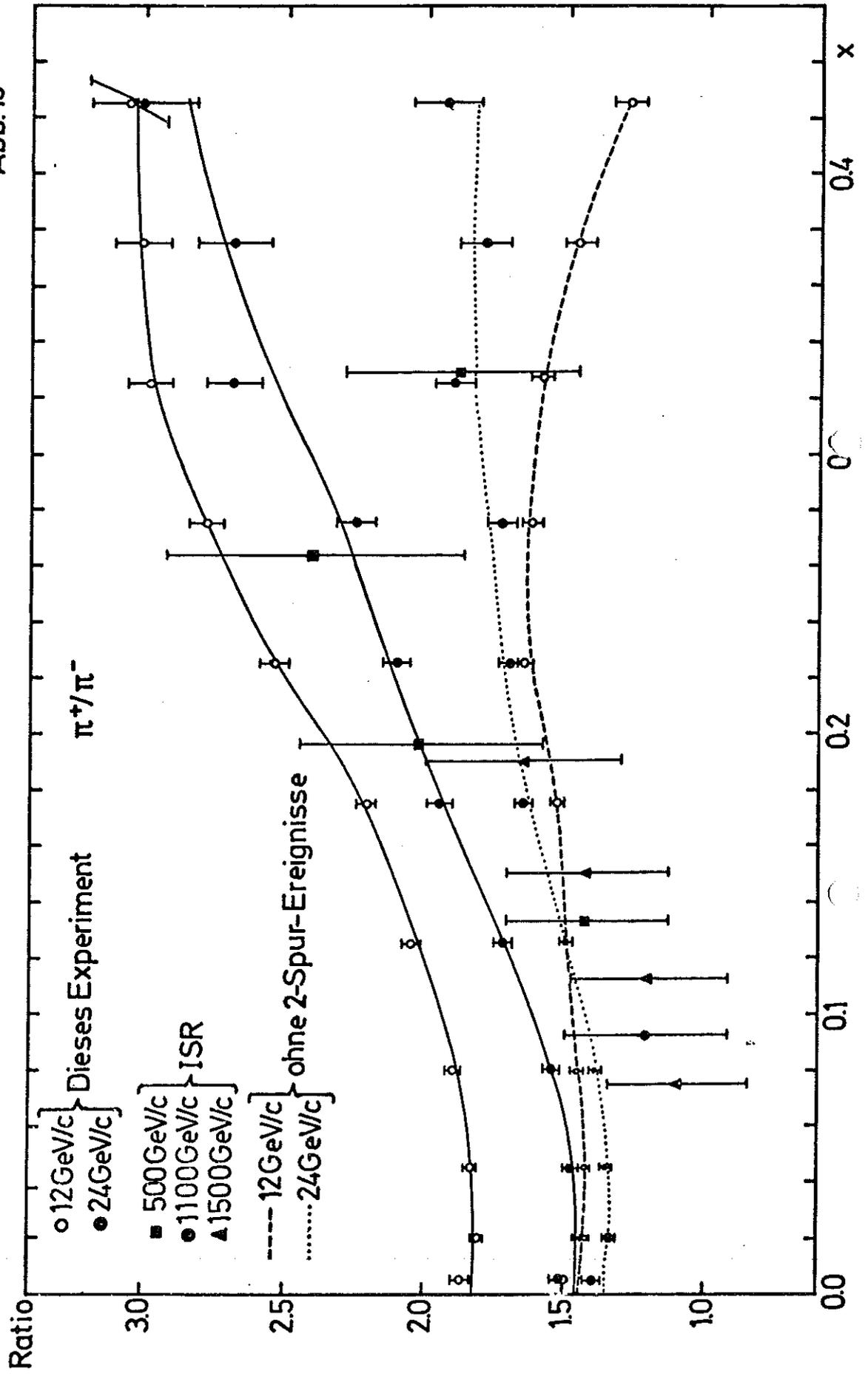


Abb. 15



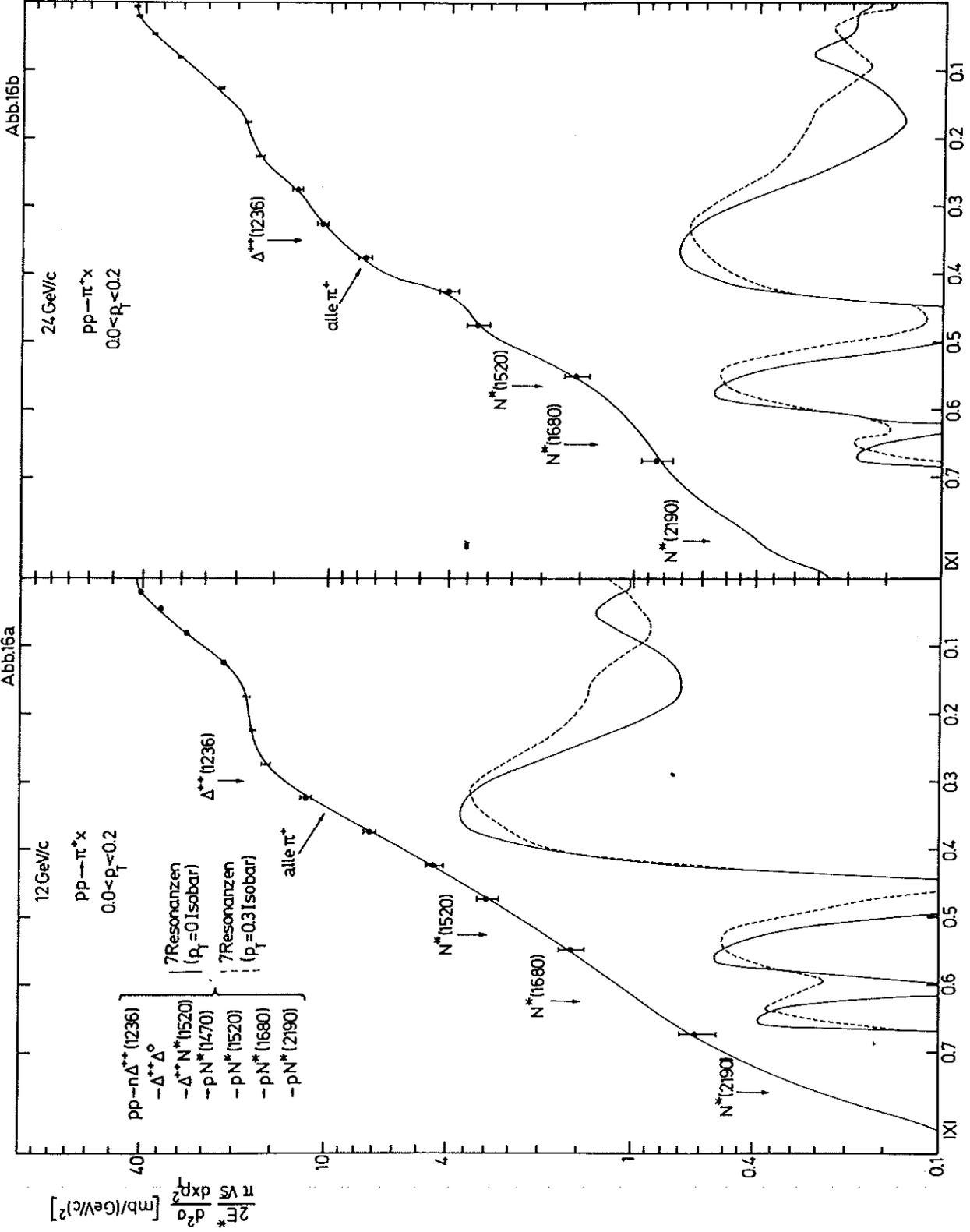


Abb.17a

