

Interner Bericht
DESY F1-76/01
Januar 1976

DESY-Bibliothek
U 8. MRZ. 1976

pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls:
Inklusive Rho-Erzeugung und Untersuchung von Austauschprozessen

von

Hartmut Neumann

pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls:
Inklusive Rho-Erzeugung und Untersuchung von Austauschprozessen

D i s s e r t a t i o n
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg

vorgelegt von
Hartmut Neumann
aus Zwickau

Hamburg
1975

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Referent: Prof. Dr. M.W. Teucher

Korreferent: Prof. Dr. G. Weber

Mündliche Prüfung: 9.7.1975

Prof. Dr. A. Lindner

(Sprecher des Fachbereichs Physik)

Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>Zusammenfassung</u>	1
I. <u>Einleitung</u>	3
II. <u>Experimentelles Verfahren</u>	5
1.) Allgemeiner Überblick	5
2.) Strahl und Blaskammer	5
3.) Mustern, Vormessen und Messen der Ereignisse	6
4.) Geometrische Rekonstruktion und kinematische Analyse der Ereignisse	7
5.) Behandlung fehlerhafter Messungen und Korrekturen auf Verluste	7
6.) Hypothesenauswahl	8
III. <u>Inklusive Variablen und invariante Wirkungsquerschnitte</u>	12
IV. <u>Inklusive Erzeugung von Vektormesonen</u>	15
1.) Überblick	15
2.) Methode zur Untersuchung inklusiver Vektor- Meson-Produktion	16
3.) Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte	19
4.) Diskussion des Verhältnisses von inklusiver ρ^- zur π^- -Erzeugung	23
5.) Vergleich zwischen Vektor-Meson- und $\mu^+\mu^-$ -Paar- Erzeugung durch das Vektor-Dominanz-Modell	24
A) Aussagen des Vektor-Dominanz-Modells über $\mu^+\mu^-$ -Paar-Erzeugung	24
B) Akzeptanzkorrektur der $\mu^+\mu^-$ -Daten	26
C) Vergleich der Ergebnisse	29

	Seite
V. <u>Streuung virtueller Pionen</u>	31
1.) Allgemeine Voraussetzungen	31
2.) Vergleich reeller und virtueller 'elastischer' Streuung	35
3.) Vergleich inklusiver Verteilungen	41
VI. <u>Danksagung</u>	47
VII. <u>Literaturverzeichnis</u>	48
VIII. <u>Abbildungsverzeichnis</u>	51
<u>Abbildungen</u>	

Zusammenfassung

pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c werden mit der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer untersucht.

Ein Teil dieser Arbeit befaßt sich mit der Messung inklusiver ρ -Produktion. Als Wirkungsquerschnitt für das ρ^0 ergibt sich

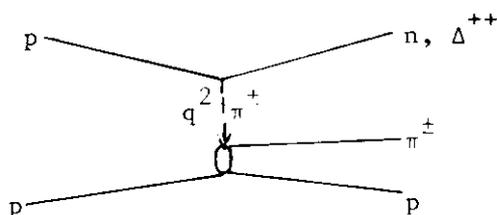
$$\sigma (pp \rightarrow \rho^0 X) = \begin{cases} (1.80 \pm 0.25) \text{mb bei } 12 \text{ GeV/c} \\ (3.49 \pm 0.42) \text{mb bei } 24 \text{ GeV/c} \end{cases}$$

Damit läßt sich abschätzen, daß etwa 1/9 (1/7) aller Pionen bei 12 (24) GeV/c aus ρ -Zerfällen stammen.

Differentielle Untersuchungen zeigen, daß das ρ^0 überwiegend zentral erzeugt wird. Der mittlere Transversalimpuls ist größer als der der Pionen und Protonen. In keinem der untersuchten Koordinatensysteme kann eine Polarisation festgestellt werden.

Mit Hilfe der ρ^0 - und der in diesem Experiment ebenfalls bestimmten ω -Wirkungsquerschnitte wird der Vektor-Dominanz-Beitrag zu der Reaktion $pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ bei 25 GeV/c ermittelt. In dem gesamten untersuchten Bereich der effektiven $\mu^+ \mu^-$ -Paar-Masse von 1 GeV bis zum Ende des Phasenraumes liegt das Ergebnis der Vektor-Dominanz-Rechnung um einen Faktor 2 bis 3 unter den experimentellen Werten.

