

Interner Bericht  
DESY F1-74/4  
Juni 1974

DESY-Bibliothek  
16. AUG. 1974

Untersuchungen der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  und  $pp \rightarrow \Lambda X$  sowie  
 $pp \rightarrow \eta X$  und  $pp \rightarrow \omega X$  bei Laborimpulsen von 12 und 24 GeV/c

von

Berthold Schwarz



Untersuchungen der Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  und  $pp \rightarrow \Lambda X$  sowie  
 $pp \rightarrow \Sigma X$  und  $pp \rightarrow \omega X$  bei Laborimpulsen von 12 und 24 GeV/c

von

Berthold Schwarz

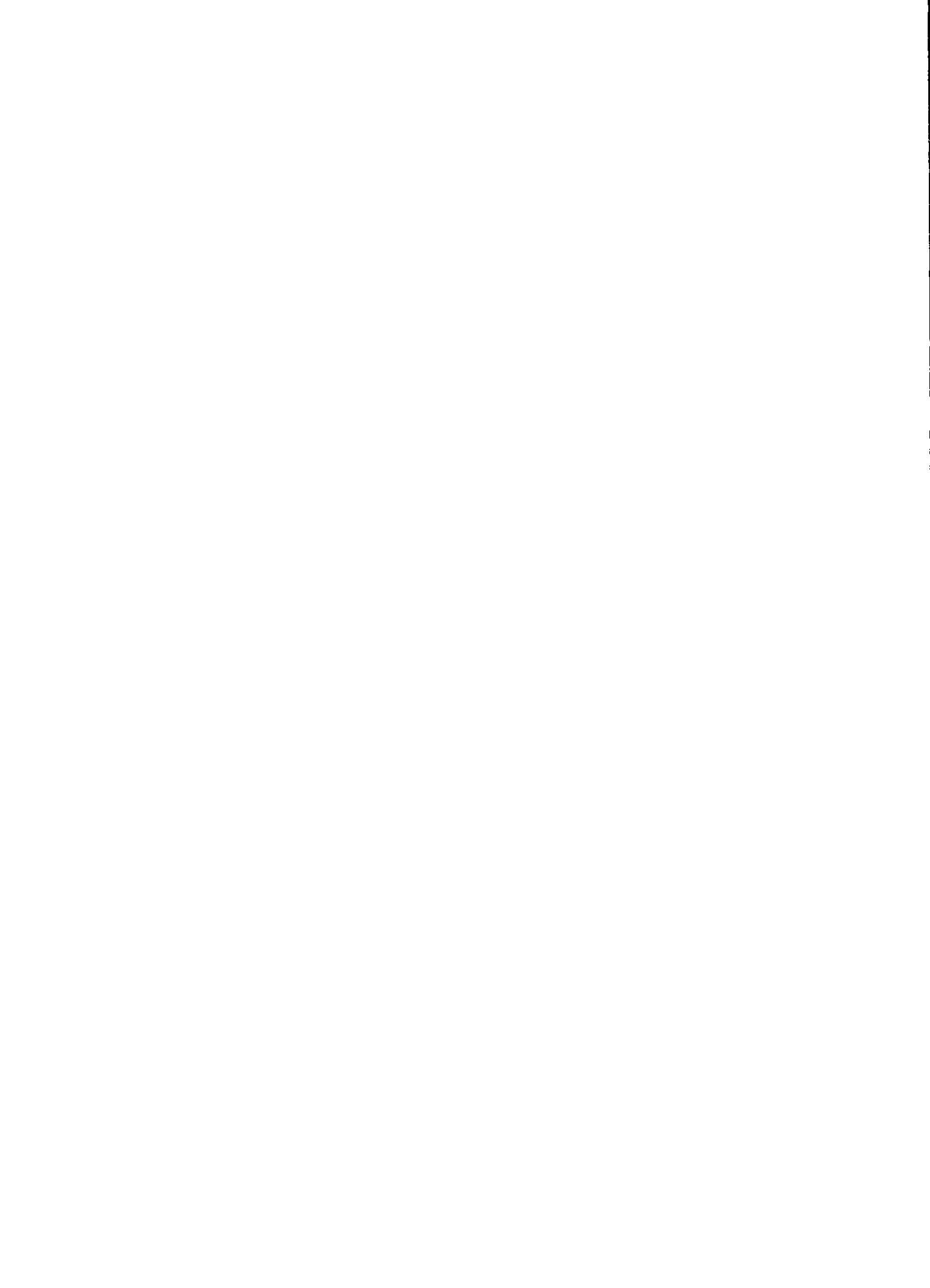
Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im  
Rahmen eines Experimentes der Bonn-Hamburg-München-  
Kollaboration am CERN-Protonen-Synchrotron in Genf.



<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
I. Zusammenfassung	1
II. Einleitung	4
III. Definitionen	7
IV. Experimentelles Verfahren	11
IV.1 Strahl und Blaskammer	11
IV.2 Die Auswertung der Ereignisse	13
IV.3 Die $\pi^-$ -Verteilungen	15
IV.4 Die p- und $\pi^+$ -Verteilungen	16
IV.5 Die $\Lambda$ -Verteilungen	17
V. Triple-Regge-Analyse und Reggeon-Teilchen-Streuung	19
V.1 Kinematisch Bereiche in der Reaktion $pp \rightarrow pX$	19
V.2 Kinematische Bereiche in der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda X$	22
V.3 Triple-Regge-Analysen, theoretische Grundlagen	23
V.3.1 Regge-Trajektorien	23
V.3.2 Verallgemeinertes Regge-Modell, Triple- Regge-Grenzfall	23
V.4 Triple-Regge-Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pX$	26
V.4.1 Die Triple-Regge-Terme für $pp \rightarrow pX$	26
V.4.2 Triple-Regge-Fit	27
V.4.3 Diskussion einiger Ergebnisse	29
V.5 Triple-Regge-Analyse der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda X$	31
V.5.1 Mögliche Graphen	31
V.5.2 Ergebnisse	32
V.5.2.1 Strukturfunktion	32
V.5.2.2 Trajektorie	32
V.5.2.3 Bestimmung der Residuumsfunktion	33

	Seite
V.6 Reggeon-Teilchen-Streuung in den Reaktionen	35
$pp \rightarrow pX$ und $pp \rightarrow \Lambda X$	
V.6.1 $pp \rightarrow pX$	35
V.6.1.1 Ausgetauschte Trajektorien	35
V.6.1.2 Die Verteilungen der Multiplizitäten und ihr Vergleich mit den Reaktionen $ep \rightarrow eX$ und $\gamma p \rightarrow X$	36
V.6.1.3 Diskussion der Multiplizitätenverteilungen	40
V.6.1.4 Die $x$ - und $p_T^2$ -Verteilungen der $\pi^-$ in der Reaktion $pp \rightarrow p(\pi^- X)$ und ihr Vergleich mit Photoproduktionsdaten	41
V.6.1.5 Die $x$ - und $p_T^2$ -Verteilungen der $\pi^+ \pi^-$ in der Reaktion $pp \rightarrow p(\pi^+ \pi^- X)$	45
V.6.2 $pp \rightarrow \Lambda X$	47
V.6.2.1 Ausgetauschte Trajektorien	47
V.6.2.2 Ermittlung der Multiplizitätenverteilungen	47
V.6.2.3 Die Multiplizitätenverteilungen der Reggeon- Teilchen-Streuung und ihr Vergleich mit Ergebnissen der Teilchen-Teilchen-Streuung	49
V.7 Doppelt differentielle Verteilungen der Multipli- zitäten	52
V.7.1 Experimentelle Verteilungen	52
V.7.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	53
VI. Die quasiinklusiven Reaktionen $pp \rightarrow \eta X$ und $pp \rightarrow \omega X$	55
VI.1 Wirkungsquerschnitte	56
VI.2 Die $y^*$ -, $p_T^2$ - und Zerfallswinkelverteilungen	59
VI.2.1 Subtraktion des Untergrundes	59
VI.2.3 Die $y^*$ -Verteilungen	60
VI.2.3 Die $p_T^2$ -Verteilungen	63

	Seite
VI.2.4 Die Zerfallswinkelverteilungen des $\omega$	64
VII. Literaturverzeichnis	66
VIII. Verzeichnis der Abbildungen	71
IX. Tabellen	76
X. Abbildungen	79
XI. Danksagungen	





## I. Zusammenfassung

Mit der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer werden pp-Wechselwirkungen bei Laborimpulsen von 12 und 24 GeV/c mit hoher statistischer Genauigkeit untersucht.

Diese Arbeit beschäftigt sich insbesondere mit Triple-Regge-Analysen der Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  und  $pp \rightarrow \Lambda X$ .

Im Falle der inklusiven p-Erzeugung können diffraktive Resonanz (PPM)- und Untergrund (PPP)-Anteile sowie nichtdiffraktive Resonanz (MMK)- und Untergrund (MMP)-Anteile zum Wirkungsquerschnitt getrennt werden. Die totalen diffraktiven Wirkungsquerschnitte sind 4.9 (6.3) mb bei 12 (24) GeV/c.

Eine gute Bestätigung der Gültigkeit des Triple-Regge-Modells in unserem Energiebereich erhalten wir mit der Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$ , zu der nur der Term MMP beiträgt.

Die Multiplizitätenverteilungen für die Reggeon- bzw. Pomeron-Proton-Streuung, die beide nach dem Regge-Modell in der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  vorkommen, zeigen keine signifikante s-Abhängigkeit.

Aus den Multiplizitätenverteilungen lassen sich im Rahmen der experimentellen Genauigkeit keine Unterschiede zwischen Reggeon- und Pomeron-Teilchen-Streuung ermitteln.

Verglichen mit der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  bei gegebener fehlender Masse  $M_X^2$  hat das System X in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow X$  bei festem s eine um etwa 30 % größere Multiplizität. Die Multiplizitäten der negativen Teilchen der Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  bei großem -t und  $ep \rightarrow eX$  sind kompatibel.

Die Multiplizitäten der Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  und  $pp \rightarrow \Lambda X$  steigen bei festem  $M_X$  leicht mit -t an.

Die  $x$ - und  $p_T^2$ -Verteilungen der  $\pi^-$ , die in der Reggeon-/Pomeron-Proton-Streuung der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  erzeugt werden, haben qualitativ das gleiche Verhalten wie die der in der Photo-Produktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$  erzeugten  $\pi^-$ . Quantitative Unterschiede in gewissen Phasenraumbereichen können durch verschiedene Anteile der  $\rho^0$ -Erzeugung erklärt werden.

Die Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$  enthält die Streuung eines virtuellen  $K^+$  am Proton. Die Multiplizitätenverteilungen dieser Streuung sind kompatibel mit denen der Streuung reeller  $K^+$  am Proton.

Es werden die exklusiven bzw. quasiinklusive Wirkungsquerschnitte (, zu denen nur Kanäle mit höchstens einem neutralen Teilchen im Endzustand beitragen) für  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung ermittelt.

Die Werte (in  $\mu\text{b}$ ) enthält die Tafel I.a.

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\sigma$ $pp \rightarrow \eta X$	$184 \pm 19$	$135 \pm 21$
$\sigma$ $pp \rightarrow \omega X$	$323 \pm 25$	$320 \pm 33$
$\sigma$ $pp \rightarrow pp \eta$	$60 \pm 11$	$32 \pm 14$
$\sigma$ $pp \rightarrow pp \eta \pi^+ \pi^-$	$123 \pm 17$	$57 \pm 11$
$\sigma$ $pp \rightarrow pp \omega$	$150 \pm 9$	$83 \pm 10$
$\sigma$ $pp \rightarrow pp \omega \pi^+ \pi^-$	$148 \pm 20$	$165 \pm 20$

Tafel I.a

Den quasiinklusive  $y^*$ -Verteilungen entnehmen wir, daß  $\eta$  und  $\omega$  vorwiegend zentral erzeugt werden. Es werden keine Hinweise auf Produktion des  $\omega$  durch hadronische Bremsstrahlung gefunden.

Die Mesonen  $\eta$  und  $\omega$  haben folgende mittlere Transversalimpulse

$\langle p_T \rangle$  (in MeV/c):

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\eta$	$400 \pm 30$	$440 \pm 30$
$\omega$	$470 \pm 15$	$460 \pm 20$

Tafel I.b

Für die untersuchten Mesonen  $\pi^{\pm}, K^0, \eta, \eta^0, \omega, K^{*}$  gilt eine angenähert lineare Beziehung zwischen ihren  $\langle p_T \rangle$  und Massen.

Den Zerfallswinkelverteilungen sind keine signifikanten Hinweise auf eine Polarisation des  $\omega$  zu entnehmen.

## II. Einleitung

Seit Fertigstellung der großen Beschleuniger und Speicherringe vor einigen Jahren haben Untersuchungen inklusiver Prozesse

$$ab \rightarrow cX$$

ein wachsendes Interesse gefunden (X umfaßt alle außer c erzeugten-nicht weiter unterschiedenen-Teilchen). Bei den zur Verfügung stehenden hohen Laborimpulsen von bis zu 500 GeV/c (NAL-Beschleuniger) und (umgerechnet) bis zu 2000 GeV/c (ISR (Speicherringe) bei CERN) können so viele Teilchen erzeugt werden, daß Messungen exklusiver Prozesse

$$ab \rightarrow c+d+\dots$$

auf große Schwierigkeiten stoßen.

Die häufig untersuchten 2-Teilchen- und Quasi-2-Teilchen-Prozesse konnten gut durch das Regge-Modell beschrieben werden (SVE67). Mueller (MLL70) verallgemeinerte das Regge-Modell auf inklusive Reaktionen. Die verschiedenen Terme der Regge-Entwicklung zeigen danach unterschiedliche Abhängigkeiten von kinematischen Variablen wie der Energie und der Masse  $M_X$  des unbeobachteten Systems X. Untersuchungen der Energie- und Massenabhängigkeiten, in die auch die am NAL oder den ISR gewonnenen Daten einbezogen werden können, ermöglichen eine Trennung der Reggeterme. Häufig werden sie in 2 Klassen, entsprechend diffraktiven und nichtdiffraktiven Prozessen, eingeteilt. Diffraktiven Prozessen entspricht dann Pomeron-, nichtdiffraktiven Reggeon-Austausch. Durch beide Mechanismen können instabile Zwischenzustände (Resonanzen) erzeugt werden. So ergibt sich folgende

Einteilung: diffraktiv und nichtdiffraktiv erzeugte Resonanzen, diffraktiv und nichtdiffraktiv produzierter nichtresonanter Untergrund.

Das verallgemeinerte Regge-Modell im Triple-Regge-Grenzfall ((CAN69),(TAR71),(KAJ73)) ermöglicht eine Separierung der 4 Prozesse in gewissen kinematischen Bereichen aufgrund der oben erwähnten kinematischen Abhängigkeiten. Dann ist bekannt, in welcher Region ein Prozeß eventuell dominiert. Somit können durch Untersuchungen dieser Bereiche weitere Eigenschaften der Mechanismen in gewissem Umfang analysiert werden.

Die Triple-Regge-Analyse der Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  und  $pp \rightarrow \Lambda X$  ist ein Thema dieser Arbeit (Kap. V). Das Regge-Modell erlaubt die Beschreibung der Daten beider Reaktionen durch Streuung eines virtuellen Reggeons (im Falle  $pp \rightarrow pX$  auch eines Pomeron) an einem Proton. Dadurch ergibt sich eine Vergleichsmöglichkeit mit Charakteristika der Teilchen-Teilchen-Streuung. In Kap. V werden z.B. die Verteilungen der Multiplizitäten verglichen.

Ein anderes Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung der Erzeugung der Meson-Resonanzen  $\eta$  und  $\omega$ . Beide wurden in  $pp$ -Wechselwirkungen bisher nur im Kanal  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  studiert (s.z.B. (FDG70),(HEL73),(SCH72)). In dieser Arbeit werden erstmalig die quasiinklusiven Reaktionen  $pp \rightarrow \eta X$  und  $pp \rightarrow \omega X$  diskutiert. Unter quasiinklusiven Verteilungen verstehen wir solche, zu denen nur Kanäle mit höchstens einem neutralen Teilchen im Endzustand beitragen. Besonders interessieren in diesem Zusammenhang die Größe der Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung des  $\eta$  und  $\omega$  sowie der Produktionsmechanismus beider Resonanzen.

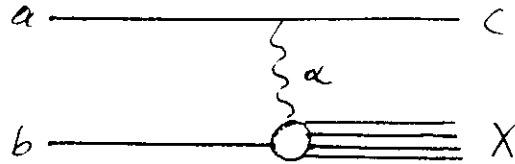
Beim Vektormesonon  $\omega$  stellt sich aufgrund theoretischer Vorstellungen (FE169) speziell die Frage, ob es durch "hadronische Bremsstrahlung" erzeugt wird.

Das Experiment, in dem die hier diskutierten Daten gewonnen wurden, ist in einer Kollaboration zusammen mit Gruppen des Physikalischen Instituts der Universität Bonn und des Max-Planck-Instituts für Physik und Astrophysik München durchgeführt worden. Die 2m-Wasserstoffblasenkammer des CERN wurde dabei Protonenstrahlen von 12 bzw. 24 GeV/c Laborimpuls ausgesetzt. Da wir die Experimente bei beiden Strahlenergien in gleicher Weise ausführten und auswerten, ist es möglich, Energieabhängigkeiten von Größen innerhalb unserer Daten festzustellen. Dabei wird ein relativer systematischer Fehler klein sein.

Das Experiment ist noch nicht vollständig durchgeführt worden. Daher stand für diese Arbeit nicht die gesamte erwartete Datenmenge zur Verfügung. Dennoch haben die Ergebnisse bei einer Anzahl von 185 000 (140 000) Ereignissen bei 12 (24) GeV/c eine hohe statistische Genauigkeit. Für die Untersuchungen im Kapitel VI wurden bei 24 GeV/c 180 000 Ereignisse benutzt.

III. Definitionen

Wir betrachten eine (einfach) inklusive Reaktion, bei der  $\alpha$  ausgetauscht werde:



Es sei  $p_i$  der Vierervektor des Teilchens  $i$ . Dann bezeichnet

$$s = (p_a + p_b)^2$$

das Quadrat der totalen Schwerpunktsenergie der Reaktion.

Das Quadrat des Viererimpulsübertrages  $t$  von  $a$  auf  $c$  ist

$$t = (p_a - p_c)^2.$$

Es gilt

$$t = m_\alpha^2.$$

Die "fehlende Masse  $M_x$ " zum Teilchen  $c$  ist die Masse der Teilchenkombination  $X$ :

$$M_x^2 = (p_a + p_b - p_c)^2.$$

Longitudinal- und Transversalimpuls -  $p_L$  und  $p_T$  - sind bezüglich des Dreiervektors  $\vec{p}_a$  wie folgt definiert:

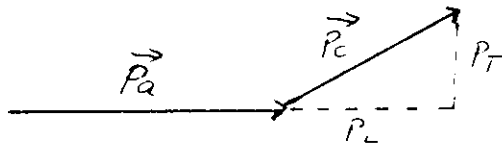


Fig. III.1

Im Schwerpunktsystem definiert man die Feynman-Variable  $x$  (sonstige Schwerpunktsgrößen werden durch  $*$  gekennzeichnet):

$$x = p_L^* / p_{L,Max}^*$$

mit

$$p_{L,Max}^* = \frac{1}{2\sqrt{s}} \sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)} \quad (\text{nichtasymptotische Form}).$$

Bei großen Energien gilt

$$p_{L,Max}^* = \sqrt{s} / 2 \quad , \quad x = 2p_L^* / \sqrt{s} \quad (\text{asymptotische Form}).$$

Die longitudinale Rapidity  $y$  ist in jedem System definiert:

$$y = 0.5 \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} .$$

Im nichtrelativistischen Fall geht  $y$  in die longitudinale Geschwindigkeit über.  $Y$  wird unter Lorentztransformationen entlang der longitudinalen Richtung genauso additiv transformiert wie die Geschwindigkeit unter Gallilei-Transformationen. Z.B. Lab  $\rightarrow$  CMS :

$$y = y_{Lab} + y_{rel} .$$

Die Konstante  $y_{rel}$  entspricht der Relativgeschwindigkeit zwischen den Systemen. Die Form einer  $y$  - Verteilung ist invariant unter longitudinalen Lorentztransformationen.

Mit Hilfe der Rapidity lassen sich diffraktive Ereignisse veranschaulichen. Gehen wir von  $p_a p_b \rightarrow p_X$  aus. Dieser Prozeß kann über Vakuum (Pomeron)-Austausch verlaufen, d.h. es kann Diffraktion auftreten. Man kann dann erwarten, daß die  $y$ -Struktur des Ereignisses typischerweise wie folgt aussieht:

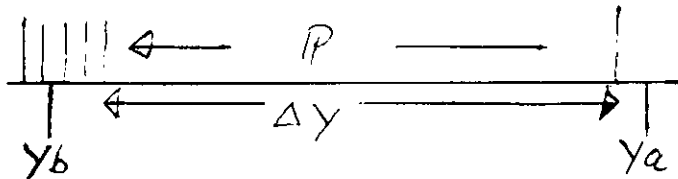


Fig. III.2

Es tritt also eine große Lücke  $\Delta y$  auf, über die hinweg ein  $P$  ausgetauscht wird.



Folgende beiden Charakteristika sind grundlegend für Diffraction:

1.  $\vec{p}$ -Austausch
2. Angenäherte Energieunabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte.

Der differentielle Einteilchen-Wirkungsquerschnitt für c läßt sich als Produkt einer Strukturfunktion  $f(\vec{p}_c, s)$ , die die dynamische Information enthält, und eines Phasenraumelementes  $d^3\vec{p}_c/E_c$  darstellen:

$$d^3\sigma_c = f(\vec{p}_c, s) \cdot d^3\vec{p}_c / E_c$$

Also

$$f(\vec{p}_c, s) = (d^3\sigma_c / d^3p_c) E_c$$

Für verschiedene theoretische Vorstellungen werden unterschiedliche Variablen-tripletts bevorzugt. Die in dieser Arbeit vorkommenden sind

1.  $(x, p_T^2, s)$
2.  $(t, M_x^2, s)$
3.  $(t, v, s)$ .

$v$  ist der Laborenergie des ausgetauschten Teilchens proportional.

Es gilt

$$v = M_x^2 - m_b^2 - t$$

Sei  $n$  die Anzahl auslaufender geladener Teilchen in einem Ereignis,  $\sigma_n$  der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung der  $n$  Teilchen. Man nennt

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_n \sigma_n n}{\sum_n \sigma_n}$$

die mittlere geladene Multiplizität. Die mittlere Anzahl negativ geladener Teilchen  $\langle n_- \rangle$  ist für einen zweifach positiv geladenen Anfangszustand

$$\langle n_- \rangle = \frac{\langle n \rangle - 2}{2} .$$

Die Dispersion oder Breite der Multiplizitätenverteilung ist

$$D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$$

Der Korrelationsparameter  $f_2$  ist durch

$$f_2 = D^2 - \langle n \rangle$$

definiert.

Sind die Multiplizitäten poisson-verteilt, so gilt

$$D^2 = \langle n \rangle \quad \text{und} \quad f_2 = 0.$$

## IV. Experimentelles Verfahren

### IV.1 Strahl und Blasen-kammer

Das Experiment wurde bei Strahlimpulsen von 12 bzw. 24 GeV/c am CERN-Protonensynchrotron mit der 2m-Wasserstoffblasenkammer durchgeführt. Im folgenden soll der experimentelle Aufbau kurz skizziert werden.

Zur Erzeugung der Protonen mit den genannten Impulsen wurde der CERN-Strahl U5 benutzt ((LA368), (LA374), (HEL73)). Der gesamte Strahlaufbau erstreckt sich über eine Länge von 181.6 m. Es gibt einige Unterschiede im Strahlaufbau bei 12 und 24 GeV/c. Die Protonen beschleunigt man im Synchrotron bündelweise. Bei 12 GeV/c werden sie durch einen Ejektionsmagneten auf ein externes Kupfer-Target gelenkt. Anschließend erfolgt für die unter  $0^\circ$  erzeugten Sekundärteilchen eine Impulsanalyse. Aus dem impulsanalysierten Strahl werden unerwünschte positive Teilchen ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) durch auf der Flugzeitmethode beruhender Massenseparation mit Hilfe von Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren ausgesondert und auf einen Beamstopper gelenkt. Der so gereinigte Strahl wird vor Eintritt in die Blasen-kammer durch Magnete vertikal aufgefächert, so daß auf den photographischen Aufnahmen die Strahlspuren möglichst nicht übereinander liegen.

Die wichtigsten Unterschiede zwischen den Strahlaufbauten bei 12 und 24 GeV/c sind folgende: Beim 24 GeV/c-Strahl wird ein im Vakuumrohr des Synchrotrons befindliches internes Target benutzt. Die daran erzeugten Sekundärteilchen mit 24 GeV/c sind ausschließlich Protonen. Damit entfällt die oben genannte Separation von anderen Teilchenarten.

Die benutzte 2m-Wasserstoffblasenkammer des CEKN wird z.B. im CEKN-Handbuch (HBC72) beschrieben. Sie besteht aus einem Edelstahlkörper, der mit flüssigem Wasserstoff (25 bis 27° K) gefüllt ist.

Ionisierende (d.h. geladene) Teilchen erzeugen längs ihres Weges Bläschen, die durch zwei an den Längsseiten befindliche Glasfenster (Länge 2,20 m, Höhe 77 cm, Dicke 17 cm) beleuchtet und photographiert werden können. Der Strahleintritt in die Blasen-kammer ist so terminiert, daß kurz vor dem Minimum des Kammerdruckes Wechselwirkungen in der Kammer stattfinden. Kurz nachdem der Kammerdruck minimal war, haben die Bläschen den gewünschten Durchmesser von etwa 250 $\mu$  erreicht. Dann erfolgt die Beleuchtung mittels dreier Lichtquellen und die photographische Aufnahme. Um eine räumliche Rekonstruktion zu ermöglichen, wird aus drei verschiedenen Blickwinkeln photographiert. Die Bläschengröße hängt auch von der Arbeitstemperatur ab. Da die Größe über den Zeitraum der Datennahme hinweg etwa konstant bleiben soll, darf sich auch die Wasserstoff-Temperatur nur in geringen Grenzen ändern ( $\pm .05^{\circ}$ K). Um die Temperatur konstant zu halten, verwendet man Wärmeaustauscher, die allerdings Turbulenzen innerhalb des Wasserstoffs erzeugen.

Die Vorteile der Blasen-kammer gegenüber anderen Nachweisgeräten liegen darin, daß der Wechselwirkungspunkt und alle geladenen Teilchen sichtbar sind auf den Bildern. Auch wird—abgesehen von später zu erwähnenden Musterungsverlusten in gewissen Bereichen—der gesamte Raumwinkel erfaßt. Im Gegensatz zu anderen Nachweis-apperaturen ist es bisher nicht möglich, bestimmte Ereignistypen schon während der Datennahme zu selektieren.

## IV.2 Die Auswertung der Ereignisse

Die Auswertekette für die Ereignisse besteht aus fünf großen Blöcken:

### 1. Musterung und Vormessen

Bei der Musterung werden die Ereignisse ihrer Topologie nach eingestuft. D.h. es erfolgt eine Klassifizierung nach der Zahl der vom Primärvertex auslaufenden Spuren hadronischer Teilchen und der Zahl der geladenen und neutralen Zerfälle seltsamer Teilchen. Es können Ereignisse ganz übersehen oder auch falsch klassifiziert werden. Einige Fehlerquellen, die für die Untersuchungen in dieser Arbeit wichtig sind, seien hier genannt:

- a) Bei 2-Spur-Ereignisse kann eine Spur und damit das Ereignis übersehen werden, wenn die Spur einen nahezu rechten Winkel mit der Strahlspur bildet. Denn es ist möglich, daß dann die Projektion auf den Film punktförmig ausfällt.
- b) Neutrale seltsame Teilchen können so dicht am Primärvertex zerfallen, daß die Spuren der Zerfallsprodukte nicht der seltsamen Teilchen zugeordnet werden.
- c) Fällt die Projektion der Zerfallsspuren eines neutralen seltsamen Teilchens so aus, daß der Öffnungswinkel klein ist, so kann bei minimaler Ionisation eine Verwechslung mit Elektronenpaaren vorliegen.
- d) Bei Zerfällen geladener seltsamer Teilchen kann das geladene Zerfallsprodukt übersehen werden,
  - wenn der Impulsübertrag darauf klein ist,
  - wenn der Zerfall dicht am Primärvertex stattfindet.
  - wenn die Unterschiede in der Krümmung der Spuren des seltsamen Teilchens und seines sichtbaren Zerfallsproduktes auf dem Film nicht erkannt werden.

Beim Vormessen verwenden wir zwei verschiedene Verfahren, die sich nach der bei der genauen Ausmessung benutzten Methode (s. 2.) richten:

- a) Vormessungen für das "road guidance"-System: Hier werden für jedes Ereignis die Koordinaten des Vertex und zweier Punkte pro Spur ermittelt.
- b) Vormessungen für das "minimum guidance"-System: Es wird nur der Ereignis-Vertex gemessen.

## 2. Ausmessen der Ereignisse

Mit Hilfe einer Meßmaschine des Typs HPD ((HCU60), (NAG71), (SEL72)) werden die Ereignisse genau vermessen. Dabei wird entweder das "road guidance"-System (s.z.B. (MOE72)) oder das "minimum guidance"-System verwendet (GER69). In diesem Teil der Auswertung gewinnen wir auch Informationen über die Ionisation der Spuren.

## 3. Geometrische Rekonstruktion der Ereignisse

Hierzu dient das CERN-Programm THRESH (THR65) in einer Version, in der der Energieverlust der Teilchen massenabhängig berechnet wird.

## 4. Kinematische Anpassung der Ereignisse

Mit dem CERN-Programm GRIND (GRI63) werden jedem Ereignis Massenhypothesen zugeordnet.

## 5. Auswahl der Hypothesen

Mit dem Programm SELDEC (BLO71) wird eine Auswahl der jedem Ereignis zuzuordnenden Hypothesen automatisch vorgenommen. In (nach "road guidance"-Messungen) etwa 10 % der Fälle ist die Entscheidung z.B. wegen schlechter Ionisationsmessung (5%) so schwierig, daß sie "persönlich" getroffen werden muß.

Nicht alle Ereignisse durchlaufen die Auswertekette unbeanstandet. Es zeigt sich, daß die Durchgangswahrscheinlichkeit von der Zahl der Spuren und der geladenen seltsamen Teilchen abhängt. Sie hängt nur schwach ab von der Zahl der zugeordneten neutralen Teilchen. Es ist notwendig, zu ermitteln, welcher Wirkungsquerschnitt einem Ereignis einer bestimmten Topologie entspricht. Die angewendete Methode beschreibt der Autor in der Referenz (SCH72).

Zur Ermittlung der in dieser Arbeit diskutierten  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ - und p-Spektren werden die von Blobel et al. (BL073) erwähnten, bei der Untersuchung der  $\Lambda$ -Spektren wird das von Fesefeldt (FES73) dargestellte Verfahren benutzt.

Hier sollen einige Merkmale wiederholt werden. Die Spuren der Teilchen erhalten diejenigen Massenzuordnungen, die

- a) kinematisch möglich sind
- b) eine beim gemessenen Impuls erwarteten kompatible Ionisation haben.

Oft gibt es mehrere Massenzuordnungen pro Spur.

#### IV.3 Die $\pi^-$ -Verteilungen.

Messungen von Allaby et al. (ALL70) mittels Zählern, bei denen die Teilchen durch Cerenkovzähler identifiziert werden konnten, haben bei Strahlimpulsen  $< 30$  GeV/c gezeigt, daß die Wirkungsquerschnitte für  $K^-$ ,  $Z^-$  und  $\bar{p}$ -Erzeugung zusammen weniger als 2% des  $\pi^-$ -Wirkungsquerschnitts ausmachen. Es stammen also fast alle Spuren negativer nicht zerfallender Teilchen von  $\pi^-$ -Mesonen. Deshalb werden diese Spuren, auch wenn sie mehrere Massenzuordnungen haben, als  $\pi^-$  eingestuft. Der Fehler ist klein, da nur

0.6 (1.7)% der Spuren negativer nicht in der Blasen-kammer zerfallender Teilchen bei 12 (24) GeV/c mehrere Massenzuordnungen haben.

#### IV. 4 Die p- und $\pi^+$ -Verteilungen

Betrachten wir die Abb. IV.1. Das Diagramm zeigt die Impuls-ellipse. Es ist der Longitudinalimpuls im Laborsystem für Protonen und  $\pi^+$  gegen den Transversalimpuls aufgetragen worden. Negativen Longitudinalimpuls können aus kinematischen Gründen nur die  $\pi^+$  haben. Somit ergibt sich ein Bereich, in dem  $\pi^+$  eindeutig von Protonen unterschieden werden können. Weiter gibt es Unterscheidungsmöglichkeiten bezüglich der verschiedenen Ionisation in Bereichen, die in Abb. IV.1 durch Schraffuren gekennzeichnet sind. Oberhalb von 1.5 GeV/c Laborimpuls ist diese Unterscheidung nicht mehr möglich.

In einer Veröffentlichung unserer Kollaboration (BLO73) wird das benutzte Verfahren zur Unterscheidung der  $\pi^+$  und p genau beschrieben. Unter Ausnutzung der Symmetrie der Longitudinalimpulsverteilungen im Schwerpunktsystem der pp-Reaktion werden transversalimpulsabhängige Wahrscheinlichkeiten für die positiven Spuren bestimmt. Sie geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Proton oder Pion vorliegt. Es ergibt sich, daß in der rückwärtigen Hemisphäre des Schwerpunktsystems ( $p_L^* < 0$ ) ca. 90(84) % der Spuren bei 12(24) GeV/c eindeutig zugeordnet werden können. Für  $p_L^* > 0$  (im Laborsystem schnelle Teilchen) gibt es weniger eindeutige Zuordnungen für Spuren positiver Teilchen: 41(28)% bei 12(24) GeV/c.



Einen Eindruck von den Trennungsmöglichkeiten vermittelt die Abb. V.1a. Sie zeigt für die inklusive Reaktion  $pp \rightarrow pX$  die "fehlende Masse"  $M_x$ . Sie wurde nur für Protonen mit  $p_L^* < 0$  eingetragen. Das unschraffierte Histogramm stellt den Anteil der zu eindeutigen Protonen gehörenden  $M_x$ , der schraffierte Teil den Beitrag der mehrdeutigen Protonen, die bei Zuordnung der Pion-Masse rückwärts im Schwerpunktsystem laufen, dar.

Wir erkennen, daß bei beiden Energien nur im Bereich großer  $M_x$  die betrachteten Mehrdeutigkeiten einen großen Anteil haben. Er beträgt bis zu 20(40)% bei 12(24) GeV/c.

Die Lage der Doppeldeutigkeiten ist auch in Abb. V.1b dargestellt. Hier wurden die  $t(p/p)$ -Verteilungen aufgetragen. Bei  $-t > 1.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> nehmen die Anteile der  $\pi^+/p$ -Doppeldeutigkeiten stark zu, da bei Laborimpulsen 1.5 GeV/c eine Unterscheidung infolge der Ionisation nicht möglich ist.

#### IV.5 Die $\mathcal{A}$ -Verteilungen

Um die  $\mathcal{A}$ -Verteilungen zu erhalten, muß auf die schon erwähnten Nachmeßverluste, auf Musterungs- und geometrische Verluste und kinematische Doppeldeutigkeiten korrigiert werden. Um die Nachmeßverluste zu korrigieren, muß - wie erwähnt - topologieabhängig der einem Ereignis entsprechende Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Die Werte für 2-Stern-Ereignisse sind bei der benutzten Statistik 0.2049 und 0.2091  $\mu\text{b}/\text{Ereignis}$  bei 12 bzw. 24 GeV/c. Davon unterscheiden sich die für andere Topologien gebrauchten Werte nur wenig.

Die zu berücksichtigenden Musterungsverluste sind im Abschnitt "Musterung und Vormessen" unter a), b) und c) aufgeführt. Danach treten speziell für neutrale seltsame Teilchen Verluste auf,

wenn das Teilchen unmittelbar am Primärvertex zerfällt. Daher wird eine Grenze für die Zerfallsstrecke impulsabhängig bestimmt. Unterhalb dieser Grenze liegende Zerfälle werden weggelassen. Die übrigen neutralen seltsamen Teilchen erhalten dem exponentiellen Zerfallsgesetz entsprechend höhere Gewichte.

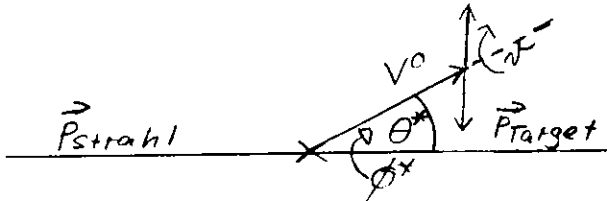


Fig. IV.1

Zusätzliche Korrekturen werden in den im Schwerpunktsystem gemessenen Winkeln  $\theta^*$ ,  $\phi^*$  und dem im Laborsystem definierten  $\psi$  (Fig. IV.1) durchgeführt. Die  $\phi^*$ ,  $\psi$ -Verteilungen sind isotrop, der  $\cos\theta^*$  ist bezüglich 0 symmetrisch. Es treten jedoch durch Musterungsverluste Abweichungen auf, die korrigiert werden.

Der auf Musterungsverlusten beruhenden Korrekturfaktor ist beim  $\Lambda$  1.20 (1.44) bei 12 (24) GeV/c.

Geometrische Verluste: Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines  $\Lambda$  innerhalb einer gewissen Strecke ist impulsabhängig. So wird -wie Fesefeldt (FES73) beschreibt- eine impulsabhängige Korrektur auf Teilchen, die nicht in der Blasenkammer zerfallen, durchgeführt.

Kinematische Doppeldeutigkeiten: Es zeigen die von Fesefeldt (FES73) durchgeführten Untersuchungen, daß nur zwischen  $K_S^0$  und  $\Lambda$  Doppeldeutigkeiten auftreten können. Es werden die Zerfallswinkelverteilungen der  $\Lambda$  und  $K_S^0$  in ihren Ruhssystemen betrachtet. Die Verteilungen sind theoretisch isotrop. Wie der Arbeit von Fesefeldt entnommen werden kann, sind dann alle Teilchen, die sowohl eine  $\Lambda$ - als auch eine  $K_S^0$ -Hypothese bekommen haben,  $\Lambda$ -Teilchen.

## V. Triple-Regge-Analyse und Reggeon-Teilchen-Streuung

### V.1 Kinematische Bereiche in der Reaktion $pp \rightarrow pX$

Wir wollen zunächst einige Verteilungen zur Reaktion  $pp \rightarrow pX$  untersuchen.

Die Abb.V.1a zeigt die "fehlende Masse"  $M_X$ . Es wurden nur Kombinationen zugelassen, bei denen das Endzustandsproton im Schwerpunktsystem rückwärts läuft. 2 Datenmengen wurden bei beiden Energien studiert:

1. Die  $M_X$ , die zu einem eindeutigen rückwärts laufenden p gehören.

2. Die  $M_X$ , die zu einem mehrdeutigen, als Pion rückwärts laufenden p gehören.

Die Datenmenge 1 wird durch das unschraffierte Histogramm repräsentiert. Die zusätzlich aus 2. stammenden Kombinationen werden durch die Schraffur gekennzeichnet. Bei großem  $M_X$  beträgt der Anteil der Mehrdeutigkeiten bis zu 20(40)% bei 12(24) GeV/c. Im Bereich  $M_X < 3(4)$  GeV ist der Anteil der genannten Mehrdeutigkeiten vernachlässigbar klein.

Aus im entsprechenden Abschnitt dargelegten Gründen werden wir uns beim Studium der Reggeon - Teilchen - Streuung auf eindeutige p beschränken.

Weiterhin zeigt Abb.V.1a bei kleinen  $M_X$  ( $M_X < 1.8$  GeV) klare Resonanzstrukturen. Sie rühren von den Nukleonresonanzen  $N^{*+}$  und  $\Delta^+$  her, können jedoch nur schwer aufgelöst werden.

Die Lage der Ambiguitäten in  $t(p/p)$  zeigt Abb.V.1b. Danach gibt es bei kleinem  $-t$  kaum Doppeldeutigkeiten der Art 2(s.o.). Für  $-t > 1.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> überwiegen sie jedoch gegenüber den

eindeutigen Spuren. Denn für große  $p_{\text{Lab}}$  ( $>1.5 \text{ GeV}/c$ ) ist eine Ionisationstrennung der  $p$  und  $\tilde{\pi}^+$  nicht möglich.

In der Abb.V.2 sind die  $M_x$ -Verteilungen für drei verschiedene Topologien aufgetragen: für Ereignisse mit 2, 4, 6 geladenen Teilchen im Endzustand. Hier sehen wir deutliche Unterschiede: Bei 2-Stern-Ereignissen sind unterhalb von  $M_x=1.8 \text{ GeV}$  starke Strukturen zu sehen. Bei 4-Stern-Ereignissen gibt es zwar noch Ereignisse in der Resonanzregion, jedoch ist ihr Anteil an der Gesamtzahl sehr klein. Die 6-Stern-Ereignisse schließlich zeigen kaum noch Resonanzmerkmale.

Für die Untersuchungen der kommenden Abschnitte ist es wichtig, daß Resonanzerzeugung und Diffraktion, die bei kleinen  $M_x$  erwartet werden, fast ausschließlich bei Ereignissen mit 2 und 4 geladenen auslaufenden Teilchen existieren dürften. Diese Aussage gilt für beide Strahlenergien.

Im Abschnitt V.6 werden einige Charakteristika der Reggeon-Teilchen-Streuung analysiert. Deshalb sollen hier die  $p_L$ - und  $p_T^2$ -Verteilungen des Reggeons betrachtet werden (Abb.V.3a).

Wir sehen, daß  $\alpha$  (Fig.V.1) im Schwerpunktsystem im Mittel einen Longitudinalimpuls besitzt, der etwa halb so groß ist wie der des Strahlprotons.

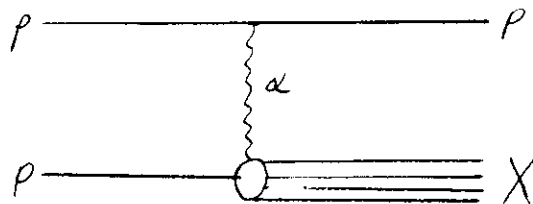


Fig.V.1

Das Reggeon läuft bevorzugt in kleinem Winkel gegen das Endzustandsproton. Dieser Sachverhalt wird in Abb.V.3b dargestellt. Aufgetragen wurde die  $\cos\theta$ -Verteilung des Winkels zwischen  $\alpha$  und  $p$ . Wir sehen starke Maxima bei beiden Energien im Bereich  $\cos\theta \approx 1$ .