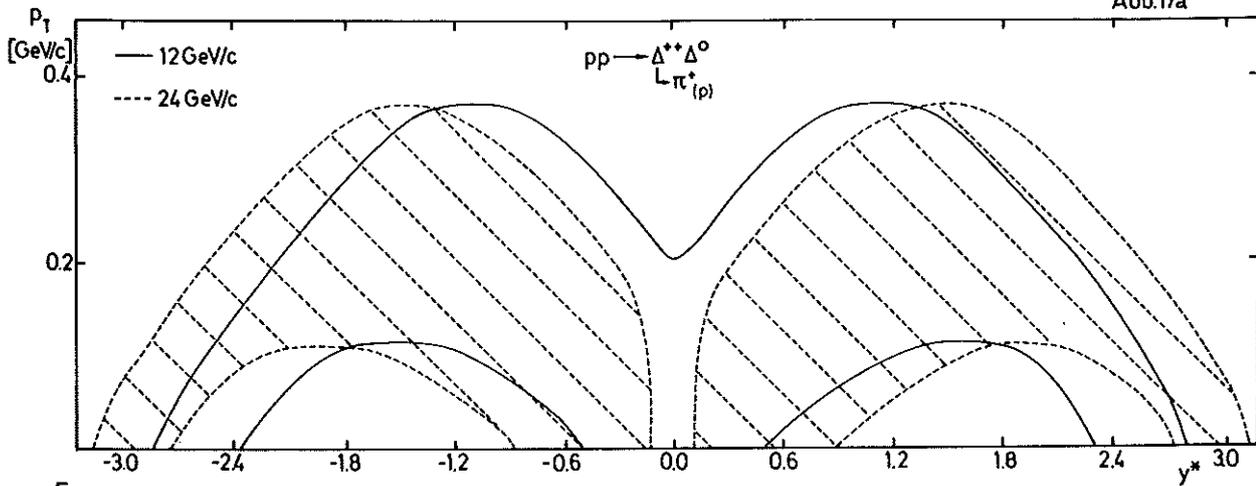


Abb.17b

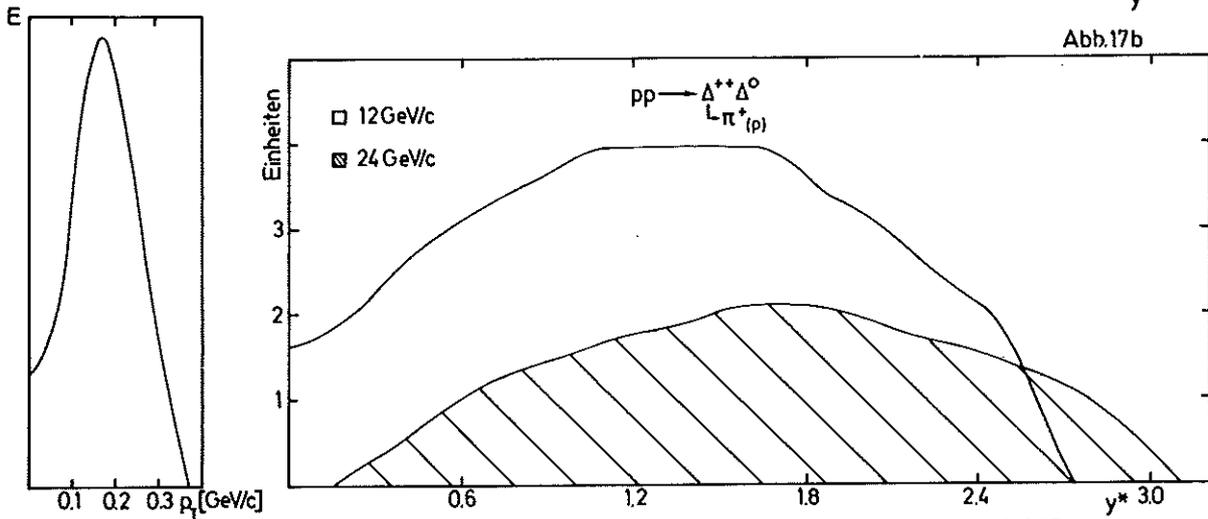
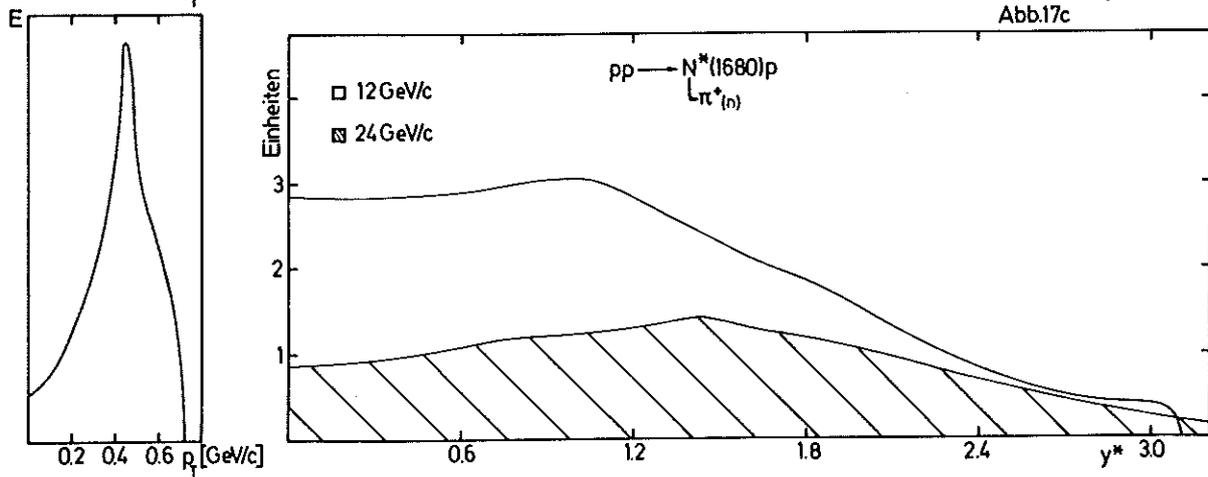