In einem anderen Teil der Arbeit wird die Streuung virtueller Pionen $\pi_{\text{virt}}^\pm p$ oberhalb des Resonanzgebietes untersucht. Es zeigt sich, daß die elastische Streuung virtueller Pionen, untersucht in den exklusiven Reaktionen $pp \rightarrow pn\pi^+$ und $pp \rightarrow p\Delta^{++}\pi^-$ (siehe Graph 1), der Streuung reeller Pionen ähnlich ist.



(1)

Der inklusive Prozeß $\pi_{\text{virt}}^- p \rightarrow cX$ wird in der Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++} X'$, $X' = c + X$, untersucht. Es zeigt sich, daß der Anteil elastischer und inelastischer diffraktiver Streuung an diesem Prozeß wesentlich geringer ist als bei der Streuung reeller Pionen. Mögliche Ursachen hierfür werden diskutiert.

I. Einleitung

In dieser Arbeit werden einige Aspekte von pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls behandelt. Nachweisgerät ist die CERN-2m-Wasserstoff-Blasenkammer. Bei beiden Energien sind bis jetzt je etwa 180 000 Ereignisse, d.h. 4.6 Ereignisse/ μb , ausgewertet worden.

In den letzten Jahren gewannen inklusive Untersuchungen sowohl aus theoretischen als auch aus meßtechnischen Gründen zunehmend an Interesse. Bei pp-Reaktionen sind inklusive Verteilungen bis zu den höchsten zur Zeit erreichbaren Schwerpunktsenergien von etwa $\sqrt{s} = 62$ GeV untersucht worden. Jedoch erstrecken sich diese Messungen überwiegend auf langlebige Teilchen, vor allem auf Protonen und geladene π^- und K-Mesonen. Über inklusive Resonanzzeugung in pp-Reaktionen ist so gut wie nichts bekannt. Ein Teil dieser Arbeit befaßt sich daher mit der Erzeugung der Vektor-Mesonen ρ^0 , ω und $K^{*\pm}$, d.h. von Resonanzen mit Spin-Parität $J^P = 1^-$. Das vorliegende Experiment scheint für diese Untersuchungen besonders geeignet, da a) die Impulse aller geladenen Teilchen gemessen werden und b) die Anzahl der gemessenen Ereignisse hoch ist, so daß auch Resonanzen mit kleinem Wirkungsquerschnitt und großem Untergrund untersucht werden können.

Die Untersuchung der Vektor-Meson-Erzeugung ist für eine Reihe von theoretischen Ansätzen von Interesse. Hier soll vor allem ihre Verknüpfung mit virtueller Photon- und damit mit Lepton-Paar-Erzeugung über das Vektor-Dominanz-Modell betrachtet werden.

In einem anderen Teil dieser Arbeit werden Prozesse behandelt, die möglicherweise über den Austausch eines Pions verlaufen. Verschiedene Versionen des Ein-Pion-Austausch-Modells haben sich bei der Beschreibung von exklusiven Reaktionen im Resonanzbereich bewährt, d.h. in einem Bereich, in dem sich die Beiträge bestimmter Partialwellen abtrennen lassen. In dieser Arbeit soll untersucht werden, wieweit sich die Beschreibung durch Ein-Pion-Austausch erweitern läßt. Eine der Erweiterungen ist die Untersuchung exklusiver Reaktionen im Diffraktionsbereich. Dazu wird ein modellunabhängiger Vergleich virtueller π -Streuung mit elastischer reeller π -Streuung mit Hilfe der Reaktionen $pp \rightarrow n p \pi^+$ und $pp \rightarrow \Delta^{++} p \pi^-$ mit effektiven $p\pi$ -Massen oberhalb von 2.5 GeV durchgeführt.

Eine andere Erweiterung ist die Analyse inklusiver Reaktionen, bei denen π -Austausch eine dominierende Rolle spielen könnte. Ihre Untersuchung ist an Hand der Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++} X'$ möglich. (In diesem Fall steht X' für das zu untersuchende inklusive System.) Elastizität, Multiplizitäten und differentielle Ein-Teilchen-Verteilungen des X' -Systems können mit π -induzierten Reaktionen verglichen werden, und zwar bei mehreren, aber für reelle und virtuelle πp -Streuung stets gleichen Energien. Auch für diese Untersuchungen sind hohe Statistik und Messung der Impulse aller geladenen Teilchen wichtig.