Schließlich wollen wir noch den Phasenraum der  $\pi^-$  im Ruhssystem der fehlenden Masse  $M_X$  betrachten. In Abb. V.4 sind die mittleren Transversal- und Longitudinalimpulsquadrate in diesem System in Abhängigkeit von  $M_X$  aufgetragen. Es wurden nur die  $M_X$  zu eindeutigen, im Schwerpunktsystem rückwärts laufenden Protonen berücksichtigt. Als Bezugsachse für die Impulskomponenten diente die Impulsrichtung des Systems X im Gesamtschwerpunktsystem. Da auf den Transversalimpuls 2 der 3 Achsen eines kartesischen Koordinatensystems entfallen, tragen wir zum Vergleich mit dem Longitudinalimpulsquadrat  $\langle p_T^2/2 \rangle$  auf. Folgende Unterschiede fallen auf:

$\langle p_L^2 \rangle$  wächst bei beiden Energien stark mit  $M_X$  an. Dagegen nimmt  $\langle p_T^2 \rangle$  bei 24 GeV/c für  $M_X > 2$  nur noch schwach zu.

Im Resonanzbereich ( $M_X < 2$  GeV) gilt  $\langle p_T^2 \rangle > \langle p_L^2 \rangle$ . Oberhalb 3 GeV dagegen ist das mittlere Longitudinalimpulsquadrat mehr als doppelt so groß wie  $\langle p_T^2/2 \rangle$ . Der von den  $\pi^-$  eingenommene Phasenraum - dargestellt als  $\langle p_L^2 \rangle$  vs.  $\langle p_T^2/2 \rangle$ -Diagramm - verändert seine Gestalt stark mit  $M_X$ . Er hat die Form eines Ellipsoiden, der entlang der Longitudinalrichtung mit zunehmendem  $M_X$  auseinandergezogen wird. Ein Großteil der Energieänderung  $M_X$  wird demnach für Longitudinalbewegung verbraucht. Während im Resonanzbereich keine signifikante s-Abhängigkeit der  $\langle p_L^2 \rangle$  und  $\langle p_T^2 \rangle$  festzustellen ist, nehmen die  $\langle p_T^2 \rangle$  für  $M_X > 3$  GeV mit s ab, die  $\langle p_L^2 \rangle$  jedoch zu. Aus den genannten Unterschieden kann man schließen, daß das  $\pi^-$  bevorzugt in die longitudinale Richtung des Systems X im Schwerpunktsystem fliegt. Denn sonst würden  $\langle p_L^2 \rangle$  und  $\langle p_T^2/2 \rangle$  gleichartiges Verhalten zeigen.

## V.2 Kinematische Bereiche in der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda X$

Wie im Kapitel IV erwähnt wurde, wird die Strukturfunktion bei gegebenem  $s$  durch  $M_X$  und  $t$  charakterisiert. Wir wollen uns daher zunächst die  $M_X$ - und  $t$ -Verteilungen der Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$  ansehen.

In Abb.V.5 ist die  $M_X$ -Verteilung zum  $\Lambda$  dargestellt. Im Gegensatz zur Reaktion  $pp \rightarrow pX$  sehen wir hier bei beiden Energien keine signifikanten Resonanzmaxima. Es liegt anscheinend ein anderer Erzeugungsmechanismus des Systems  $X$  vor.

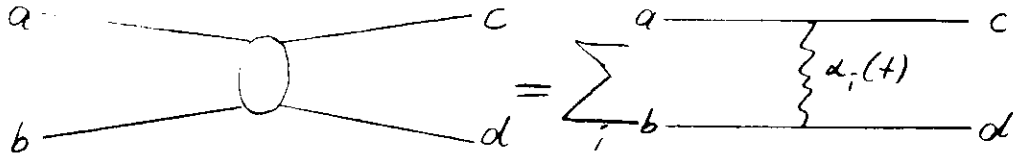
Im Gegensatz zur Reaktion  $pp \rightarrow pX$  unterscheiden sich die  $M_X$ -Verteilungen für die verschiedenen Topologien hier nicht wesentlich (die topologieabhängigen Verteilungen werden daher nicht gezeigt).

Die Abb.V.6 zeigen die  $t(p/\Lambda)$ -Verteilungen der für die Triple-Regge-Analysen benutzten Ereignisse. Es liegt eine Konzentration im Bereich  $t < -2$   $(\text{GeV}/c)^2$  vor. Bei sehr kleinen  $t$ -Werten ( $< -0.2$   $(\text{GeV}/c)^2$ ) liegen nur noch wenige Ereignisse. Auch diese Tatsache deutet einen anderen Erzeugungsmechanismus als in  $pp \rightarrow pX$  an.

V.3 Triple-Regge-Analysen, theoretische Grundlagen

V.3.1 Regge-Trajektorien

Im Regge-Modell werden 2-Teilchen-Reaktionen durch den Austausch einer Summe sogenannter Regge-Trajektorien  $\alpha_i(t)$  beschrieben. Dabei muß die maßgebliche Energievariable ( $s$ ) groß sein:



Die  $\alpha_i$  beschreiben mehrere Teilchen gleicher innerer Quantenzahlen, aber verschiedener Massen, Spins und Paritäten. Sie sind -als Funktion von  $t$ , soweit man heute weiß- Geraden, die durch eine Steigung  $\alpha'$  und einen Schnittpunkt  $\alpha^0$  gekennzeichnet sind:  $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ . Häufig verwendete empirische Werte enthält die folgende Tafel V.a:

Austausch	$\alpha_0$	$\alpha'$
$P$	1.0	0.2
$A_2, \rho, \omega, f$	0.5	1.0
$\pi$	0.0	1.0
$K^+, K^{*+}$	0.2	1.0

Tafel V.a

V.3.2 Verallgemeinertes Regge Modell, Triple-Regge-Grenzfall

Es gilt folgende Proportionalität zwischen invariantem Wirkungsquerschnitt  $f$  und Produktionsamplitude für  $ab \rightarrow cX$  (Die Amplitude wird durch einen Graphen symbolisiert):

$$f \sim \sum_X \left| \sum_i \frac{a \rightarrow c}{b \rightarrow X} \alpha_i(t) \right|^2 = \sum_X \left| \sum_i \frac{\bar{c} \rightarrow a}{b \rightarrow X} \alpha_i(t) \right|^2$$

$$\sim \text{Im} \sum_X \sum_i \frac{a \rightarrow c}{b \rightarrow X} \alpha_i(t)$$

Fig.V.2

Damit die Reggeisierung möglich ist, muß der maßgebliche Energieterm  $s/M_X^2$  groß sein. Der eingerahmte Teil des Graphen beschreibt die elastische  $\alpha_j$ -b-Streuung. Nach dem optischen Theorem gilt:

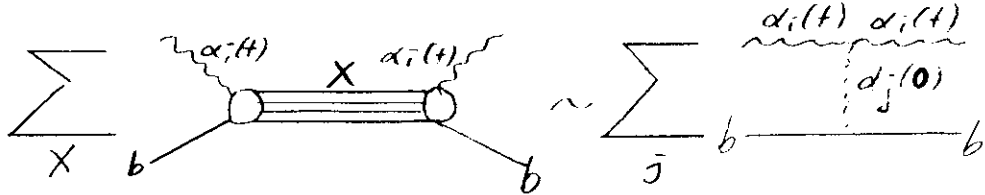


Fig V.3

Die Reggeisierung ( $\alpha_j(0)$ -Austausch) ist wiederum nur bei hohen Energien der  $\alpha_j$ -Streuung, d.h. bei großem  $M_X^2$  möglich. Benutzen wir Fig. V.3 und Fig. V.2, so erhält man den Triple-Regge-Graphen (, wobei Interferenzen vernachlässigt sind):

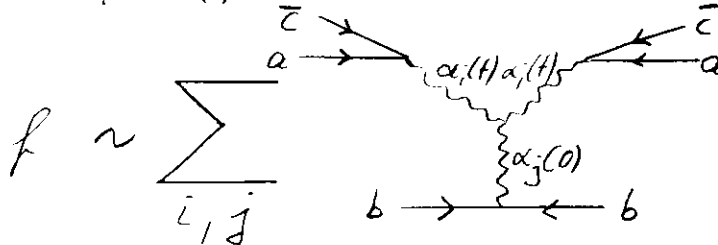


Fig V.4

Die Amplitude hat die Form (s.z.B. (CHA73))

$$f(M_X^2, t, s) = \sum_{i,j} G_{ij}(t) s^{\alpha_j(0)-1} \left(\frac{M_X^2}{s}\right)^{2\alpha_i(t)}$$

Dabei ist  $G_{ij}(t)$  die nur von  $t$  abhängige Residuumsfunktion.

Bei Vernachlässigung von Interferenzen gibt es 4 Möglichkeiten, die Trajektorien zu kombinieren ( $P$ =Pomeron,  $R$ =sonstige Trajektorie)

i	i	j	Bedeutung (nach Dualitätskonzept)
$P$	$P$	$P$	diffraktiv erzeugter Untergrund
$P$	$P$	$R$	" erzeugte Resonanzen
$R$	$R$	$P$	nicht diffraktiv erzeugter Untergrund
$R$	$R$	$R$	" " erzeugte Resonanzen

Tafel V.b



Den theoretischen Verlauf der Terme zeigen die Abb.V.6a,b.

Die Interpretation der Terme geschieht folgendermaßen:

Diffraktive Prozesse werden dargestellt durch

$\mathbb{P}$ -Austausch ( $i=\mathbb{P}$ ), für nicht diffraktive Ereignisse setzen wir  $i=R$ .

Die Korrespondenz zwischen resonanten und nichtresonanten Zuständen

$X$  und den Regge-Austauschen ergibt sich nach dem Dualitäts-

konzept, das für (quasi-) 2-Teilchen-Reaktionen experimentell

bestätigt ist. Dazu machen wir die Annahme, daß die Dualität

in der üblichen Form auch für  $\alpha_1$ -b-Streuung gilt. Als Dualitäts-

beziehungen bezeichnet man folgende Relationen zwischen t-

Kanal-Austausch und s-Kanal-Produktion:

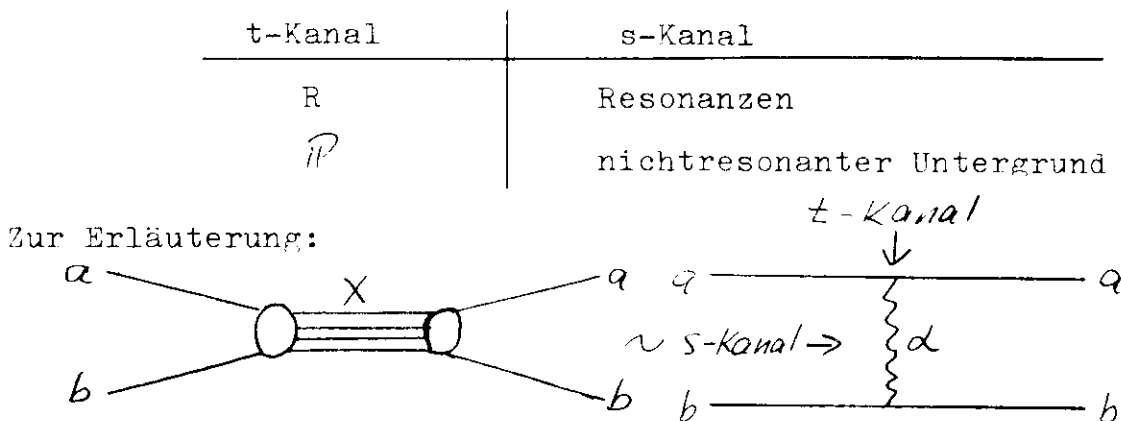


Fig. V.5

Zur Gültigkeit der Dualität für Reggeon-Teilchen-Streuung

wurde von Chan et al. (CHA73) eine Abschätzung durchgeführt.

#### V.4 Triple-Regge-Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pX$

##### V.4.1 Die Triple-Regge-Terme für $pp \rightarrow pX$

Es ist aus vielen Experimenten bekannt, daß diffraktive Prozesse in der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  eine große Rolle spielen. So können die Nukleonresonanzen  $N^*$  diffraktiv erzeugt werden. Es ist also zu erwarten, daß Pomeron-Austausch beiträgt. Deshalb berücksichtigen wir den  $\mathbb{P}\mathbb{P}R$ -Term bei der Triple-Regge-Analyse. Es gibt Andeutungen dafür, daß auch diffraktiv erzeugter nicht-resonanter Untergrund existiert (SAT71). Daher beziehen wir den  $\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{P}$ -Term ein.

Da zu erwarten ist, daß Diffraktion nur einen Teil der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  beschreibt, berücksichtigen wir auch die Terme mit  $i=P$ . D.h. es werden auch eventuell vorkommende Prozesse erfaßt, bei denen Resonanzen bzw. nichtresonanter Untergrund nicht diffraktiv produziert werden ( $RRR$  bzw.  $RR\mathbb{P}$ ).

Es tragen also alle vier Terme der Tafel V.b bei. Da es sich beim  $R$ -Austausch um neutrale Mesonen handelt, setzen wir  $h=M$ .

### V.4.2 Triple-Regge-Fit

Bei der Triple-Regge-Analyse wurden Daten aus dem s-Bereich von etwa  $25 \text{ GeV}^2$  bis ca.  $1000 \text{ GeV}^2$  verwendet ((ALB73),(CHA72),(IRC73)). Der große s-Bereich erleichtert eine gute Trennung der verschiedenen Terme aufgrund ihrer unterschiedlichen s-Abhängigkeiten.

Das Prinzip des Fits, das von Blobel (BLC74) genau beschrieben wird, sei hier kurz dargestellt.

Wir führen die Anpassung in den Variablen t und  $M_X^2$  bzw.  $\sqrt{s}$  (s. Kap. III) durch. Dabei benutzen wir von den Daten unseres Experimentes nur diejenigen, die zu einem rückwärts im Gesamtschwerpunktsystem laufenden Proton gehören.

Wie den Abb. V.1 zu entnehmen ist, liegen bei kleinen  $M_X^2$  Resonanzen. Die Triple-Regge-Analyse beschreibt Resonanzzeugung im Mittel: Aufgrund des Dualitätsprinzips ergibt der Regge-Fit aus dem Bereich oberhalb der Resonanzregion, in diese extrapoliert, eine mittlere Beschreibung der Resonanzen.

Um Fluktuationen beim Fit zu vermeiden, wird das 1. Moment  $I_1$ , der durch  $\sqrt{s}$  und t ausgedrückten Triple-Regge-Formeln, d.h. eine Summenregel für begrenzte Massen benutzt (CHA73). Es gilt (s. (CHA73),(BLC73)):

$$\begin{aligned}
 I_1(t, N, s) &= \int_0^N \left(\frac{\sqrt{s}}{s}\right) f(t, \frac{\sqrt{s}}{s}, s) \alpha\left(\frac{\sqrt{s}}{s}\right) \\
 &= G_{PPP}(t) \frac{N^{3-2\alpha_P(t)}}{3-2\alpha_P(t)} + G_{MM}(t) \frac{N^{3-2\alpha_M(t)}}{3-2\alpha_M(t)} \\
 &+ G_{PPM}(t) \frac{N^{2.5-2\alpha_P(t)}}{2.5-2\alpha_P(t)} + G_{MMM}(t) \frac{N^{2.5-2\alpha_M(t)}}{2.5-2\alpha_M(t)}
 \end{aligned} \tag{V.4.2.1}$$

Es werden folgende Trajektorien verwendet:

$$\begin{aligned}
 \alpha_P(t) &= 1.0 + 0.5 t \\
 \alpha_M(t) &= 0.2 + t
 \end{aligned}$$

Die Trajektorien wurden im Einklang mit den von Chan et al. (CHA73) verwendeten gewählt. Denn so ist ein Vergleich seiner Ergebnisse für  $\pi$ -p-Streuung mit unseren Daten möglich.

Durch die Wahl des relativ niedrigen Achsenabschnitts von 0.2 wurde versucht zu berücksichtigen, daß außer dem  $A_2, \rho, \omega, f$  ( $\alpha_0 \approx 0.5 \text{ GeV}^2$ ) auch die Pion-Trajektorie ( $\alpha_0 \approx 0.0 \text{ GeV}^2$ ) beiträgt.

Die  $\sqrt{s}$ -Verteilungen wurden bei verschiedenem, aber festem  $t$  durch die Formel (V.4.2.1) angepaßt. So werden die Residuumsfunktionen  $G_{ij}(t)$  bei verschiedenen  $t$ -Werten bestimmt.

Eine Inspektion der Werte ergab, daß eine Beschreibung der Art

$$G_{ij}(t) = G_{ij}(0) \exp(at + bt^2)$$

die Verteilungen widersag. Tabelle V.1 enthält die Werte der Parameter  $G_{ij}(0)$ ,  $a$  und  $b$ . Mit den so parametrisierten Residuumsfunktionen wurde der Fit an die  $\sqrt{s}$ -Verteilung für alle  $t$  gleichzeitig wiederholt. Wir führen den Fit im Bereich  $\sqrt{s} < 0.25$  durch. Die Ergebnisse lassen sich bei festem  $t$  von  $\sqrt{s}$  auf die Variable  $M_x^2$  umrechnen.

Betrachten wir die Abb. V.7a,b. Hier sind die Fitergebnisse für  $M_x^2$  dargestellt. Die Ordinate ist jeweils der invariante Wirkungsquerschnitt. Die Daten werden jeweils bei großen fehlenden Massen oberhalb des Resonanzbereichs gut beschrieben. Im Resonanzbereich liefert das Triple-Regge-Modell bei kleinen  $-t$ -Werten eine gute mittlere Anpassung.

Für die Abb. V.8a wurden die Daten vom kinematisch erlaubten Minimalwert  $t_{\min}$  bis  $t = -1 \text{ (GeV/c)}^2$  integriert. Die experimentellen Verteilungen werden durch den Triple-Regge-Fit bis  $M_x^2 \approx 6(12) \text{ GeV}^2$  bei  $12(24) \text{ GeV/c}$  wiedergegeben.

V.4.3 Diskussion einiger Ergebnisse

In der Tafel V.b wurde die Bedeutung der einzelnen Triple-Regge-Terme erläutert. Danach erhält man den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{SD}$  für Einfach-Diffraktion, indem man die Anteile  $P\bar{P}P$  und  $P\bar{P}P$  addiert (schraffierter Teil der Abb. V.8a, b). Da auch außerhalb des Gültigkeitsbereichs des Triple-Regge-Modells Diffraktion zu erwarten ist, wurde der Fit bis zur Phasenraumgrenze in  $K_x^2$  extrapoliert. An der Schraffur erkennen wir den durch Extrapolation abgeschätzten Teil von  $\sigma_{SD}$ .

Nimmt man die Gültigkeit der Faktorisierung an und vernachlässigt Unterschiede in den Phasenraumbegrenzungen, so kann man den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{DD}$  für Doppeldiffraktion abschätzen (RCB73):  $4\sigma_{el}\sigma_{DD} = \sigma_{SD}$ . Der totale diffraktive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Diff}$  ist

$$\sigma_{Diff} = \sigma_{SD} + \sigma_{DD}.$$

Es ergeben sich die Werte der Tafel V.c.

	$\sigma_{Diff}$	$\sigma_{SD}$	$\sigma_{DD}$
12 GeV/c	4.9 mb	4.4 mb	0.4 mb
24 GeV/c	6.3 mb	5.4 mb	0.9 mb

Tafel V.c

Danach steigt der diffraktive Wirkungsquerschnitt in unserem Energiebereich um mehr als 25 %.

Die  $\sigma_{SD}$  lassen sich mit bei höheren Energien gefundenen Werten vergleichen. Jedoch haben die NAL- und ISL-Gruppen den diffraktiven Wirkungsquerschnitt lediglich durch einen Schnitt  $X_0$  in der x-Verteilung des Protons aus ihren Daten abgeschätzt. Wie der Abb. V.9 zu entnehmen ist, liegen die Werte niedriger als

man es nach einer Extrapolation unserer Werte vermuten würde. Eine mögliche Ursache dafür ist, daß in den Vergleichsdaten Anteile von  $\sigma_{SD}$  bei kleineren x-Werten vernachlässigt wurden. Die von Roberts und Roy (RCB73) vorausgesagten Werte sind mit unseren extrapolierten Werten verträglich.

Mit der Triple-Regge-Analyse läßt sich das auf inklusive Reaktionen erweiterte Dualitätskonzept prüfen. Darüber wird von Blobel (BL074) berichtet. Hier seien die wichtigsten Ergebnisse genannt:

Abweichungen vom Dualitätsprinzip wurden für Reggeon-Teilchenstreuung (nichtdiffraktive Reaktionen) nicht beobachtet.

Eine Abschätzung des Resonanzwirkungsquerschnitts  $\sigma_{res}$  ergab, daß für die diffraktive Komponente eine Verletzung der Dualität vorliegt. Denn der Resonanzanteil ist größer als der dem Term  $\mathcal{P}P$  zuzuordnende Wirkungsquerschnitt.

V.5 Triple-Regge-Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$

V.5.1 Mögliche Graphen

Die Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$  läuft über  $K^+$ - bzw.  $K^{*+}$ -Austausch ab:

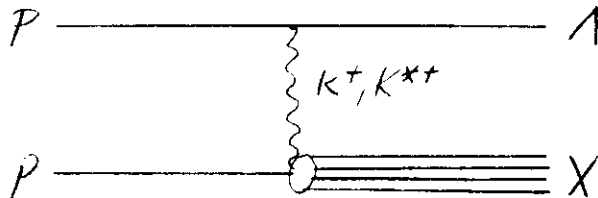


Fig. V.7

$X$  hat die Quantenzahlen  $B=Q=S=+1$ . Dieser baryonische Zustand läßt sich nicht-wie für Baryonen nach dem Quarkmodell gefordert wird-aus drei Quarks oder drei Antiquarks zusammensetzen.  $X$  ist also ein "exotischer" Zustand, der nach dem Quarkmodell nicht resonant ist. Eine Verletzung des Quarkmodells konnte in diesem Punkt bisher experimentell nicht bewiesen werden.

Auch unseren  $M_X$ -Verteilungen (Abb.V.5a) sind keine Resonanzmerkmale zu entnehmen.

Wir **schließen**, daß  $X$  nicht resonant ist. Nach dem Dualitätskonzept (V.3) läuft daher die Streuung zwischen virtuellem  $K^+$  ( $K^{*+}$ ) und  $p$  über  $\mathbb{P}$ -Austausch ab. Damit ergibt sich folgender Triple-Regge-Graph:

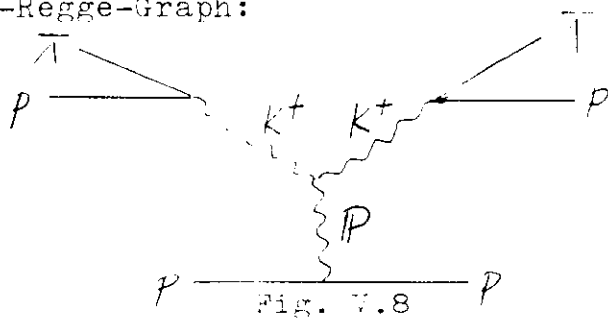


Fig. V.8

Nach der bisher gebrauchten Terminologie trägt also allein der  $MM\mathbb{P}$ -Term zu  $pp \rightarrow \Lambda X$  bei. Somit ergibt sich eine gute Möglichkeit, die Gültigkeit des Triple-Regge-Konzepts in unserem Energiebereich zu prüfen.

V.5.2 Ergebnisse

V.5.2.1 Strukturfunktion

Um Schwelleneffekte zu berücksichtigen, betrachten wir die Strukturfunktion  $f$  in Abhängigkeit von  $t$  und  $M_x'^2$ . Dabei ist

$$M_x'^2 = M_x^2 - (m_K + m_p)^2 = M_x^2 - M_{x,Min}^2.$$

Damit gilt (nach dem Triple-Regge-Modell):

$$f(t, M_x'^2, s) = G_{MMP}(t) \left( \frac{s}{M_x'^2} \right)^{2\alpha_M(t)-1} = \frac{2P_{in}^* \sqrt{s}}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM_x'^2}$$

Zunächst sollen die Residuumsfunktion  $G_{MMP}(t)$  und die Trajektorie  $\alpha_M(t)$  bestimmt werden.

V.5.2.2 Trajektorie

Die Trajektorie wird aus der  $M_x'^2$ -Abhängigkeit von  $f$  (V.5.2.1) bei festem  $s$  und  $t$  ( $|_t$ ) ermittelt. Wir bestimmen dann  $f$  bei 2 Werten  $M_{x_1}'^2$  und  $M_{x_2}'^2$ . Es gilt:

$$\frac{f(t, M_{x_1}'^2, s)}{f(t, M_{x_2}'^2, s)} = \frac{\frac{d^2\sigma}{dt dM_{x_1}'^2}}{\frac{d^2\sigma}{dt dM_{x_2}'^2}} \Big|_t = \left( \frac{M_{x_2}'^2}{M_{x_1}'^2} \right)^{2\alpha_M(t)-1} =: \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \Big|_t$$

Damit läßt sich  $\alpha_M(t)$  für verschiedene  $t$ -Werte berechnen:

$$\alpha_M(t) = \frac{\ln(\sigma_1/\sigma_2)}{2 \ln(M_{x_2}'^2/M_{x_1}'^2)} + \frac{1}{2}$$

Die Ergebnisse zeigt Abb. V.9 .

Zum Vergleich ist die von Ganguli und Sadoulet (GAN72) in der Reaktion  $\bar{p}p \rightarrow \Lambda X$  benutzte  $K$  (bzw.  $K^*$ )-Trajektorie eingetragen worden. Unsere ebenfalls mit großen Fehlern behafteten Werte lassen keine genaue Festlegung der Trajektorie zu. Daher verwenden wir die auch in anderen Experimenten (s.z.B. (GAN72)) benutzte Parametrisierung

$$\alpha_M(t) = 0.2 + t.$$



Auch die Daten von Paler et al. (PAL73) sind damit verträglich.

### V.5.2.3 Bestimmung der Residuumsfunktion

Durch Integration der Strukturfunktion über  $M_X'^2$  erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  und die Residuumsfunktion  $G_{MMP}(t)$ :

$$G_{MMP}(t) = \frac{2P_{in}^* \sqrt{s}}{\pi} \frac{d\sigma}{dt} \frac{1}{\int_0^{M_{X,Max}'^2} (s/M_X'^2)^{2\alpha_M(t)-1} dM_X'^2}$$

Die Residuumsfunktion wird jeweils für einzelne  $t$ -Intervalle bestimmt. Die Integration führen wir über den kinematisch erlaubten Bereich (Abb. V.11) bis zum jeweiligen  $M_{X,Max}'^2$  durch. Aus der experimentellen  $d\sigma/dt$ -Verteilung wird also  $G_{MMP}(t)$  bestimmt. Die Triple-Regge-Theorie gilt nur für  $M_X'^2 \ll s$ . Wir lassen den Bereich  $M_X'^2 < 0.3 s$  zu.

Abb. V.10a enthält die  $G_{MMP}(t)$  für 12 GeV/c (offene Kreise) und 24 GeV/c. Innerhalb der (großen) Fehler ist die funktionale Abhängigkeit der Residuumsfunktion von  $t$  mit einem konstanten Verlauf verträglich. Da  $G_{MMP}(t)$  von  $s$  unabhängig ist, sollten die bei beiden Energien gewonnenen Daten zusammenfallen. Auch diese Konsistenzforderung ist innerhalb der Fehlergrenzen gut erfüllt.

Im folgenden wird bei jedem  $t$  der aus 12- und 24-GeV/c-Ergebnissen gemittelte Wert der Residuumsfunktion benutzt.

### V.5.2.4 Die $M_X'^2$ - Verteilung

Im Gültigkeitsbereich der Triple-Regge-Theorie (etwa  $M_X'^2 < 0.3 s$ ) berechnen wir mit den in V.5.2.2,3 bestimmten Werten für  $G_{MMP}(t)$  und  $\alpha_k(t)$  die Regge-Vorhersage für  $M_X'^2$ .

Dazu muß für jedes  $M_X^2$  über den kinematisch erlaubten  $t$ -Bereich integriert werden. Der Phasenraumbereich ist für die Variablen  $M_X^2$  und  $t$  das Chew-Low-Diagramm. Es ist in der Abb. V.11 dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen den bei der Triple-Regge-Analyse benutzten Bereich.

Die Kurven in Abb. V.12a,b zeigen die Ergebnisse der Berechnung der  $M_X^2$ -Verteilung. Insgesamt ergibt sich eine gute Beschreibung der durch die Meßpunkte gegebenen experimentellen Verteilung.

Die Gültigkeit des Triple-Regge-Modells für die Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$  wurde auch durch eine einparametrische Anpassung geprüft. Die Ergebnisse sind in allen betrachteten Größen kompatibel mit den hier gefundenen Werten (3L074).

Die Ergebnisse der Abschnitte V.3 und V.4 zeigen, daß das Triple-Regge-Modell die Massenverteilungen und Energieabhängigkeiten der Reaktionen  $pp \rightarrow \Lambda X$  und  $pp \rightarrow pX$  recht gut wiedergibt. Insbesondere ergaben die Untersuchungen dieses Abschnitts, daß das Regge-Modell auch in unserem Energiebereich eine gute Beschreibung der Daten liefert.

Das Triple-Regge-Modell wurde auch für andere Reaktionen geprüft und beschrieb die Daten gut. Eine Übersicht über weitere Triple-Regge-Fits gibt die Zusammenfassung (3).

V.6 Reggeon-Teilchen-Streuung in den Reaktionen  $pp \rightarrow pX$   
und  $pp \rightarrow \Lambda X$

In diesem Abschnitt sollen Prozesse, wie sie der eingerahmte Teil des Graphen (Fig. V.9) darstellt, diskutiert werden:

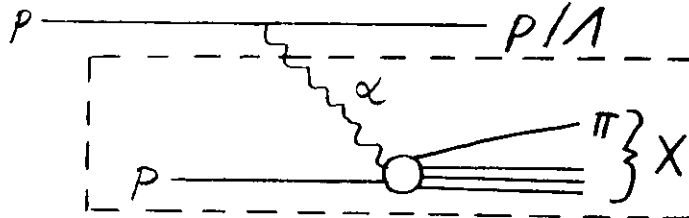


Fig V.9

Der eingerahmte Teil enthält die Steuerung zwischen  $p$  und dem Reggeon, bei der das System  $X$  erzeugt wird. Man kann das Verhalten des Systems  $X$  insgesamt (z.B. Analysen der Multiplizitäten-Verteilungen) studieren oder ein Teilchen herausgelöst betrachten. Letzteres ist wegen der geringen Statistik im Falle der Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$  nur schwer möglich. Ferner können Vergleiche zwischen Streuungen virtueller und reeller Teilchen gezogen werden.

Wird die Energieabhängigkeit von Größen (wie Multiplizitäten) verglichen, so ist zu berücksichtigen, daß  $M_X$  die Gesamtschwerpunktsenergie der Reggeon-Teilchen-Streuung ist.  $M_X$  entspricht also  $\sqrt{s}$  der Teilchen-Teilchen-Streuung.

V.6.1  $pp \rightarrow pX$

V.6.1.1 Ausgetauschte Trajektorien

Hier liegt folgender Graph vor :

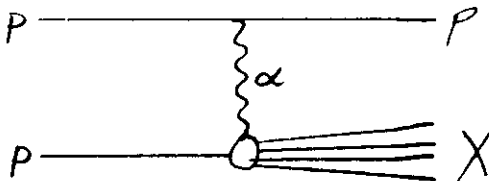


Fig. V.10

Das ausgetauschte Teilchen ist also ein Pomeron oder ein neutrales Meson.

Für Vergleiche mit Teilchen-Teilchen-Streudaten bieten sich demnach Experimente mit einem nichtbaryonischen, nichtseltsamen und neutralen Strahl an. Experimentelle Messungen liegen nur für  $\gamma p$ -Streuung vor. Auch in  $ep \rightarrow eX$  wird ein  $\gamma$  ausgetauscht. Wir vergleichen daher diese Daten ebenfalls mit den Resultaten aus  $pp \rightarrow pX$ .

Nach dem Vektordominanzmodell ist  $\rho^0$ -Erzeugung in  $\gamma p$ -Experimenten oft elastischer Streuung gleichzusetzen. Daher ist elastische Streuung in  $\gamma p$ -Experimenten besonders bei kleinen Photonenergien schwer zu separieren. Auch in der Reggeon-Teilchen-Streuung der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  ist der elastische Anteil schwer abtrennbar. Denn der Austausch ist nicht genau definiert. So wird bei den vergleichenden Betrachtungen der nächsten beiden Abschnitte jeweils die elastische Streuung einbezogen sein.

#### V.6.1.2 Die Verteilungen der Multiplizitäten und ihr Vergleich mit den Reaktionen $ep \rightarrow eX$ und $\gamma p \rightarrow X$

Betrachten wir die Abb. V.13. Hier sind die mittleren Multiplizitäten der negativen Teilchen in Abhängigkeit von der fehlenden Masse  $M_X$  aufgetragen. Die Daten für 12 und 24 GeV/c liegen bis  $M_X \approx 3$  GeV auf einer Geraden. Danach wird zunächst die Kurve der 12-, dann die der 24 GeV/c-Daten gegen die Abszisse konvex. Bemerkenswert ist, daß bis  $M_X \approx 3$  GeV keine signifikante s-Abhängigkeit vorliegt.

Oberhalb dieser Grenze spielen Doppeldeutigkeiten zwischen  $\pi^+$  und p eine zunehmende Rolle, so daß Aussagen über diesen Bereich anzuzweifeln wären.

In die Abb. V.13 wurden auch Daten aus NAL-Experimenten bei 101, 205 und 303 GeV/c Laborimpuls aufgenommen. Wir sehen, daß innerhalb der Fehler sowie unter dem Vorbehalt oben genannter Ambiguitäten eine gute Übereinstimmung über einen weiten Bereich der Schwerpunktsenergie herrscht. Auch die Daten eines NAL-Blasenkammerexperimentes bei 28.5 GeV/c sind mit unseren kompatibel. Man kann also schließen, daß die Multiplizitäten tatsächlich von  $M_x$ , nicht aber signifikant von s abhängen. Die Vergleichsdaten wurden einer Veröffentlichung von Fox (FOX73), sowie von Dao et al. (DA073) bzw. Ochiai et al. (OCH74) entnommen.

In Abb. V.14 werden unsere Daten mit solchen aus den Reaktionen  $ep \rightarrow eX$  und  $\gamma p \rightarrow X$  verglichen. Hier sind die mittleren Multiplizitäten des Systems X gegen den  $\log M_x^2$  aufgetragen worden. Es wurden Daten weggelassen, bei denen  $M_x^2$  so groß ist, daß die erwähnten Doppeldeutigkeiten einen 5% übersteigenden Anteil haben.

Auch die Abhängigkeit der  $\langle n \rangle$  von  $\log M_x^2$  ist linear. Daher parametrisieren wir die Verteilung in einem Fit durch

$$\langle n \rangle = a + b \log M_x^2.$$

Die Werte für a und b enthält Tabelle V.1. Die durch schwarze Punkte gekennzeichneten ep-Streudaten sind einer Veröffentlichung von Berkelman (BER72), die  $\gamma p$ -Daten einer Publikation von Eckhardt et al. entnommen (ECK73).

Die Photoproduktionsdaten lassen sich gut durch eine Gerade

widern. Die Streuungen innerhalb der Elektroproduktionsdaten sind groß, so daß eine genaue Abhängigkeit nicht erkennbar ist. Die  $\gamma p$ -Daten zeigen qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie die Ergebnisse der  $pp$ -Streuung. Jedoch werden in der Photo-Produktion ca. 30 % mehr geladene Teilchen erzeugt als in der Reggeon-Teilchen-Streuung der Reaktion  $pp \rightarrow pX$ . Auch in der Elektroproduktion werden mehr geladene Partikel als in  $pp \rightarrow pX$  produziert.

In der Abb. V.14 sind auch Geraden enthalten, die durch Fits der  $\langle n \rangle$  als Funktion von  $\log M_X^2$  bei festem  $t$  erhalten wurden. Die 12- und 24-GeV/c-Daten liegen angenähert auf der gleichen Geraden. Die Geradenparameter enthält Tabelle V.1.

Die letztgenannten Verteilungen werden im Abschnitt V.6 diskutiert. Hier bemerken wir nur, daß bei festem  $M_X^2$  die Multiplizität mit  $-t$  wächst. Mit wachsendem  $-t$  nähern sich die Daten der  $pp$ -Streuung denen der  $ep$ -Streuung an.

Etwas abschwächend muß gesagt werden, daß bei  $t = -1.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> die Ambiguitäten einen Einfluß haben. Somit kann hier -jedenfalls bei großen  $M_X^2$ -der Vergleich mit der Elektroproduktion ungenau werden. Insgesamt jedoch läßt sich die theoretisch begründete Ansicht (s.z.B. (CH073)) bestätigen, daß  $ep$ -Streuung der  $pp$ -Streuung bei großem  $t$  ähnelt.

Weiterhin wollen wir die Breite der Multiplizitätenverteilungen diskutieren. In Abb. V.15a ist die Dispersion als Funktion des  $\log M_X^2$  aufgetragen worden. Wiederum fallen 12- und 24-GeV/c-Daten praktisch übereinander. Sie sind oberhalb der Resonanzregion näherungsweise durch eine schwach ansteigende Gerade

widerzugeben. Zu kleineren Massen hin fallen die Dispersionen stärker ab. Das liesse sich durch den bevorzugten Zerfall von Resonanzen in eine feste Anzahl von Teilchen erklären. So wäre bei dieser Zahl ein Maximum in der Multiplizitätenverteilung besonders ausgeprägt und schmal. Die Vergleichsdaten der Reaktion  $\gamma p \rightarrow X$  stimmen gut mit unseren Ergebnissen überein.

In Abb. V.15b wurde  $f_2^-$  gegen  $\log M_X^2$  aufgetragen. Auch hier ist keine signifikante s-Abhängigkeit unserer Daten festzustellen. Die Verteilungen der Multiplizitäten sind nach Abb. V.15b schmäler als eine Poisson-Verteilung.

Schließlich wollen wir noch Abb. V.16 betrachten. Hier wird die Abhängigkeit der  $D_-$  von  $\langle n \rangle$  gezeigt. Wie wir sehen, läßt sich die Verteilung oberhalb von  $n \approx 3$  durch eine Gerade annähern. 12- und 24 -GeV/c-Daten liegen auf der gleichen Linie. Die Photoproduktionsdaten weichen wiederum stark von den pp-Resultaten ab. Für die Ergebnisse der Reaktion  $ep \rightarrow eX$  läßt sich ein ähnliches Verhalten wie für die Daten unseres Experimentes feststellen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß in der Photoproduktion das System X mehr geladene Teilchen enthält als in  $pp \rightarrow pX$ , wenn man eine feste Schwerpunktsenergie betrachtet. Jedoch ist die Dispersion vergleichbar.

In der Elektroproduktion werden bei gegebener Energie nur wenig mehr geladene Partikel erzeugt als in der pp-Streuung. Bei großen  $-t$  -Werten nähern sich die pp-Daten den ep-Daten weiter an. Bei den größten betrachteten Werten sind die Multiplizitäten kompatibel.

### V.6.1.3 Diskussion der Multiplizitätenverteilungen

Wie erwähnt, haben die Verteilungen der  $\langle n \rangle$  und  $D$  sowie der daraus ableitbaren Größen im Rahmen der experimentellen Genauigkeit keine signifikante  $s$ -Abhängigkeit. Nach dem Triple-Regge-Fit sind die Anteile der Pomeron-Proton- und Reggeon-Proton-Streuung bei gegebenem  $M_x$   $s$ -abhängig. So ist der Anteil der Diffraktion (Pomeron-Proton-Streuung) im Bereich  $M_x \approx 2.5$  GeV ca. 60 (80) % bei 12 (24) GeV/c. Für  $M_x \approx 5$  GeV sind die Anteile 30 (60) % (s. Abb. V.8a,b).

Damit wäre bei unterschiedlichem Verhalten von Pomeron- bzw. Reggeon-Proton-Streuung auch eine  $s$ -Abhängigkeit z.B. von  $\langle n \rangle$  und  $D$  zu erwarten. Dieser Effekt wird nicht beobachtet. Daher sind den Multiplizitätenverteilungen keine Hinweise auf verschiedenartiges Verhalten der beiden Streuungen zu entnehmen.



V.6.1.4 Die  $x$ - und  $p_T^2$ -Verteilungen der  $\pi^-$  in der Reaktion  $pp \rightarrow p(\pi^- X)$  und ihr Vergleich mit Photoproduktionsdaten.

Wir beziehen die in folgenden diskutierten Größen auf das Schwerpunktsystem der  $Pp$ - bzw.  $Rp$ -Streuung (Fig. V.12)

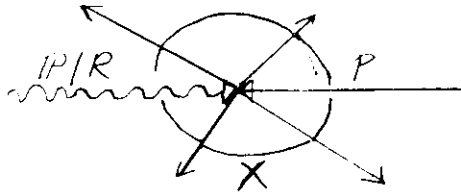


Fig. V.12

Dieses System entspricht dem Schwerpunktsystem der Teilchen-Teilchen-Streuung. Verteilungen in diesen beiden Systemen sind also direkt vergleichbar.

Zunächst sollen die  $\pi^-$ -Einteilchenverteilungen diskutiert werden. Der Einteilchenwirkungsquerschnitt wird bei gegebener Schwerpunktsenergie ( $M_X$  bzw.  $\sqrt{s}$ ) durch die Variablen  $x$  und  $p_T^2$  definiert. Daher wollen wir die  $\pi^-$ -Verteilungen in diesen beiden Variablen studieren. Wir definieren dazu den Longitudinal- und Transversal-Impuls bezüglich der Impulsrichtung der ausgetauschten Teilchens. Die Feynman-Variable  $x$  wird zweckmäßigerweise in der nichtasymptotischen Form  $x = p_L^* / p_{L,Max}^*$  benutzt.

Die Abb. V.17 zeigt die  $x$ -Verteilungen der in der Reggeon-/Pomeron-Teilchen-Streuung produzierten  $\pi^-$  bei 12 und 24 GeV/c. Es wurde über alle  $M_X$  und  $p_T^2$  integriert und durch den inklusiven Wirkungsquerschnitt für die benutzten eindeutigen  $p$  mit  $p_L^* < 0$  dividiert. Die Daten zeigen bei  $x \approx 1$  eine signifikante  $s$ -Abhängigkeit. Dagegen sind 12 und 24 GeV/c-Daten in den anderen Bereichen kompatibel. Die Verteilungen sind stark asymmetrisch. Die  $\pi^-$  werden bevorzugt in Richtung des ausgetauschten Teilchens emittiert.

Es ist nicht sinnvoll, an den Verteilungen der Abb. V.18 die Frage zu diskutieren, ob die Hypothese der "Limiting Fragmentation", d. h. der Energieunabhängigkeit der Spektren in den Fragmentationsbereichen auch für die Reggeon-/Pomeron-Teilchen-Streuung gültig ist. Denn es wird über alle Schwerpunktsenergien der Streuungen summiert und der Energiebereich ist damit für 12 und 24 GeV/c verschieden.

Wir wollen zunächst untersuchen, welche mesonischen Resonanzen zu der betrachteten x-Verteilung beitragen. Dazu tragen wir für verschiedene x-Intervalle die  $\pi^+\pi^-$ -Masse auf. Die Abb. V.18 zeigen die Ergebnisse für 12 (unschraffierte Histogramme) und 24 GeV/c. Es wurden nur eindeutige  $\pi^+$  zugelassen. Typische Fehler wurden eingetragen. Es fällt auf, daß bei 24 GeV/c das f-Meson in die x-Verteilung der  $\pi^-$  für  $x > .75$  hineinreflektiert. In den Bereichen  $|x| > .25$  kommt signifikante  $\rho^0$ -Erzeugung vor. Der relative Anteil der  $\rho^0$ -Produktion steigt mit x. Für  $|x| < .25$  sind keine ausgeprägten Resonanzmaxima zu erkennen.