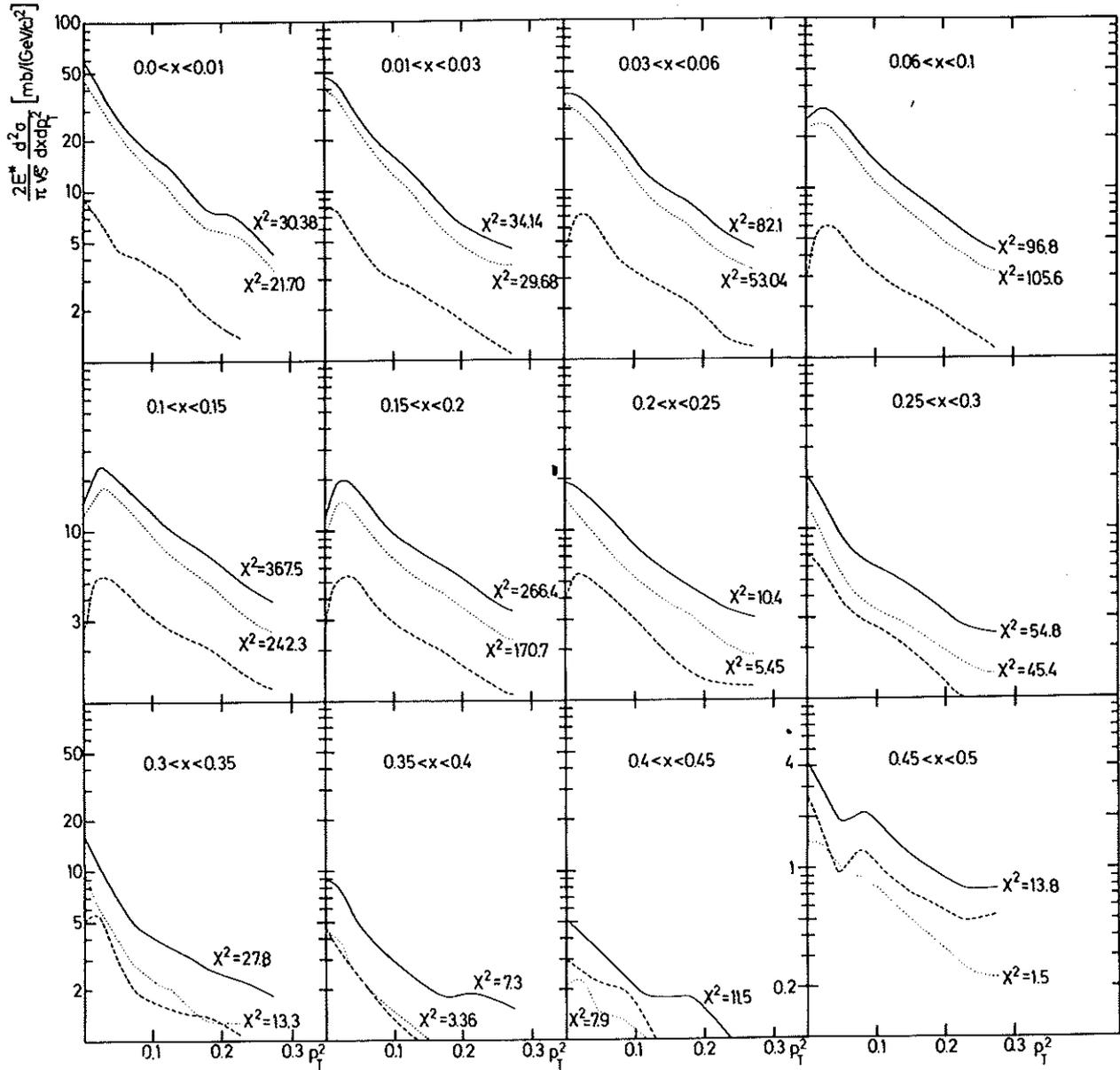
Abb.17c



pp → π*x 12GeV/c

Abb.18

- alle
- ohne 2-Spur-Ereignisse
- 2-Spur-Ereignisse