II. Experimentelles Verfahren

1.) Allgemeiner Überblick

Als Nachweisgerät für die pp-Wechselwirkungen dient die CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer. Die Protonen werden mit dem am CERN-Synchrotron installierten Strahlsystem U5 (LAZ 68) in die Blaskammer geleitet.

Die Durchführung des Experimentes erfolgt in Zusammenarbeit der Labors:

Physikalisches Institut der Universität Bonn,
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg,
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg,
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München.

Die Auswertung der Bilder geschieht in teilweise getrennten Auswerteketten, die aufeinander abgestimmt worden sind.

In den folgenden Abschnitten werden Strahl und Blaskammer sowie die Hamburger Auswertekette kurz beschrieben. Weiterhin werden Kriterien angegeben für die Auswahl der Massenzuordnungen zu den einzelnen Spuren (für inklusive Untersuchungen) bzw. für die Auswahl der Hypothesen für die vollständige kinematische Analyse der Ereignisse (für die hier verwendeten exklusiven Kanäle). Über Details informiert die angeführte Literatur.

2.) Strahl und Blaskammer

Der Strahlaufbau ist bei 24 GeV/c Laborimpuls etwas anders als bei 12 GeV/c (HEL 73). Bei 12 GeV/c werden Protonen hoher Energie aus dem Synchrotron durch schnelle Ejektion auf ein externes Kupfer-Target gelenkt. Unter einem Winkel von 0° erzeugte Sekundärteilchen werden durch Ablenkmagnete einer Impulsanalyse unterworfen. Dabei wird eine Impulsauflösung von etwa $\pm 0.25\%$ erreicht. Durch drei Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren erfolgt eine Massenseparation. Vor dem Eintritt in die Blaskammer wird das Strahlprofil vertikal vergrößert, damit auf der photographischen Aufnahme möglichst wenige Strahlspuren übereinanderlaufen.

Bei 24 GeV/c wird ein internes, d.h. im Vakuumrohr des Synchrotrons befindliches Target benutzt. Auf dieses werden Protonen mit einem Impuls von etwas mehr als 24 GeV/c gelenkt. Geladene Sekundärteilchen mit 24 GeV/c Impuls sind ausnahmslos Protonen, so daß eine Massenseparation entfällt. Im übrigen ist der Aufbau ähnlich wie bei 12 GeV/c.

Die 2m-Wasserstoffblasenkammer (HBC 72) ist ein länglicher Edelstahlkörper, dessen beide Längsseiten durch zwei große Glasfenster geschlossen sind, durch die die Spuren beleuchtet und photographiert werden. Jedes Fenster ist 2.20 m lang und 77 cm hoch. An der Aufnahmeseite sind drei Kameras im Halbkreis installiert, um eine räumliche Rekonstruktion der Spuren zu ermöglichen.

Expansionszyklus und Strahleintritt sind so aufeinander abgestimmt, daß kurz vor dem Minimum des Kammerdruckes die Wechselwirkungen stattfinden und kurz nach dem Minimum beleuchtet und photographiert wird. Die Arbeitstemperatur der Kammer liegt zwischen 25° und 27° K. Damit die Blasengröße und -dicke sich nicht ändern, müssen die einmal gewählte Abstimmung des Expansionszyklus, des Zeitpunkts des Strahleintritts und der Aufnahme sowie die Temperatur (auf $\pm 0.05^{\circ}$ K) konstant gehalten werden.

3.) Mustern, Vormessen und Messen der Ereignisse

Bei der Musterung werden Ereignisse nach ihrer Topologie klassifiziert, d.h. nach der Anzahl der vom Primärvertex auslaufenden Spuren geladener hadronischer Teilchen und nach den Zerfällen geladener und neutraler seltsamer Teilchen. Die Filme werden in zwei unabhängigen Durchgängen gemustert. Auftretende Differenzen werden in einem dritten Durchgang überprüft und entschieden. Dadurch ist es möglich, die Musterungsverluste zu reduzieren und sie, soweit sie statistisch unabhängig sind, abzuschätzen. Ereignisse bestimmter Topologien können systematisch übersehen werden. Korrekturen - auch auf systematische Verluste - werden in Abschnitt 5 beschrieben.

Beim Vormessen werden in Hamburg zwei verschiedene Verfahren verwendet, je nach der zur genauen Ausmessung angewandten Methode:

- a) Vormessung für das 'road guidance'-System: Für jedes Ereignis werden die Koordinaten der Vertices und zweier Punkte auf der Spur gemessen.
- b) Vormessung für das 'minimum-guidance'-System: Es werden nur die Vertices gemessen.