Die f -Mesonen wurden vor allem im Kanal  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  beobachtet. Darüber wird in den Referenzen (MOE72) und (BL0733) berichtet. Auch durch die hier durchgeführten Untersuchungen konnte eine signifikante f -Produktion in anderen Kanälen nicht nachgewiesen werden.

In Abb. V.19 wurde für verschiedene  $\langle M_x \rangle$  die x-Verteilung der  $\pi^-$  aufgetragen. Die Verteilungen wurden durch die totalen Wirkungsquerschnitte für Erzeugung eindeutiger Protonen mit  $p_L^* < 0$  in den  $M_x$ -Intervallen dividiert. Die aus den über alle  $M_x$  integrierenden x-Verteilungen erkennbare Tatsache, daß die  $\pi^-$  bevorzugt in die Region  $x > 0$  laufen, gilt auch für jede der differentiellen Ver-

teilungen. In den Distributionen der Abb. V.19 läßt sich in keiner Region eine signifikante  $s$ -Abhängigkeit erkennen. Es sind diesen Verteilungen also keine Hinweise auf eine eventuelle Verletzung der Hypothese der "Limiting Fragmentation" in der Pomeron-/Reggeon-Teilchen-Streuung zu entnehmen.

Zum Vergleich wurden auch die  $x$ -Verteilungen der  $\pi^-$  aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$  aufgetragen. Die Verteilungen wurden auf die Daten unseres Experimentes normiert. Die Photoproduktionsdaten wurden in drei Experimenten der SLAC-Berkeley-Tufts-Kollaboration mit der SLAC-Blasen-kammer gewonnen (MCF72). Die Schwerpunktsenergien sind  $\sqrt{s} = 2.5, 3.1$  und  $4.3$  GeV. Die Daten haben den qualitativ gleichen Verlauf wie diejenigen unseres Experimentes bei den entsprechenden  $\langle M_x \rangle$ -Werten. Auch in  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$  bemerken wir eine starke Asymmetrie bezüglich der Erzeugung der  $\pi^-$  in den beiden Hemisphären  $x < 0$  und  $x > 0$ .

In einigen Bereichen liegen quantitative Abweichungen vor. Der Vergleich der Daten bei  $\sqrt{s} = 2.5$  GeV mit denen unseres Experimentes bei  $\langle M_x \rangle = 2.2$  GeV zeigt, daß die Photoproduktionsdaten im Bereich  $x \approx 0.5$  über unseren Werten liegen, in der Region  $x \approx 0.5$  darunter. Wie wir der Abb. V.18 entnehmen, trägt in diesen Bereichen  $\rho^0$ -Erzeugung stark zum Wirkungsquerschnitt bei. Abweichungen können auf unterschiedliche Anteile der  $\rho^0$ -Produktion zurückgeführt werden. Die in der Photoproduktion starke  $\rho^0$ -Erzeugung ( $\approx 10\%$  des Wirkungsquerschnittes) trägt zu den Bereichen, in denen die erwähnten Abweichungen auftreten, stark bei (ECK73). Auch die  $\gamma p$ -Daten bei  $\sqrt{s} = 3.1$  und  $4.3$  GeV weichen im Bereich  $x \approx 0.5$  signifikant von unseren Daten ab.

In Abb. V.20 wurden die  $p_T^2$ -Verteilungen der in der Streuung des virtuellen Teilchens am Proton erzeugten  $\pi^-$  aufgetragen. Die Verteilungen wurden wiederum für verschiedene  $\langle M_X \rangle$  angefertigt. Es zeigt sich, daß bei kleinem  $\langle M_X \rangle$  ein stärkerer Abfall mit  $p_T^2$  vorliegt als bei großen Werten. Dieser Sachverhalt wird erklärt dadurch, daß bei kleinen fehlenden Massen die mittlere geladene Multiplizität klein ist. Wie wir Abb. V.2 entnehmen, tragen niedrige Multiplizitäten stark zur Resonanzzeugung bei. Die Resonanzen werden bevorzugt peripher erzeugt, so daß große Longitudinal- und kleine Transversalimpulse begünstigt werden.

Die Verteilungen wurden durch eine Exponentialfunktion der Form  $\exp(-A p_T^2)$  gefittet. Die Werte der exponentiellen Steigung A enthält Tab. V.4. Der Abb. V.20 und der Tabelle V.4 entnehmen wir, daß die Daten für 12 und 24 GeV/c miteinander verträglich sind. Zum Vergleich wurden Daten des DESY-Streamer-Kammer-Experimentes benutzt (KNO74). Das  $\gamma p$ -Experiment wurde bei  $\sqrt{s} = 2,1, 2,3, 2,6, 3,0$  und  $3,4$  GeV durchgeführt.

Wir normieren die Verteilungen auf die unseres Experimentes. Auch die Photoproduktionsdaten fitten wir durch eine Exponentialfunktion. Die Fit-Ergebnisse sind in Tabelle V.3 und Abb. V.20 eingetragen. Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen für unsere Daten.

Unterschiede der Reaktionen, wie sie quantitativ in den x-Verteilungen auftraten, machen sich in der transversalen Variablen nicht stark bemerkbar. Dieser Sachverhalt wird nach dem von Fox (FOX73) skizzierten speziellen multiperipheren Modell erwartet. Unterschiede sollten danach eher in den longitudinalen als in den transversalen Variablen auftreten.

V.6.1.5 Die  $x$ - und  $p_T^2$ -Verteilungen der  $\pi^+\pi^-$  in der Reaktion  $pp \rightarrow p(\pi^+\pi^-)X$ .

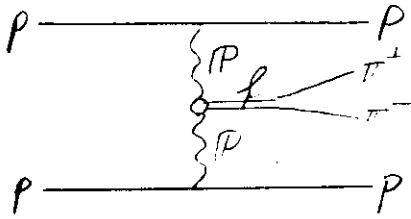
Wir definieren die Variablen  $x$  und  $p_T^2$  für die  $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen analog wie beim  $\pi^-$ .

In der Abb. V.21 sind die  $x$ -Verteilungen der  $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen für zwei Datenmengen und für verschiedene mittlere  $M_X$  aufgetragen worden. Die  $M_X$  wurden in jedem Fall nur zu eindeutigen, im Schwerpunktsystem rückwärts laufenden Protonen berechnet. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den typischen Verlauf für einige  $\langle M_X \rangle$ , wenn ein- und mehrdeutige  $\pi^+$  zugelassen werden. Die Punkte stellen den Verlauf dar, wenn nur eindeutige  $\pi^+$  beitragen. Im Bereich  $x < 0$  (entspricht nach Abb. V.3 in etwa der Vorwärts-Region im Schwerpunktsystem) gibt es starke Abweichungen für beide Datenmengen, für  $x > 0$  sind die Verteilungen kompatibel. Da eine Entscheidung für eine Datenmenge fragwürdig ist, können wir den Bereich  $x < 0$  nicht untersuchen. Für die Verteilungen mit eindeutigen  $\pi^+$  ergibt sich eine starke Asymmetrie zwischen den Halbräumen. Mit wachsendem

$\langle M_X \rangle$  wird der Abfall der Verteilungen in den Bereichen  $x \approx 1$  stärker. Das System  $\pi^+\pi^-$  hat ebenso wie die ausgetauschten Teilchen die Ladung 0. Es können sogenannte "führende Teilchen"-Effekte auftreten. Dabei würde das ausgetauschte Teilchen nur schwach am Proton gestreut mit fast unverändertem Impuls auslaufen. Es müsste damit einen Beitrag zur Region  $x \approx 1$  geben.

Im Zusammenhang damit interessiert besonders die Frage, ob  $f$  als "führende Teilchen" in Pomeron-Proton-Stößen vorkommen.

Im Kanal  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ , in dem wir das  $f$  hauptsächlich beobachten, (BLO733) läge dann die elastische Diffraktionsreaktion  $Pp \rightarrow fp$  vor. Der Reaktionsgraph beinhaltet Doppelpomeron austausch.



Eine Untersuchung zeigte, daß die Reaktion  $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$  Beiträge zum Bereich  $x \simeq 1$  liefert. Aus kinematischen Überlegungen folgt jedoch, daß  $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen dieses Kanals bevorzugt bei den vor-kommenden kleinen Massen den maximalen Longitudinalimpuls erreichen. Die Suche nach Ereignissen, die durch den obigen Reaktionsgraphen dargestellt werden, verlief wegen der Überlappung kinematischer mit eventuell vorhandenen dynamischen Effekten im Bereich  $x \simeq 1$  nicht eindeutig.

Die genannten Fragen zum Doppelpomeron-Austausch werden auch in den unter (IDS73) und (BLO733) aufgeführten Referenzen diskutiert.

In Abb. V.22 sind die  $p_T^2$ -Distributionen der  $\pi^+\pi^-$  für verschiedene  $\langle M_X \rangle$  aufgetragen worden. Hier wurden nur eindeutige  $\pi^+$  berücksichtigt. Wir dividieren wieder durch den Wirkungsquerschnitt für im betrachteten  $M_X$ -Intervall erzeugte eindeutige Protonen, die im Schwerpunktsystem rückwärts laufen.

Die Verteilungen haben keine signifikante  $s$ -Abhängigkeit. Mit wachsender Schwerpunktsenergie der Reggeon-/Pomeron-Teilchen-Streuung wird der Abfall der Verteilungen zu großen Transversalimpulsen hin schwächer. Der stärkste Abfall ist in der Resonanzregion zu beobachten ( $\langle M_X \rangle = 1.8$  GeV).

V.6.2  $pp \rightarrow \Lambda X$

V.6.2.1 Ausgetauschte Trajektorien

Der Graph (Fig. V.13) stellt die inklusive  $\Lambda$ -Erzeugung dar. Wir sehen, daß das  $K^+$  oder einer seiner angeregten Zustände ausgetauscht werden. Es ergibt sich somit die Möglichkeit eines Vergleichs von Ergebnissen mit denen der Streuung eines reellen  $K^+$  an einem Proton.

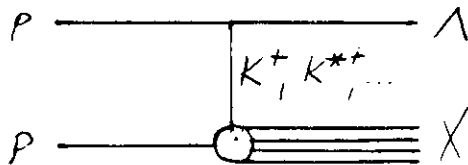


Fig. V.13

Gegenüber der Reggeon-Teilchen-Streuung in der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  bietet sich hier der Vorteil, daß der Austausch genauer spezifiziert werden kann.

V.6.2.2 Ermittlung der Multiplizitätenverteilungen

Wir wollen die Multiplizitätenverteilungen studieren. Für Vergleiche mit der Teilchen-Teilchen-Streuung ist folgendes zu beachten: Die hier verwendeten Daten der  $K^+p$ -Streuung enthalten nur inelastische Ereignisse. D.h. Ereignisse der in Fig. V.14 gezeigten Art wurden nicht

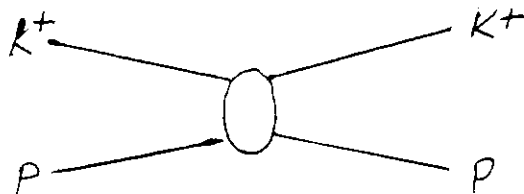


Fig. V.14

berücksichtigt. Wir müssen die elastische Streuung auch bei der Reggeon-Teilchen-Streuung eliminieren. D.h. es müssen

Ereignisse des Typs  $pp \rightarrow p \Lambda K^+$  weggelassen werden.

In Abb. V.23 wird die Masse  $X^0$  aus der Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X^{++} X^0$  dargestellt. Das System  $X^{++}$  enthält die Summe aller geladenen Teilchen, die vom Primärvertex ausgehen,  $X^0$  umfaßt die außer

dem  $\Lambda$  produzierten neutralen Teilchen. Wir sehen über einem bei 24 GeV/c großen-Untergrund 4 Maxima bei den Massen des Pions, Kaons, Neutrons und der Masse  $e$ . Die Maxima sind bei 24 GeV/c wesentlich schwächer ausgeprägt und schlechter separiert als bei 12 GeV/c. Wir lassen 2-Spur-Ereignisse weg, wenn  $M(X^0) < .05$  GeV gilt. So werden Ereignisse des Typs  $pp \rightarrow p\Lambda K^+$  größtenteils eliminiert. Das Verfahren könnte eventuell verfeinert werden, jedoch ändern sich die zu untersuchenden Multiplizitäten-Verteilungen nur wenig. Selbst wenn die soeben erwähnte Selektion nicht vorgenommen wird, unterscheiden sich die Ergebnisse von den jetzt bestimmten um weniger als eine Standardabweichung.

Fesefeldt bestimmte die Wirkungsquerschnitte für inklusive  $\Lambda$ -Produktion und für den Kanal  $pp \rightarrow p\Lambda K^+$ . Die seiner Arbeit entnommenen Werte zeigt die folgende Tafel (nach (FES73)):

	12 GeV/c	24 GeV/c
$pp \rightarrow \Lambda X$	$(1.12 \pm .03) \text{mb}$	$(1.86 \pm .06) \text{mb}^*$
$pp \rightarrow p\Lambda K^+$	$(92 \pm 10) \mu\text{b}$	$(57 \pm 10) \mu\text{b}$

D.h. die Reaktion  $pp \rightarrow p\Lambda K^+$  trägt 8.2(3.3)% zur inklusiven  $\Lambda$ -Produktion bei 12(24) GeV/c bei.

\* Der Wert wurde mit einer größeren Datenmenge neu bestimmt.



V.6.2.3 Die Multiplizitätenverteilungen der Reggeon-Teilchen-Streuung und ihr Vergleich mit Ergebnisse der Teilchen-Teilchen-Streuung

In Abb. V.24a wird die Abhängigkeit der mittleren negativen Multiplizität  $\langle n_- \rangle$  von  $M_X^2$  dargestellt. Wir entnehmen der Abbildung, daß eine leichte s-Abhängigkeit der Daten unseres Experimentes vorliegt. Die  $\langle n_- \rangle$  zeigen bei beiden Energien eine angenähert lineare Abhängigkeit von  $M_X^2$ . Die Verteilungen wurden daher durch eine Gerade der Form  $\langle n_- \rangle = a + b M_X^2$  angepaßt. Für die Parameter ergaben sich folgende Werte:

	a	b	c	d
12 GeV/c	$-0.24 \pm 0.02$	$0.064 \pm 0.002$	$-0.69 \pm 0.03$	$0.49 \pm 0.01$
24 GeV/c	$-0.20 \pm 0.01$	$0.047 \pm 0.001$	$-0.83 \pm 0.03$	$0.56 \pm 0.01$

Tafel V.e

Eine Anpassung der Art  $\langle n_- \rangle = c + d \log M_X^2$  wurde in Analogie zur Reaktion  $pp \rightarrow pX$  ebenfalls durchgeführt. Der Tafel V.e entnehmen wir auch die Werte c und d.

In der Abb. V.14a sind zum Vergleich auch Werte der  $K^+p$ -Streuung enthalten. Es wurden Ergebnisse der Rußland-CERN bzw. Rußland-Frankreich Kollaboration einer Veröffentlichung von Ammosov et al. (AMM73) entnommen. Die mittleren negativen Multiplizitäten  $\langle n_- \rangle$  wurden gegen die  $M_X^2$  entsprechende Variable s aufgetragen. Wir sehen, daß die Ergebnisse der Teilchen-Teilchen-Streuung eine sehr ähnliche Energieabhängigkeit zeigen wie die Resultate der Reggeon-Teilchen-Streuung.

Wir wollen auch die Breite der  $n_-$ -Verteilung, ihre Dispersion  $D_-$ , untersuchen. Die Abhängigkeit der  $D_-$  von  $M_X^2$  ist in Abb. V.24b dargestellt. Hier läßt sich innerhalb der Fehler keine Abweichung zwischen 12- und 24-GeV/c-Daten der Reggeon-Teilchen-

Streuung feststellen. Die  $D_-$ -Werte nehmen zwischen 10 und 30  $\text{GeV}^2$  etwa um den Faktor 1.5 zu. Auch hier wurde ein Vergleich mit Resultaten der  $K^+p$ -Streuung ( $x$ ) durchgeführt. Es liegt innerhalb der Fehlergrenzen eine gute Verträglichkeit mit unseren Daten vor. Wie bei den  $\langle n \rangle$ -Verteilungen ist zu sagen, daß die Daten der Reggeon-Teilchen-Streuung mit denen der Teilchen-Teilchen-Streuung bei gleicher Schwerpunktsenergie kompatibel sind.

Die Abb. V.24c,d zeigen die aus  $\langle n \rangle$  und  $D_-$  ableitbaren Variablen  $f_2$  und  $\langle n \rangle / D_-$ .

Die Größe  $f_2 = D_-^2 - \langle n \rangle$  hat danach einen konstanten Verlauf über den betrachteten Energiebereich hinweg. Der Wert ist negativ. D.h. die Multiplizitäten-Verteilung ist enger als eine Poisson-Distribution. Das zeigt an, daß der Phasenraum bei der Streuung reeller und virtueller  $K^+$  an Protonen gleichermaßen begrenzt ist. Denn es tragen offenbar mehr Ereignisse einer Topologie bei als es bei statistisch ablaufenden Prozessen erlaubt wäre. So wird die Multiplizitätenverteilung sehr schmal.

Wiederum entnehmen wir den Abb. V.24c,d eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden Streumechanismen.

In Abb. V.24d schließlich wurde die Abhängigkeit der  $\langle n \rangle$  von  $D_-$  aufgetragen. Unter den Daten der Reggeon-Teilchen-Streuung läßt sich keine signifikante  $s$ -Abhängigkeit feststellen. Sie sind kompatibel mit den Resultaten der Teilchen-Teilchen-Streuung. Wie schon der Abb. V.24d zu entnehmen war, ist das Verhältnis  $\langle n \rangle / D_-$  angenähert eine Konstante. Damit ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der Dispersion von der Multiplizität. Dement-

sprechend wurden lineare Fits der Form  $D = A + B\langle n \rangle$  durchgeführt. Einerseits wurden alle Daten der Resonon-Teilchen-, andererseits die Ergebnisse der Teilchen-Teilchen-Streuung refittet. Die Ergebnisse sind in Abb. V.24e als Geraden dargestellt. Die folgende Tafel enthält die Parameter A und B:

	A	B
Resonon-Resonon	$-.11 \pm .20$	$.41 \pm .06$
Teilchen-Teilchen	$-.32 \pm .04$	$.48 \pm .01$

Tafel V.f

Wie schon aus dem optischen Eindruck hervorging, sind die Ergebnisse untereinander kompatibel.

Der lineare Zusammenhang zwischen D und  $\langle n \rangle$  wurde u.a. von Czyzewski und Rybicki (CZ170) sowie Wroblewski (WRC72) für  $\pi^+p$  und  $pp$ -Streuung studiert. Die entsprechenden Geraden werden in Abb. V.25 mit den hier ermittelten Werten der Streuung eines reellen bzw. virtuellen  $K^+$  am Proton verglichen. Letztere unterscheiden sich von den erstgenannten nicht signifikant.

Die Werte  $\langle n \rangle$ , D,  $\langle n \rangle/D$  und  $f_2$  für  $pp \rightarrow \Lambda K$  enthält Tabelle V.5.

## V.7 Doppelt differentielle Verteilungen der Multiplizitäten

### V.7.1 Experimentelle Verteilungen

In der Abb. V.26 werden die Werte  $\langle n \rangle$  doppelt differentiell dargestellt. Für einen festen  $M_X^2$ -Bereich, der sich bei den in der Abb. V.26 angegebenen Werten konzentriert, wird die  $t$ -Abhängigkeit der  $\langle n \rangle$  aufgetragen für die Reaktion  $pp \rightarrow pX$ . Berücksichtigt werden die mit einem eindeutigen, im Schwerpunktsystem rückwärts laufenden Proton versehenen Ereignisse. So wird gewährleistet, daß Pomeron- oder Mesonaustausch vorliegt. Im Bereich  $t > -1.5$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) sind wie Abb. V.1b zu entnehmen war die Mehrdeutigkeiten zwischen  $p$  und  $\pi^+$  so groß, daß keine genaue Aussage über den Austausch gemacht werden kann.

Die Verteilungen zeigen, daß  $\langle n \rangle$  schwach von  $t$  bei festem  $M_X^2$  abhängt. Es wird eine schwach mit  $t$  ansteigende Multiplizität beobachtet. Dieser Effekt ist stärker bei den größten  $\langle M_X^2 \rangle$ -Werten.

Auch für die Reaktion  $pp \rightarrow \Lambda X$  werden diese Verteilungen untersucht (Abb. V.27). Hier sind die Fehler wesentlich größer. Jedoch läßt sich auch in diesem Fall ein leichter Anstieg von  $\langle n \rangle$  mit  $t$  bei fester fehlender Masse feststellen. Die eingezeichneten Geraden dienen zur Illustration dieses Sachverhalts. Sie wurden durch eine lineare Anpassung der Daten gewonnen. Qualitativ liegt für die Reaktionen  $pp \rightarrow pX$  und  $pp \rightarrow \Lambda X$  ein ähnliches Verhalten vor.

Es sei  $\Delta y$  der für  $pp \rightarrow pX$  in der Reggeon-/Pomeron-Proton-Streuung zur Verfügung stehende Rapiditätsbereich. Bei festem  $M_X^2$  und  $t$  läßt sich  $\Delta y$  nach folgender Formel berechnen:

$$\Delta y = \text{Arcosh} \left( \frac{M_X^2 - m_p^2 - t}{2 m_p \sqrt{E}} \right)$$

Hiernach ist  $\Delta y$  komplex mit dem (konstanten) Imaginärteil  $\pi/2$ . Der Realteil gibt also ein Maß für den  $y$ -Bereich der Streuung. Es ist interessant, die  $t$ -Abhängigkeit der  $\langle n_- \rangle$  bei festem  $\Delta y$  mit der bei festem  $M_X^2$  zu vergleichen. Bei großen Energien würde man ein ähnliches Verhalten erwarten. Auch stellt sich die Frage, ob pro  $\Delta y$ -Einheit bei verschiedenen  $\Delta y$ -Bereichen eine gleiche Anzahl geladener Teilchen produziert wird.

In Abb. V.28 werden die  $\langle n_- \rangle$  bei festem  $\Delta y$  als Funktion von  $t$  dargestellt. Die  $\langle n_- \rangle$  zeigen bei festem  $\Delta y$  einen stärkeren Anstieg als Funktion von  $-t$  als bei festem  $M_X^2$ . Eine signifikante  $s$ -Abhängigkeit ist nicht festzustellen. Die gestrichelten Linien bei  $|\Delta y| > 1.8$  stellen die bei gleicher Dichte geladener Teilchen wie bei  $|\Delta y| = 1.8$  erwarteten  $\langle n_- \rangle$ -Werte dar. Danach werden mit wachsendem  $|\Delta y|$  pro  $\Delta y$ -Einheit mehr geladene Teilchen erzeugt.

### V.7.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Nach einer Veröffentlichung von Gutay und Suranyi (GUT73) erwartet man ein Ansteigen der  $\langle n_- \rangle$  mit  $-t$  bei festem  $M_X^2$ . Der Anstieg würde im Rahmen des dort untersuchten 2-Komponenten-Modells durch Diffraktion hervorgerufen werden. Die nichtdiffraktive Komponente sorgte für kein Anwachsen der  $\langle n_- \rangle$  mit  $-t$ .

Für die beschriebenen Verteilungen bei unseren Energien scheinen

diese Aussagen nicht zu gelten. Der Triple-Resse-Fit (Abb. V.7a,b) zeigt, daß der Anteil der Diffraktion in  $pp \rightarrow pX$  mit steigendem  $M_X^2$  abnimmt. Damit sollten die  $n_-$  bei kleinem  $M_X^2$  stärker mit  $-t$  anwachsen als bei großen  $M_X^2$ . Wir beobachten jedoch das entgegengesetzte Phänomen. Auch sollte in einer Reaktion, in der Diffraktion fehlt,  $\langle n_- \rangle$  nicht mit  $-t$  anwachsen. Wie wir jedoch der Abb. V.27 entnehmen, ist ein Anstieg zu verzeichnen.

Etwas einschränkend ist zu erwähnen, daß die Statistik bei großen  $-t$ -Werten in unserem Experiment schlecht ist und die Mehrdeutigkeiten dort einen wachsenden Anteil haben..

Choudhury (CHO74) schließt in seine Betrachtungen  $\pi^0$ -Erzeugung durch hadronische Bremsstrahlung und Analogie zwischen  $pp$ -Streuung bei großen  $-t$  und  $ep$ -Streuung ein. Der von ihm vorhergesagte Anstieg der  $\langle n_- \rangle$  mit  $-t$  (bzw.  $p_T$ ) ist bei kleinen  $M_X^2$  ( $< 10 \text{ GeV}^2$ ) geringer als im Bereich großer fehlender Massen und bringt damit das qualitativ von uns beobachtete Verhalten.

Daten über das diskutierte Verhalten der  $\langle n_- \rangle$  in doppelt differentiellen Verteilungen enthalten z.B. die Referenzen (JAC73) und (RAM73).

VI. Die quasiinklusive Reaktionen  $pp \rightarrow \eta X$  und  $pp \rightarrow \omega X$

Bisher wurde die inklusive Erzeugung von mesonischen Resonanzen in pp-Experimenten nicht studiert. Wegen der in diesem Experiment vorhandenen hohen Statistik und guten Massenauflösung können wir inklusive  $\rho$ - und  $K$  - sowie quasiinklusive  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung untersuchen. Über die inklusive  $\rho$ -Erzeugung berichtet Neumann (NEU74), die inklusive  $K$  -Produktion stellt Fesefeldt (FES73) dar. Hier soll von einigen Aspekten quasiinklusive  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung die Rede sein. Ein Teil der Daten wurden bereits veröffentlicht (BLO73).

Das  $\eta$  und  $\omega$  haben als einzigen für uns meßbaren Zerfall den folgenden:  $\eta, \omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ . Wir müssen also Kanäle mit mindestens einem neutralen Teilchen im Endzustand betrachten. Andererseits können in Reaktionskanälen mit mehr als einem neutralen nicht-seltsamen Teilchen diese in herkömmlichen Blaskammerexperimenten ohne zusätzliche Zähler nicht separiert werden. Es ist also z.B. nicht möglich, dafür  $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Verteilungen herzustellen und so  $\eta$ - und  $\omega$ -Erzeugung zu studieren.

Daher betrachten wir lediglich die Kanäle

$$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (K1)$$

$$pp \rightarrow pp2\pi^+2\pi^-\pi^0 \quad (K2)$$

$$pp \rightarrow pp3\pi^+3\pi^-\pi^0 \quad (K3)$$

$$pp \rightarrow pp4\pi^+4\pi^-\pi^0 \quad (K4)$$

Etwaige Resonanzzerzeugung in Kanälen mit mehr als 10 geladenen Endzustandsteilchen wird vernachlässigt. Wir wollen **Verteilungen**, zu denen Kanäle mit höchstens einem neutralen Teilchen im Endzustand beitragen, "quasiinklusive" nennen.

Die folgende Tafel gibt die Zahl der benutzten Hypothesen in

den einzelnen Kanälen an:

	12 GeV/c	24 GeV/c
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	13154	12445
$pp2\pi^+2\pi^-\pi^0$	5767	10034
$pp3\pi^+3\pi^-\pi^0$	794	4125
$pp4\pi^+4\pi^-\pi^0$	28	798

Tafel VI.b

Liegen Mehrdeutigkeiten der Kanäle (K1) bis (K4) mit anderen vor, so wird die nach der kinematischen Anpassung wahrscheinlichste Hypothese ausgewählt. Im Falle des Kanals (K1) wird das von Hellwig (HEL73) beschriebene Verfahren zur Ermittlung der wahrscheinlichsten Hypothese benutzt.

Die  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilungen der nach den genannten Kriterien verworfenen Hypothesen der Kanäle (K1) bis (K4) zeigen keine signifikanten Resonanzmerkmale.

Um die Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, wurde errechnet, welcher Wirkungsquerschnitt bei gegebener Topologie einem Ereignis entspricht. Die benutzte Methode wird vom Autor dargestellt (SCH72). Es wurde zusätzlich zum dort beschriebenen Verfahren eine Korrektur auf Dalitzpaare (DAL51) durchgeführt (PP731).

### VI.1 Wirkungsquerschnitte

Betrachten wir die quasiinklusive  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung (Abb. VI.1). Wir erkennen bei beiden Einschußenergien ausgeprägte Maxima bei ca. 550 und 790 MeV, d.h. bei den Massen der  $\eta$ - und  $\omega$ -Meson-Resonanzen. Die Zahl der Resonanzereignisse bestimmen wir durch Fits an die Massenverteilungen. Dazu benutzen wir eine Maximum-Likelihood-Methode. Es wird die Annahme, daß die Ereignisse in den einzelnen Massenintervallen poisson-verteilt



sind, benutzt. Wir fitten die  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilung im Intervall  $0.5 \text{ GeV} < M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 1.1 \text{ GeV}$ . Der nichtresonante Untergrund wird durch ein Polynom 3. Grades, die Resonanzen werden durch Auflösungsfunktionen beschrieben. Für letztere wählen wir beim  $\eta$ -Meson eine Breit-Wigner-Form und beim  $\omega$ -Meson eine mit einer Dreiecksauflösungsfunktion gefaltete Breit-Wigner-Funktion. Die Verwendung einer Dreiecksauflösungsfunktion läßt sich folgendermaßen begründen:

Wir nehmen an, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung der wahren Masse durch eine Gaussverteilung um den gemessenen Massenwert gegeben ist. Dann ist eine Dreiecksauflösungsfunktion als Überlagerung mehrerer Gaussverteilungen i. a. anwendbar. Eine allgemeine Methode zur Bestimmung einer Auflösungsfunktion beschreibt Coyne (COY70). Wir jedoch gehen aufgrund der obigen Argumente von einer Dreiecksform aus.

So ermitteln wir die experimentelle Auflösung  $\sigma_{\text{res}}$  durch die Anpassung. Auch die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\eta}$  und  $\sigma_{\omega}$  sowie den Zentralwert  $M_{\omega}$  der  $\omega$ -Masse finden wir so. Hingegen werden die Resonanzbreite  $\Gamma_{\eta}$  und -masse  $M_{\eta}$  des  $\eta$ -Mesons sowie die -breite  $\Gamma_{\omega}$  des  $\omega$ -Mesons fest in die Breit-Wigner-Funktionen eingesetzt. Die Breiten wurden leicht gegenüber den Werten aus (PDG73) variiert, um einen besseren Fit zu erhalten.

Um die Wirkungsquerschnitte für die Gesamtproduktion zu finden, korrigieren wir auf andere Zerfallsmoden als  $\pi^+\pi^-\pi^0$ . Dabei ist der Zerfall  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  besonders zu erwähnen. Denn er führt zu Ereignissen, die in den Kanälen (K1) bis (K4) enthalten sind. Die  $\gamma$ -Erzeugung bekommt in dem kinematischen Anpassungsprogramm GRIND (GRI63) eine Hypothese der  $\pi^0$ -Kanäle.

Nach (PDG73) gelten folgende Verzweungsverhältnisse:

$$R_{\eta} = \frac{\Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) + \Gamma(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow \text{total})} = .289$$

$$R_{\omega} = \frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{\Gamma(\omega \rightarrow \text{total})} = .896 \pm .006$$

Damit ergeben sich folgende totalen Wirkungsquerschnitte:

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\sigma_{\eta}$	(184 $\pm$ 19) $\mu$ b	(135 $\pm$ 21) $\mu$ b
(K1)	(60 $\pm$ 11) $\mu$ b	(32 $\pm$ 14) $\mu$ b
(K2)	(123 $\pm$ 17) $\mu$ b	(57 $\pm$ 11) $\mu$ b
$\sigma_{\omega}$	(323 $\pm$ 25) $\mu$ b	(320 $\pm$ 33) $\mu$ b
(K1)	(150 $\pm$ 9) $\mu$ b	(83 $\pm$ 10) $\mu$ b
(K2)	(148 $\pm$ 20) $\mu$ b	(165 $\pm$ 20) $\mu$ b

Tafel VI.a

Die Werte der übrigen Anpassungsparameter enthält Tab. VI.1.

Abb. VI.2 zeigt die  $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ -Verteilungen der Kanäle (K1) bis (K4). Die mesonischen Resonanzen  $\eta$  und  $\omega$  werden danach bei beiden Eingangsenergien vor allem in (K1) und (K2) produziert. In (K4) sind keine Resonanzsignale mehr erkennbar.

Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\eta}$  und  $\sigma_{\omega}$  für (K1) wurden von Hellwig (HEL73) und Schwarz (SCH72) bestimmt und in der Referenz (BL073) veröffentlicht. Hier werden zusätzlich die Ergebnisse für (K2) ermittelt. Dazu wenden wir das oben geschilderte Fitverfahren allein auf die Ereignisse des Kanals (K2) an.

Die Fitergebnisse enthalten die Tafel VI.a sowie Tab. VI.1.

Wir sehen, daß die auf unmeßbare Zerfälle korrigierten Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\eta}$  insgesamt und auch für (K1) und (K2) mit wachsender Einschußenergie abnehmen. Das Verhältnis  $\sigma_{\eta}$  (K1) zu  $\sigma_{\eta}$  (K2) ist jeweils etwa 1 zu 2.

Dagegen bleibt der quasiinklusive Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\omega}$  im Rahmen der Fehler konstant. Das Schwergewicht verlagert sich jedoch auf (K2).

Neumann bestimmte die quasiinklusive Wirkungsquerschnitte für  $\rho^0$ -Produktion. Dabei ergibt sich, daß die Werte im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich groß sind wie die für quasiinklusive  $\omega$ -Erzeugung.

## VI.2 Die $\gamma^*$ , $p_T^2$ - und Zerfallswinkelverteilungen

### VI.2.1 Subtraktion des Untergrundes

Um Einteichen-Verteilungen der mesonischen Resonanzen  $\eta$  und  $\omega$  herzustellen, muß der nichtresonante Untergrund abgezogen werden. Entsprechende Fits sind wegen der zu geringen Statistik dazu nicht geeignet.

Wir schneiden aus der  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilung 5 Bereiche heraus. Zwei Bereiche werden dem  $\eta$ , drei dem  $\omega$  zugeordnet. Das Untergrundsubtraktionsverfahren sei hier für das  $\omega$  geschildert, gilt jedoch für die beiden  $\eta$ -Bereiche sinngemäß.

Der mittlere der drei  $\omega$ -Regionen enthält den größten Teil der Resonanzereignisse, die benachbarten Streifen dienen zur Kontrolle. Alle Bereichsgrenzen sind Tab. VI.2 zu entnehmen. Der Anteil der Resonanz-Ereignisse in den Bereichen ist nach der in VI.1 beschriebenen Anpassung bekannt. Wir machen die

Annahme, daß die Verteilungen der Ereignisse aus den Kontroll-  
regionen das Verhalten des Untergrundes im Resonanzbereich im  
Mittel beschreiben. Durch Normierung der Zahl der Ereignisse  
des Untergrundes aus den Kontrollbereichen auf die aus dem  
Resonanzbereich kann der Untergrund aus den Gesamtverteilungen  
der Resonanzregion subtrahiert werden. So erhält man die  $y^*$ -  
 $P_T^2$ - und Zerfallswinkelverteilungen der Resonanzen.

Es bleibt zu prüfen, ob die Fitkurven der gesamten  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -  
Distributionen die  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilungen für die einzelnen  
 $y^*$ -Intervalle beschreiben. Es ergaben sich in keinem Intervall  
signifikante Abweichungen.

#### VI.2.2 Die $y^*$ -Verteilungen

Betrachten wir die Abb. VI.3. Sie zeigt die (symmetrisierten)  
Verteilungen der Schwerpunktsrapiditäten  $y^*$  der betrachteten  
mesonischen Resonanzen. Die Distributionen sind auf die totalen  
Wirkungsquerschnitte der Tafel VI.a normiert worden.

Die quasiinklusive Verteilungen weisen jeweils bei  $y^* \approx 0$   
Maxima auf.

Eines der Phänomene, die ein gewisses Interesse finden, ist die  
"Pionisierung". Zur Definition dieses Begriffes stellen wir uns  
eine Reaktion im Grenzfall  $s \rightarrow \infty$  vor. Dann bezeichnet man das  
Auftreten von auslaufenden Teilchen mit endlichen Impulsen  
im Target-(Projektil-)System als Target-(Projektil-)Fragmenta-  
tion. Treten Teilchen mit endlichen Impulsen im Schwerpunkt-  
system auf, so spricht man von Pionisierung. Sie wird von  
mehreren Theorien gefordert ((CHE69), (FEY69), (TAR71)). Anzeichen

für Pionisierung wurden bei unseren Energien für Pionen (NUE72) und bei ISR-Energien (entsprechend 300 bis 2000 GeV/c Laborimpuls) gefunden.

Bei endlichen Energien entspricht Pionisierung kleinen Impulsen bzw. Rapiditäten im Schwerpunktsystem.

Nach der Abb. VI.3 scheinen die Resonanzen  $\eta$  und  $\omega$  bevorzugt im Pionisierungsbereich erzeugt zu werden. Anzeichen dafür sind bei beiden Primärenergien erkennbar. Es scheint also ein Graph der folgenden Art vorzuherrschen:

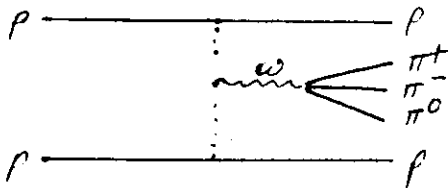


Fig. VI.1

Feynman (FEY69) diskutierte die Frage, ob Vektormesonen durch eine "hadronische Bremsstrahlung" produziert werden.

Hadronische Bremsstrahlung könnte bei einer Änderung des Hadronenstromes vorkommen. Es ist interessant, zu prüfen, ob das  $\omega$  bei derartigen Prozessen emittiert wird.

Das multiperiphere Modell ((AMA62), (CZA68), (CHE68)) beschreibt eine Reaktion durch eine Kette von Austausch. In diesem Bild sähe eine Änderung des Protonenstromes und damit eine eventuelle  $\omega$ -Erzeugung durch hadronische Bremsstrahlung typischerweise folgendermaßen aus (zusätzlich vorhandene Pionen wurden nicht eingezeichnet):

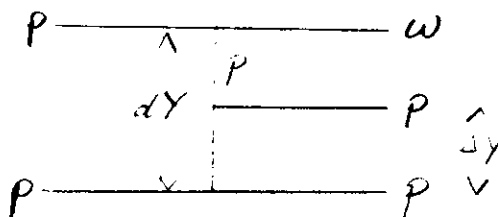


Fig. VI.2

Wichtig ist erstens, daß das  $\omega$  im Fragmentationsgebiet eines einlaufenden Protons liegt. Zweitens sollten die  $\omega$  bei kleinen  $\Delta y$  (Fig. VI.2) erzeugt werden.

Die Abb. VI.4 zeigen die quasiinklusiven  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilungen für verschiedene  $\Delta y$ -Bereiche. Danach werden Maxima in der  $\omega$ -Region nur bei größeren  $\Delta y$  gesehen. Eine Ausnahme machen die 12 GeV/c-Daten. Jedoch ist hierbei der  $dY$ -Bereich (Fig. VI.2) sehr klein ( $dY \simeq 3.2$  (4.0) bei 12 (24) GeV/c).

Die schraffierten Verteilungen der Abb. VI.4 wurden durch die zusätzliche Forderung erhalten, daß die Rapidität des  $\omega$  nicht zwischen den Rapiditäten der Endzustandsprotonen liegt. Hier sehen wir wieder bei 12 GeV/c eine schwache Anhäufung im  $\omega$ -Bereich für  $0 < \Delta y < 1$ . Bei 24 GeV/c ist dieser Effekt nicht sichtbar.

Wegen des kleineren  $dY$  eignen sich die 12 GeV/c-Daten jedoch schlechter für diese Untersuchungen. Insgesamt können den Abb. VI.4 keine signifikanten Hinweise auf Erzeugung des  $\omega$  durch hadronische Bremsstrahlung entnommen werden.

In der Referenz (GOT72) werden einige Aspekte der hadronischen Bremsstrahlung dargestellt.

VI.2.2 Die  $p_T^2$ -Verteilungen

Nach dem in VI.2.1 dargestellten Verfahren bestimmen wir auch die quasiinklusiven  $p_T^2$ -Verteilungen. Sie werden für das  $\pi^-$  und  $\omega$ -Meson in Abb. VI.6 gezeigt. Die Verteilungen lassen sich durch eine Exponentialfunktion  $A \exp(-B p_T^2)$  anpassen.

Es ergeben sich folgende Steigungsparameter  $B$  (in  $(\text{GeV}/c)^{-2}$ ):

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\pi^-$	$4.8 \pm 0.7$	$4.0 \pm 0.6$
(K1)	$4.4 \pm 0.9$	$4.4 \pm 1.3$
(K2)	$2.8 \pm 0.7$	$4.1 \pm 0.7$
$\omega$	$3.5 \pm 0.2$	$3.7 \pm 0.3$
(K1)	$3.3 \pm 0.3$	$2.8 \pm 0.3$
(K2)	$3.9 \pm 0.5$	$3.9 \pm 0.4$

Tafel VI.c

Unter der Annahme, daß sich die  $p_T^2$ -Verteilung auch bei großen  $p_T^2$  durch die gleiche Exponentialfunktion beschreiben läßt, errechnen wir folgende mittleren  $p_T$ -Werte (in MeV/c):

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\pi^-$	$400 \pm 30$	$440 \pm 30$
(K1)	$420 \pm 45$	$420 \pm 65$
(K2)	$530 \pm 45$	$435 \pm 35$
$\omega$	$470 \pm 15$	$460 \pm 20$
(K1)	$485 \pm 20$	$530 \pm 30$
(K2)	$450 \pm 30$	$450 \pm 20$

Tafel VI.d

Nach Tafel VI.e ist der exponentielle Abfall der  $p_T^2$ -Verteilungen in jedem Falle s-unabhängig.

Es ist interessant, die  $\langle p_T \rangle$ -Werte für verschiedene Teilchen zu vergleichen. Daten für  $\pi^-$  und  $K^0$  sowie  $K^*$ -Erzeugung erhält

die Arbeit von Fesefeldt (FES73), die für  $\rho^0$  die Arbeit (NEU74). Die Abb. VI.7 enthält die mittleren Transversalimpulse, dargestellt als Funktion der Masse der Mesonen. Danach haben die  $\langle p_T \rangle$ -Werte der betrachteten Mesonen  $\pi^\pm, K^0, \rho^0, \eta, \omega, K^*$  eine lineare Abhängigkeit von ihrer Masse, unabhängig von den anderen Quantenzahlen. Hervorzuheben ist weiterhin, daß die (etwa gleichschweren) Vektomesonen  $\omega$  und  $\rho^0$  miteinander verträgliche  $\langle p_T \rangle$ -Werte haben.