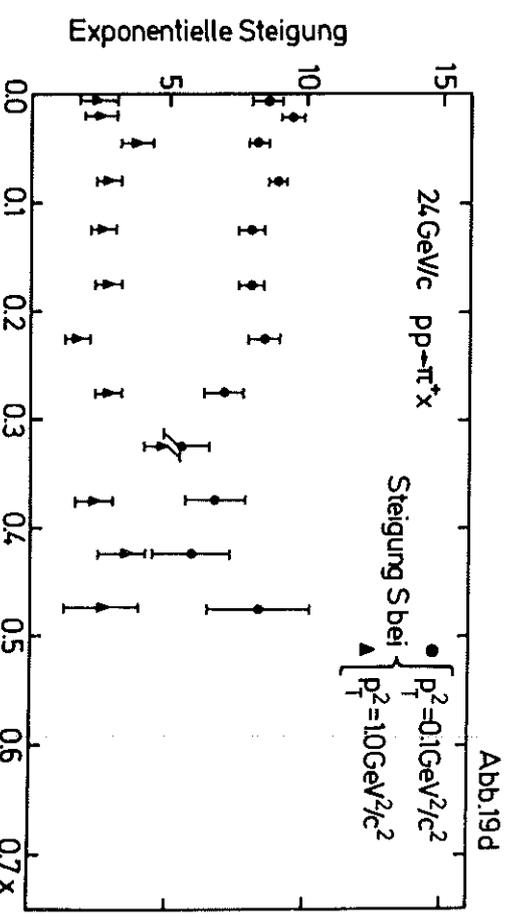
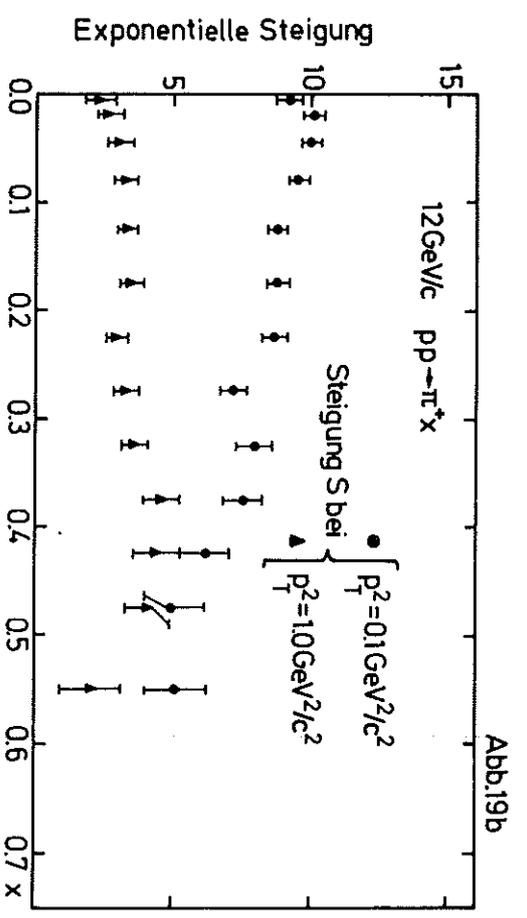
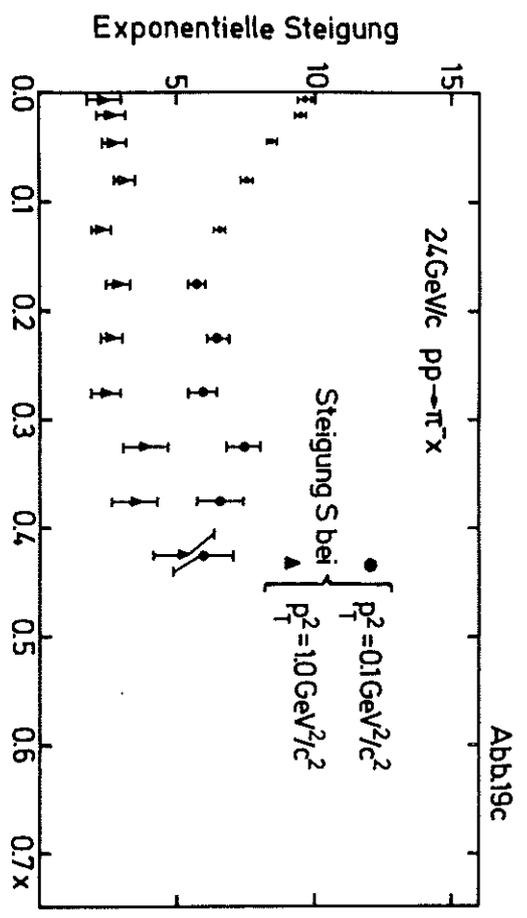
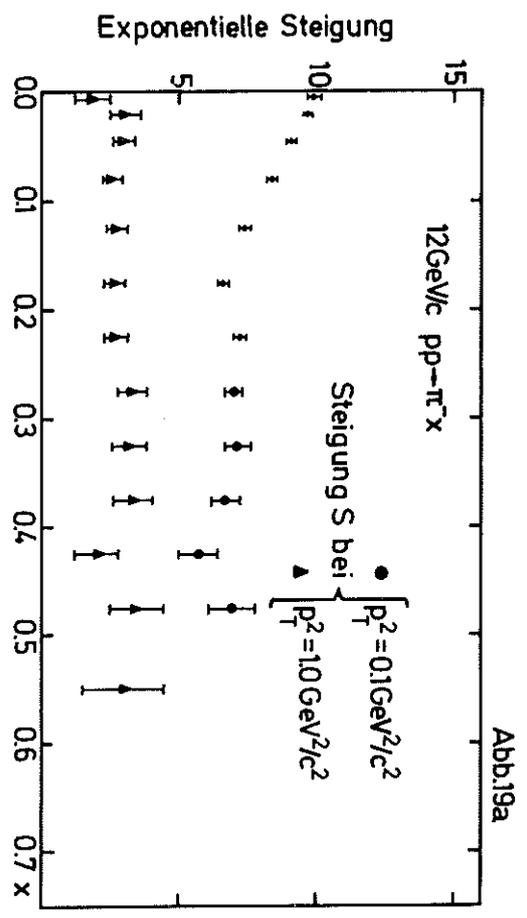