Das genaue Ausmessen eines Ereignisses geschieht auf einer automatischen Bildmeßanlage vom Typ HPD (Hough-Powell-Device) (MUE 73). Dabei wird entweder das 'road guidance'-System (MOE 72) oder das 'minimum guidance'-System (GER 69) verwendet. Gleichzeitig liefert der HPD Information über die Ionisation der Spuren.

4.) Geometrische Rekonstruktion und kinematische Analyse der Ereignisse

Die geometrische Rekonstruktion der Ereignisse erfolgt durch das CERN-Programm THRESH (THR 68) in einer Version, die die Massenabhängigkeit des Energieverlustes der Teilchen berücksichtigt. Das CERN-Programm GRIND (GRI 68) ordnet jedem Ereignis kinematisch erlaubte Massenhypothesen zu. Im Programm SELDEC (BLO 71, MOE 72) werden diese Hypothesen auf ihre Verträglichkeit mit der vom HPD gemessenen Ionisation geprüft.

5.) Behandlung fehlerhafter Messungen und Korrekturen auf Verluste

Das Programm SELDEC gibt auch die Ereignisse an, die schlecht oder fehlerhaft gemessen sind. Es wird teils vom Programm, teils auf den Meßtischen entschieden, ob das Ereignis die Auswertekette noch einmal durchlaufen soll oder ob es mit den vorhandenen technischen Mitteln nicht meßbar ist. Zur Zeit müssen beim 'road-guidance'-System ca 20 %, beim 'minimum-guidance'-System ca 25 % der Ereignisse nachgemessen werden. Das erfolgt in beiden Fällen nach dem 'road-guidance'-System. Ereignisse, die den zweiten Durchgang nicht unbeanstandet passieren, werden als unmeßbar klassifiziert (insgesamt etwa 4 % der Ereignisse).

Verluste können also beim Mustern und bei der Messung am HPD auftreten. Von den beim Vormessen entstehenden ist für diese Arbeit vor allem die folgende Fehlerquelle wichtig:

2-Spur-Ereignisse, d.h. Ereignisse mit zwei vom Primärvertex auslaufenden Spuren, werden häufig übersehen, wenn ein Teilchen nur eine kurze Spur in der Blaskammer hinterläßt, besonders wenn diese Spur auch noch in Richtung auf die Kameras läuft. Auf diese Verluste kann durch Gewichtsfaktoren für bestimmte Ereignistypen weitgehend korrigiert werden. Diese Verluste zeigen sich z.T. durch Anisotropie der Winkelverteilung um die Strahlachse. Im Kanal $pp \rightarrow pn\pi^+$ zeigt sich bei Ereignissen mit kurzer π^+ -Spur, daß die Longitudinalverteilung im Laborsystem nicht 'glatt' von negativen zu positiven Werten verläuft, sondern Verluste bei Longitudinalimpulsen um Null aufweist. (Kurze Proton-Spuren gehören fast ausschließlich zu elastischen Ereignissen, die für die hier vorgenommenen Untersuchungen nicht verwendet werden.)

Der Prozentsatz der am HPD nicht meßbaren Ereignisse hängt vor allem von der Anzahl der am Primärvertex auslaufenden Spuren ab. Daher wird das Mikrobarn-Äquivalent ($\mu\text{b}/\text{Ereignis}$) topologieabhängig bestimmt.

Ereignisse mit mehr als 10 vom Primärvertex auslaufenden Spuren werden nicht gemessen. Bei 12 GeV/c sind solche Ereignisse bei der Musterung nicht gefunden worden, bei 24 GeV/c beträgt ihr Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt nur 0,1%, so daß sie für die hier durchgeführten Untersuchungen vernachlässigt werden können.

6.) Hypothesenauswahl

a) Inklusive Reaktionen

Nach Untersuchungen von H. Fesefeldt (FES 73) sind 2% (3%) der negativ geladenen Teilchen bei 12 (24) GeV/c seltsame Teilchen oder Antiprotonen. Ein Teil von ihnen kann eindeutig identifiziert werden, entweder durch sichtbaren Zerfall in der Blaskammer oder durch eindeutige Massenzu-

ordnung durch GRIND und die Ionisationsinformation des BPD. Bei positiven Teilchen beträgt der Anteil seltsamer Teilchen etwa 2,5 % (3,5 %) bei 12 (24) GeV/c. Da bei den folgenden Untersuchungen nur Protonen und Pionen betrachtet werden, erscheint es sinnvoll, bei Ambiguitäten mit seltsamen Teilchen oder Antiprotonen stets die π^- bzw. p und/oder π^+ Hypothese zu akzeptieren.