Die Abb. VI.6a enthält die  $p_T^2$ -Verteilungen der  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen für die Kanäle (K1) und (K2), die Tafeln VI.c und VI.d die B- und  $\langle p_T \rangle$ -Werte. Es ist in allen Fällen wegen der großen Fehler schwierig, eine Abhängigkeit der Werte vom Produktionsmechanismus festzustellen. Jedoch scheinen die  $\eta$  des Endzustandes  $pp\pi^+\pi^-\pi^0$  größere  $\langle p_T \rangle$  zu haben als die des Kanals  $pp2\pi^+2\pi^-\pi^0$ . Beim  $\omega$  ergibt sich folgende, durch die großen Fehler ebenfalls abgeschwächte Aussage: Anders als beim  $\eta$  haben die  $\omega$  des Kanals (K2) größere  $\langle p_T \rangle$  als die aus (K1).

#### VI.2.4 Die Zerfallswinkelverteilungen des $\omega$

Es soll untersucht werden, ob das  $\omega$  polarisiert, d.h. mit einer Vorzugsrichtung erzeugt wird. Dazu betrachten wir die quasi-inklusive Zerfallswinkelverteilungen (Abb. VI.8).

Es werden vier Bezugsachsen verwendet: die Quantisierungsachsen des Helizitäts-, des Adair- sowie des Produktionsnormalen- und des Fenster-Uretzky-Systems (FEN73). Die Quantisierungsachsen  $\vec{z}$  sind folgendermaßen definiert:

- a) Helizitätssystem :  $\vec{z}$  ist die Richtung des Schwerpunktimpulses des  $\omega$ .



b) Adair-System :  $\vec{z}$  ist die Richtung des Strahlimpulses im Gesamtschwerpunktsystem.

c) Produktionsnormalensystem :  $z$  steht senkrecht auf der Erzeugungsebene des  $\omega$ .

1) Fenster-Uretzky-System : Es seien  $\vec{p}_a$  und  $\vec{p}_b$  die Impulsrichtungen der Strahl- bzw. Targetprotons im Ruhesystem des  $\omega$ . Dann werden Einheitsvektoren  $\hat{p}_a$  und  $\hat{p}_b$  in Richtung von  $\vec{p}_a$  und  $\vec{p}_b$  definiert. Die Quantisierungsachse  $\vec{z}$  ist dann  $\hat{p}_a - \hat{p}_b$ .

Es seien  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  die Impulse zweier Zerfallsprodukte des  $\omega$ . Dann wird die Richtung des Vektors  $\vec{p}_1 \times \vec{p}_2$  gegen die vier Quantisierungsachsen gemessen.

Durch Anisotropien der Winkelverteilungen könnten Hinweise auf eine Polarisation des  $\omega$  gefunden werden. Jedoch zeigt sich nach Abb. VI.8, daß die Verteilungen keine signifikanten Abweichungen von der Isotropie aufweisen. Eine Polarisation des  $\omega$  kann daher nicht nachgewiesen werden.

Abschließend soll hervorgehoben werden, daß die Vektormesonen  $\varphi^0$  und  $\omega$  in vielen Fällen ähnliches Verhalten zeigen:

Wie wir gezeigt haben ((NEU74), (BL073)), werden auch die  $\varphi^0$  vorwiegend zentral erzeugt. Der mittlere Transversalimpuls ist für beide Teilchen etwa gleich. Auch wird das  $\varphi^0$  ebenso wie das  $\omega$  nicht stark polarisiert erzeugt. Schließlich ergeben sich miteinander verträgliche quasiinklusive Wirkungsquerschnitte.

VII. Literaturverzeichnis

- ALB73 M.G. Albrow et al., Nucl. Phys. B54 (1973) 388
- ALL70 V. Allaby et al., CERN-Yellow-Report 70-12
- AMA62 Amati, Fulbini, Stranghellini, Nuovo Cimento 26(1962) 896
- AMM73 V. Ammosov et al., Nucl. Phys. B58 (1973) 77
- BER72 K. Berkelman, Proceedings of the 16th International Conference  
on High Energy Physics, Chicago-Batavia 1972, Vol. 4, S. 41
- BLO71 V. Blobel und D. Mönkemeyer, Interner Bericht (pp-Exp.), Hamburg 1971
- BLO73 V. Blobel et al., DESY 73/36
- BLO731 V. Blobel et al., Paper zur Conference Internationale d'Aix en  
Provence sur les Particules Elementaire 1973
- BLO732 V. Blobel et al., Phys. Letters 43B (1973) 73
- BLO733 V. Blobel et al., DESY 73/37
- BLO74 V. Blobel ,private Mitteilung, die demnächst veröffentlicht wird
- BRA72 A. Brandt, Diplomarbeit, Hamburg 1972
- CAN69 Caneschi und Pignioti, Phys. Rev Letters 22 (1969) 1219
- CHA72 J. W. Chapman et al., University of Michigan, Preprint UMBC 73-21,  
UR 45b (1972)
- CHA73 Chan, Hong-Mo, H. I. Miettinen und R. G. Roberts, Nucl. Phys.  
B54 (1973) 411
- CHE68 G. F. Chew, A. Pignioti, Phys. Rev. 176 (1968) 2112
- CHE69 H. Cheng und T. T. Wu , Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1311
- CHO74 S. R. Choudhury, Purdue University, West Lafayette, Preprint 1974
- CZA68 G. F. Chan, J. Loskiewicz , W. W. M. Allison, Nuovo Cimento 57A (1968)  
93
- COY70 Coyne et al., Preprint 1970 UCRL 20088
- CZY70 Czyzewski und Rybicki, Cracow Preprint INP No. 703/PH, 1970

- DAL51 R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. London 64 (1951) 667
- DA073 F. T. Dao et al., Phys. Letters 45B (1973) 399
- ECK73 V. Eckardt et al., Nucl. Phys. B55 (1973) 45
- FEN73 S. Fenster und J. Uretzky, Phys. Rev. D7 (1973) 2143
- FES73 H. Fesefeldt, Dissertation, Hamburg 1973
- FEY691 R. P. Feynman, in High Energy Collisions, Ed. C. N. Yang et al.  
New York, 1969, S. 237
- FEY692 R. P. Feynman, Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415
- FOX73 G. C. Fox, CALT-68-413, AEC Research and Development Report 1973
- GAN72 S. N. Ganguli und B. Sadoulet CERN/D. Ph II/Phys.
- GER69 Gerard, FSD bubble chamber programs manual (Minimum Guidance)  
CERN 1969
- GOT72 K. Gottfried, REF TH 1615-CERN
- GRI63 GRIND-Programmbeschreibung, TC-Handbook, CERN 1963
- GUT73 L. J. Gutay und P. Suranyi, BNL und University of Cincinnati,  
Preprint 1973
- HEL73 B. W. Hellwig, Dissertation, Hamburg 1973
- HOU60 P. Hough und B. Powell, Nuovo Cimento 18 (1960) 1184
- IDS73 U. Idschok et al., Nucl. Phys. B53 (1973) 282
- IRC73 Imperial College-Rutgers Collaboration, Phys. Rev. Letters  
30 (1973) 766 und 31 (1973) 1527
- JAC73 M. Jacob, Comments 5 (1973) 171
- KAJ73 Kajanti, Proc. of the 1973 CERN-JINR School of Physics, CERN  
73-12, s. 139
- KNO74 Knobloch, private Mitteilung 1974
- LAZ68 P. Lazeyras, CERN/P. PH II/BEAM/68-9 1968
- LAZ74 P. Lazeyras et al., CERN Yellow Report 74-1

- MLL70 Mueller, Phys. Rev. D2 (1970) 2963
- MOE72 D. Mönkemeyer, Dissertation, Hamburg 1972
- MOF72 K. C. Moffeit et al., SLAC-LBL-Tufts Collaboration, SLAC-PUB-1004,  
Phys. Rev. D5 (1972) 1603
- MUE72 H. J. Mueck et al., Phys. Letters 39B (1972) 303
- NEU74 H. Neumann, Dissertation, Hamburg 1974
- NAG71 H. H. Nagel, Habilitationsschrift, Bonn 1972
- PAL73 Paler et al., Phys. Letters B43 (1973) 437
- OCH74 Ochiai et al., Nuovo Cimento 9 (1974) 432
- PDG70 Particle Data Group, NN and ND Interactions, UCRL 20000 NN, 1970
- PDG73 Particle Data Group, Review of Particle Properties, Review of  
Modern Physics, Vol. 45 No. 2, Part II, April 1973
- PP731 PP-Memo 73/1 (1973), V. Blobel, D. Schulze-Hagenest, B. Schwarz
- RAM73 A. Ramanauskas, Phys. Rev. Letters 31 (1973) 1371
- ROB73 R. G. Roberts und Roy, Rutherford Lab., RL-73-065
- SAT71 Satz und Schilling, Preprint Helsinki 1971
- SCH72 B. Schwarz, Diplomarbeit, Hamburg 1972
- SEL72 P. Selonke, Dissertation, Bonn 1972
- SVE67 Svensson, Proc. of the 1967 CERN School of Physics, CERN 67-24,  
Vol II
- TAR711 C. De Tar et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971) 675
- TAR712 C. De Tar, Phys. Rev. D3 (1971) 128
- THR65 THRESH-Programmbeschreibung, TC-Handbook, CERN 1965
- WRO72 A. Wroblewski, Warschau, IFD/72/2 (1972)
- Z Triple-Regge-Analysen  
a) Inklusive p-Erzeugung  
pp → pX  
1. Wang und Wang, Phys. Rev. Letters 26 (1971) 1287

2. De Deus und Lam, Phys. Letters B38 (1971) 220
3. Frampton und Ruuskanen, Phys. Letters B38 (1971) 78
4. Ellis und Sanda, Phys. Rev. D6 (1972) 1347  
Phys. Letters B41 (1972) 87
5. Paige und Wang, Nucl. Phys. B46 (1972) 477
6. Edelstein, Phys. Letters B35 (1971) 408
7. Albrow et al., Nucl. Phys. B51 (1973) 388
8. V. Blobel et al., Paper zur Conference Internationale d'Aix  
en Provence sur les Particles Elementaire 1973
9. P. Abe et al., Paper zur Conference Internationale d'Aix  
en Provence sur les Particles Elementaire
10. A. B. Kaidalov et al., Phys. Letters B45 (1973) 493
11. A. Capella et al., Preprint, SLAC-PUB-1176
12. S. J. Barish et al., Phys. Rev. Letters 31 (1973) 1080
13. J. W. Chapman et al., Preprint, UMBC 73-21, UR 458 (1972)
14. Imperial College-Rutgers Collaboration, Phys. Rev. Letters  
30 (1973) 766 und Phys. Rev. Letters. 31 (1973) 1527

$\bar{p} - pX$

Chan Hong-Mo et al., Nucl. Phys. B54 (1973) 411

b) Inklusive K -Erzeugung

$K^- - \bar{K}^0 X$

Paler et al., Phys. Letters B43 (1973) 437

$K^+ - K^0 X$

Chliapnikow et al., Phys. Letters B35 (1971) 581

c) Inklusive  $\Lambda$ -Erzeugung

$pp \rightarrow \Lambda X$

Blobel et al., Paper zur Conference Internationale d'Aix en  
Provence sur les Particles Elementaire 1973

$K^- p \rightarrow \Lambda X$

Palmer et al., Phys. Letters B43 (1973) 437

$\bar{p}p \rightarrow \Lambda X$

Ganguli et al., Nucl. Phys. B53 (1973) 458

d) Inklusive  $\Delta^{++}$ -Erzeugung

$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} X$

ABBCCHW-Kollaboration, CERN D. PH. II/Phys 72-41 (1972)  
und CERN d. PH. II/Phys.73-44 (1973)

$pp \rightarrow \Delta^{++} X$

Dao et al., Phys. Rev. Letters 30 (1973) 34

e) Inklusive  $\pi^-$ -Erzeugung

$\pi^- p \rightarrow \pi^- X$

Edelstein et al., Phys. Letters B35 (1971) 408

VIII. Verzeichnis der Abbildungen

Abb. Nr.	Reaktion	Erläuterungen
IV.1	$pp \rightarrow p/\pi^+ X$	Innerhalb der Impulsellipse werden die Trennmöglichkeiten der $\pi^+$ von den p im Labor- und Schwerpunkt-System dargestellt.
V.1a	$pp \rightarrow pX$	Verteilungen der fehlenden Masse $M_X$ . Unschraffierte (schraffierte) Histogramme: $M_X$ zu eindeutigen (mehrdeutigen, als $\pi^+$ im Schwerpunktsystem rückwärts laufenden) p mit $p_L^* < 0$ .
V.1b	$pp \rightarrow pX$	t(p/p)-Verteilungen für die schon in Abb. V.1a dargestellten Datenmengen (Schraffuren wie dort).
V.2	$pp \rightarrow pX$	$M_X$ für Ereignisse mit 2,4 und 6 auslaufenden geladenen Teilchen. Es wurden nur eindeutige, im Schwerpunktsystem rückwärts laufende p berücksichtigt. Die Fehler sind punktförmig.
V.3	$pp \rightarrow pX$	Verteilungen des ausgetauschten Teilchens $\alpha$ : a) Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem. b) Quadrat des Transversalimpulses. c) Winkel zwischen $\alpha$ und p im Schwerpunktsystem.
V.4	$pp \rightarrow p(\underbrace{\pi^- X^+}_X)$	Phasenraum der $\pi^-$ im Ruhesystem von X. Die Impulskomponenten werden gegen die Impulsrichtung von X im Schwerpunktsystem gemessen.
V.5a	$pp \rightarrow \Lambda X$	Verteilungen der fehlenden Masse.
V.5b	$pp \rightarrow \Lambda X$	t(p/ $\Lambda$ )-Verteilungen für die Triple-Regge-Region $M_X^2 < 0.3$ s.

Abb. Nr.	Reaktion	Erläuterungen
V.6a,b	$pp \rightarrow pX$	Der theoretische Verlauf der Triple-Regge-Terme bei $-t(p/p) = .25 \text{ (GeV/c)}^2$ . Die Verhältnisse der Kopplungen $G_{ijj}(t)$ wurden den Werten aus (CHA73) entsprechend festgesetzt.
V.7a,b	$pp \rightarrow pX$	Ergebnisse der Triple-Regge-Fits (durchgezogene Linien) für verschiedene Werte von $t$ . Unsere Daten werden durch die verschiedenen Symbole dargestellt.
V.8a,b	$pp \rightarrow pX$	Die Ergebnisse der Triple-Regge-Fits, umgerechnet auf $M_x^2$ . Unsere Daten werden durch Dreiecke dargestellt.
V.8	$pp \rightarrow pX$	Die Abhängigkeit der einfach diffraktiven Wirkungsquerschnitte $\sigma_{SD}$ von $s$ . Die Vergleichsdaten zeigen Ergebnisse von Abschätzungen aus $x$ -Verteilungen.
V.9	$pp \rightarrow \Lambda X$	Die ausgetauschte $K^+$ -Trajektorie wird dargestellt. Unsere Daten werden mit der empirisch am besten gesicherten Trajektorie (durchgezogene Gerade) verglichen.
V.10	$pp \rightarrow \Lambda X$	Der kinematische Bereich der Reaktion im Chew-Low-Diagramm. Die gestrichelten Linien umschließen den bei der Triple-Regge-Analyse gebrauchten Bereich.
V.12a,b	$pp \rightarrow \Lambda X$	Die Ergebnisse der Triple-Regge-Analyse (durchgezogene Kurve) für die $M_x^2$ -Verteilungen. Unsere Daten werden durch Punkte symbolisiert.



Abb. Nr.	Reaktion	Erläuterungen
V.13	$pp \rightarrow pX$	Abhängigkeit der $\langle n \rangle$ von $M_X$ . Vergleichsdaten wurden (FC73), (COH74) und (DAC73) entnommen.
V.14	$pp \rightarrow pX$	Abhängigkeit der $\langle n \rangle$ von $\log M_X^2$ . Vergleichsdaten wurden (BER72) und (ECK73) entnommen. Die Abb. enthält auch unsere Daten für verschiedene $t(p/p)$ -Werte.
V.15	$pp \rightarrow pX$	Abhängigkeit der Dispersion $D_-$ und des Korrelationskoeffizienten $f_2^-$ von $\log M_X^2$ . Die Vergleichsdaten der Reaktion $\gamma p \rightarrow X$ wurden der Referenz (ECK73) entnommen.
V.16	$pp \rightarrow pX$	Abhängigkeit der $D_-$ von den $\langle n \rangle$ . Vergleichsdaten wurden den Referenzen (BER72) und (ECK73) entnommen.
V.17	$pp \rightarrow p \underbrace{(\pi^- X')}_X$	$x$ -Verteilungen der $\pi^-$ im Ruhssystem der Pomeron-/Reggeon-Proton-Streuung. Es wurden nur eindeutige $p$ mit $p_L^* < 0$ zugelassen. Es wurde über $K_X$ integriert.
V.18	$pp \rightarrow p \underbrace{(\pi^- X')}_X$	Verteilungen der invarianten Masse $M(\pi^+ \pi^-)$ für verschiedene $x$ -Intervalle der Abb. V.17. Einige typische Fehler wurden eingetragen.
V.19	$pp \rightarrow p \underbrace{(\pi^- X')}_X$	$x$ -Verteilungen der $\pi^-$ im Ruhssystem von $X$ für verschiedene $\langle M_X \rangle$ . Vergleichsdaten entnahmen wir der Referenz (KOF72).
V.20	$pp \rightarrow p \underbrace{(\pi^- X')}_X$	$p_T^2$ -Verteilungen der $\pi^-$ im Ruhssystem von $X$ für verschiedene $\langle M_X \rangle$ . Zu den Vergleichsdaten der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^- X$ siehe (KNC74).
V.21	$pp \rightarrow p \underbrace{(\pi^+ \pi^- X')}_X$	$x$ -Verteilungen der $\pi^+ \pi^-$ im Ruhssystem von $X$ für verschiedene $\langle M_X \rangle$ und eindeutige $p$ .

Abb. Nr.	Reaktion	Erläuterungen
		<p>Gestrichelte Linie : ein- und mehrdeutige <math>\pi^+</math>.  Punkte : Nur eindeutige <math>\pi^+</math> zugelassen.</p>
V.22	$pp \rightarrow p(\underbrace{\pi^+\pi^-X^0}_X)$	$p_T^2$ -Verteilungen der $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen im Ruh-system von X für verschiedene $M_X$ . Benutzt wurden nur eindeutige $\pi^+$ .
V.23	$pp \rightarrow \Lambda X^{++} X^0$	Verteilungen der $X^0$ -Systeme (d.h. der Summe der außer dem $\Lambda$ erzeugten neutralen Teilchen).
V.24a	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeit der $\langle n_- \rangle$ von $M_X$ . Vergleichsdaten(x) wurden der Referenz (AMM73) entnommen.
V.24b	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeit der $D_-$ von $M_X^2$ .
V.24c	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeit der $f_2$ von $M_X^2$ . Vergleichsdaten s. a.
V.24d	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeit der $\langle n \rangle / D$ von $M_X^2$ . "
V.24e	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeit der $\langle n \rangle$ von D. "
V.25	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeiten der $\langle n \rangle$ von D. Vergleichdaten s. (WRO72), (AMM73)
V.26	$pp \rightarrow pX$	Abhängigkeit der $\langle n_- \rangle$ von t bei festem $M_X$ .
V.27	$pp \rightarrow \Lambda X$	Abhängigkeit der $\langle n_- \rangle$ von t bei festem $M_X$ .
V.28	$pp \rightarrow pX$	Abhängigkeit der $\langle n_- \rangle$ von t bei festem y- Bereich der Pomeron-/Reggeon-Proton-Streuung.
VI.1	$pp \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 X$	Quasiinklusive $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilung. Es wurden nur Kanäle mit einem neutralen Endzustands- teilchen betrachtet.
VI.2	$pp \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 X$	$M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilungen für die betrachteten Reaktionskanäle.
VI.3a	$pp \rightarrow \omega X$	Quasiinklusive $y^*$ -Verteilung.
VI.3b	$pp \rightarrow \eta X$	Quasiinklusive $y^*$ -Verteilung.

Abb. Nr.	Reaktion	Erläuterungen
VI.4	$pp \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 X$	<p>Quasiinklusive <math>M(\pi^+ \pi^- \pi^0)</math>-Verteilungen für verschiedene Rapiditätsdifferenzen <math>\Delta y</math> der Endzustandsprotonen (unschraffierte Histogramme).</p> <p>Bei der Herstellung der schraffierten Histogramme wurde zusätzlich gefordert, daß die Rapidität des <math>\omega</math> nicht zwischen den Protonenrapiditäten liegt.</p>
VI.5a	$pp \rightarrow pp \omega$ $pp \rightarrow pp \omega \pi^+ \pi^-$	<p>Rapiditätsverteilungen des <math>\omega</math> für die beiden genannten exklusiven Reaktionen</p>
VI.5b	$pp \rightarrow pp \eta$ $pp \rightarrow pp \eta \pi^+ \pi^-$	<p>Rapiditätsverteilungen des <math>\eta</math> für die beiden genannten exklusiven Reaktionen</p>
VI.6	$pp \rightarrow \eta X$ $pp \rightarrow \omega X$	<p>Quasiinklusive <math>p_T^2</math>-Verteilungen für <math>\eta</math> und <math>\omega</math>.</p> <p>Die eingezeichneten Linien wurden durch Fits von Exponentialfunktionen an die Verteilungen erhalten.</p>
VI.6a	$pp \rightarrow pp \eta$ (K1) $pp \rightarrow pp \eta \pi^+ \pi^-$ (K2) $pp \rightarrow pp \omega$ (K1) $pp \rightarrow pp \omega \pi^+ \pi^-$ (K2)	<p>Exklusive <math>p_T^2</math>-Verteilungen des <math>\eta</math> und <math>\omega</math> für die genannten Kanäle. Die eingezeichneten Linien wurden durch Fits von Exponentialfunktionen an die Verteilungen erhalten.</p>
VI.7	$pp \rightarrow cX$	<p>Abhängigkeit der mittleren Transversalimpulse <math>p_T</math> der betrachteten Mesonen von ihren Massen.</p>
VI.8	$pp \rightarrow \omega X$	<p>Quasiinklusive Zerfallswinkelverteilungen des <math>\omega</math>.</p>

IX. Tabellen

	$G_{ijj}(0)$	a	b
PIPI	$1.7 \pm 0.2$	$6.8 \pm 0.7$	$3.8 \pm 0.8$
MMR	$7.5 \pm 2.5$	$-3.2 \pm 1.2$	$-2.5 \pm 1.2$
PPM	$0.1 \pm 0.1$	$-11.0 \pm 6.8$	$-29. \pm 13.$
MMM	$222. \pm 22.$	$4.2 \pm 0.7$	$2.2 \pm 1.0$

Tabelle V.1

Bei der Triple-Regge-Analyse der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  benutzte Parameter zur Beschreibung der Residuumsfunktionen in der Form  $G_{ijj}(t) = G_{ijj}(0) \exp(a t + b t^2)$ .

t (GeV/c) <sup>2</sup>	a	b
alle Werte zugelassen	-.10	.40
-.07	-.17	.42
-.35	-.18	.44
-.85	-.20	.47
-1.50	-.06	.44

Tabelle V.2

Die Multiplizitätenverteilungen der Reaktion  $pp \rightarrow pX$  wurden mit  $\langle n_- \rangle = a + b \log M_X^2$  gefittet.

$\langle \sqrt{s} \rangle$ (GeV)	A ((GeV/c) <sup>-2</sup> )
2.1	$8.5 \pm 0.1$
2.3	$7.5 \pm 0.1$
2.6	$7.0 \pm 0.1$
3.0	$6.3 \pm 0.1$
3.4	$5.6 \pm 0.1$

Tabelle V.3

Die  $p_T^2$ -Verteilungen wurden für die  $\pi^-$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$  mit  $\exp(-A p_T^2)$  gefittet.

$\langle M_x \rangle$ (GeV)	$n$ (GeV/c) <sup>-2</sup>	
	12 GeV/c	24 GeV/c
1.8	12.5 ± .3	12.9 ± .5
2.3	7.9 ± .1	7.0 ± .2
2.	7.4 ± .1	7.3 ± .1
3.3	6.9 ± .1	6.9 ± .1
3.8	6.1 ± .1	6.7 ± .1
4.3		6.3 ± .1
4.8		6.2 ± .1
5.2		6.8 ± .1

Tabelle V.4

Die  $p_T^2$ -Verteilungen der  $\pi^-$  aus der Reaktion  $pp \rightarrow p(\pi^- X)$  wurden durch eine Exponentialfunktion  $\exp(-A p_T^2)$  gefittet.

	$\langle M_x^2 \rangle$ (GeV <sup>2</sup> )	n	D	$f_2$	n / D
12 GeV/c	4.6	2.17 ± .03	.554 ± .188	-1.87 ± .21	2.28 ± .79
	8.4	2.53 ± .03	.934 ± .095	-1.66 ± .19	2.72 ± .20
	12.2	3.13 ± .02	1.21 ± .070	-1.66 ± .17	2.59 ± .15
	14.2	3.51 ± .08	1.39 ± .225	-1.57 ± .64	2.53 ± .42
24 GeV/c	4.4	2.00	0.0	-2.0	
	8.2	2.67 ± .07	.947 ± .24	-1.77 ± .40	2.81 ± .71
	12.2	2.71 ± .06	1.12 ± .18	-1.45 ± .40	2.81 ± .71
	16.1	3.24 ± .05	1.23 ± .16	-1.73 ± .39	2.63 ± .34
	20.2	3.53 ± .05	1.46 ± .14	-1.40 ± .41	2.41 ± .23
	24.2	3.88 ± .05	1.50 ± .13	-1.63 ± .39	2.59 ± .22
	28.1	4.25 ± .04	1.59 ± .12	-1.72 ± .38	2.67 ± .20
	31.2	4.47 ± .05	1.67 ± .16	-1.67 ± .53	2.68 ± .26

Tabelle V.5  $pp \rightarrow \Lambda X$

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\Gamma_\omega$	15 MeV	15 MeV
$M_\omega$	$(.785 \pm .001) \text{ GeV}$	$(.788 \pm .001) \text{ GeV}$
(K1)	$(.784 \pm .001) \text{ GeV}$	$(.787 \pm .001) \text{ GeV}$
(K2)	$(.785 \pm .002) \text{ GeV}$	$(.788 \pm .001) \text{ GeV}$
$\sigma_{\text{res}}$	$(11 \pm 1) \text{ MeV}$	$(15 \pm 1) \text{ MeV}$
(K1)	$(11 \pm 1) \text{ MeV}$	$(13 \pm 2) \text{ MeV}$
(K2)	$(19 \pm 7) \text{ MeV}$	$(13 \pm 1) \text{ MeV}$
$\Gamma_\eta$	20 MeV	20 MeV
$M_\eta$	.549 GeV	.549 GeV

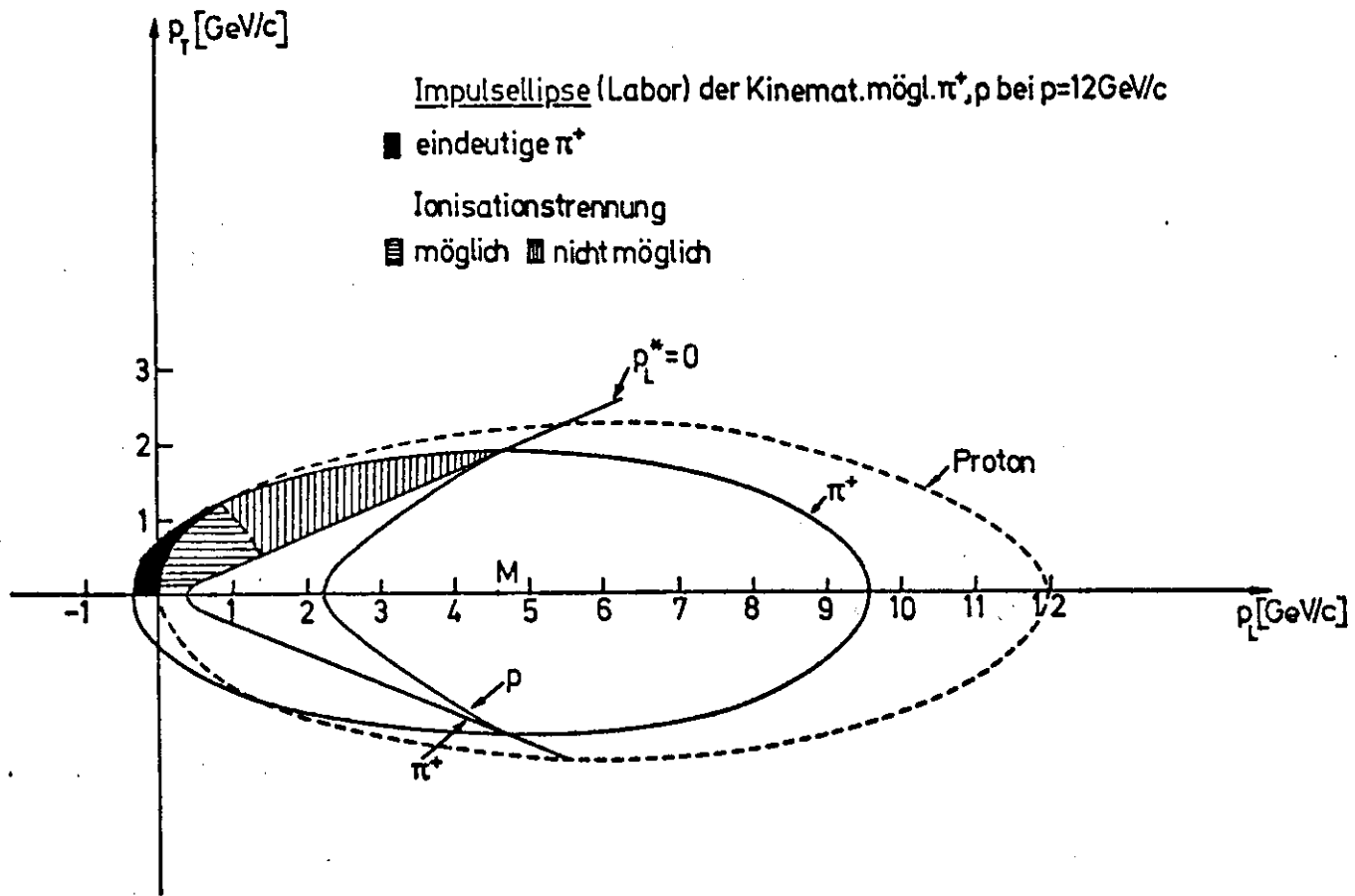
Tabelle VI.1

Parameter des Fits an die  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Verteilung.

	12 GeV/c / 24 GeV/c	
$\eta$	$.51 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq .58 \text{ GeV}$	Resonanzbereich
	$.58 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq .63 \text{ GeV}$	Kontrollbereich
$\omega$	$.68 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq .75 \text{ GeV}$	1. Kontrollbereich
	$.75 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq .83 \text{ GeV}$	Resonanzbereich
	$.83 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq .90 \text{ GeV}$	2. Kontrollbereich