Abb. 20 a

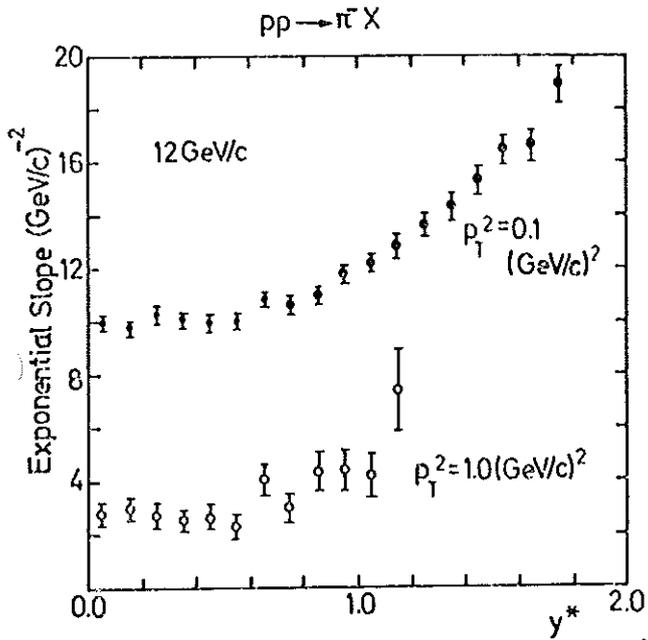


Abb. 20 b

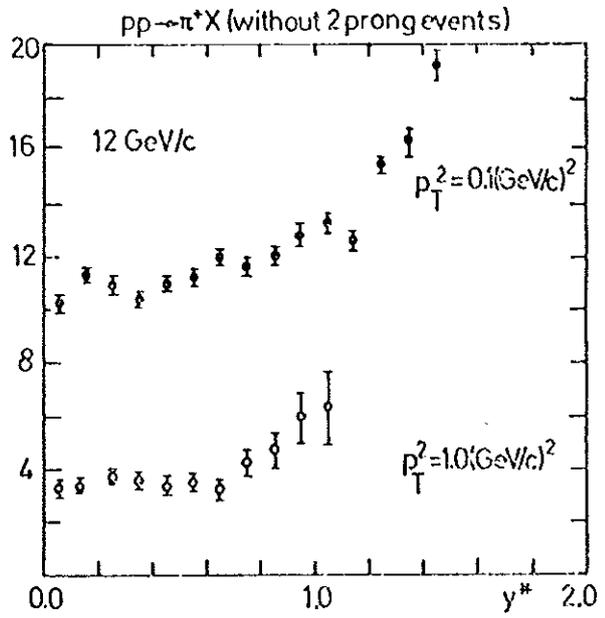


Abb. 20 c

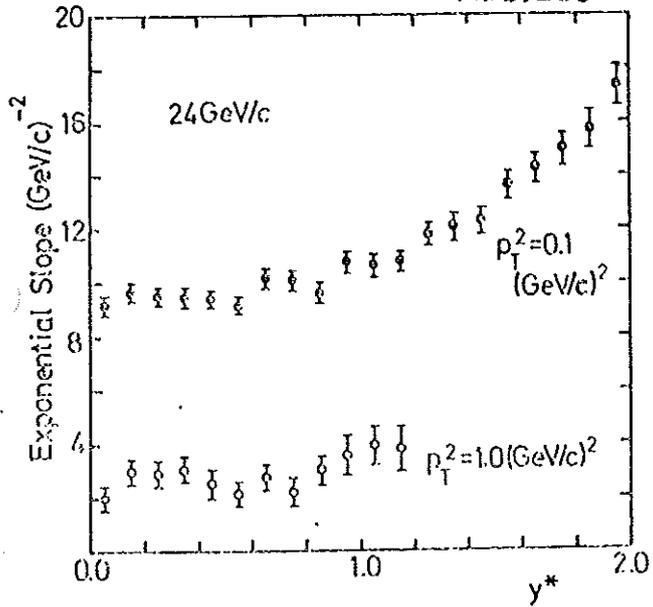
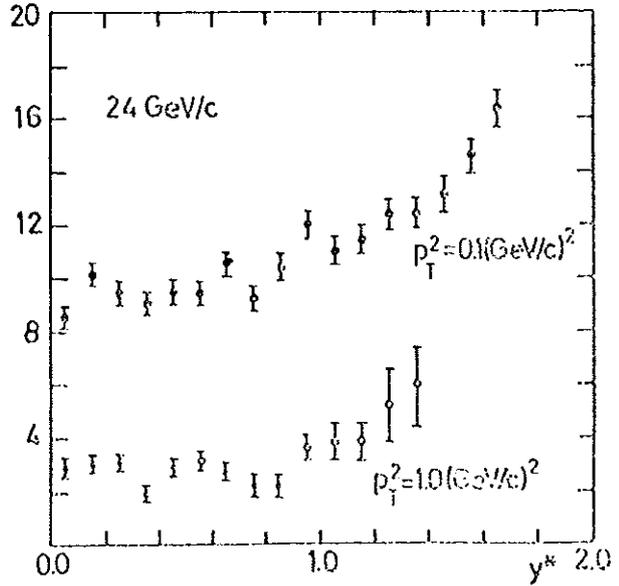