Die größere Fehlerquelle liegt bei positiven Teilchen ohnehin in der Trennung von p und π^+ , da durch Hypothesenanpassung im GRIND der weit- aus größeren Teil der Spuren sowohl π^+ als auch p -Massen zugeordnet werden. Im Laborsystem rückwärts laufende Teilchen sind aus kinematischen Gründen Pionen. Die Trennung durch Ionisationsmessung ist bis etwa 1,5 GeV/c Laborimpuls möglich. Daher lassen sich nach A. Brandt (BR 72) 90 % (88 %) der im Schwerpunktsystem rückwärts laufenden Teilchen bei 12 (24) GeV/c entweder als p oder als π^+ identifizieren, jedoch nur 41 % (28 %) der vorwärts laufenden. (Die Klassifizierung nach vorwärts - bzw. rückwärts laufend erfolgt dabei stets unter der Annahme, daß das Teilchen die π^+ -Masse hat.) Die p/π^+ -Ambiguität ist bei inklusiven Mehrteilchenreaktionen nicht durch ein generelles Verfahren zu beseitigen. (Bei inklusiven Einteilchenverteilungen kann sie am Grund der Symmetrie des Einzernszustandes statistisch behoben werden.) Diese Ambiguität wird bei den folgenden Untersuchungen stets besonders beachtet werden müssen.

b) Exklusive Reaktionen

In dieser Arbeit werden die beiden exklusiven Reaktionen

$$pp \rightarrow pp \pi^+ \pi^- \quad (11.6.1)$$

$$pp \rightarrow pn \pi^+ \quad (11.6.2)$$

verwendet. Reaktion (11.6.1) ist bei Kenntnis des 4-Impulses des Strahls kinematisch viertach überbestimmt (4-G-Fit), bei Reaktion (11.6.2) muß der Impuls des Neutrons aus den Impulsen der sichtbaren Teilchen berechnet werden, d.h. die Reaktion ist einfach überbestimmt

(1-C-Fit). Bei mehr als einem neutralen Teilchen ohne sichtbaren Zerfall läßt sich die Reaktion nicht mehr vollständig kinematisch rekonstruieren (multineutrale Ereignisse). Ein Teil der Ambiguitäten der kinematischen Anpassung lassen sich durch die Ionisationsentscheidung beheben. Fehlanpassungen der Hypothese (II.6.1) an Reaktionen mit auslaufenden seltsamen Teilchen haben nach Abschätzungen von C. Jetter (JET 75) einen Anteil von weniger als 2 %. Daher werden auch hier Mehrdeutigkeiten mit seltsamen Teilchen nicht berücksichtigt.

Weiterhin werden folgende Kriterien zur Hypothesenauswahl verwendet: Es wird davon ausgegangen, daß eine Hypothese um so glaubwürdiger ist, je größer die Zahl der Freiheitsgrade der kinematischen Anpassung ist. Die Hypothese (II.6.1) wird akzeptiert, wenn sich aus dem Programm GRIND eine Anpassungswahrscheinlichkeit ergeben hat, die größer als 0.1 % ist. Liegen verschiedene Anpassungen zur Hypothese (II.6.1) vor (d.h. Vertauschungen von p^- und π^+ -Spuren), so wird die mit der größten Wahrscheinlichkeit akzeptiert.

Die Mehrdeutigkeiten der Hypothese (II.6.2) mit der elastischen Reaktion ($pp \rightarrow pp$) und dem anderen 1-C-Fit ($pp \rightarrow pp\pi^0$) sind vernachlässigbar (ca. 0.1 % bzw. 0.5 %). Weiterhin liegen bei nur etwa 1 % der Ereignisse zwei Anpassungen an die Hypothese (II.6.2) vor. (MOE 72) Dagegen bestehen bei etwa der Hälfte der Anpassungen an die Hypothese (II.6.2) Mehrdeutigkeiten mit multineutralen Ereignissen. Da bei nur einfach überbestimmten Reaktionen die Gefahr falscher Anpassungen größer als bei 4-C-Fits ist, kann eine so einfache Methode zur Abtrennung, wie sie bei der Hypothese (II.6.1) angewandt wurde, allein nicht ausreichen. Als bestes Verfahren zur zusätzlichen Reinigung des Kanals (II.6.2) ergab sich - unter Ausnutzung der Symmetrie des Eingangszustandes - die Beschränkung auf Ereignisse, bei denen das Neutron im Schwerpunktsystem vorwärts läuft. Wegen der Peripheralität der Stöße, d.h. der Tatsache, daß die beiden Nukleonen ihren Impuls beim Stoß im allgemeinen nicht stark ändern, kann dann bei den meisten Ereignissen eines der auslaufenden geladenen Teilchen, bei vielen können auch beide durch Ionisation als p oder π^+ identifiziert werden.