Tabelle VI.2

X. Abbildungen:



AbbIV.1



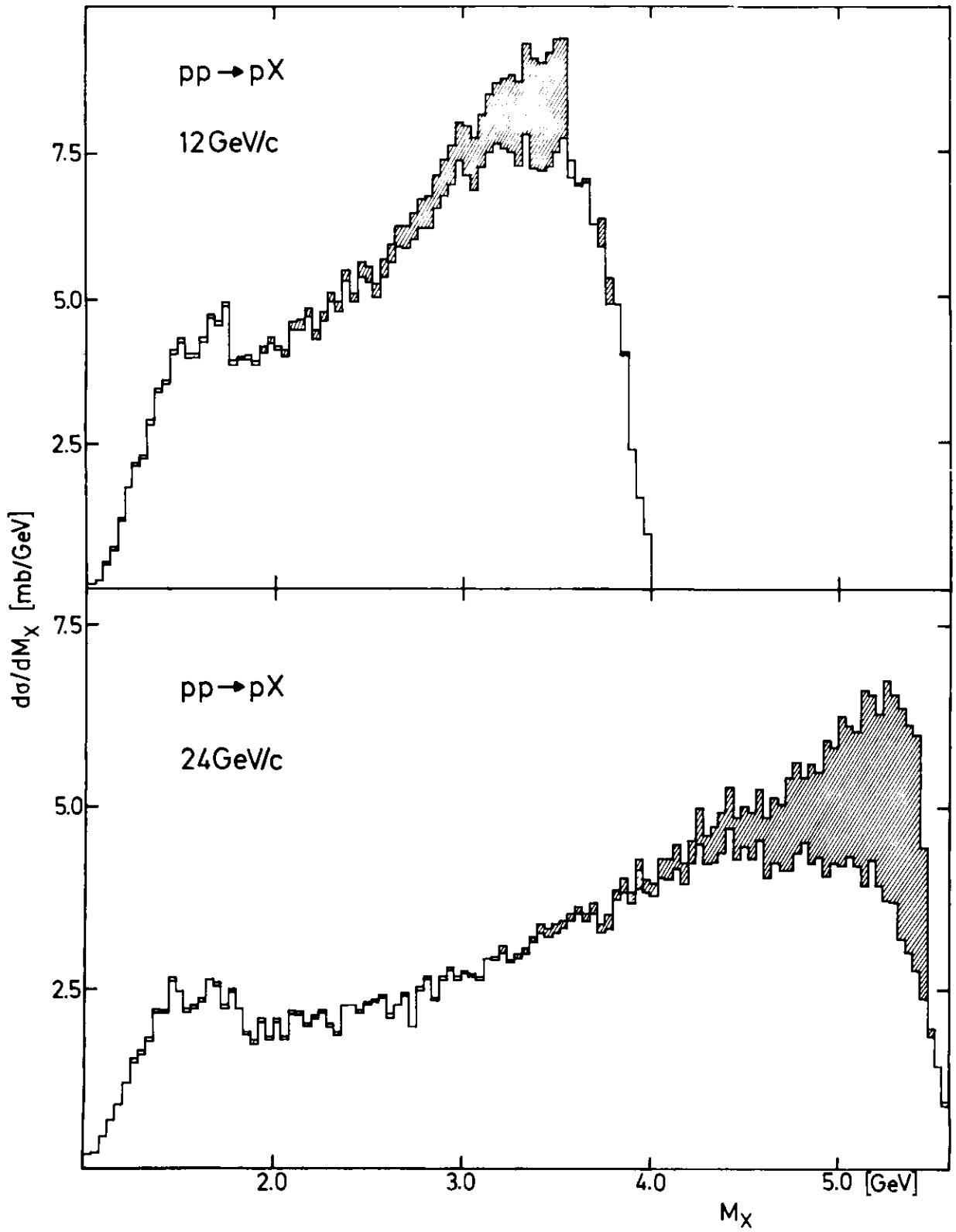


Abb.V.1a

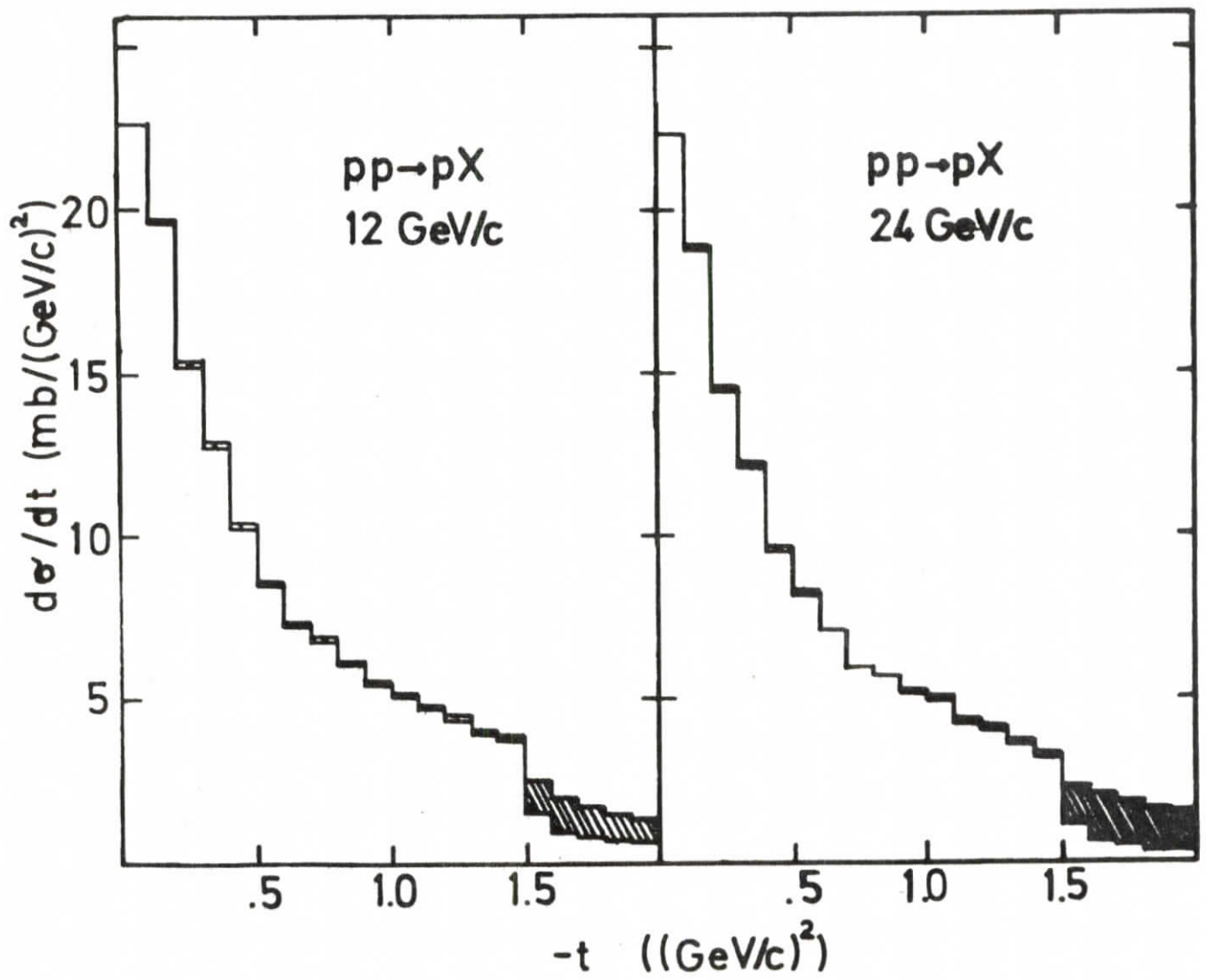


Abb. V.1b

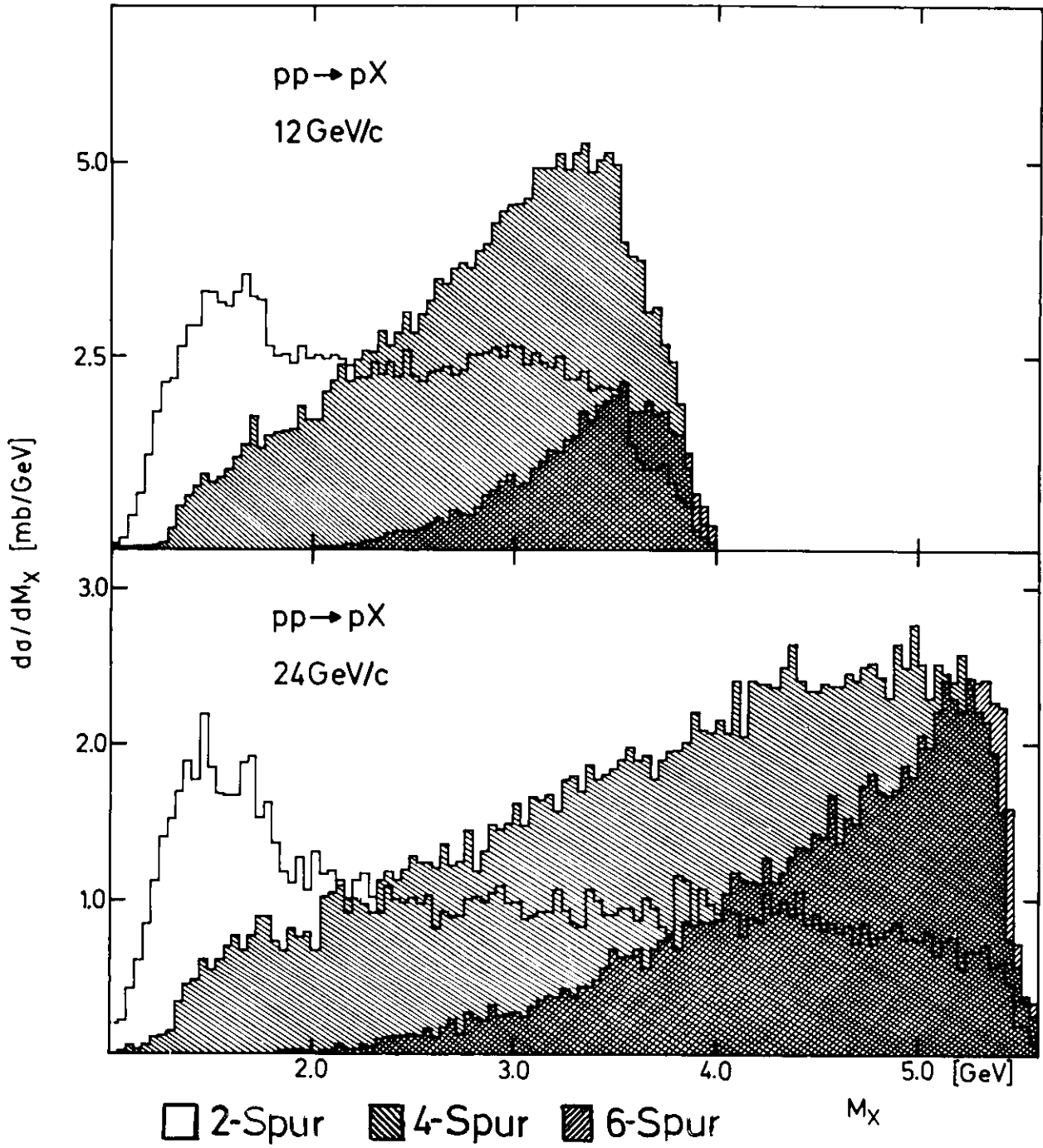


Abb.V.2

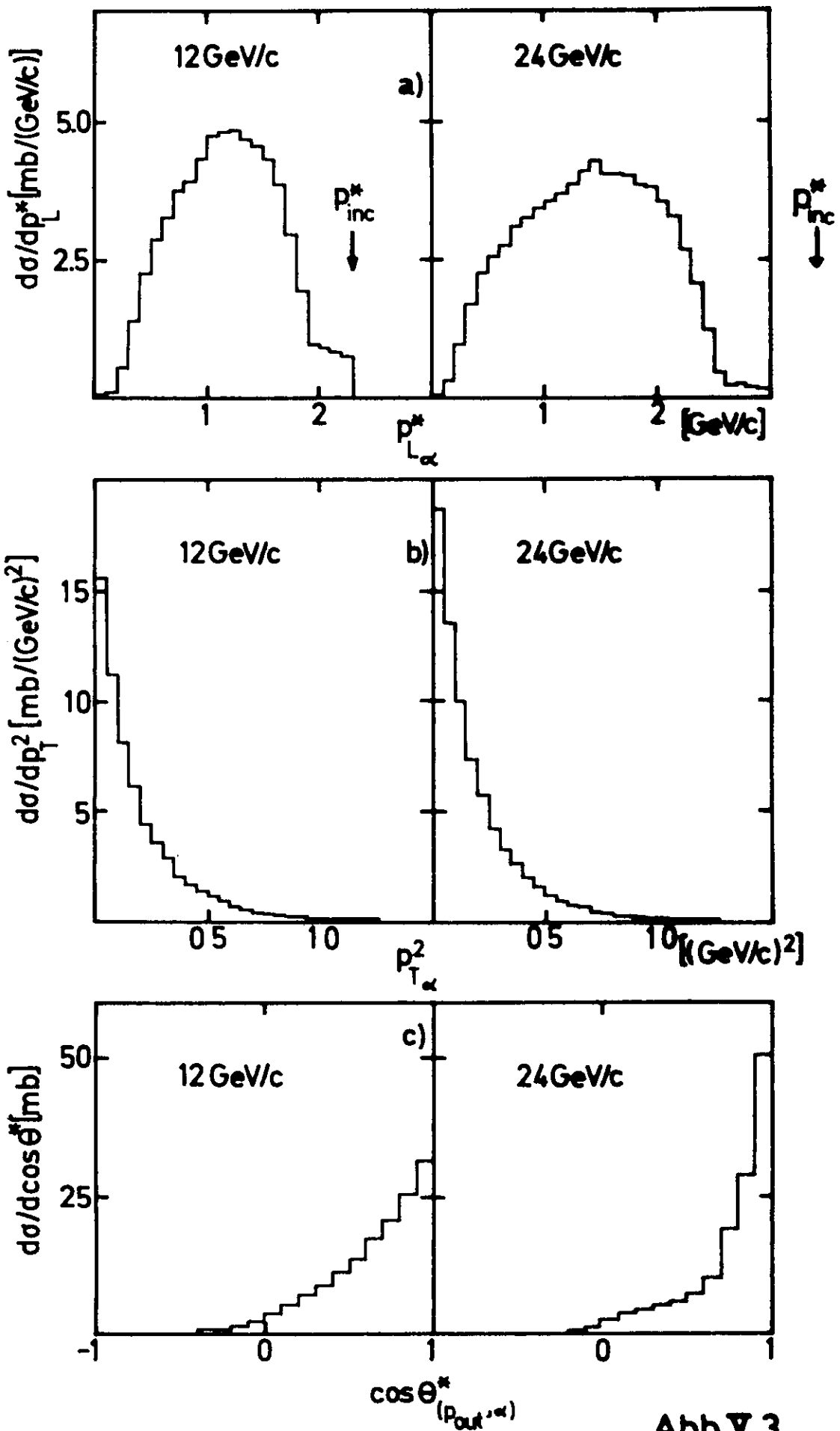


Abb.V.3

$pp \rightarrow \rho(\pi^- X)$

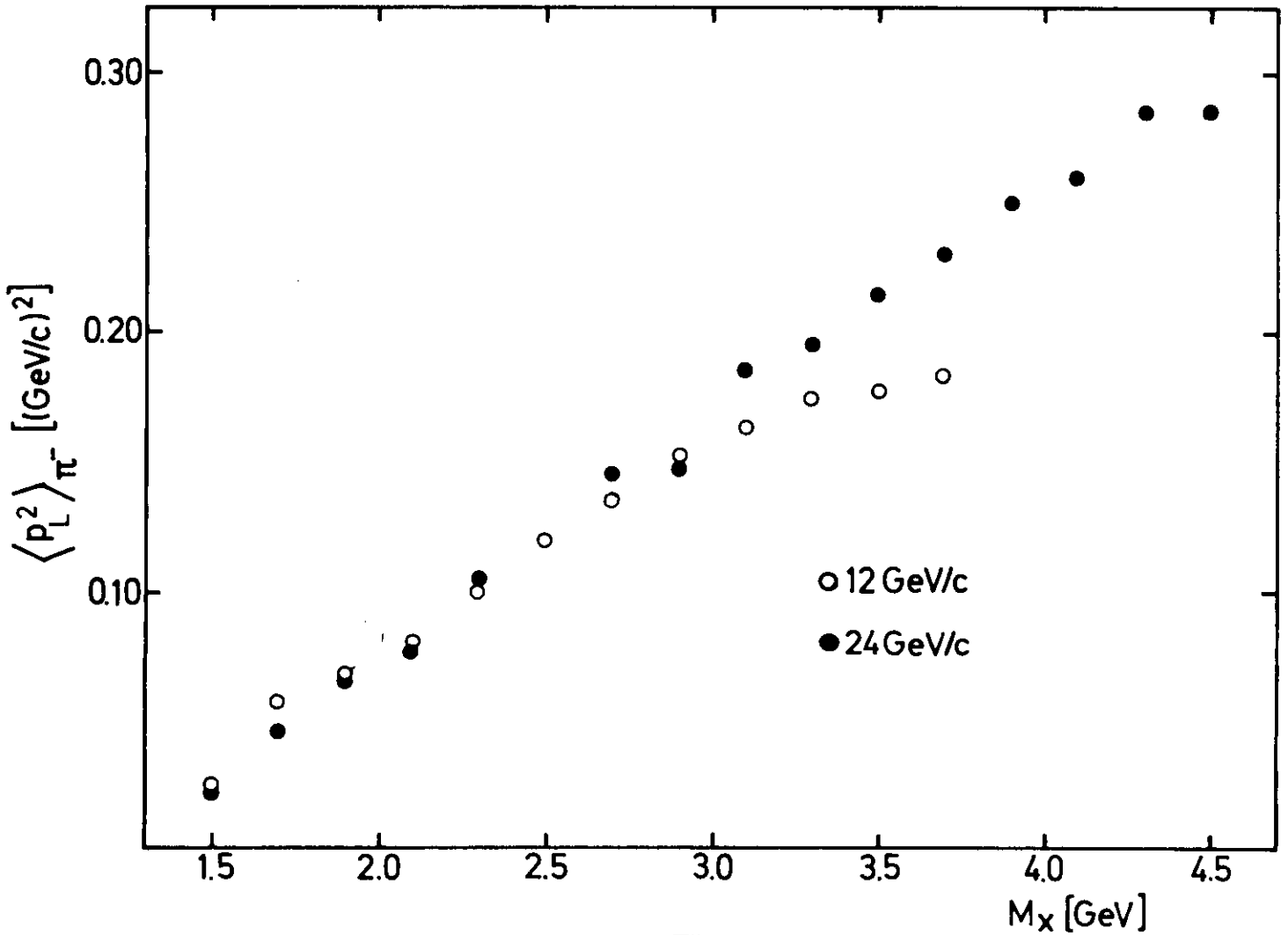
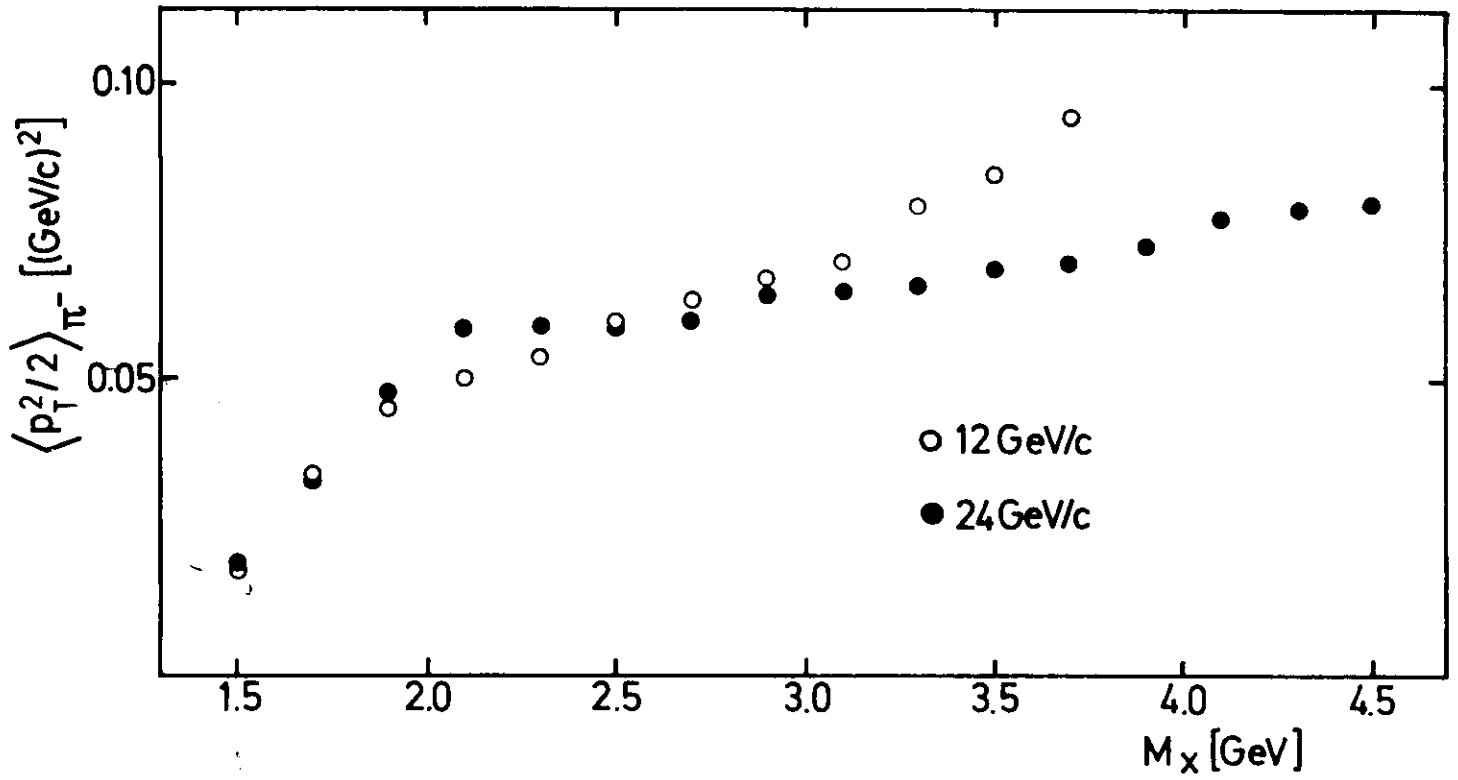


Abb.V.4

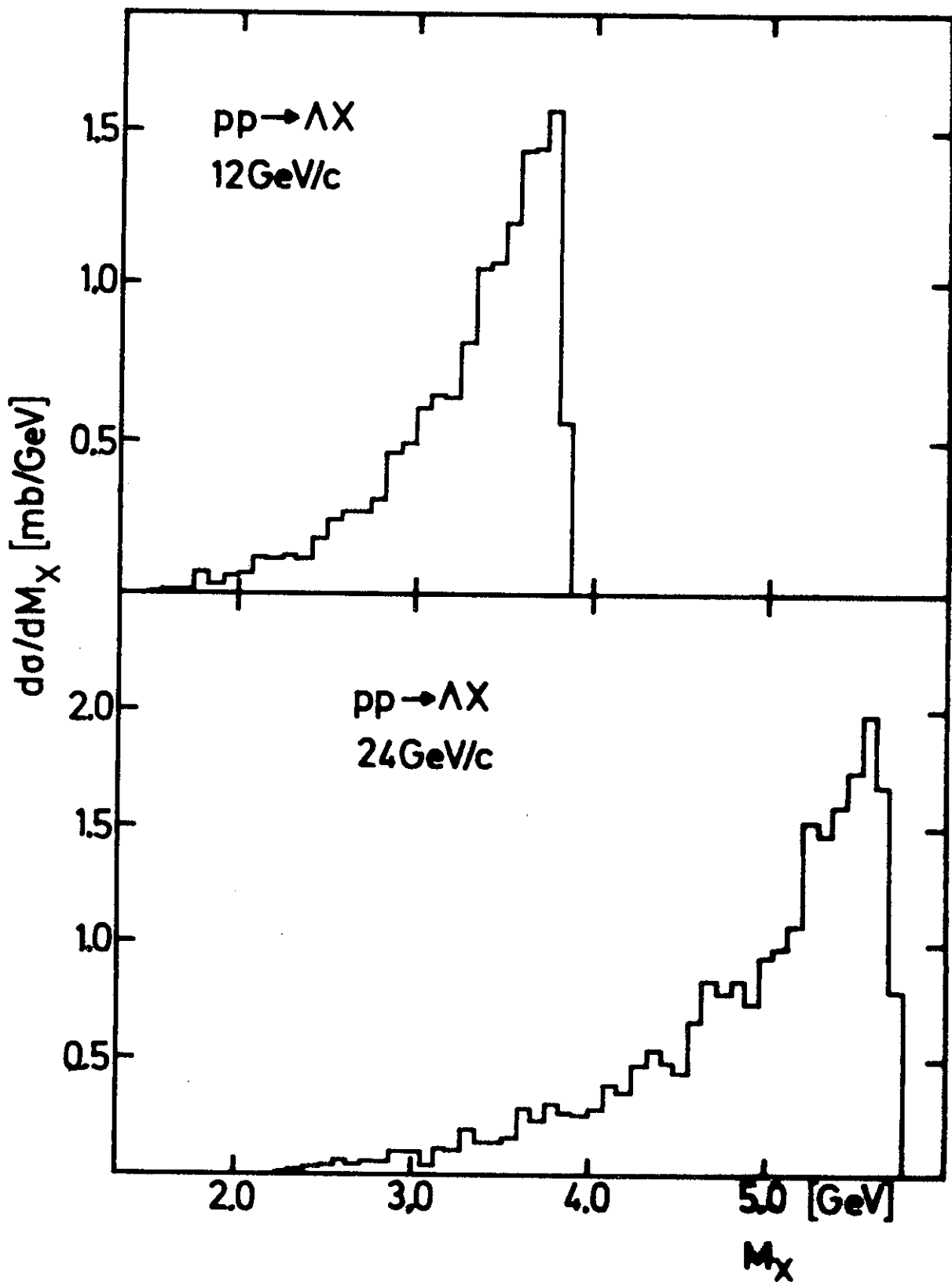


Abb.V.5a

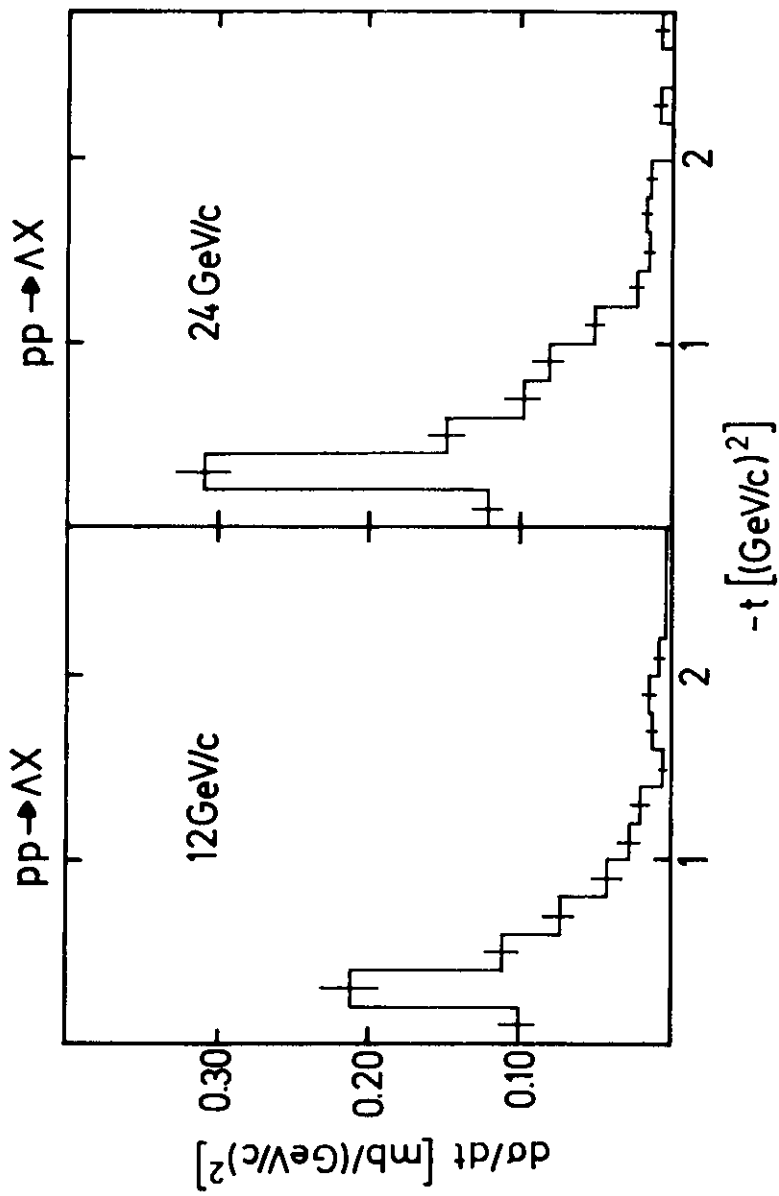


Abb.V. 5b

pp → pX

12 GeV/c

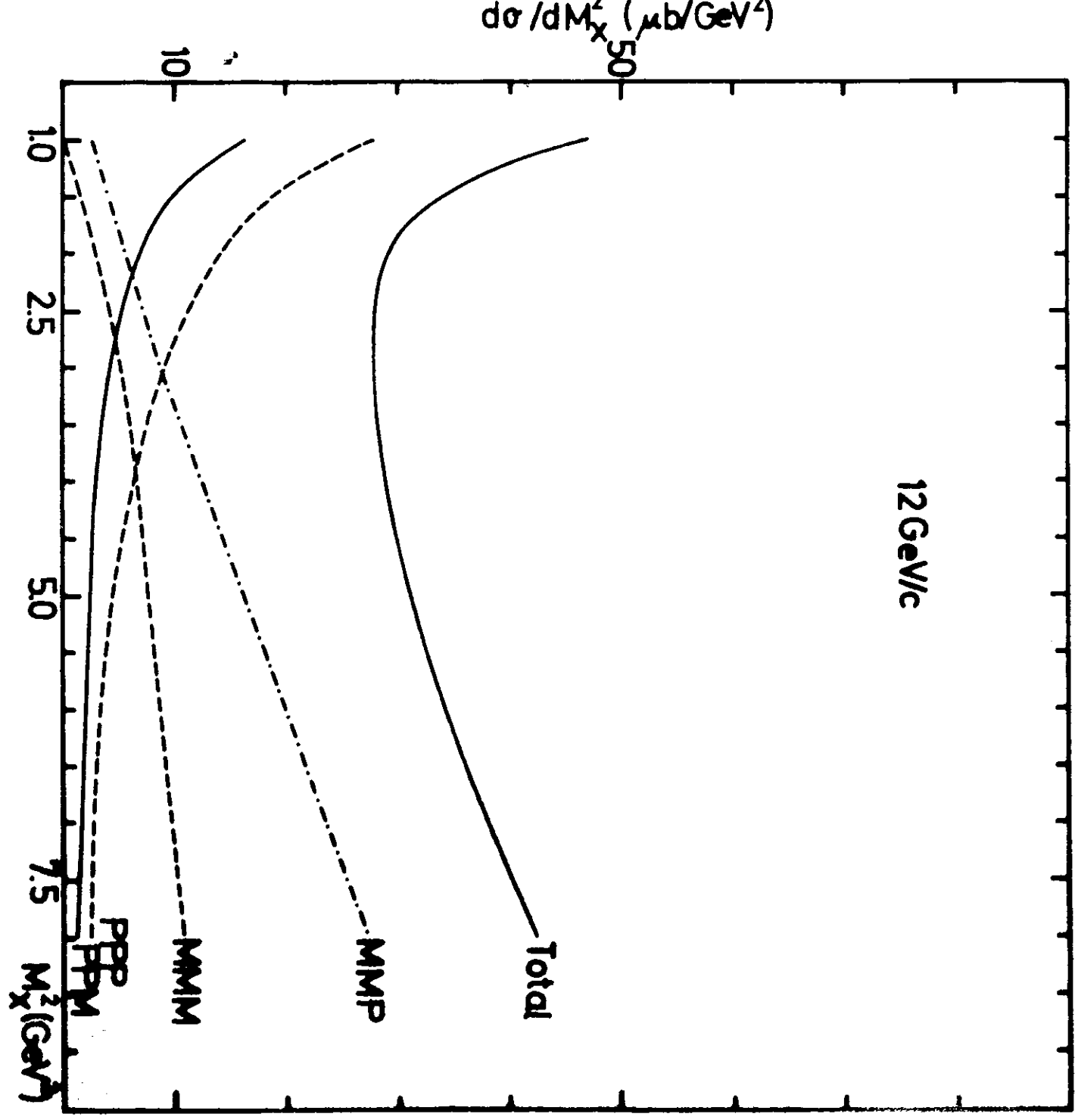


Abb. 6a



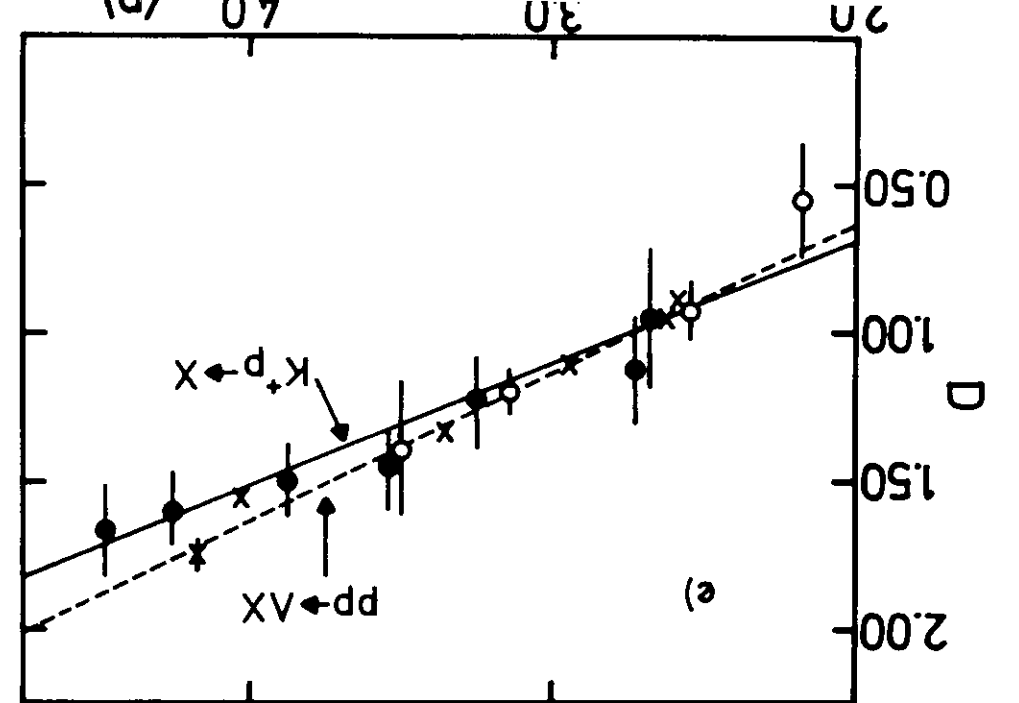
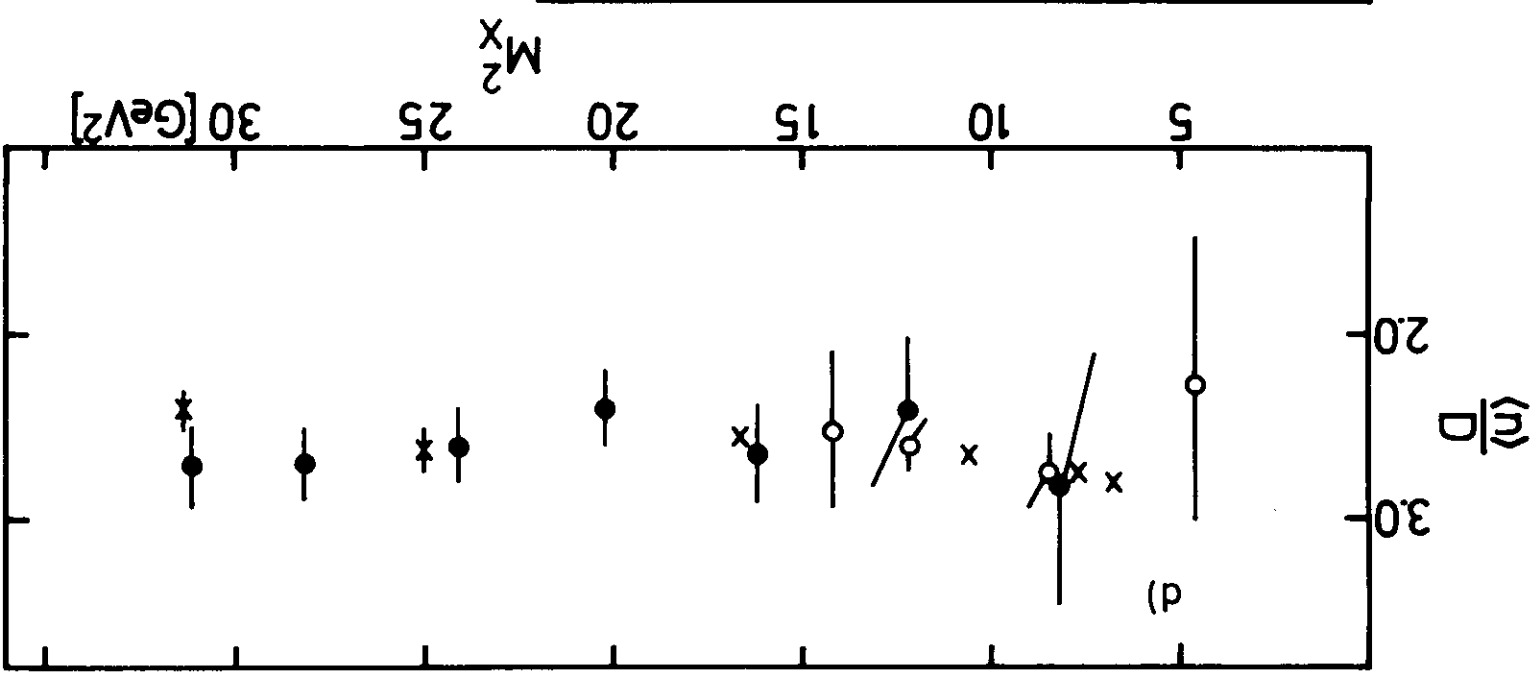
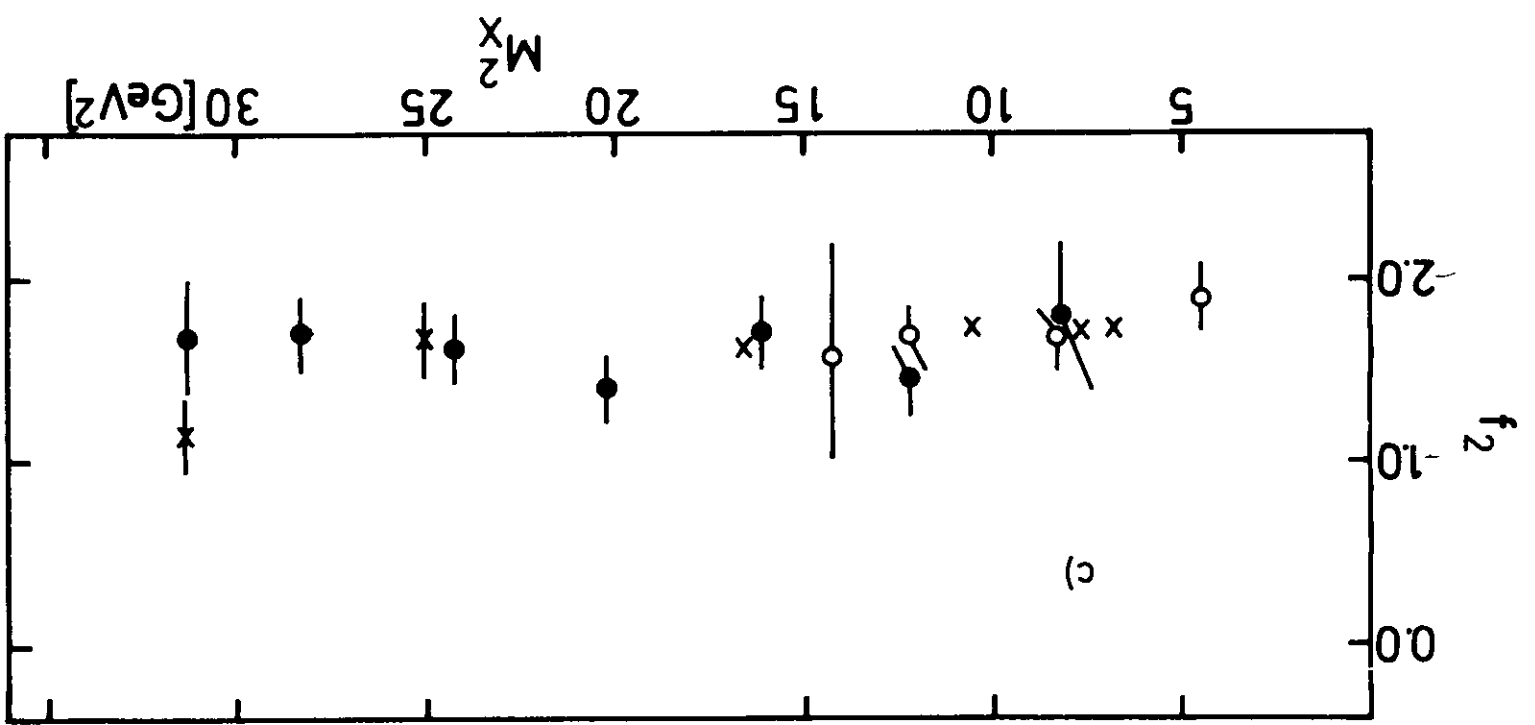
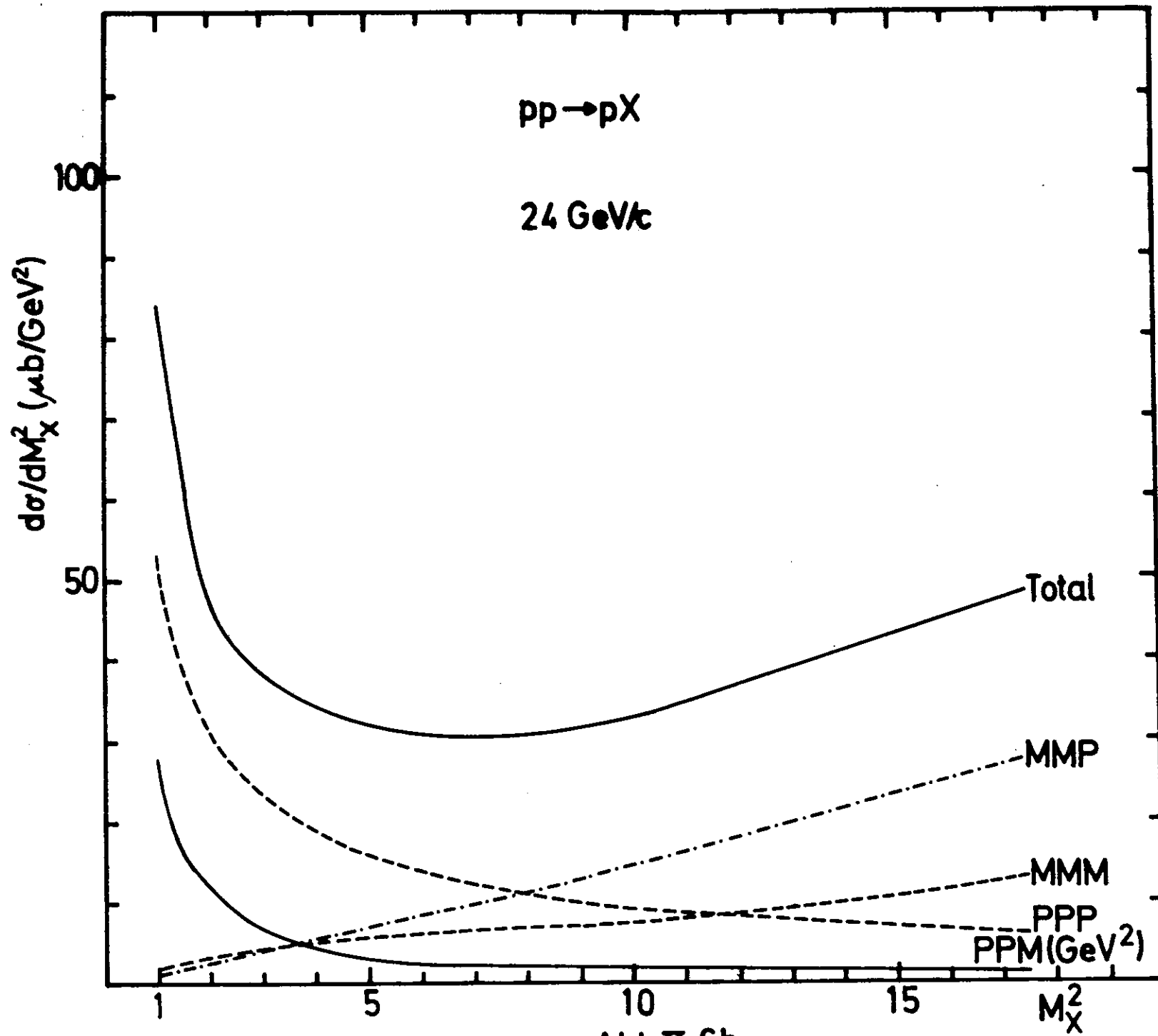