Abb. 20 d



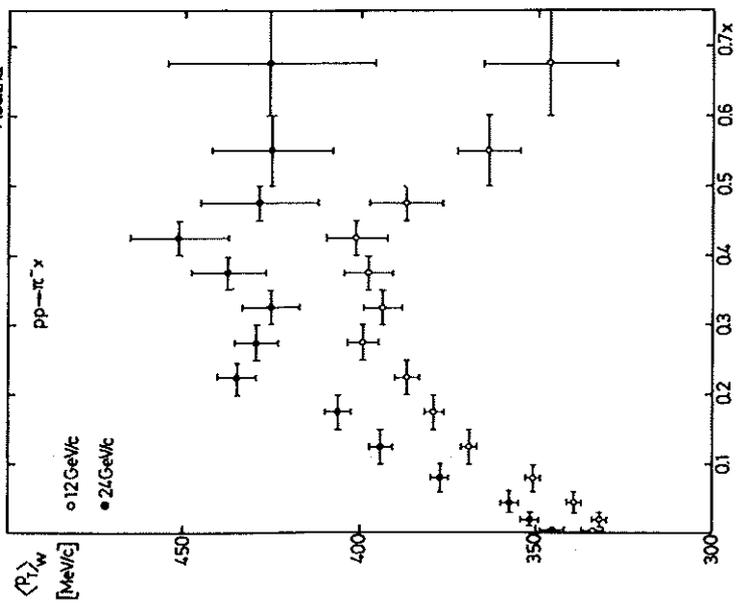
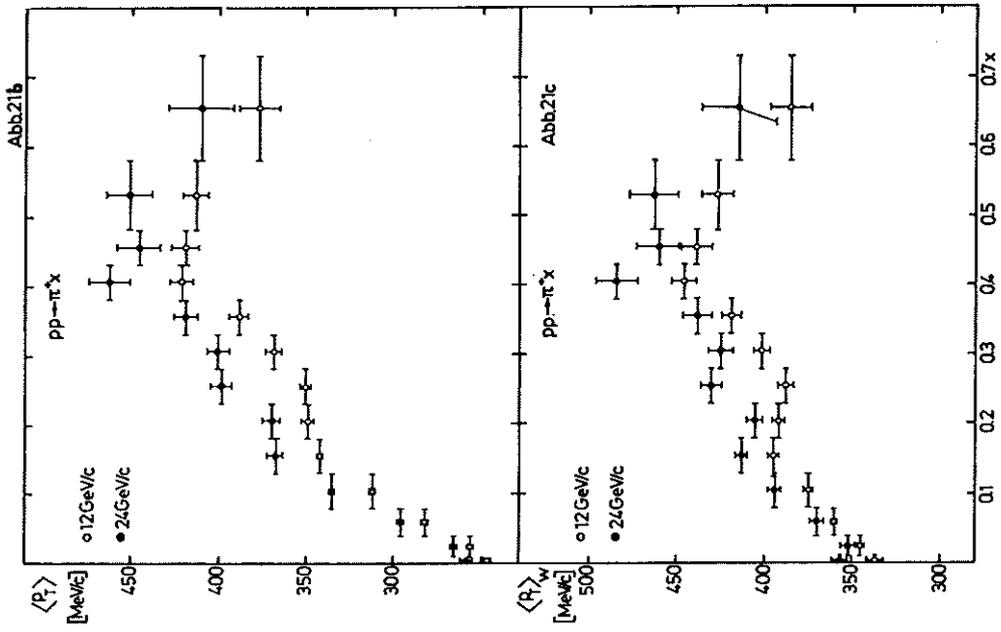