Abb.V. 24  
 \* K<sup>+</sup>p-Streuung  
 ● 24 GeV/c  
 ○ 12 GeV/c  
 pp → VX



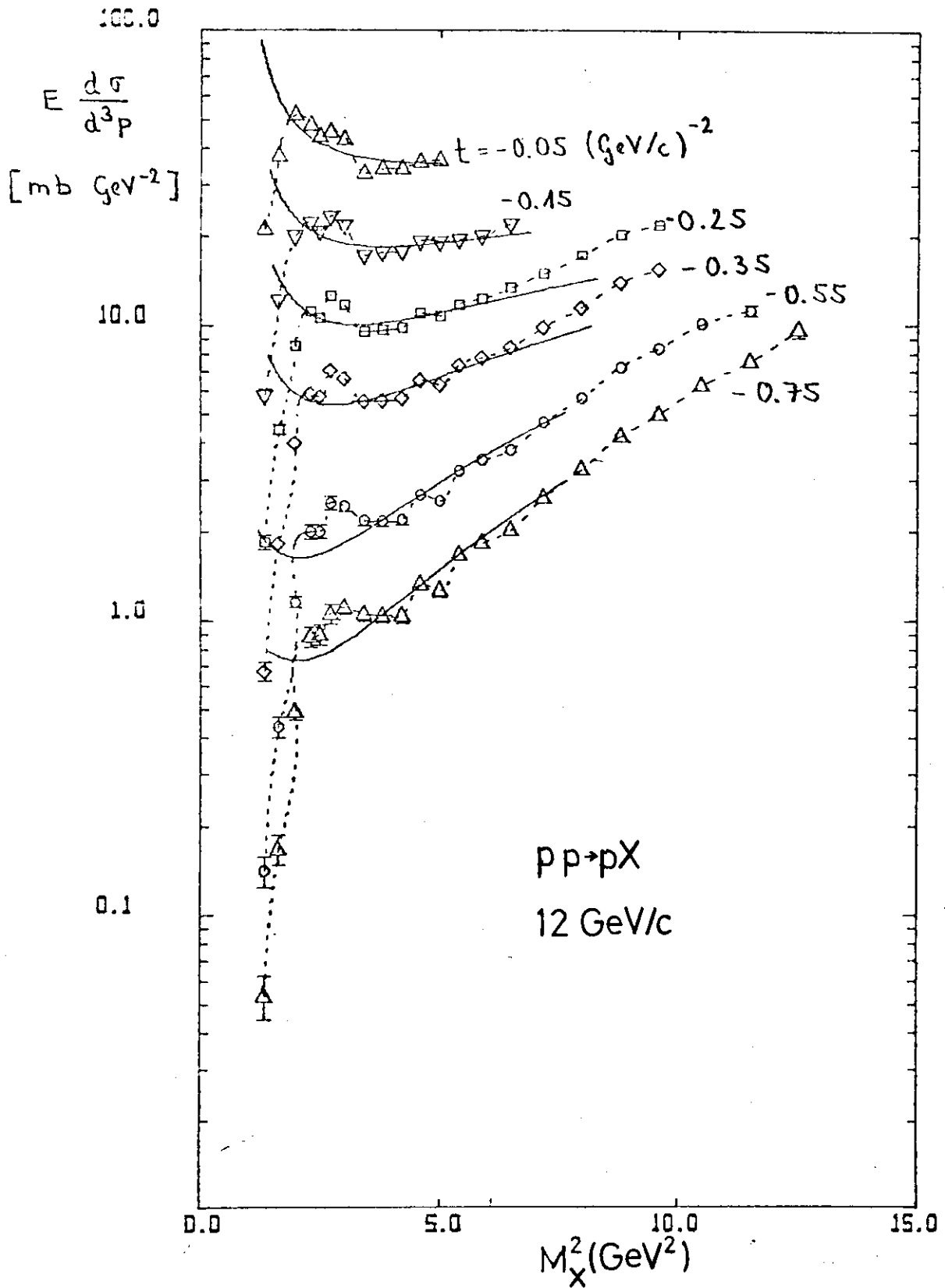


Abb.V.7a

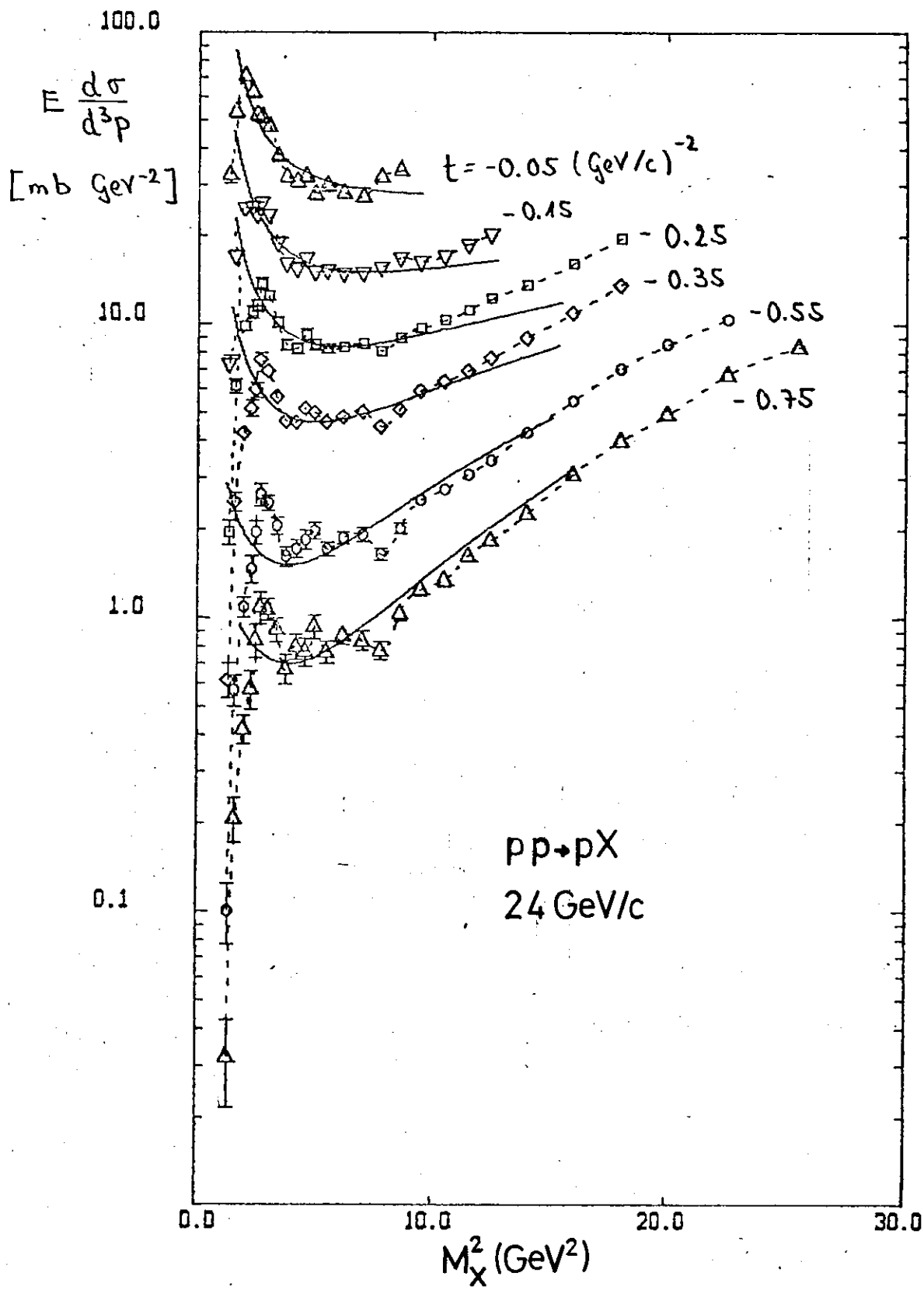
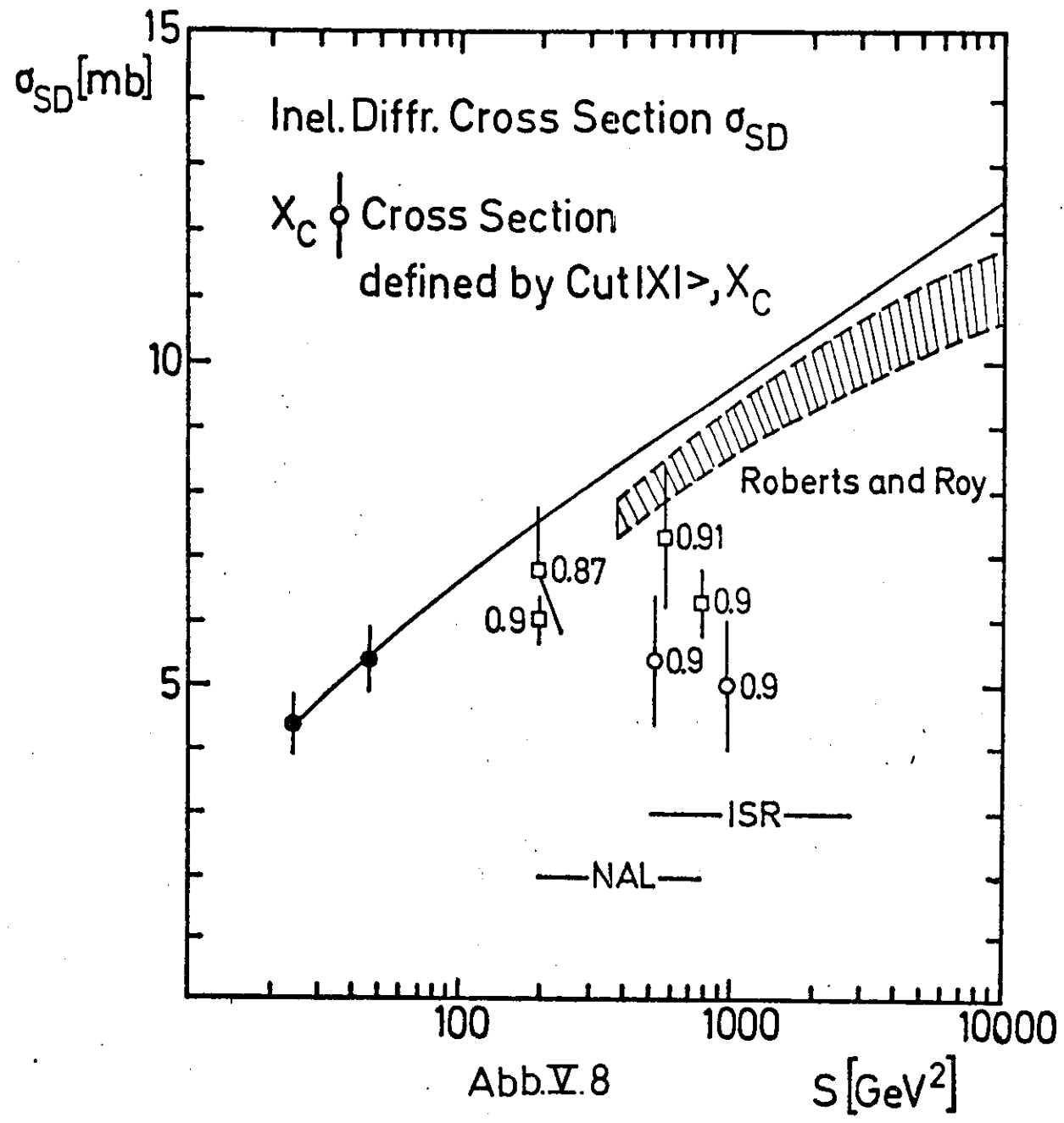
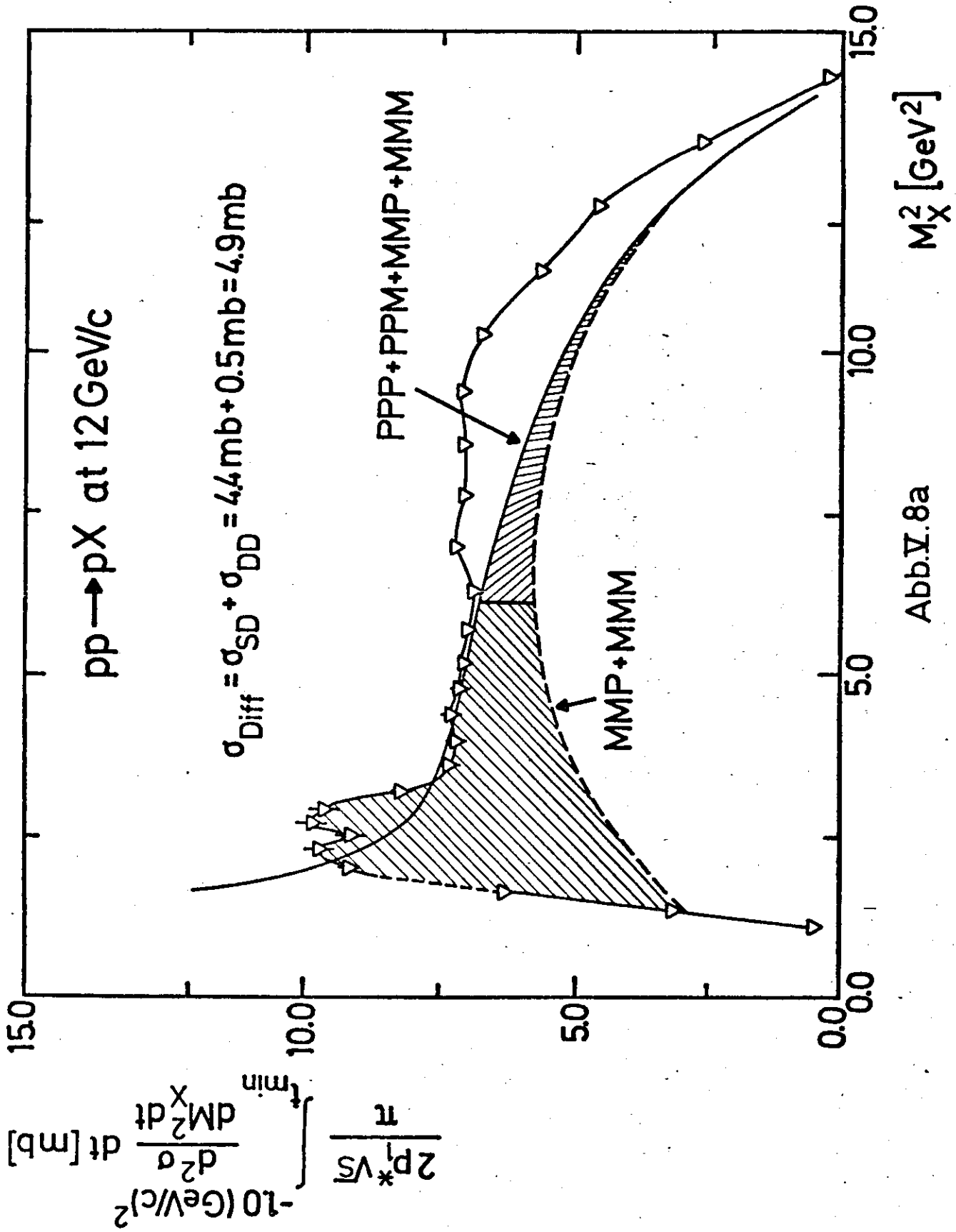
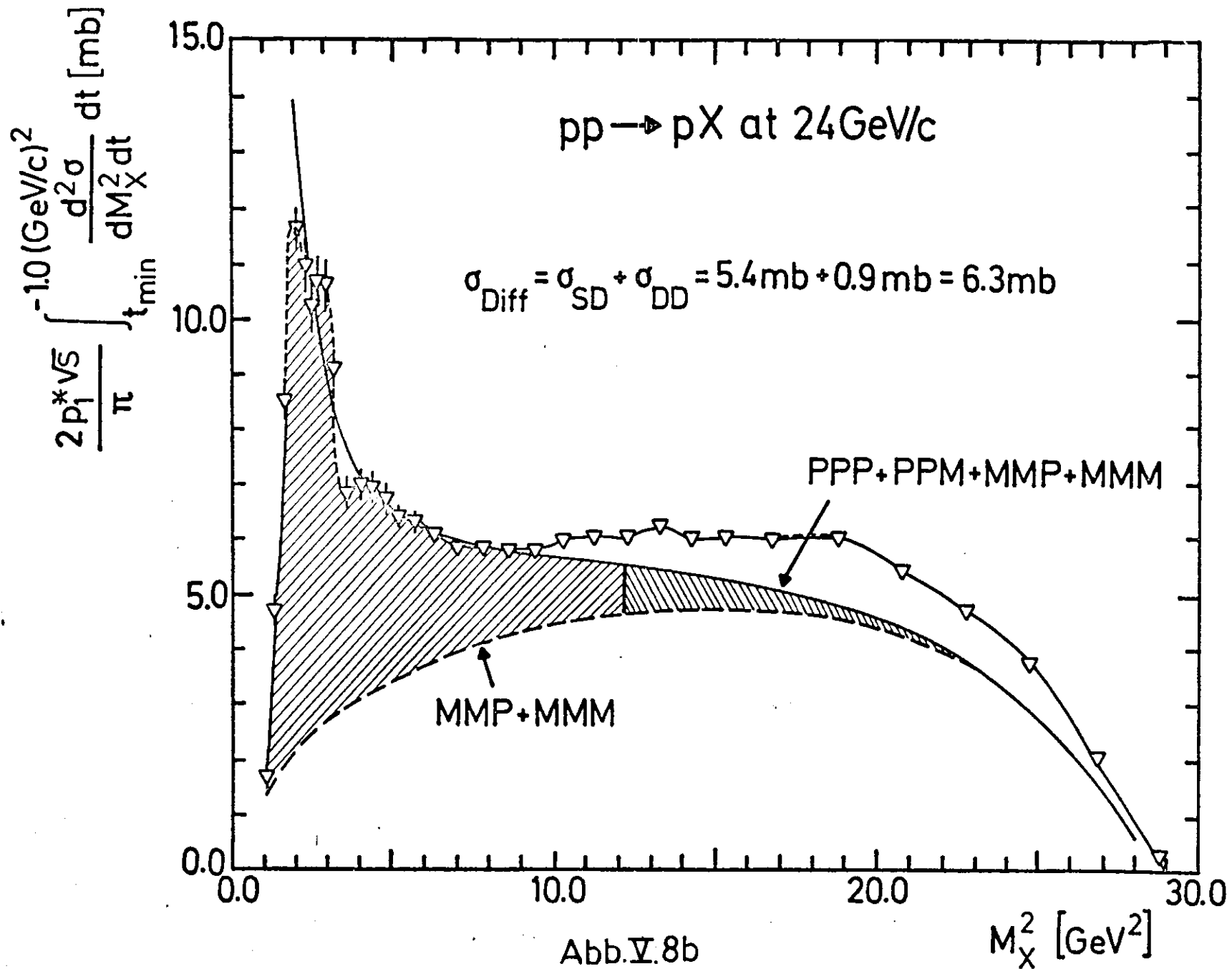
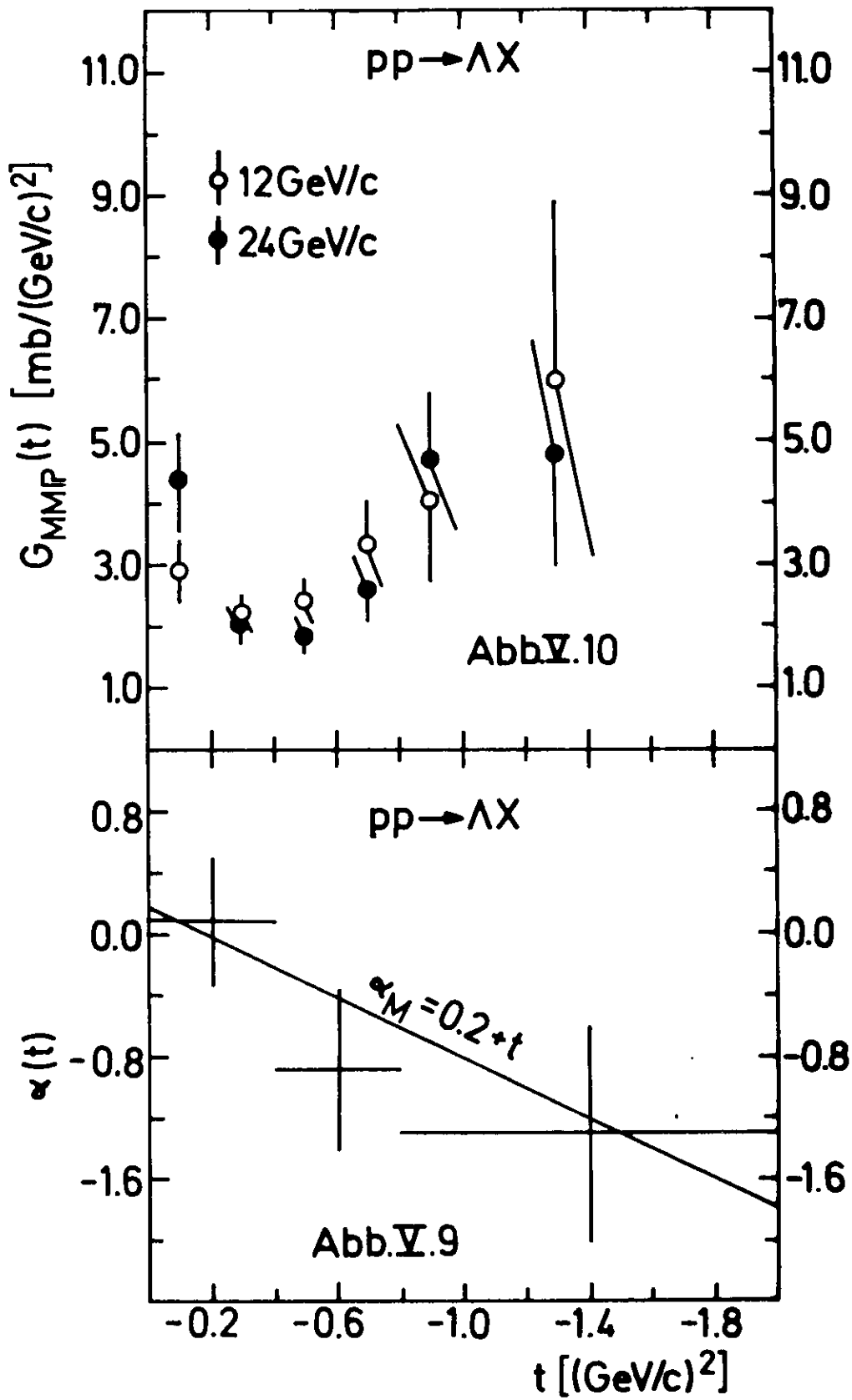


Abb.V.7b

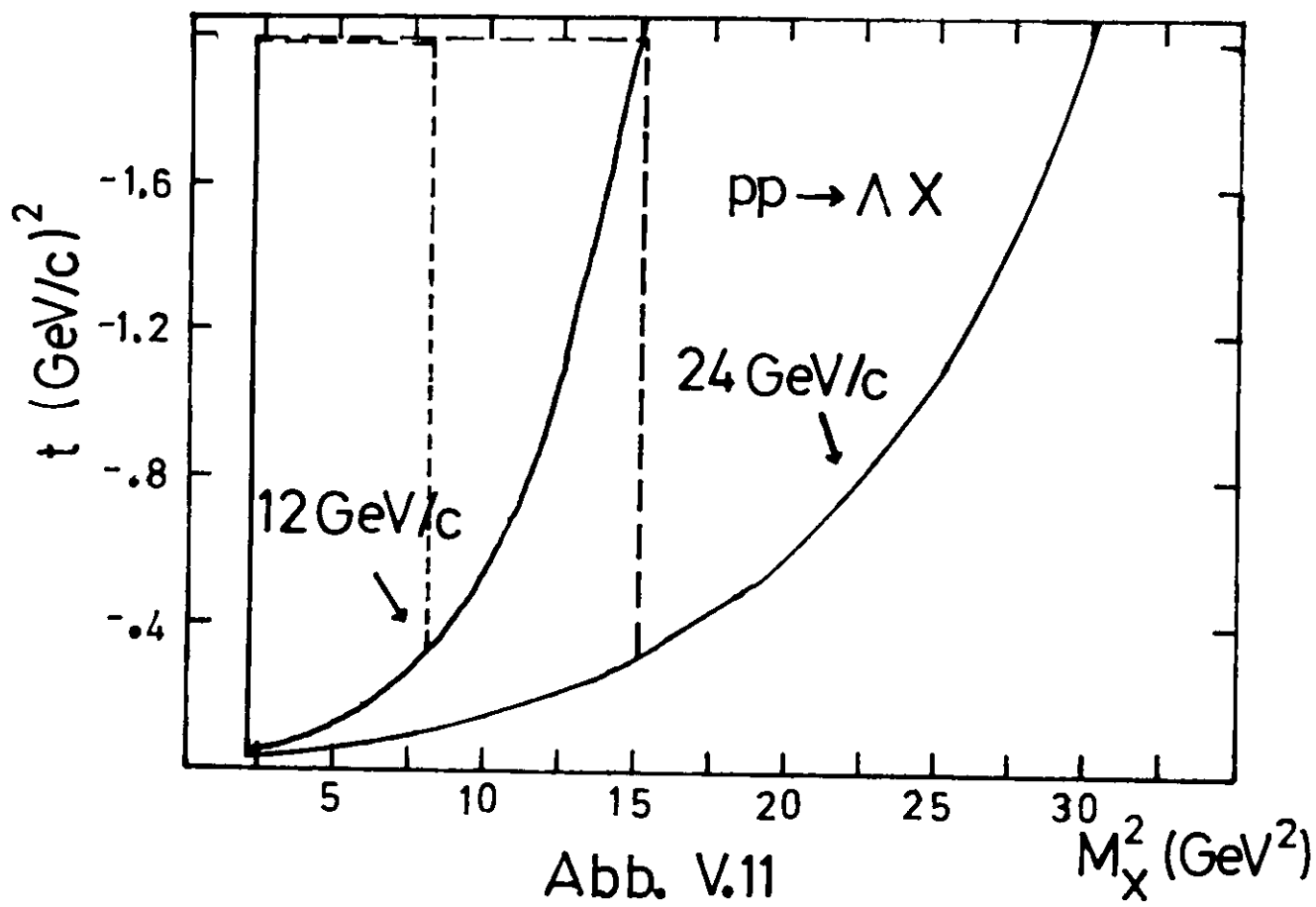












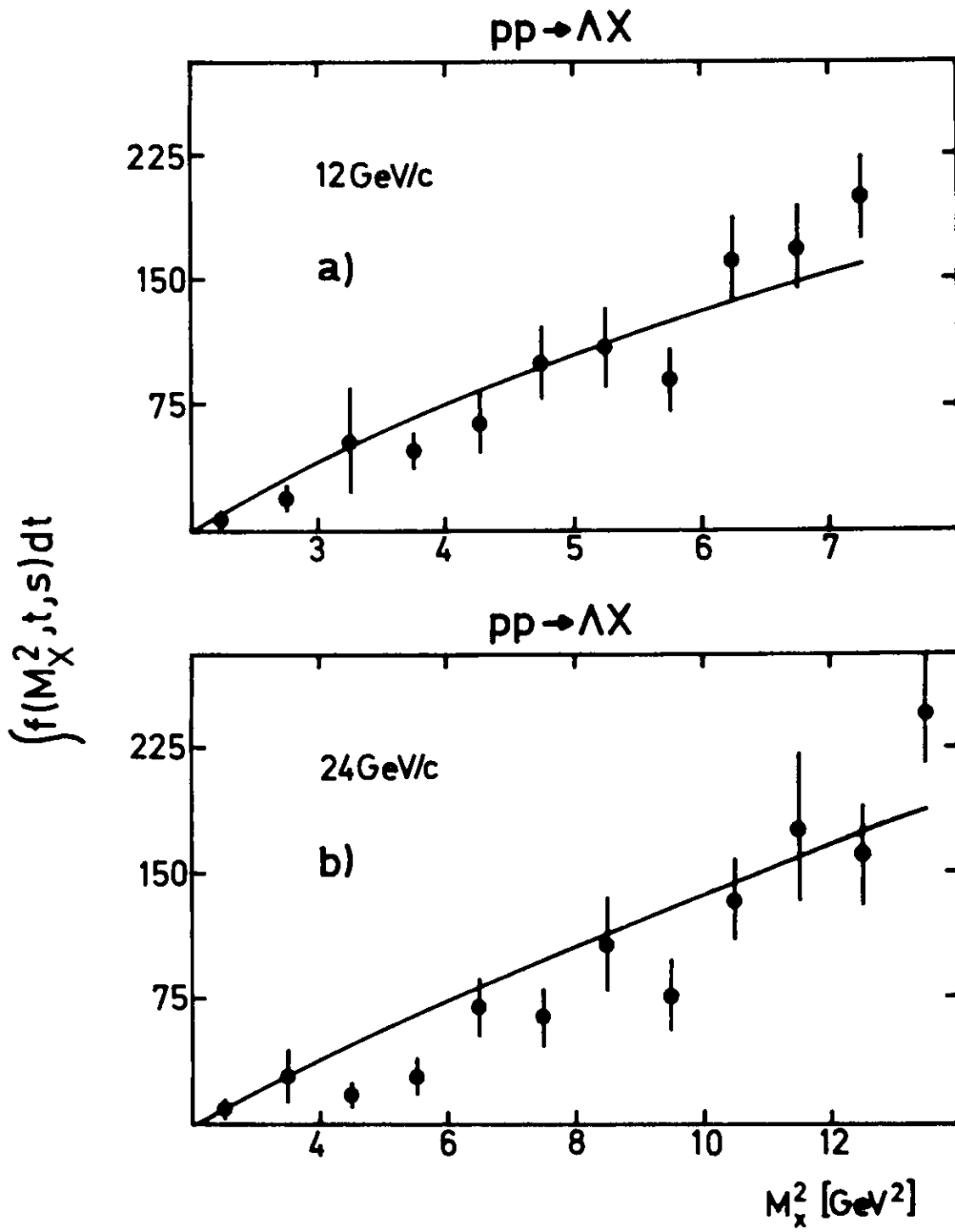


Abb.V.12

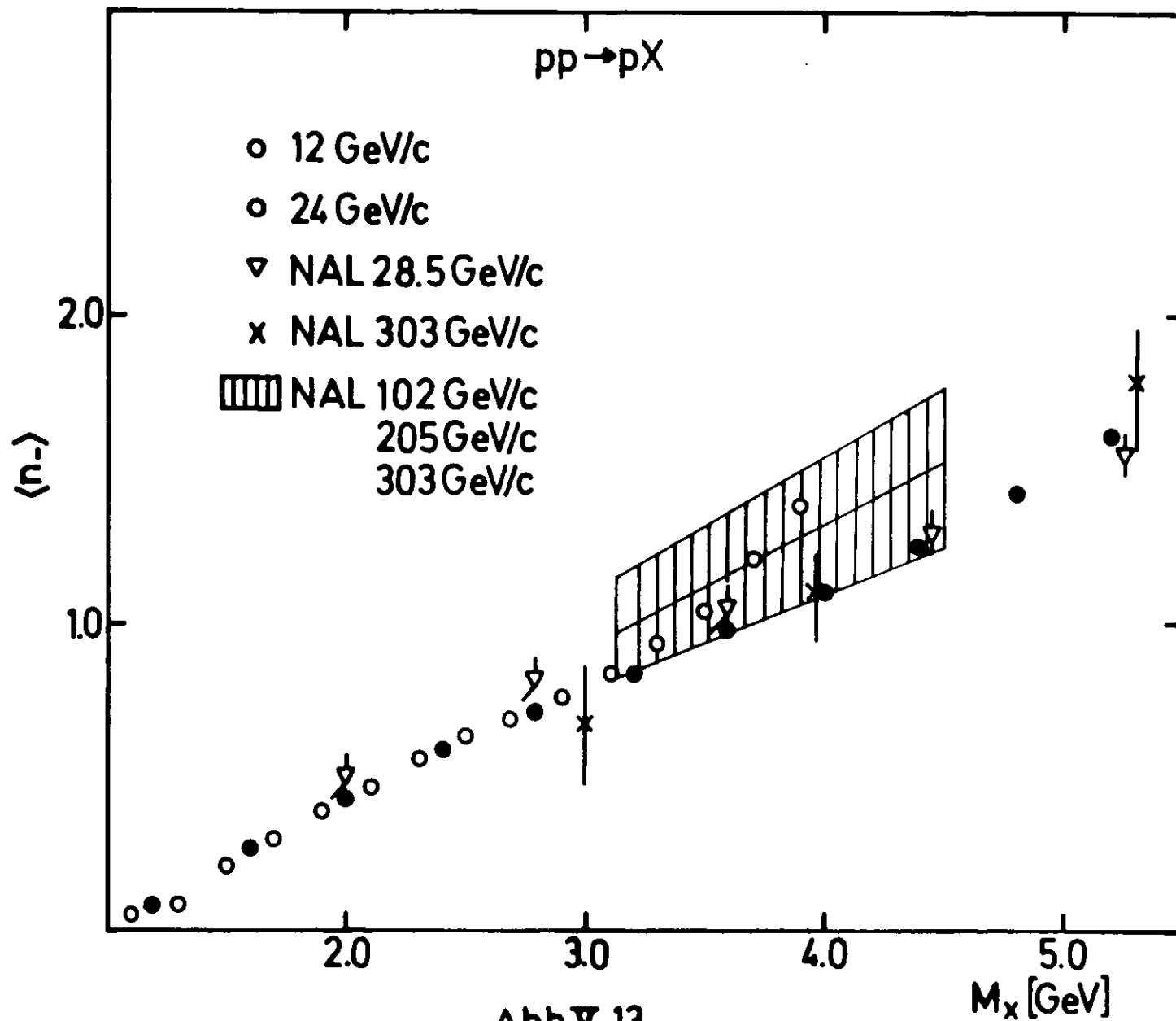
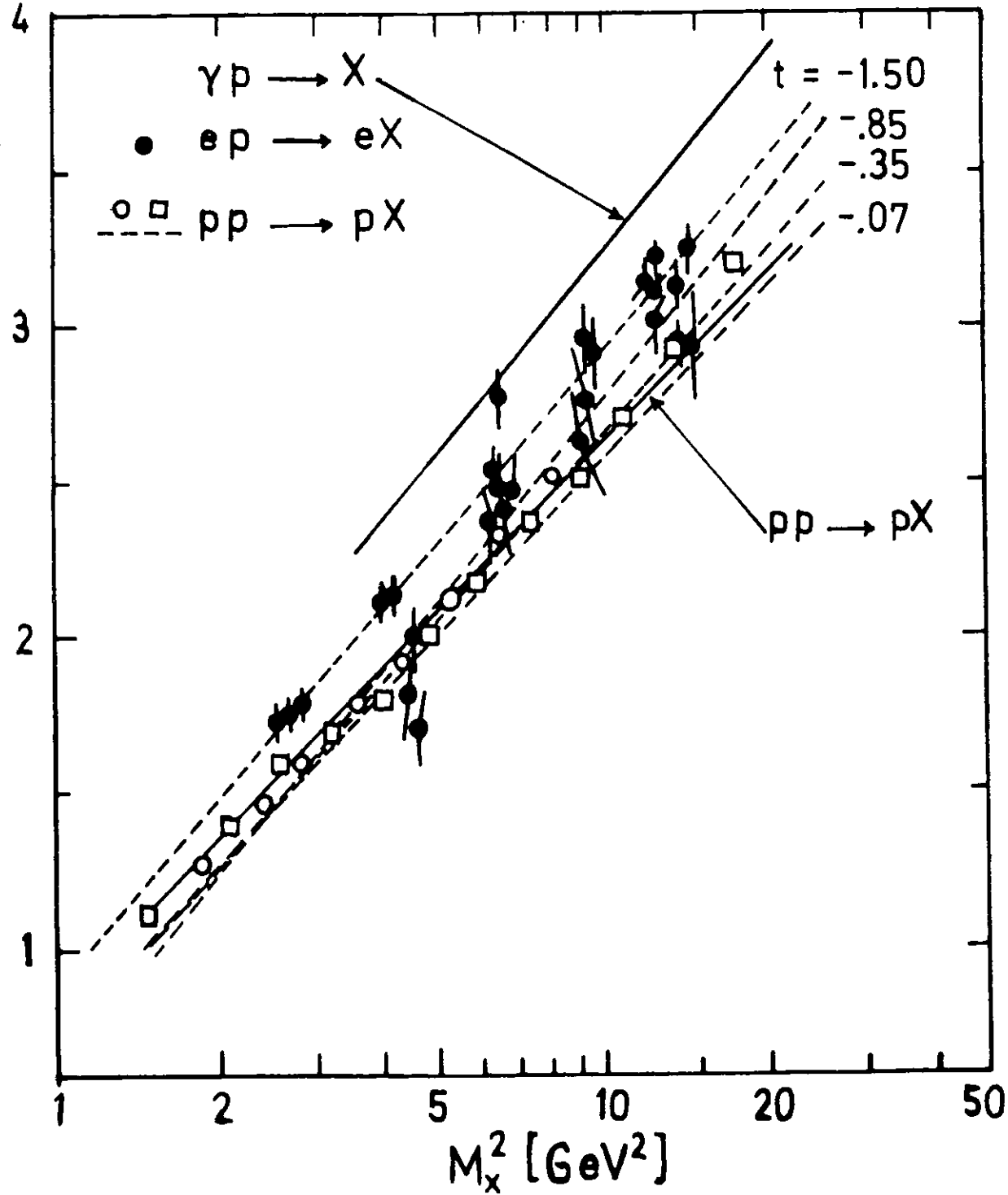


Abb.V.14

$\langle n_{ch}(X) \rangle$



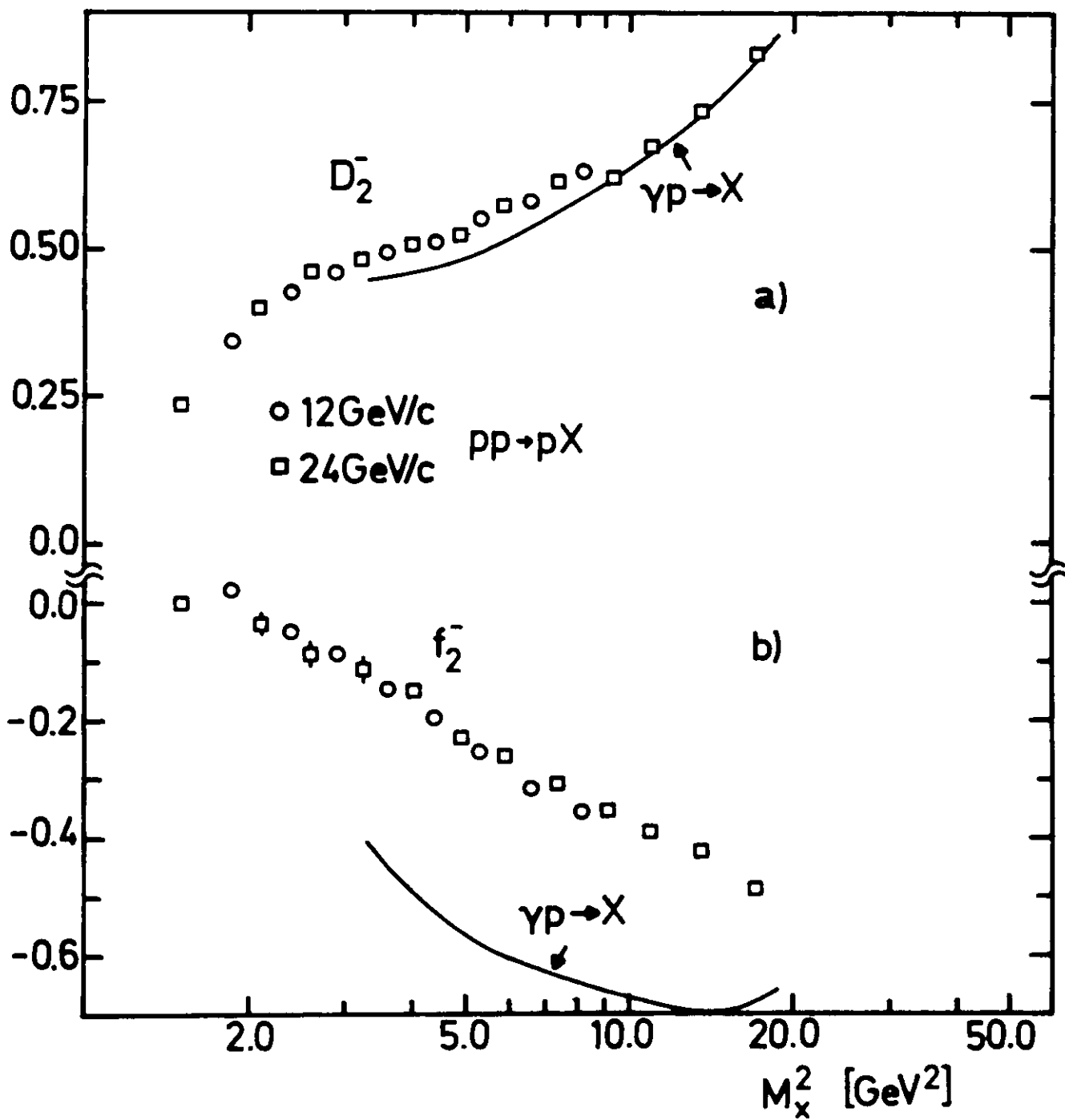


Abb.V.15

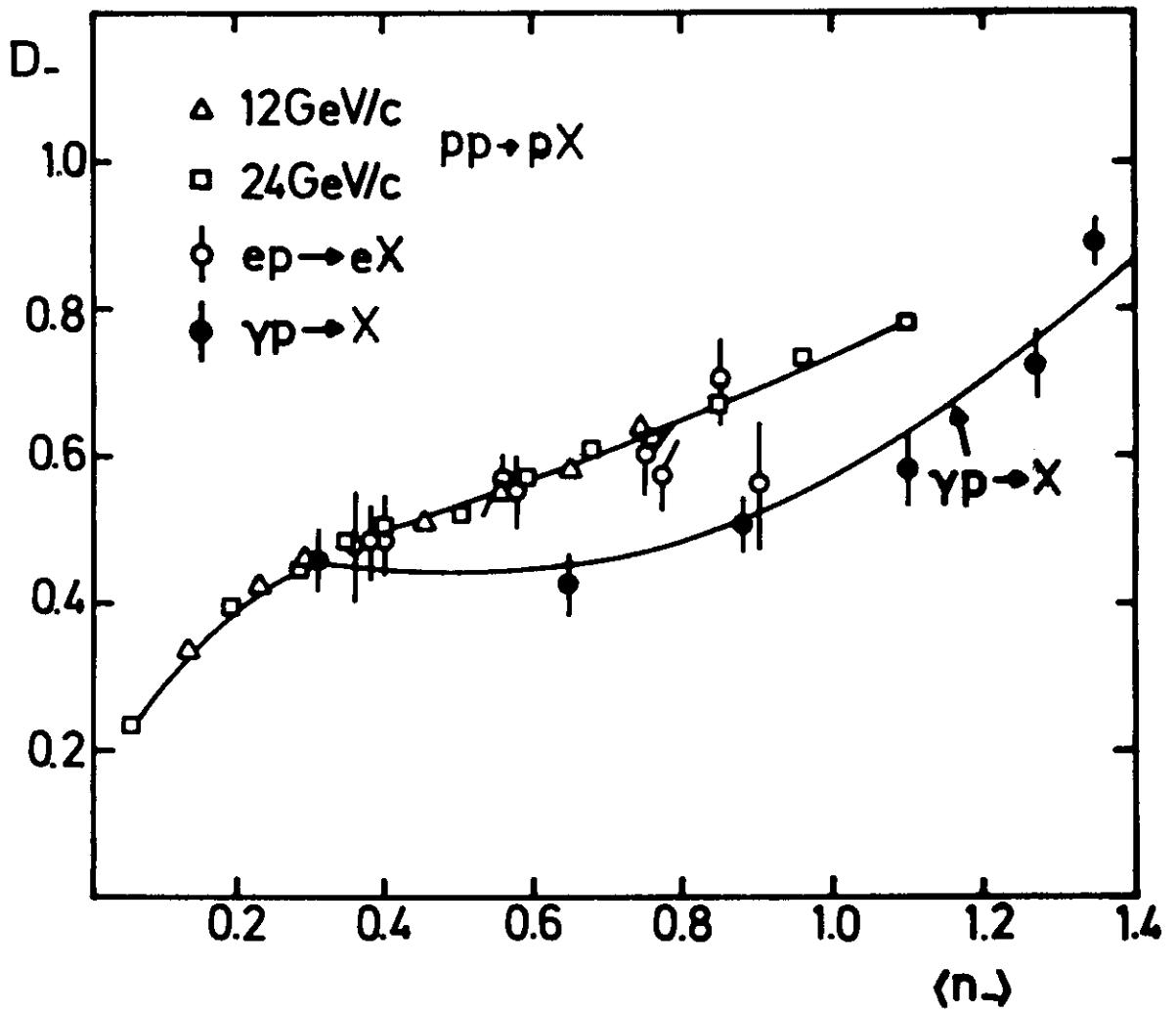
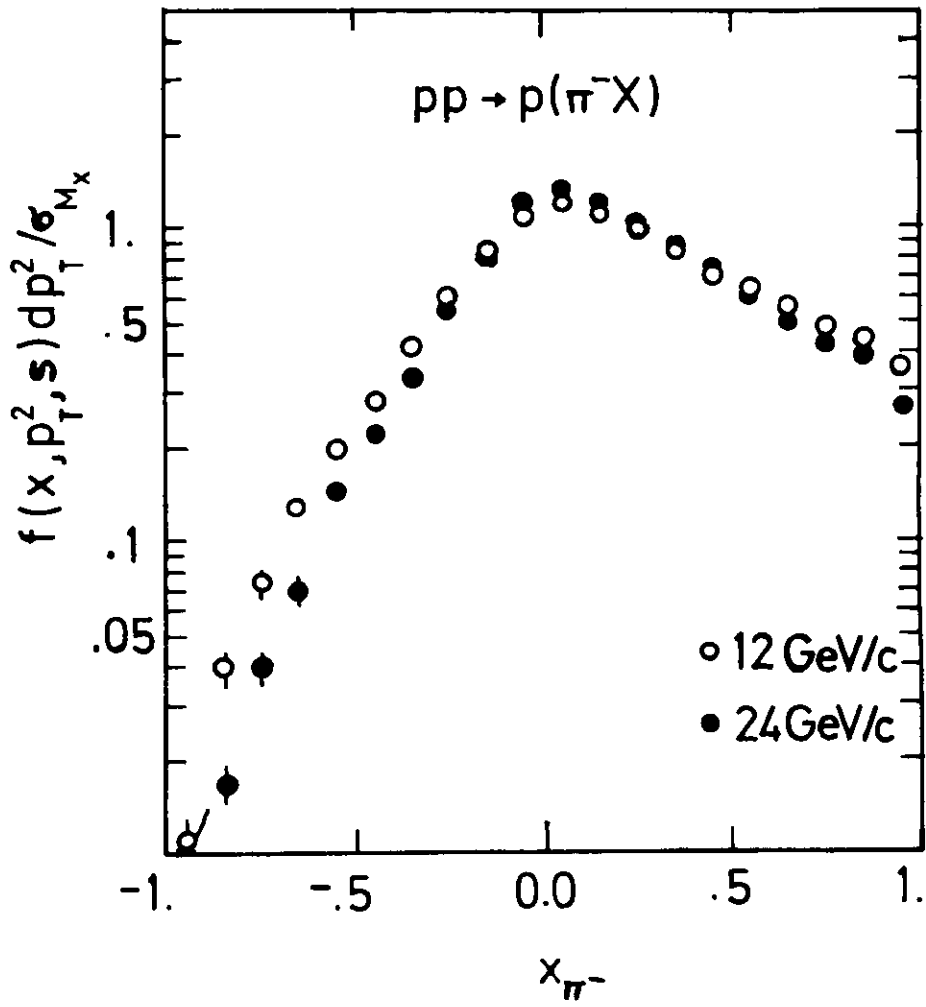