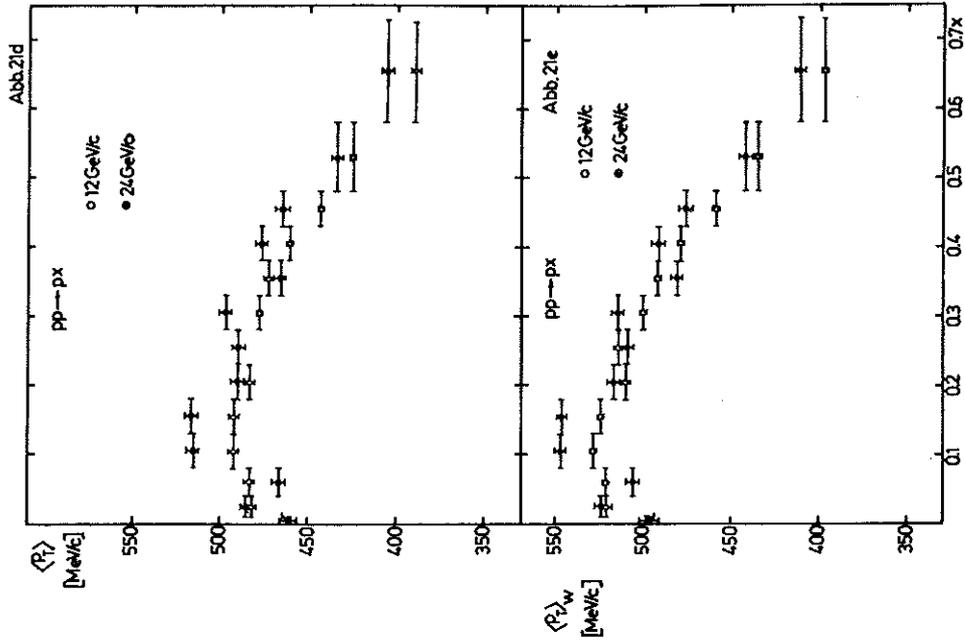
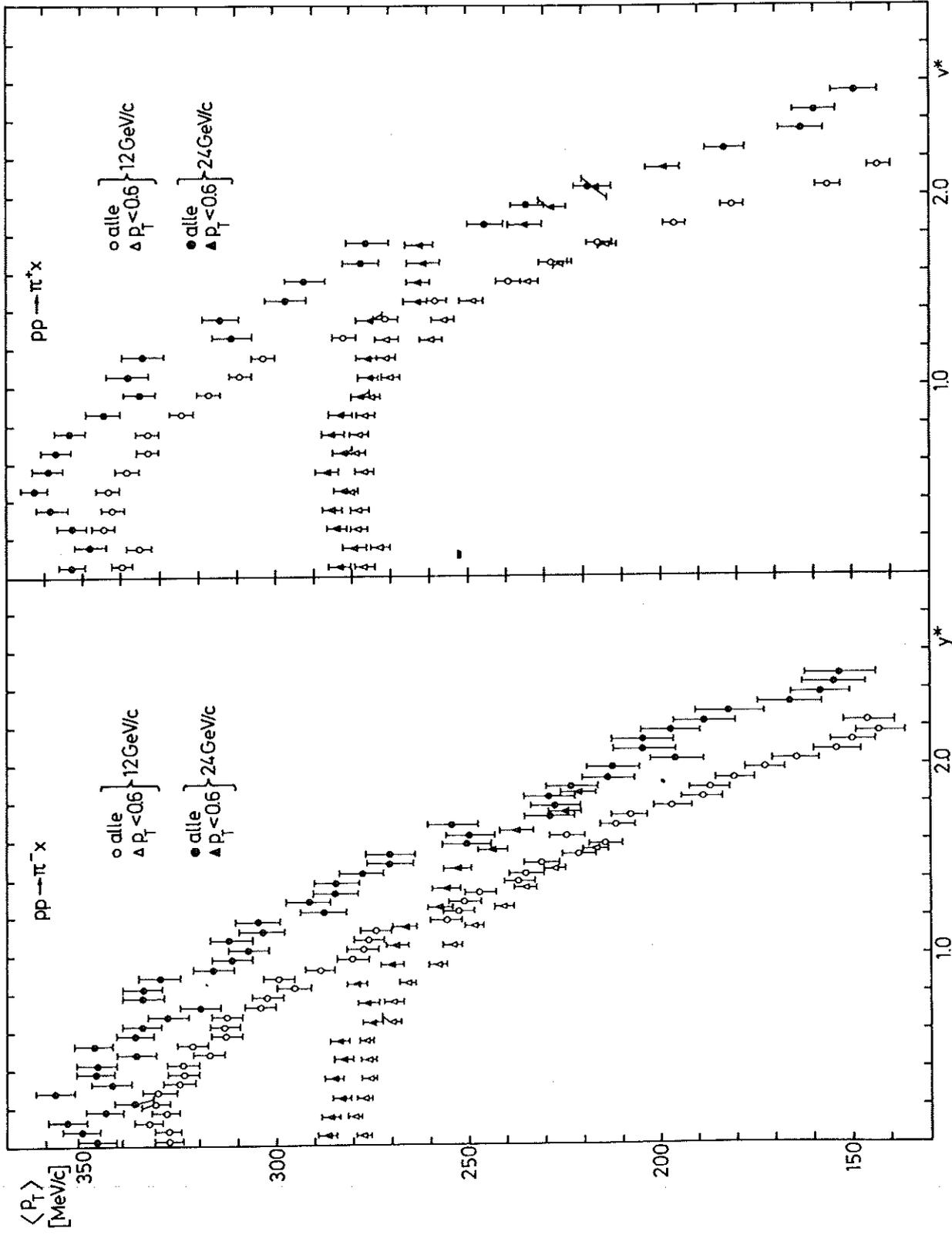