Abb.V.16

Abb. V17



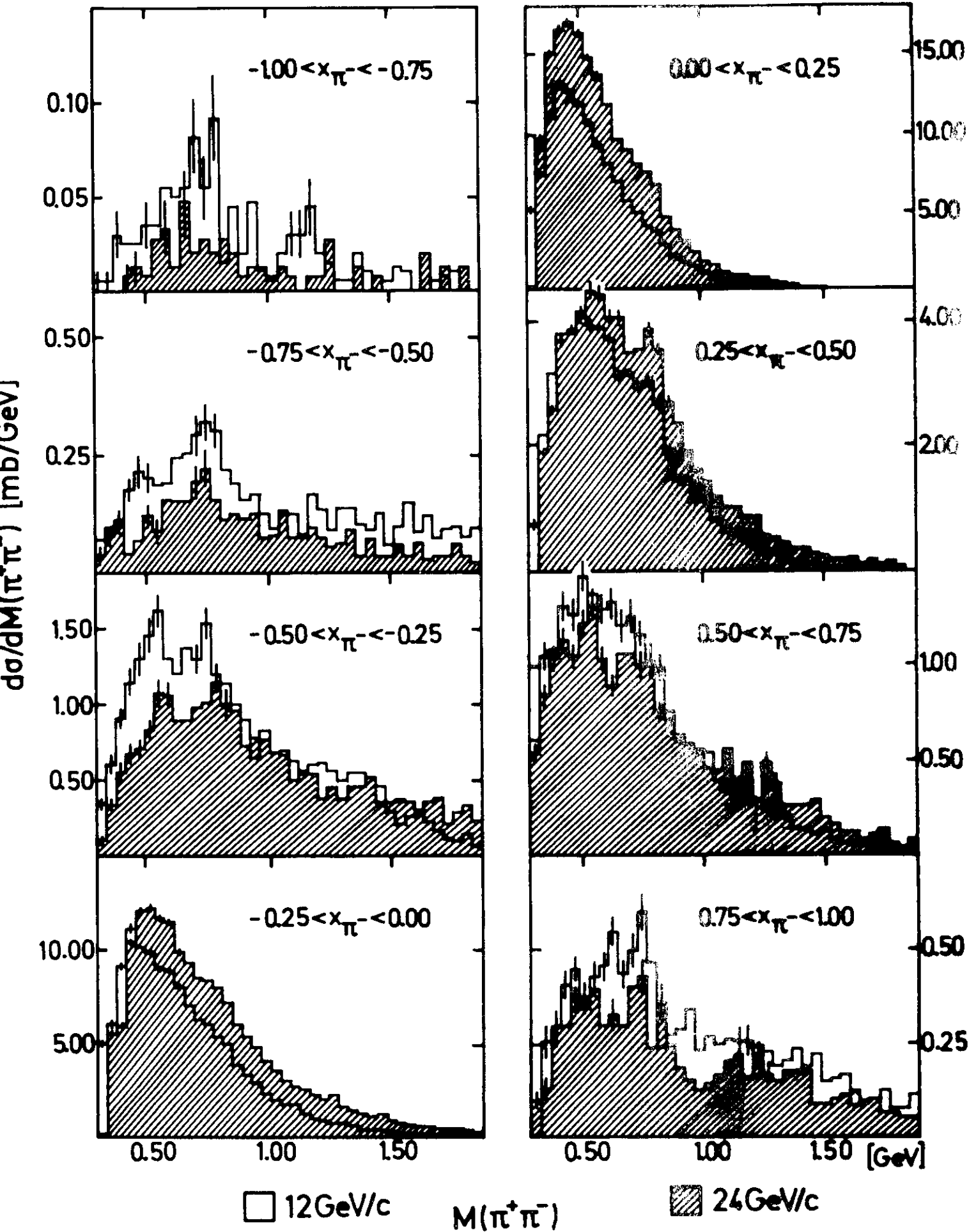


Abb.V. 18



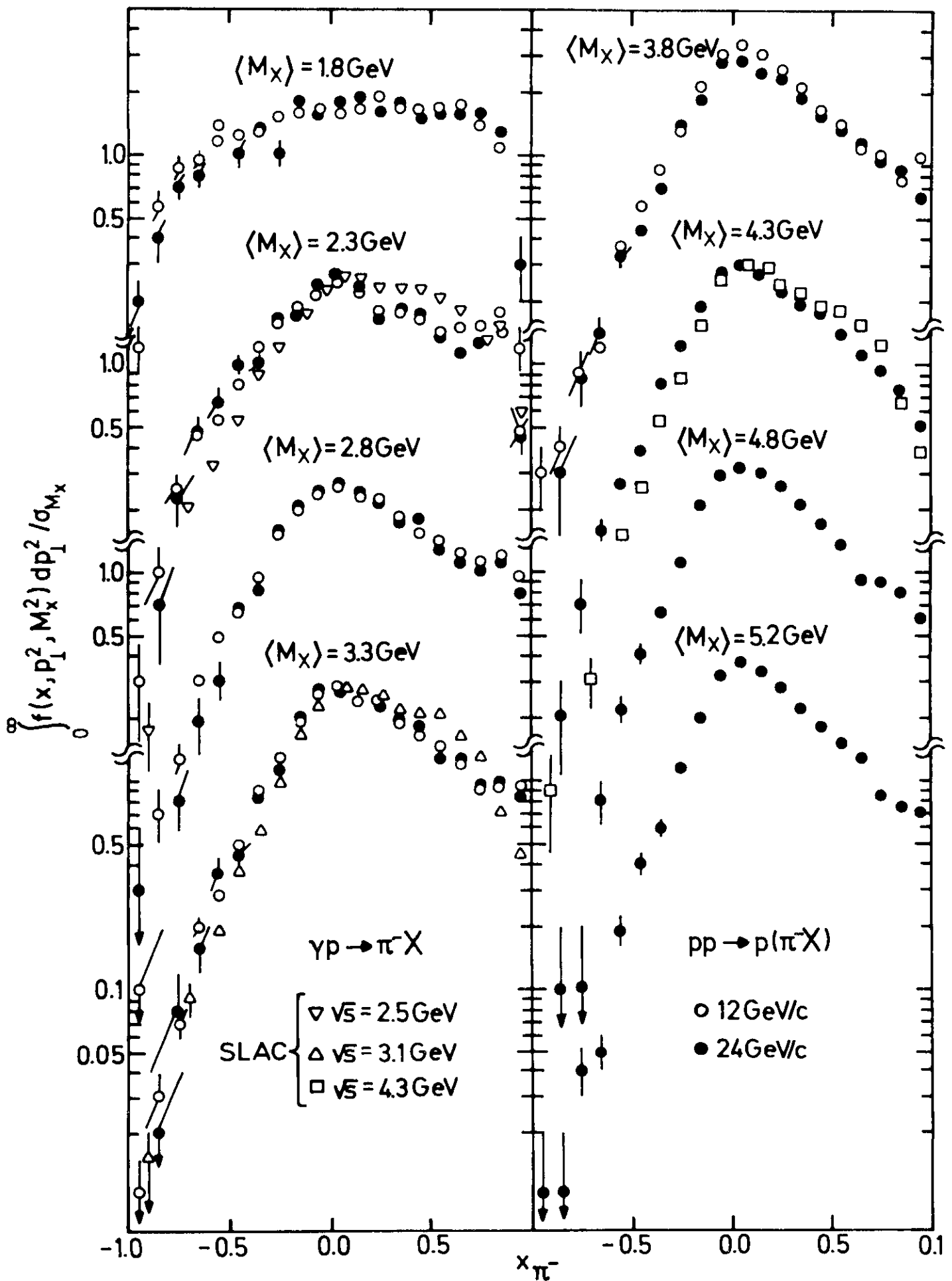


Abb.V.19

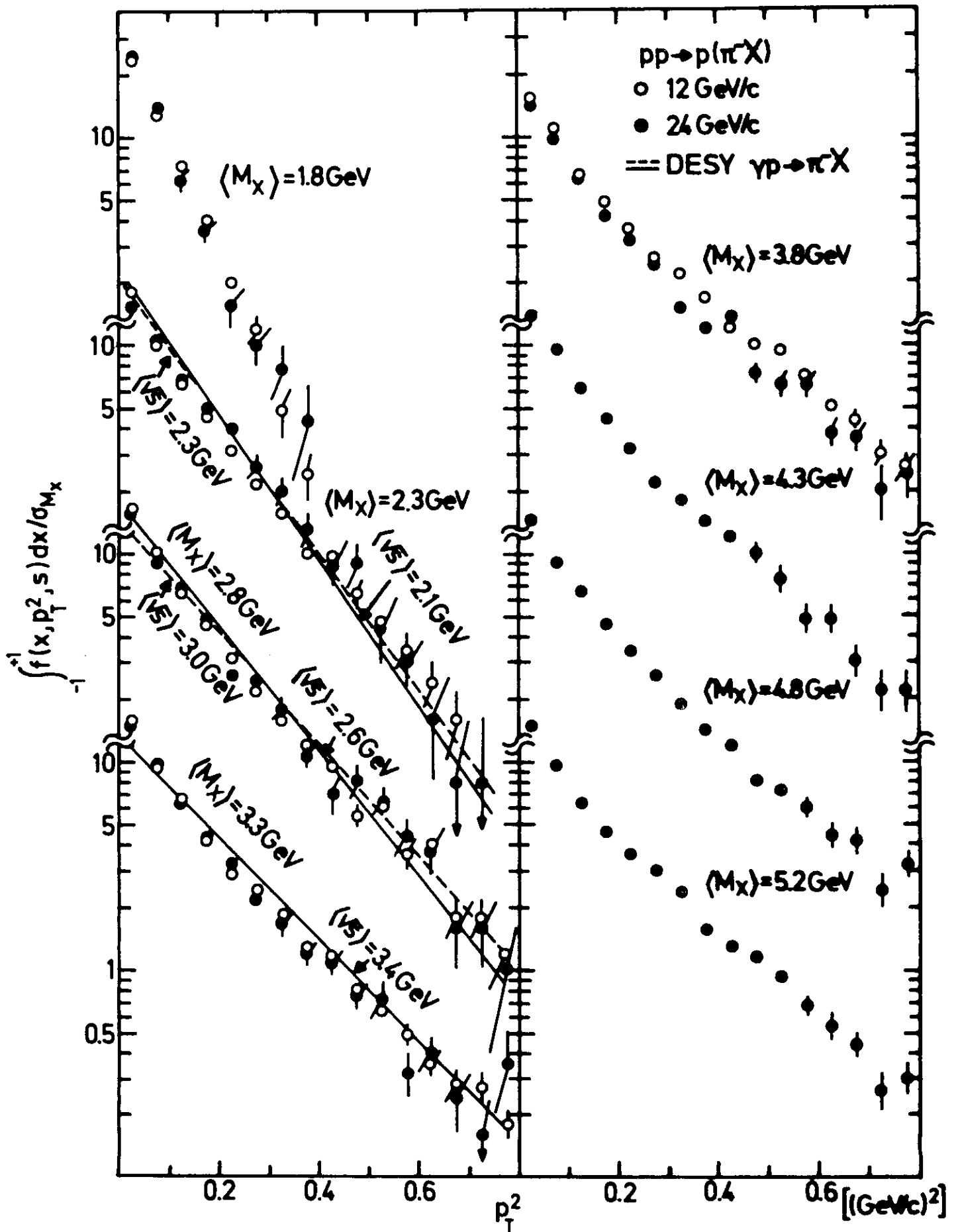


Abb.V.20

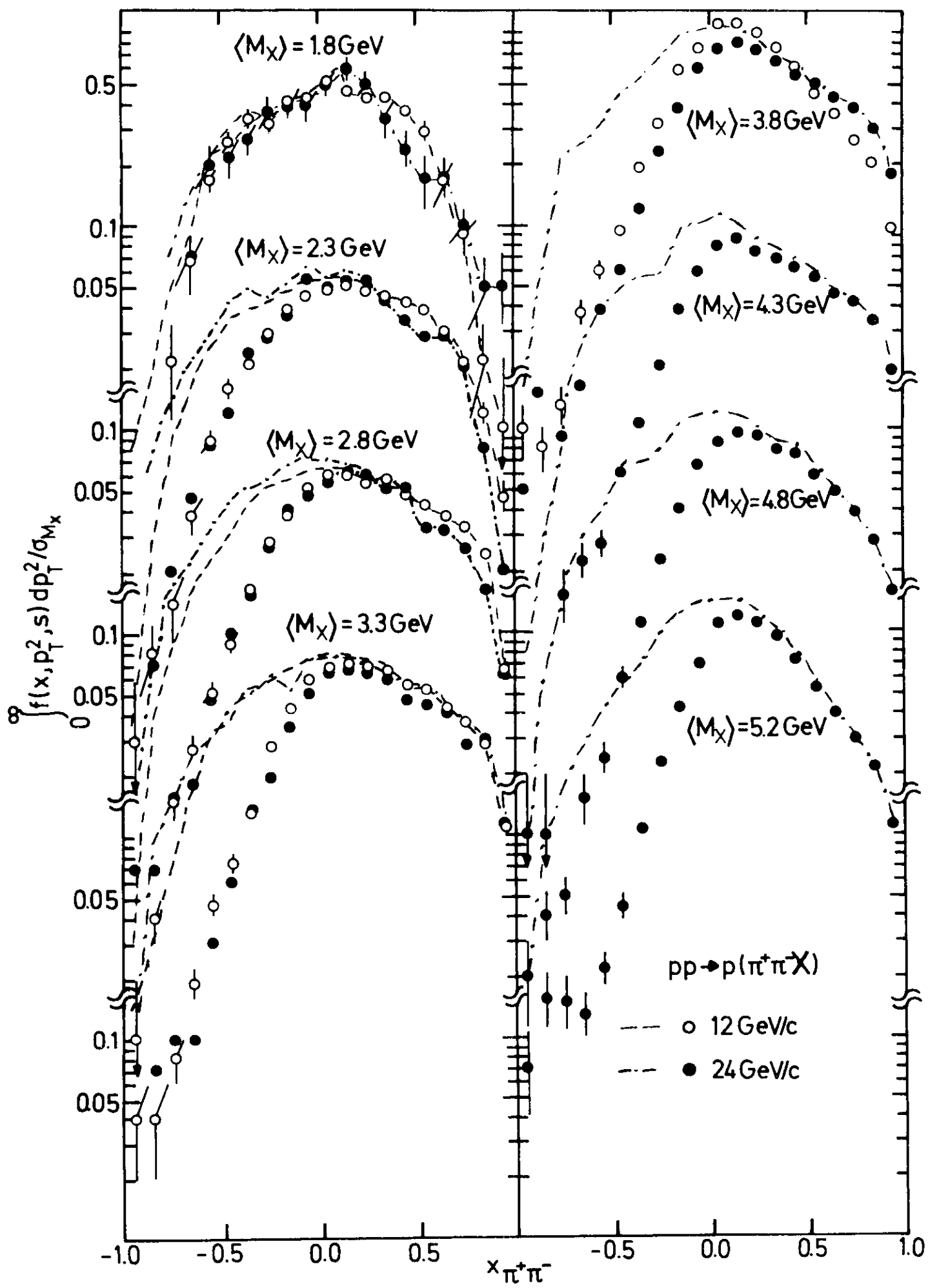


Abb.V. 21

$pp \rightarrow p(\pi^+\pi^-X)$

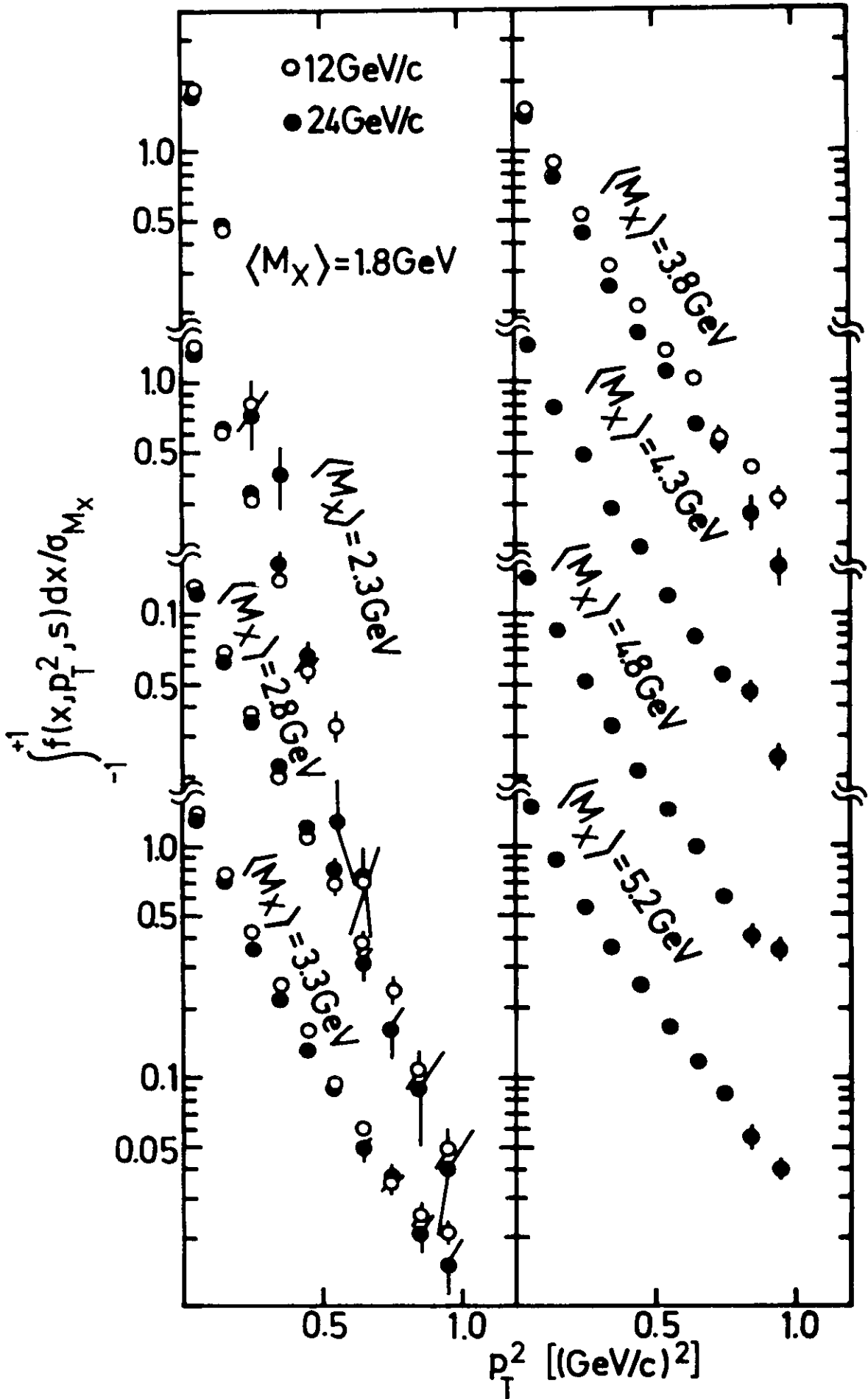
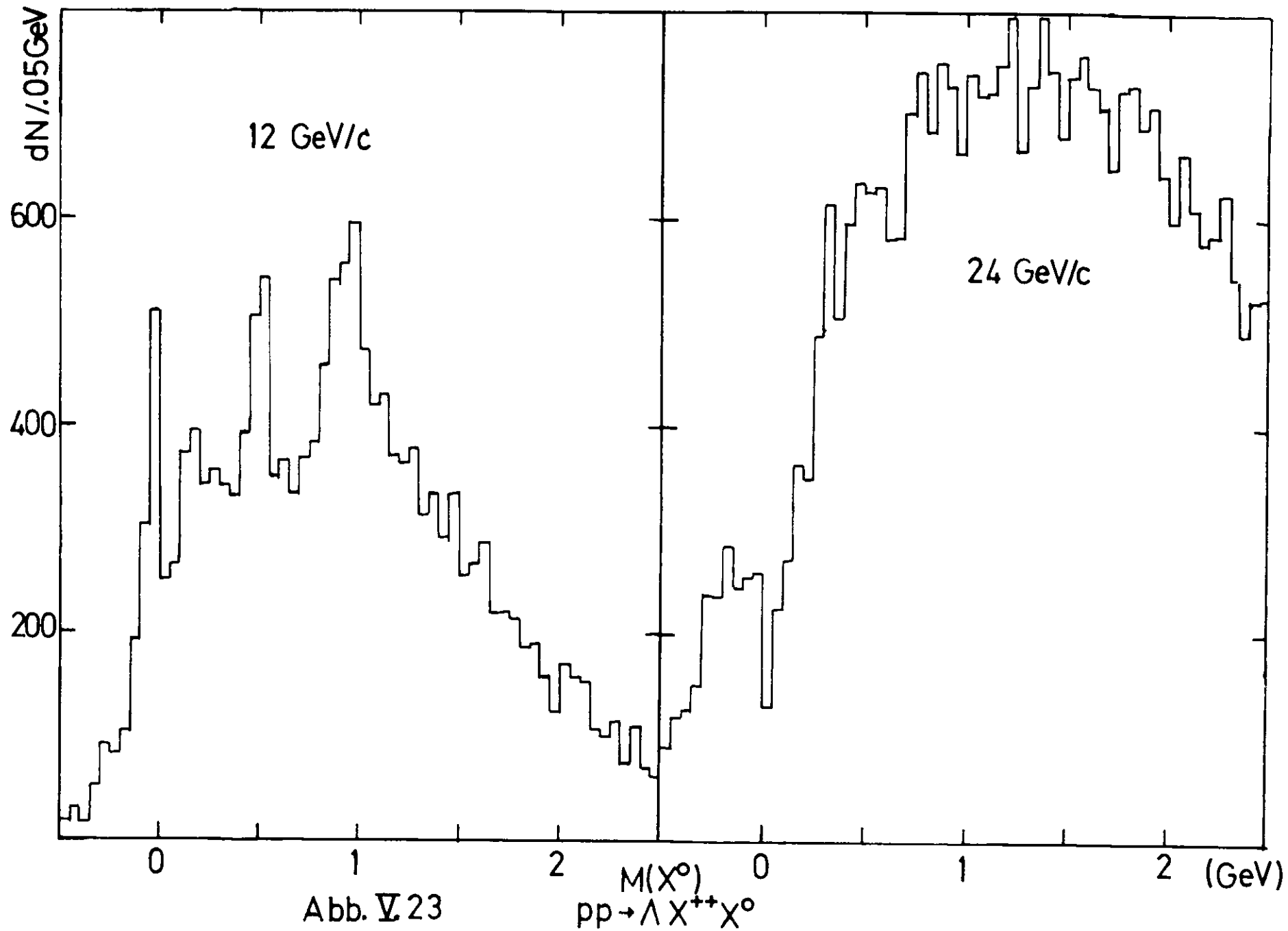
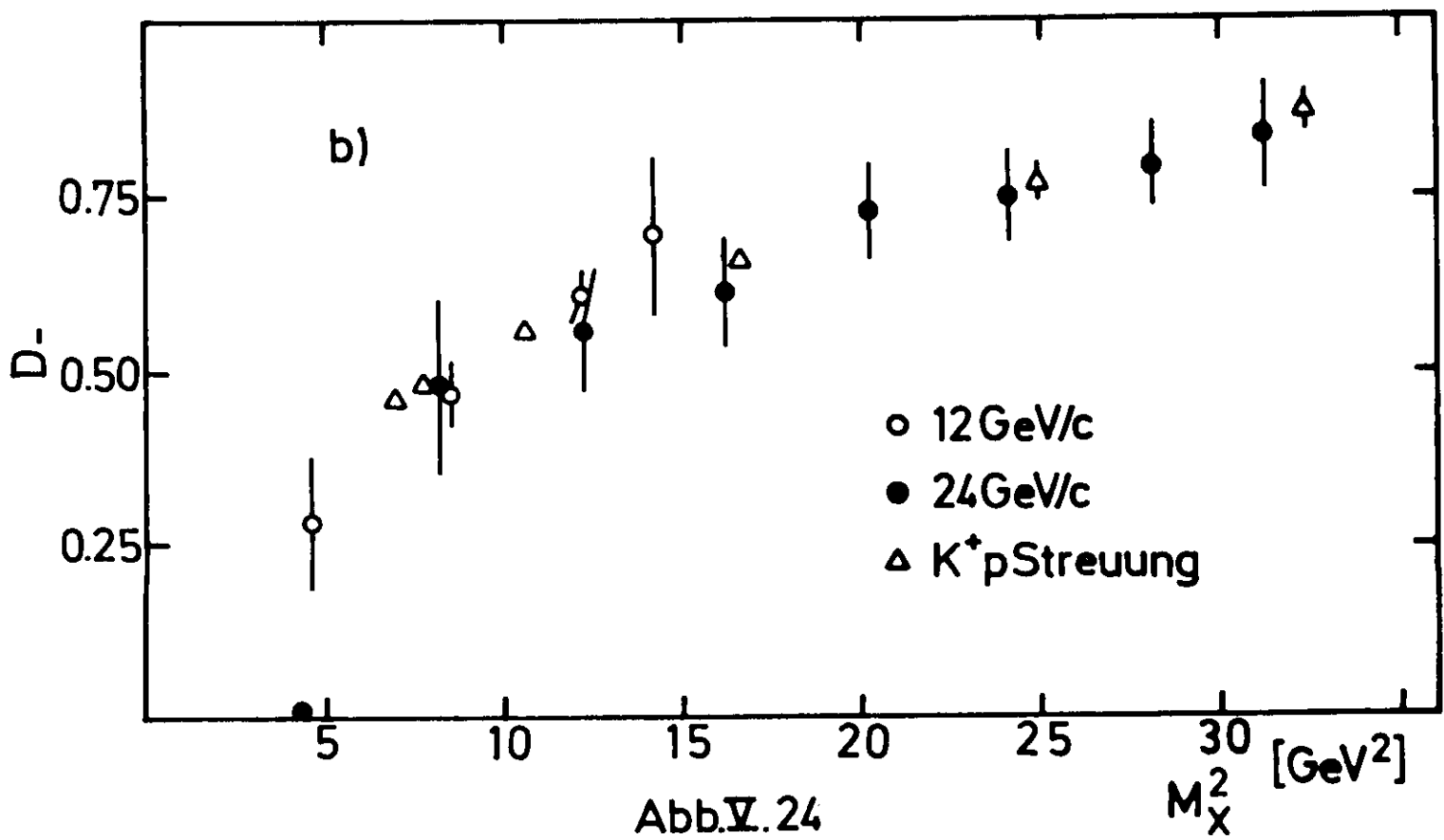
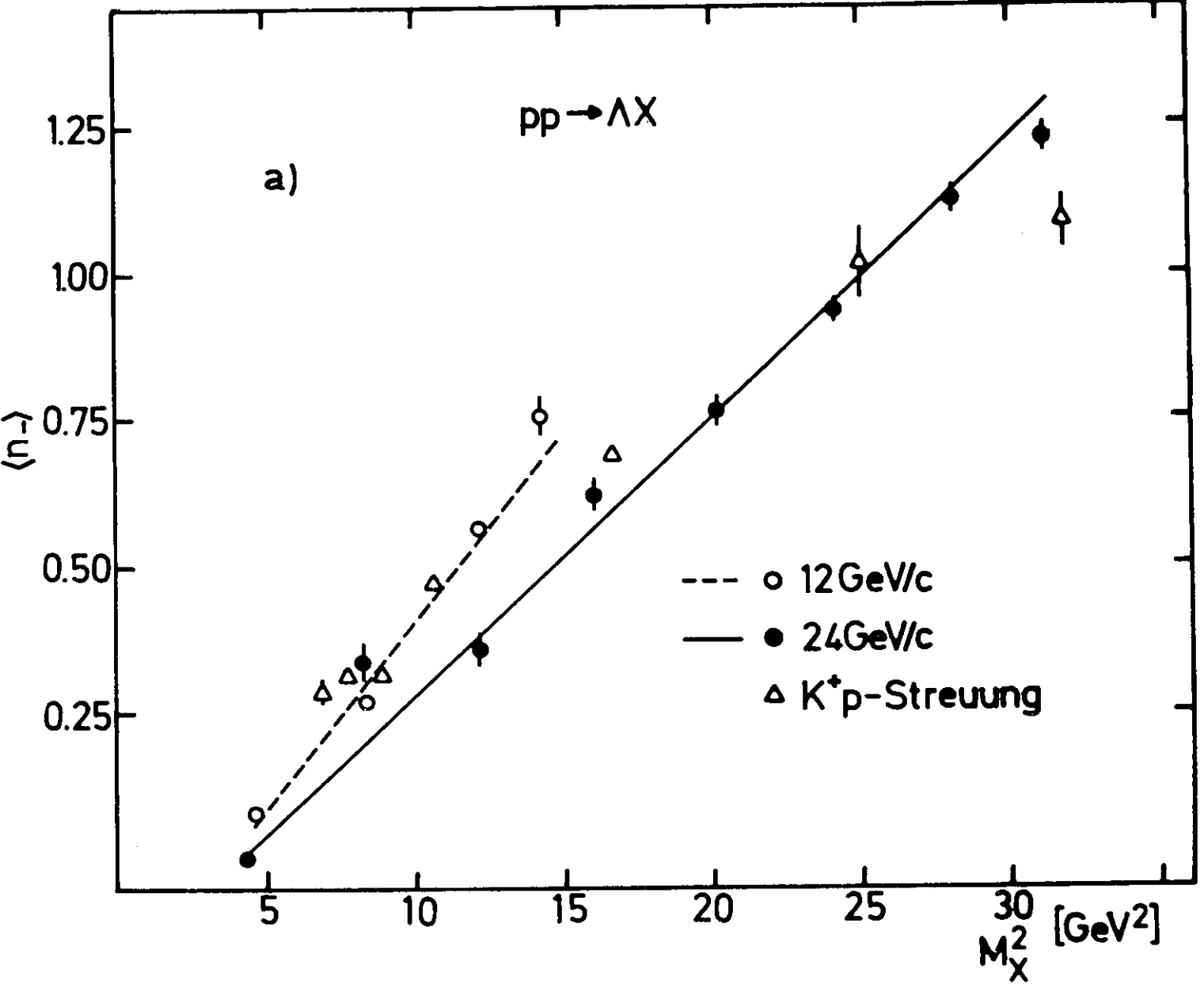


Abb.V.22





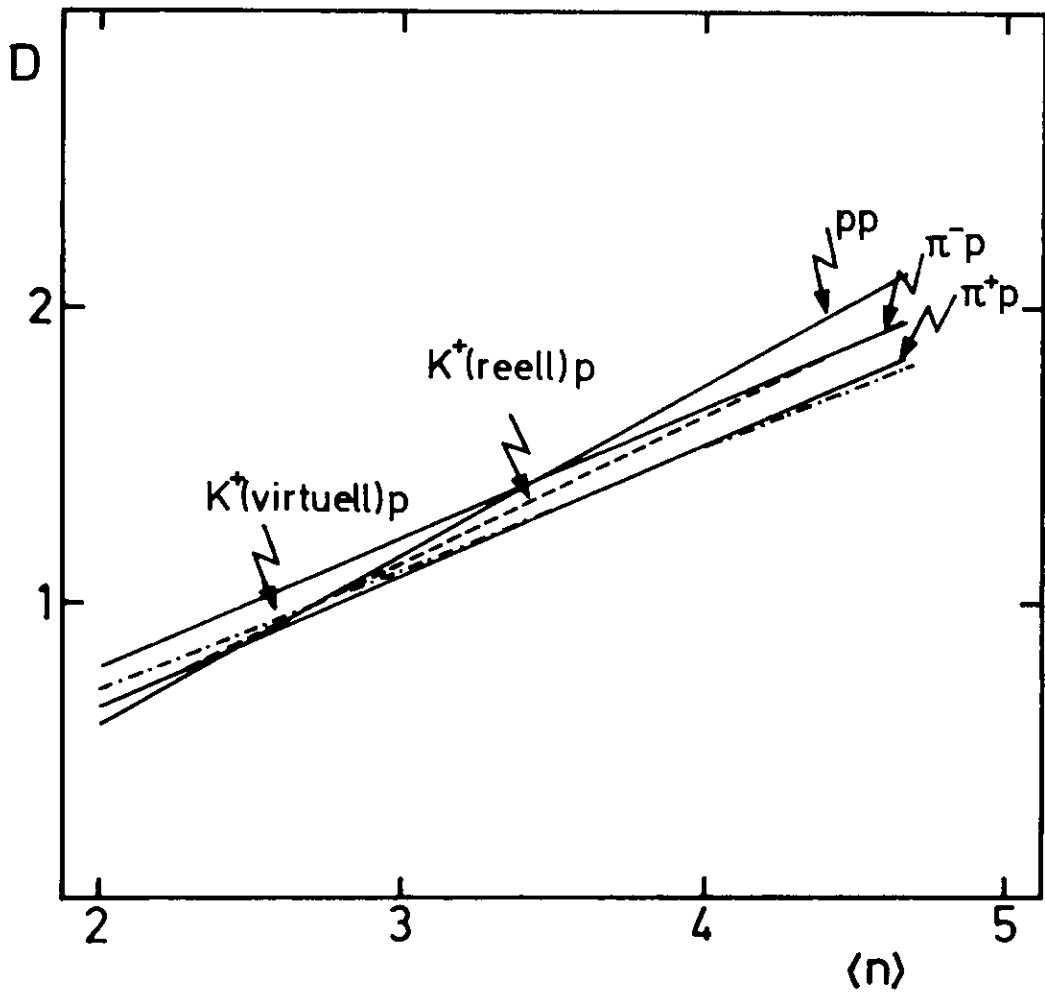


Abb.V. 25

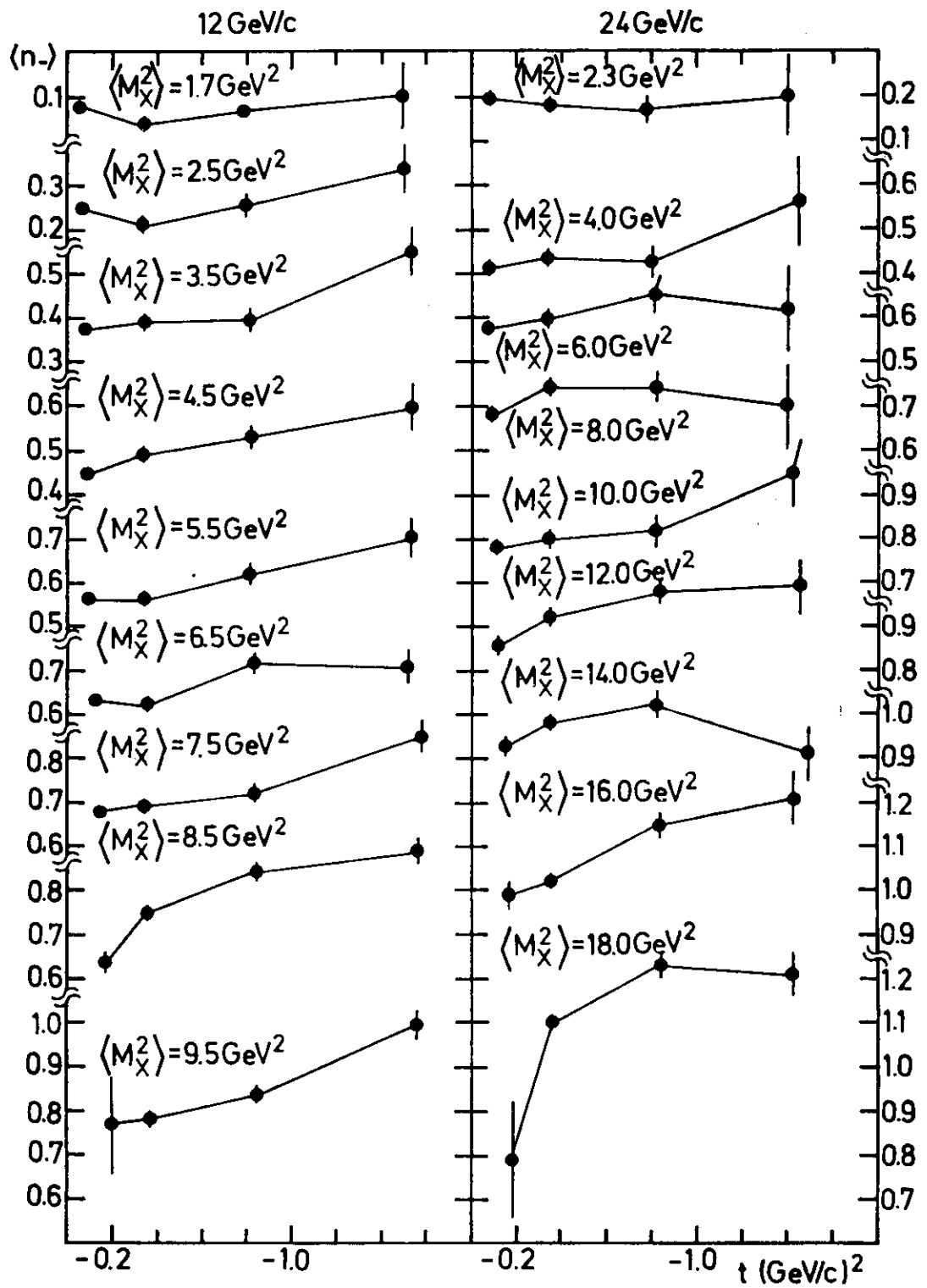


Abb.V.26



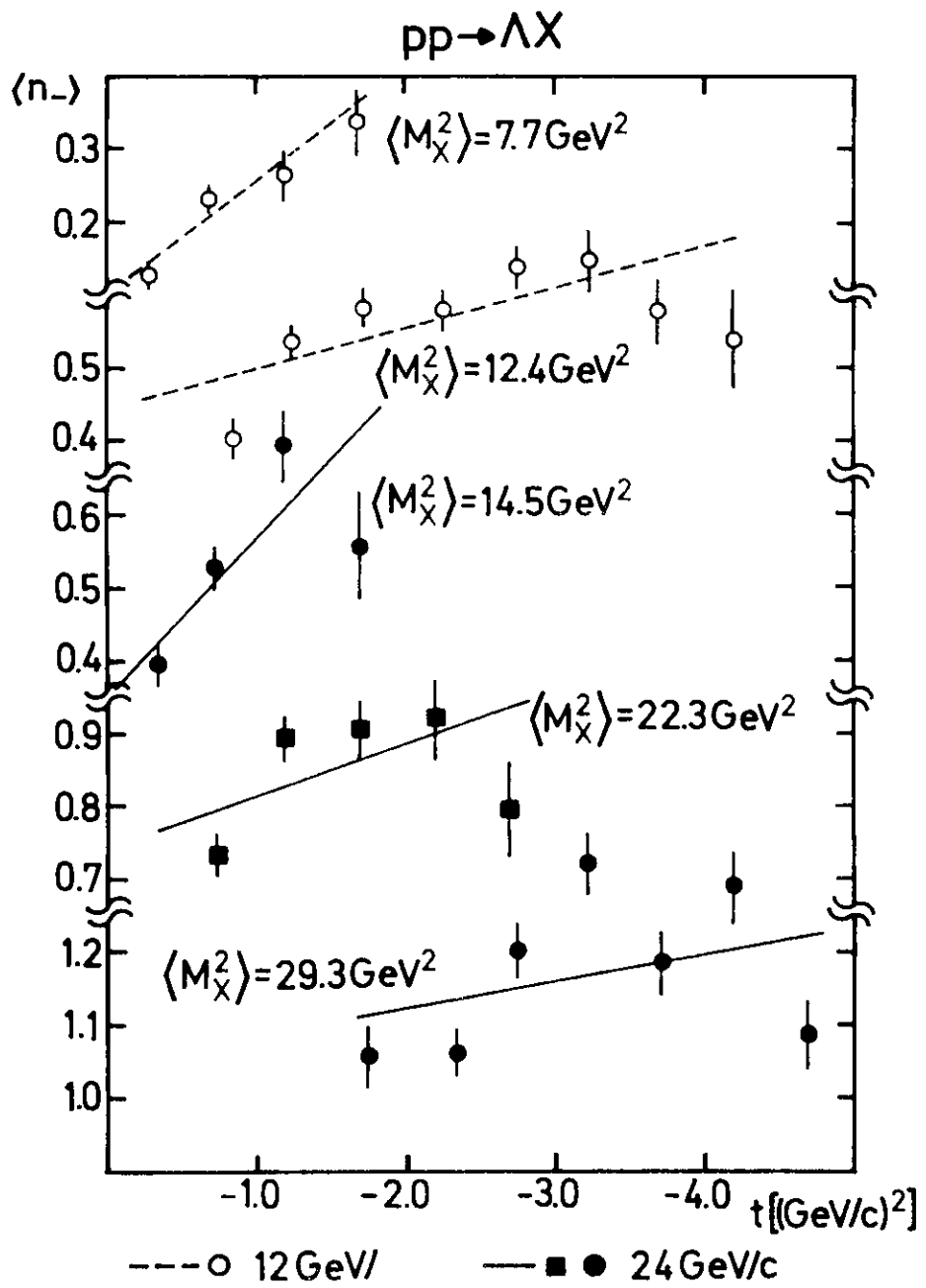


Abb. V. 27

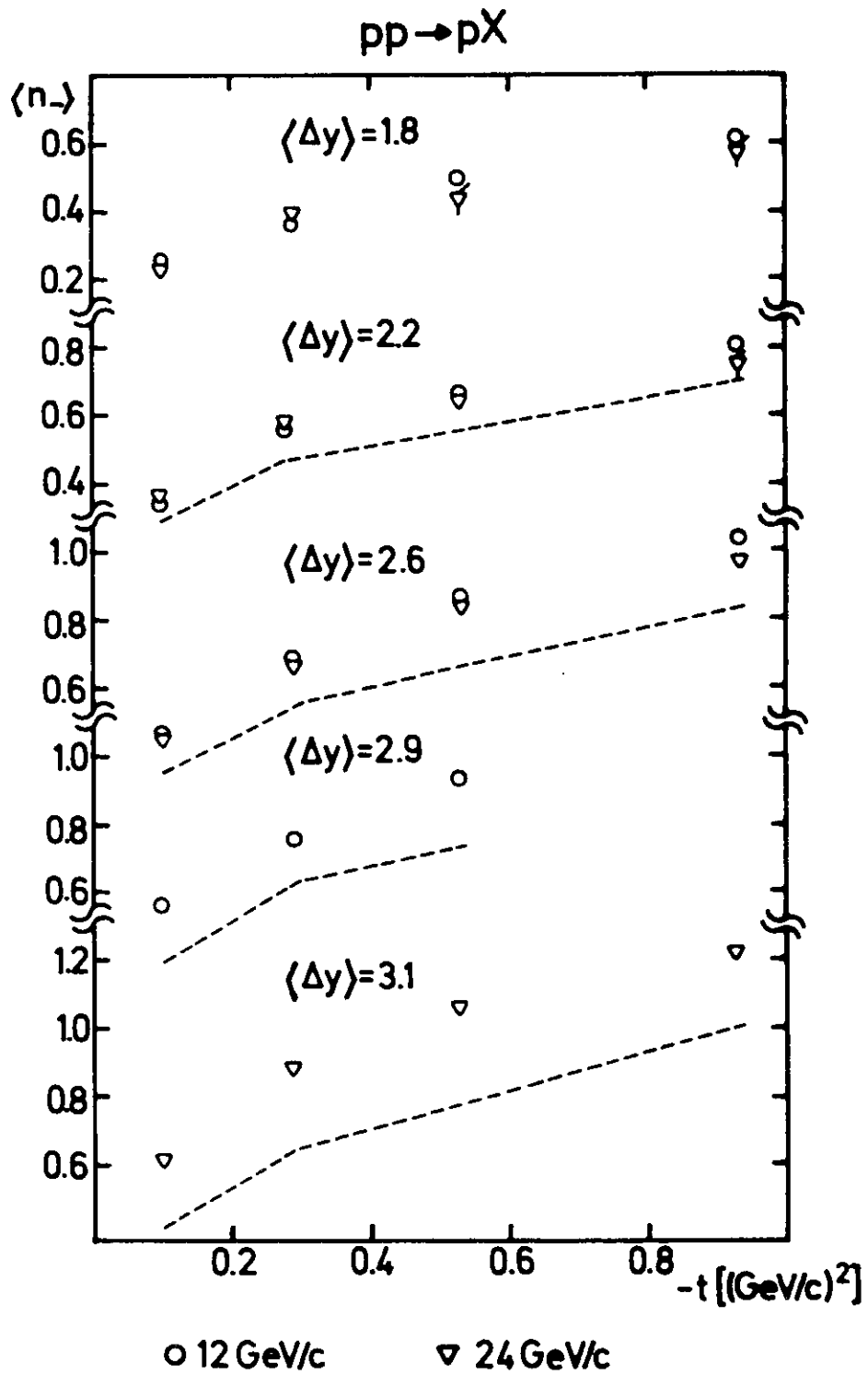
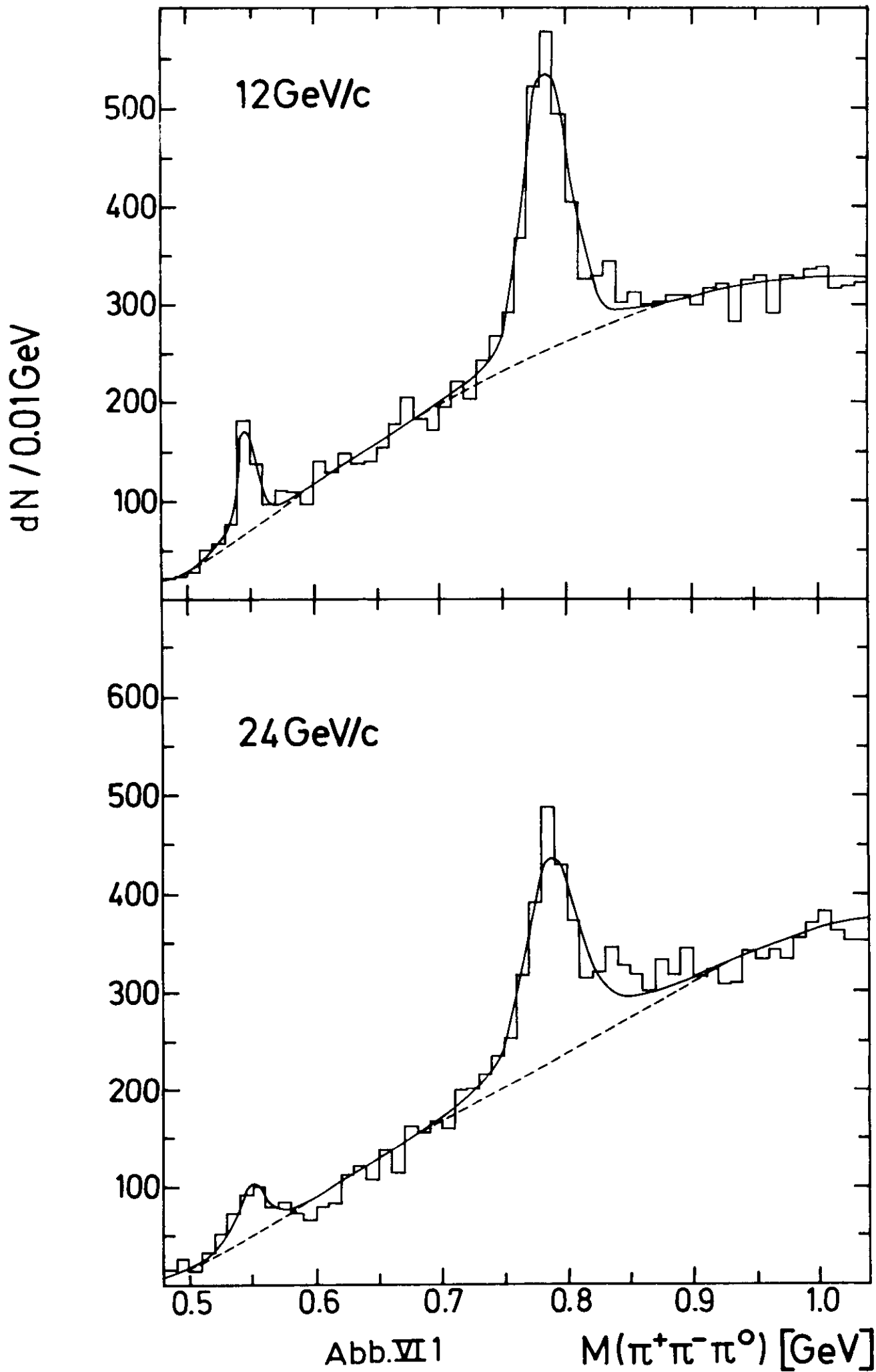
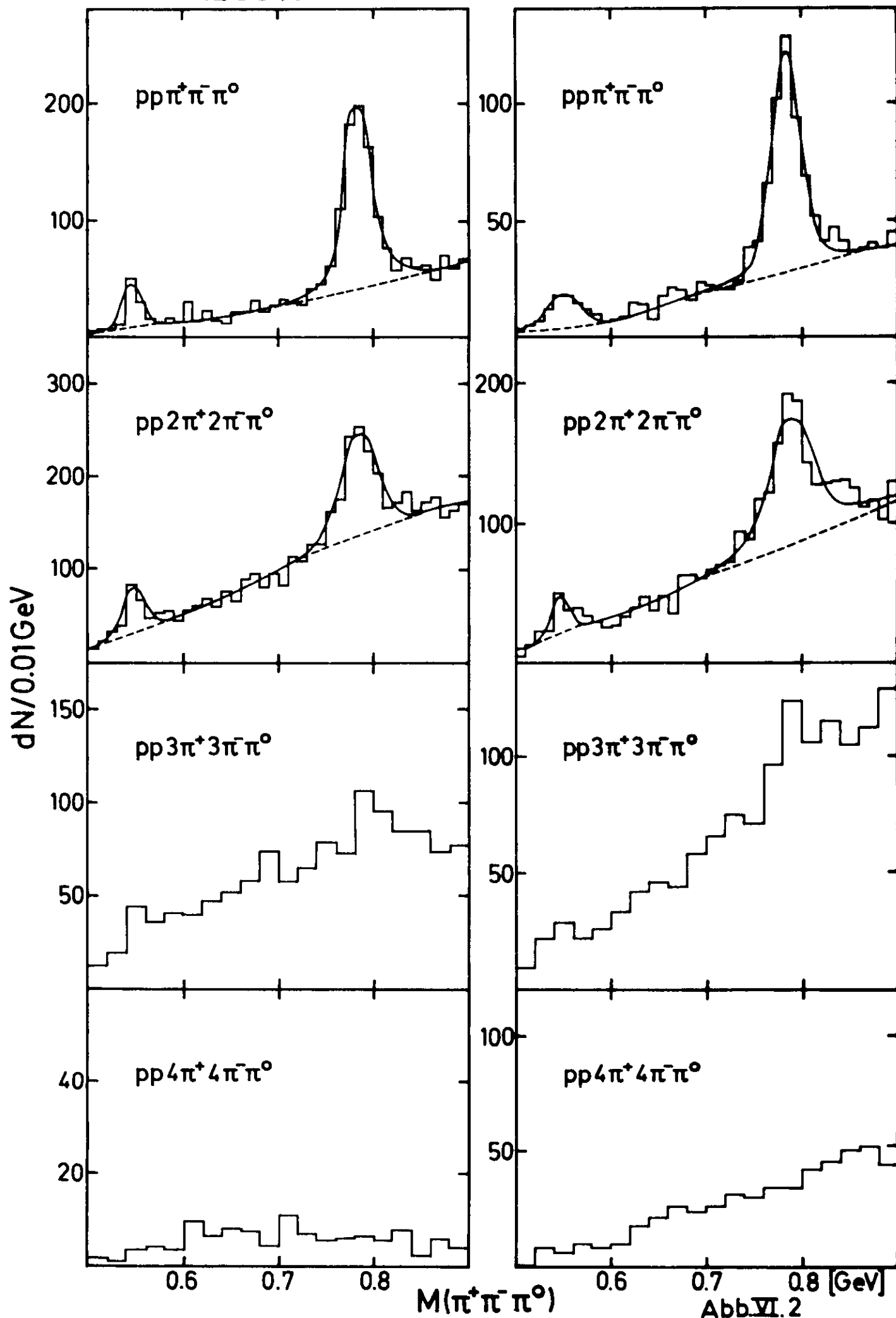


Abb. V.28



12 GeV/c

24 GeV/c



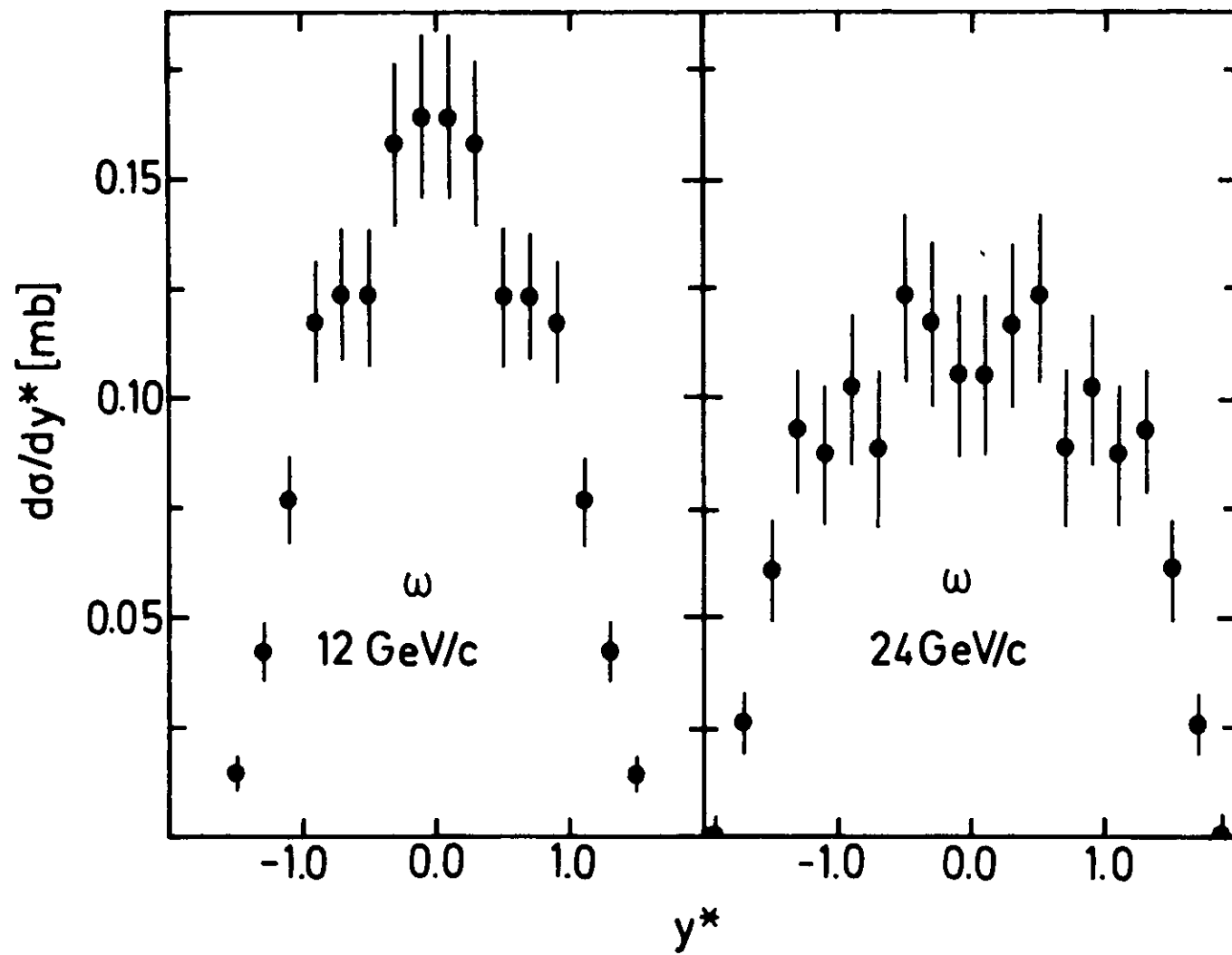


Abb.VI.3a

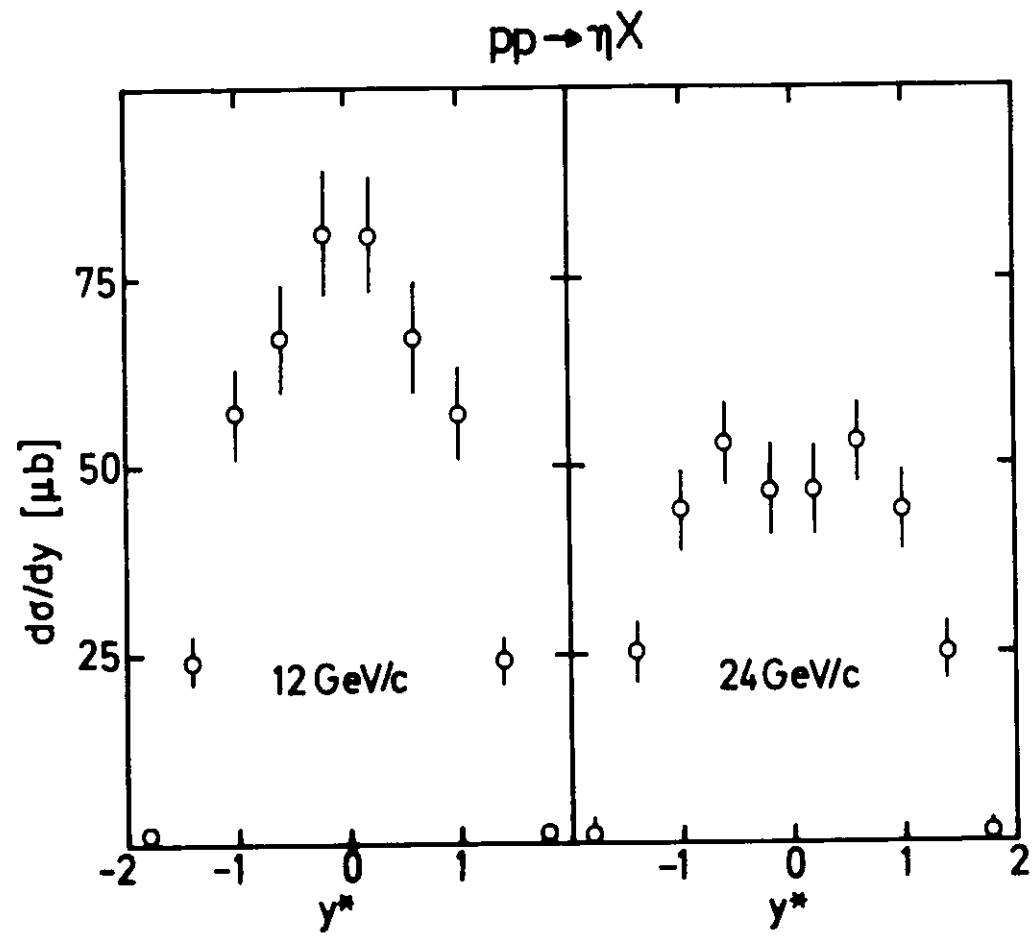
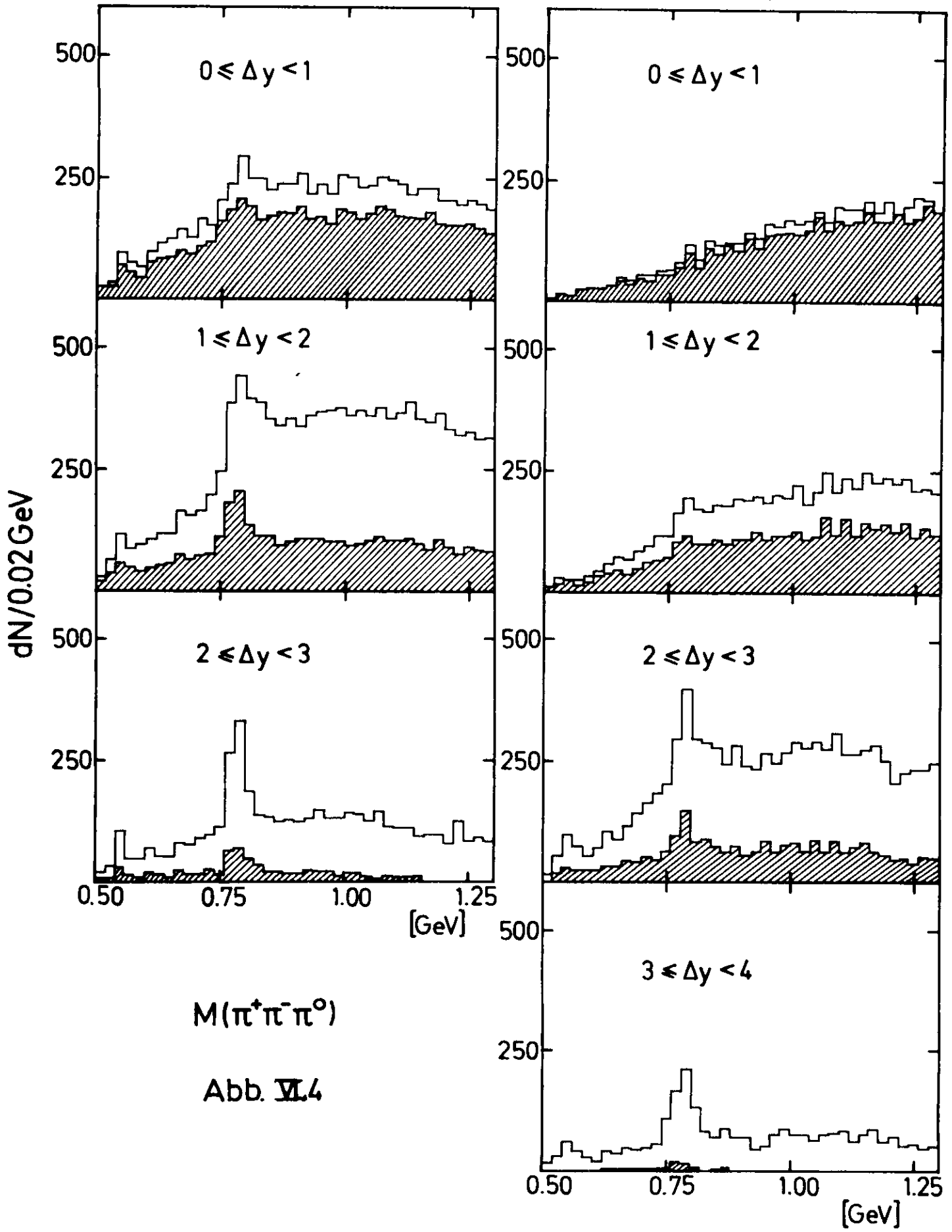


Abb. 3b

12GeV/c

24GeV/c



$M(\pi^+\pi^-\pi^0)$

Abb. VI.4

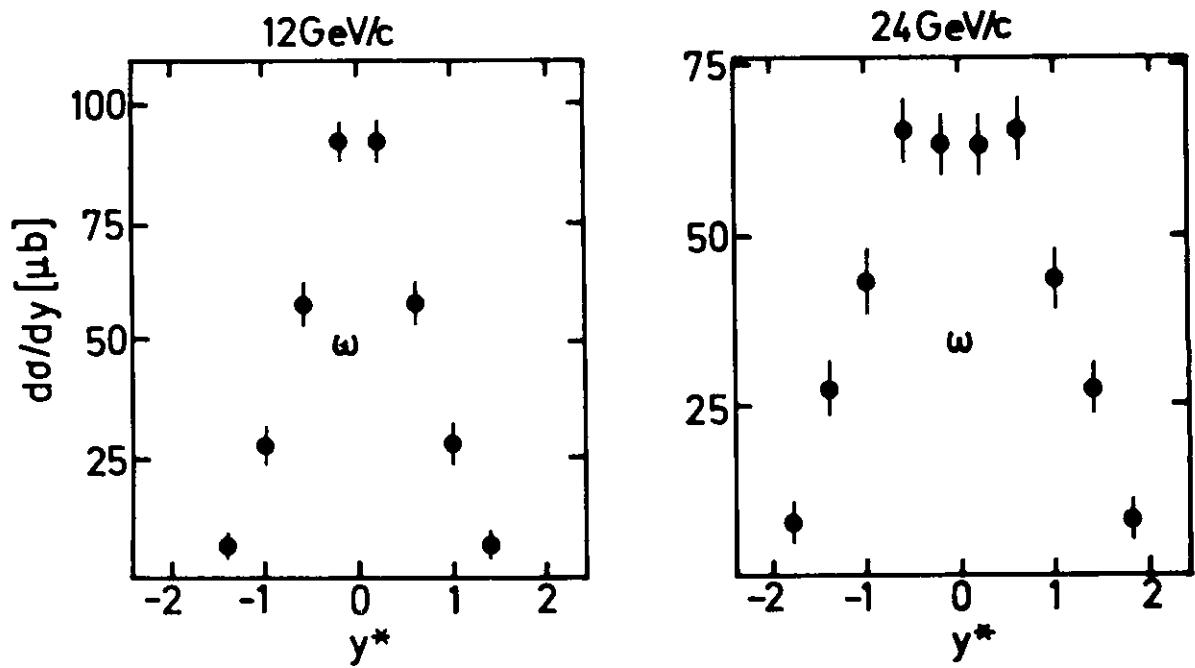
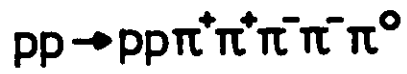
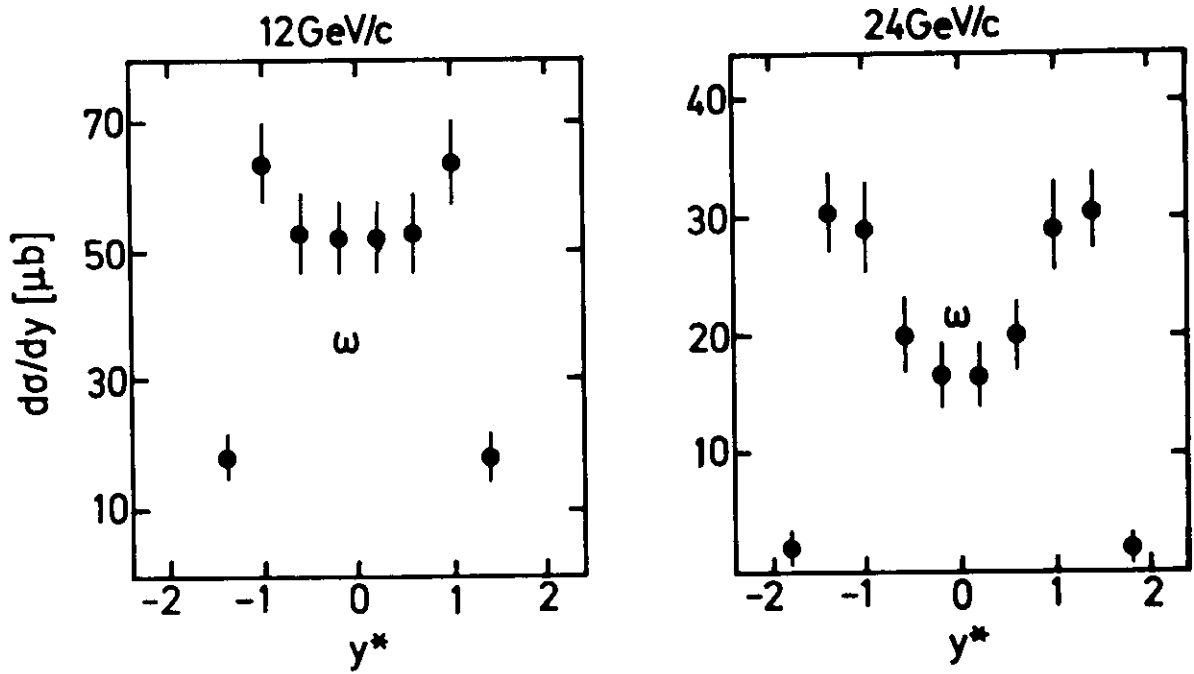


Abb.VI.5a



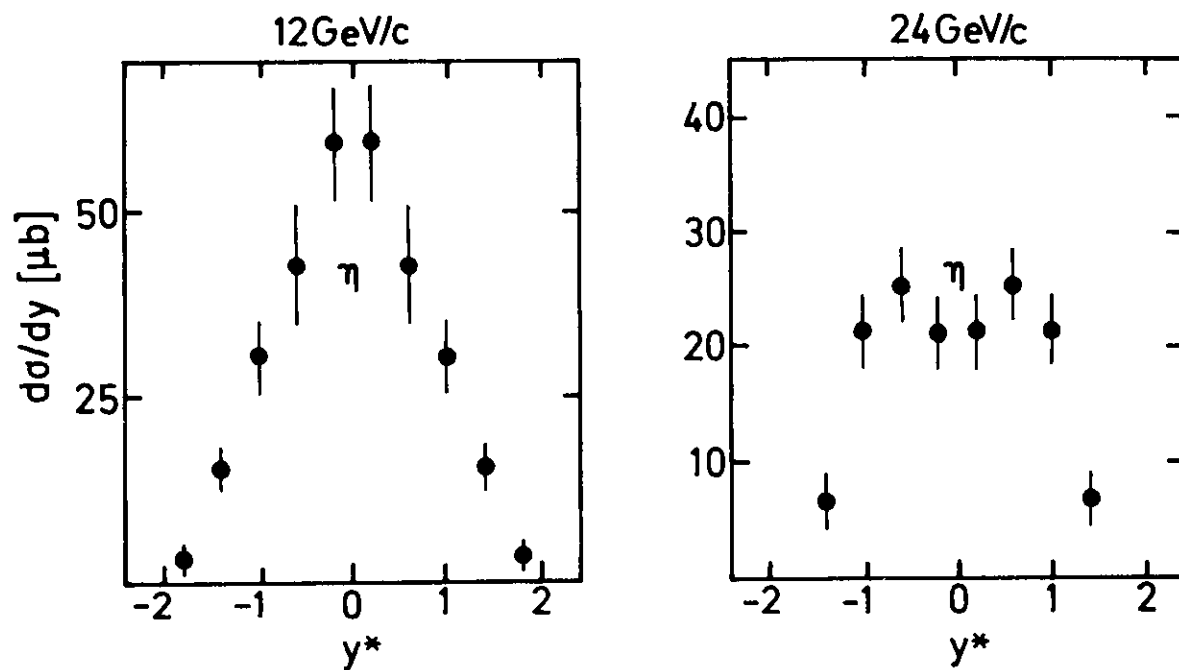
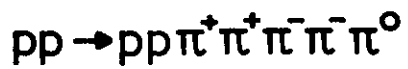
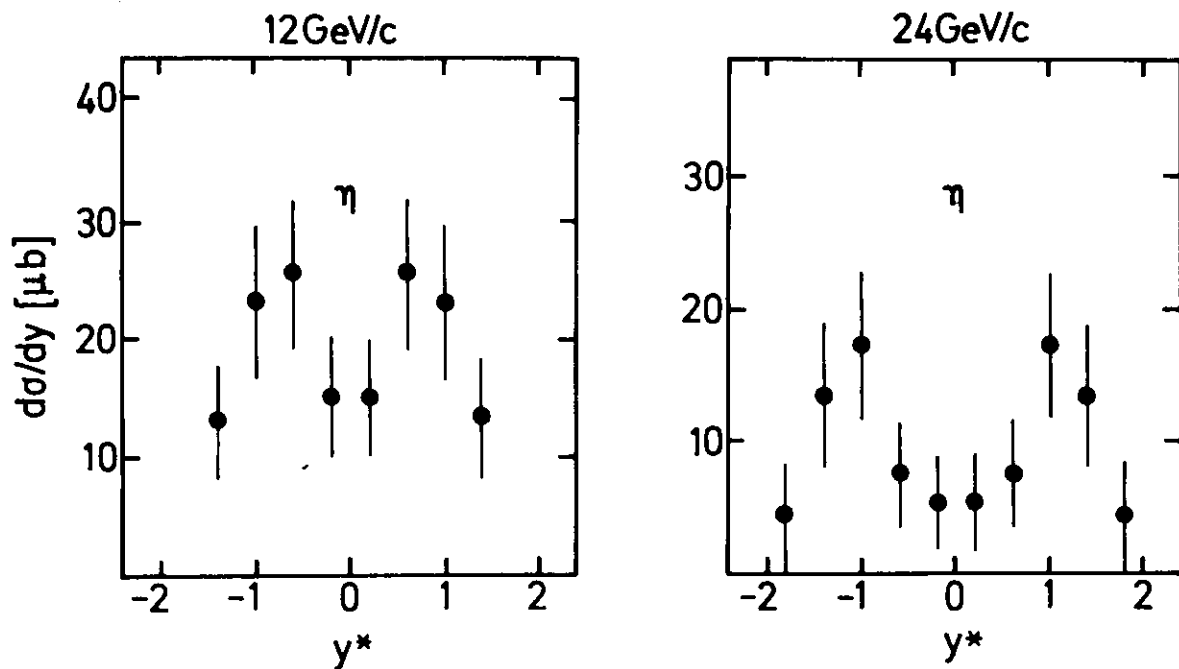
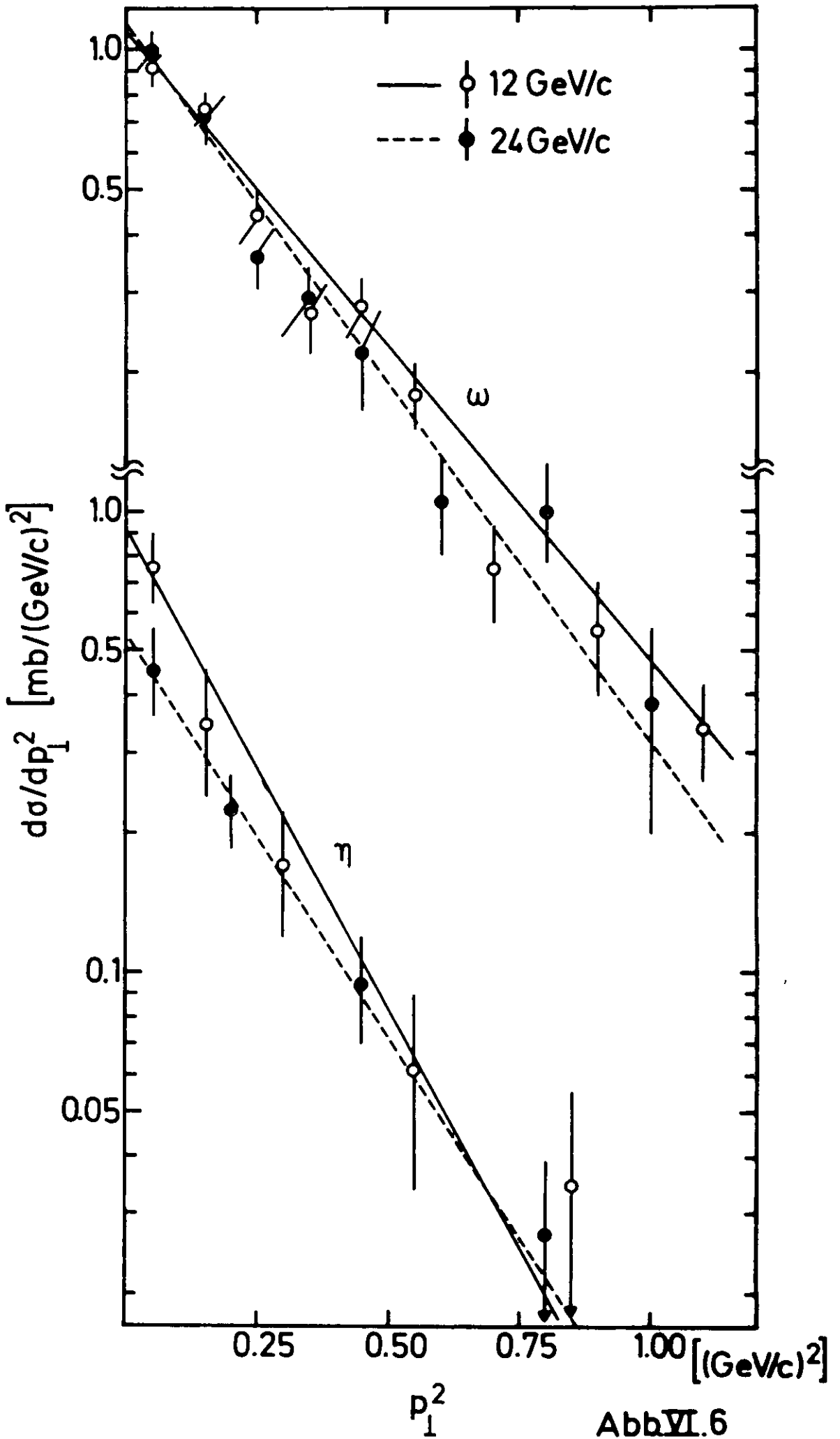


Abb. VI.5b



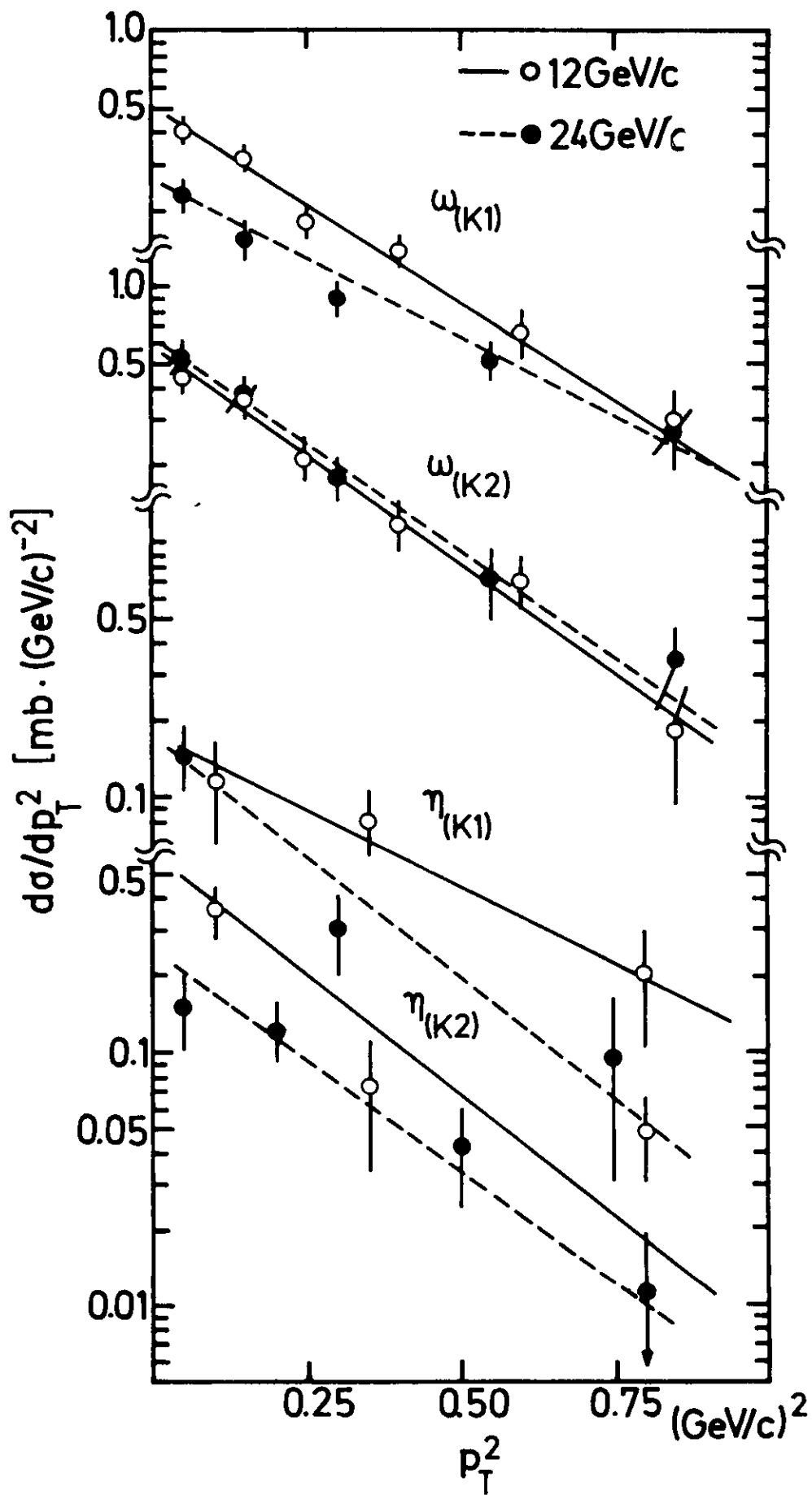


Abb. VI. 6a

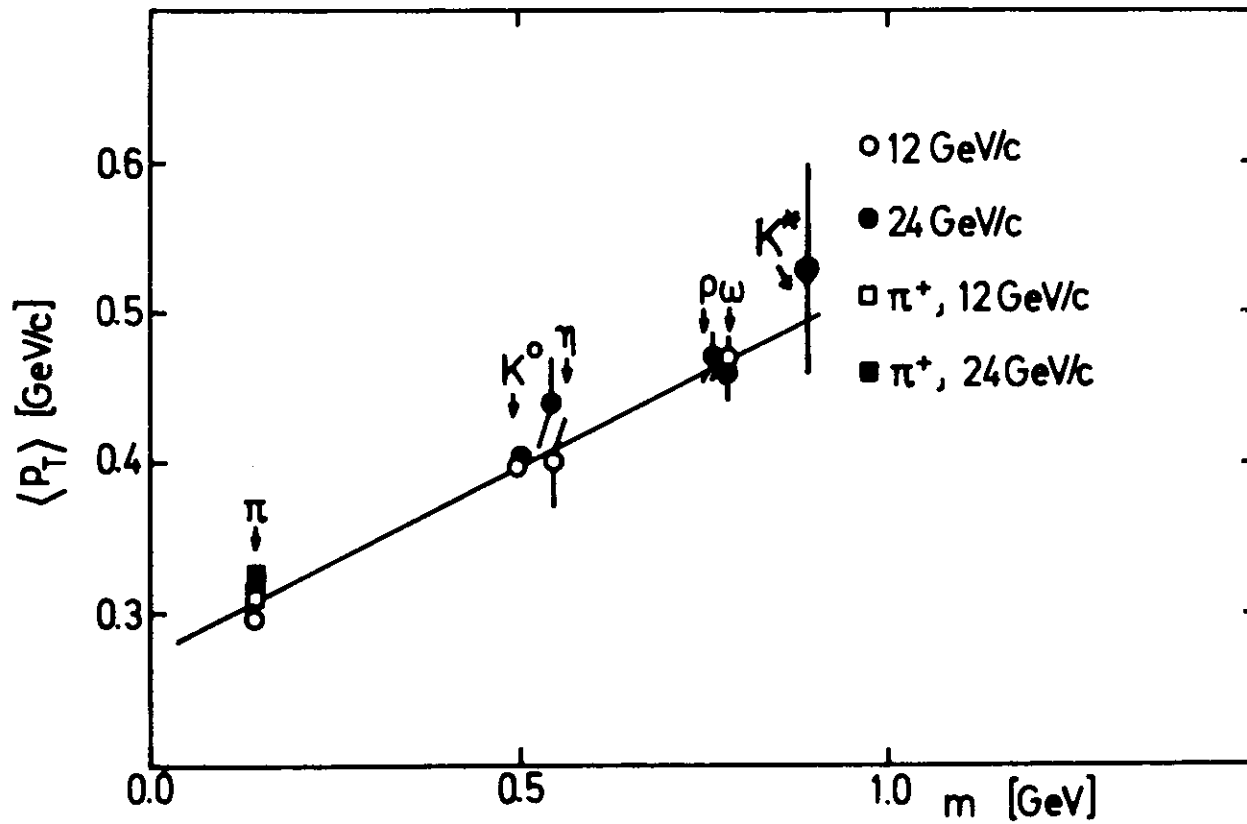
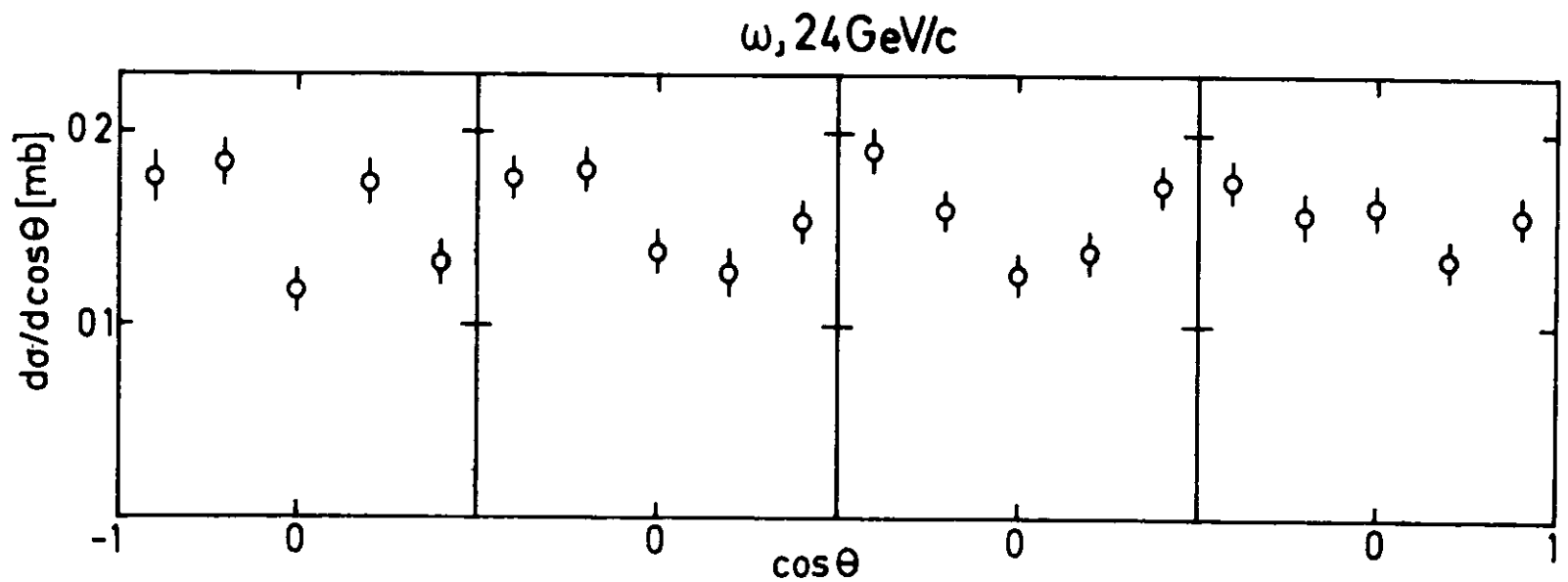
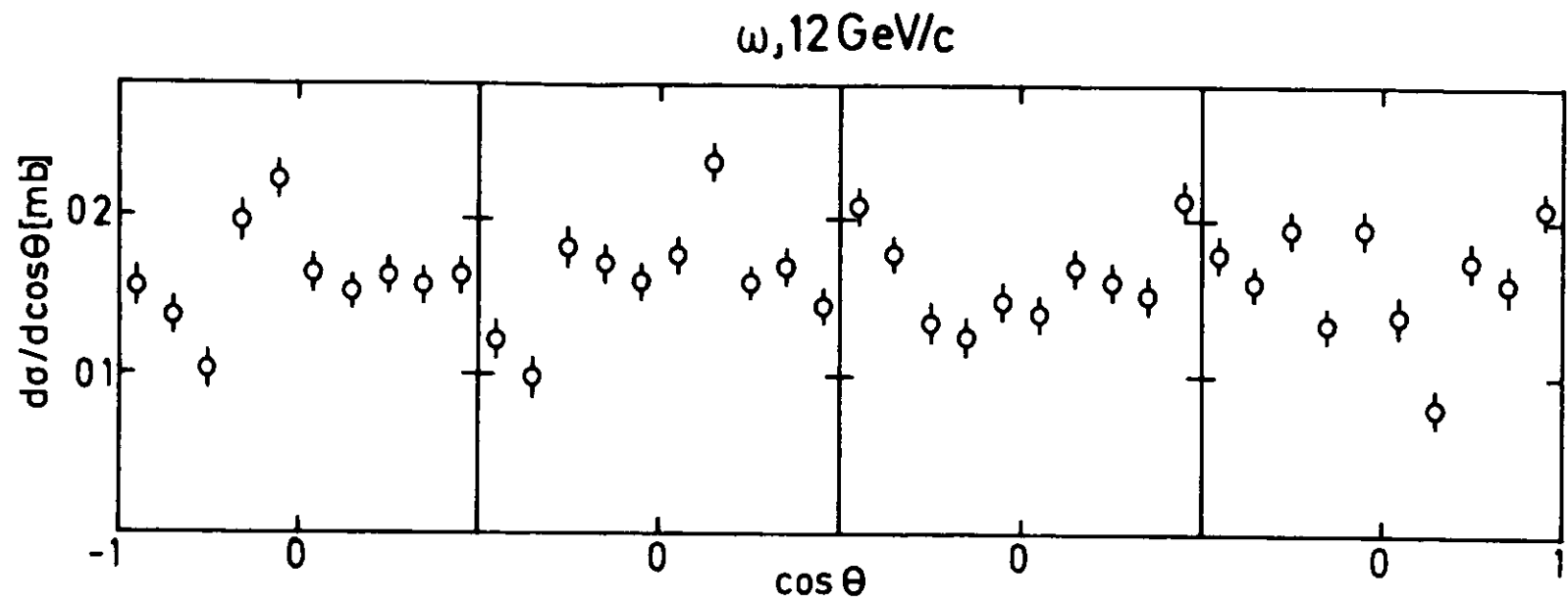


Abb. VII 7



HELIZITÄT

PRODUKTIONS-  
NORMALE

ADAIR

FENSTER-URETZKY

Abb. VI. 8

### XII. Danksagungen

Herrn Prof. M. W. Teucher danke ich dafür, daß ich in der Blasen-  
kammergruppe diese Arbeit anfertigen durfte.

Bei den Herren Dr. V. Blobel und Dr. P. Söding bedanke ich mich  
für viele wertvolle Hinweise und nützliche Anregungen.

Weiterhin gilt mein Dank allen Beteiligten am Experiment, insbe-  
sondere den Herren Dr. H. Fesefeldt, D. Gall und Dr. B. W. Hellwig,  
Dr. D. Mönkemeyer und H. Neumann.

Frau H. Siegner danke ich für sorgfältige Anfertigung von Zeich-  
nungen ebenso wie den Mitgliedern der Kollaboration in Bonn und  
München für gute Zusammenarbeit.