Abb.22b



()

()

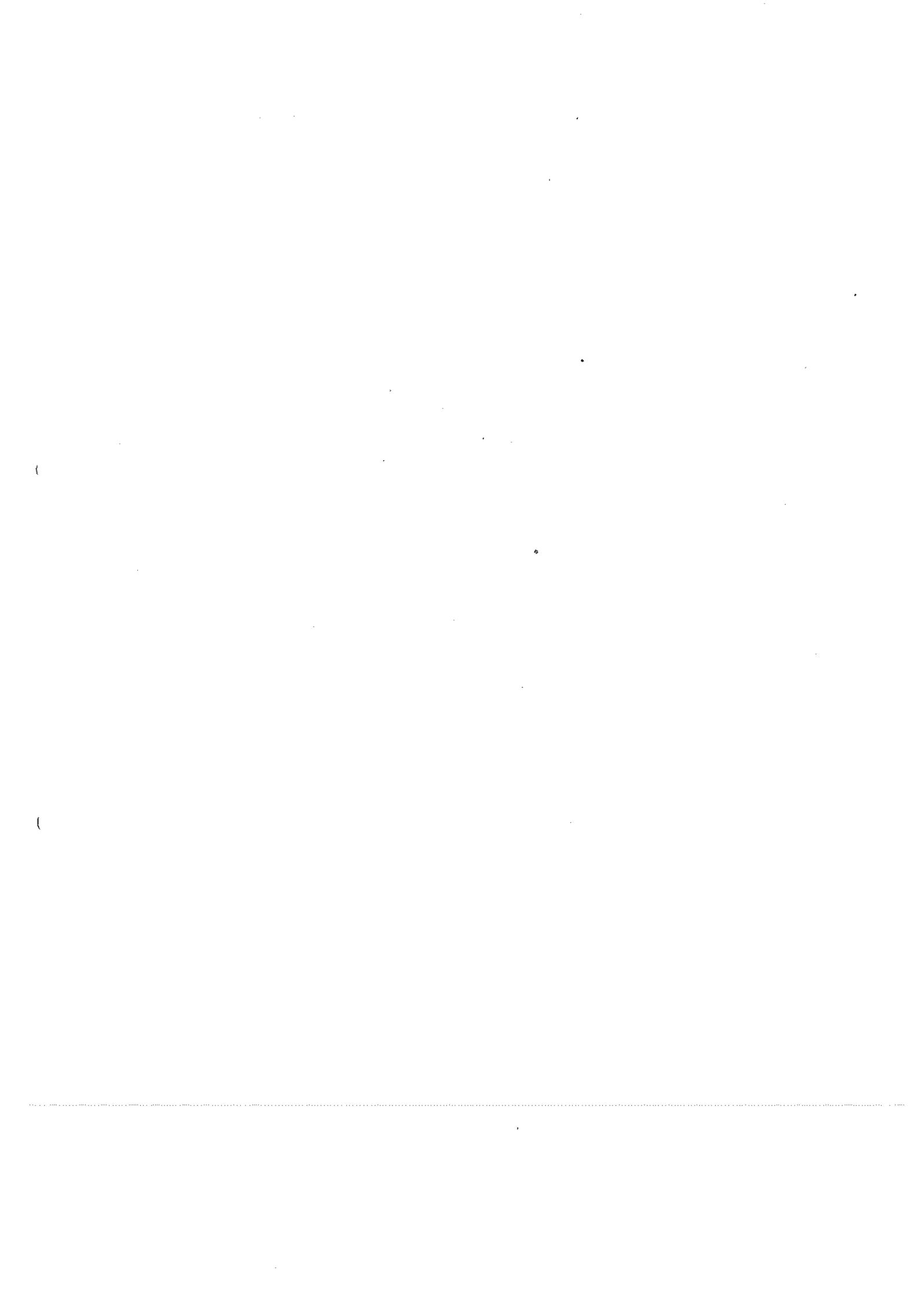


Abb.22b

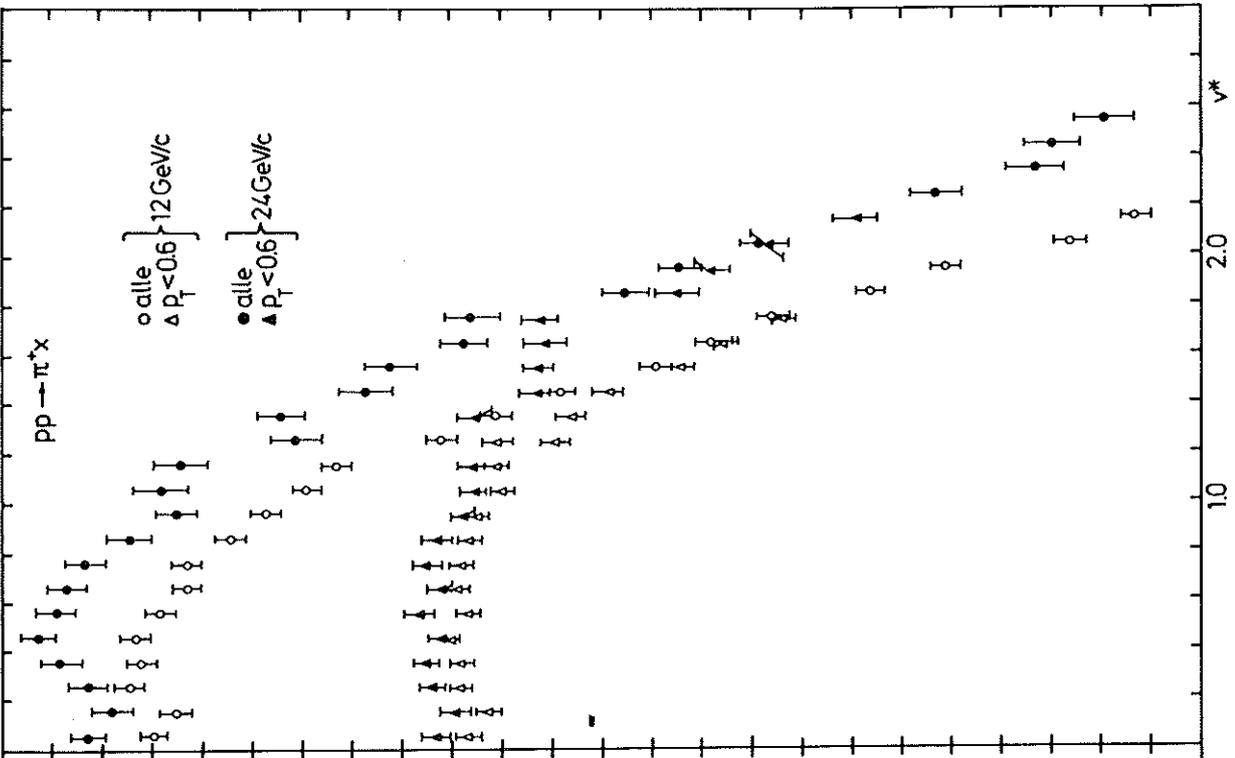


Abb.22a