Zwar verliert man durch diesen Schnitt die Hälfte der Ereignisse vom Kanal (11.6.2), hat aber den Vorteil, daß kein systematischer Fehler bei der Auswahl der Ereignisse entsteht. Diese Einschränkung bringt eine erhebliche Reduzierung der falschen Anpassungen. Das zeigt schon die Tatsache, daß die Zahl der Ereignisse, die die Hypothese (11.6.2) zugeordnet bekommen, nicht nur auf die Hälfte, sondern auf 42 % (40 %) bei 12 (24) GeV/c reduziert wird. Abb. 1 zeigt das Quadrat der fehlenden (d.h. neutralen) Masse für die Hypothese (11.6.2) für 12 und 24 GeV/c. Die schraffierten Verteilungen geben die fehlende Masse für Hypothesen mit im Schwerpunktsystem vorwärts laufenden Neutron wieder. Die Abbildung zeigt, daß für diese Hypothesen die Verteilung ein schärferes Maximum bei $M_{\bar{n}}^2$ (Quadrat der Masse des Neutrons) aufweist und vor allem der Untergrund von sehr großen und sehr kleinen fehlenden Massen fast verschwindet.

III. Inklusive Variablen und invariante Wirkungsquerschnitte

Der invariante Ein-Teilchen-Wirkungsquerschnitt der Reaktion



(X steht für beliebige, nicht nachgewiesene Teilchen) läßt sich als Produkt aus einem Phasenraumfaktor und einer Strukturfunktion f schreiben.

$$d^3\sigma = \frac{d^3\vec{p}}{E} f(s, \vec{p}) \quad (\text{III.2})$$

Dabei sind \vec{p} und E der 3-Impuls und die Energie des nachgewiesenen Teilchens; \sqrt{s} ist die Schwerpunktsenergie der Reaktion.

Bei inklusiven Mehrteilchenreaktionen



ist es für viele Fragestellungen sinnvoll, das System abc... als Quasi-Ein-Teilchen-System zu betrachten. In (III.2) sind \vec{p} und E dann definiert durch

$$\begin{aligned} \vec{p} &= \vec{p}_a + \vec{p}_b + \vec{p}_c + \dots \\ E &= E_a + E_b + E_c + \dots \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

Wegen der Rotationssymmetrie um die Strahlachse (bei unpolarisiertem Eingangszustand) hängt der Wirkungsquerschnitt nur von zwei unabhängigen Komponenten von \vec{p} ab. p_L bezeichnet die longitudinale, p_T die transversale Komponente.

Die kinematischen Variablen und ihre Strukturfunktionen für die hier durchgeführten Untersuchungen sind:

a) Die Feynmanvariable x

Sie ist definiert durch

$$x = \frac{p_L^*}{p_{\max}^*} \quad (\text{nicht-asymptotisch}) \quad (\text{III.5})$$

Ein Stern bezeichnet stets Größen im Schwerpunktsystem der Reaktion.
 p_{\max}^* ist der größte kinematisch erlaubte Impuls des Teilchens a bzw. des Systems abc...

Die zugehörige Strukturfunktion lautet:

$$f(s, x, p_T^2) = \frac{E^*}{\pi p_{\max}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (\text{nicht-asymptotisch}) \quad (III.6)$$

Für große ('asymptotische') Schwerpunktsenergien geht p_{\max}^* gegen $\frac{\sqrt{s}}{2}$.
 Damit ergibt sich:

$$x = \frac{2p_L^*}{\sqrt{s}} \quad (\text{asymptotisch}) \quad (III.7)$$

und analog zu (III.6):

$$f(s, x, p_T^2) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (\text{asymptotisch}) \quad (III.8)$$

Im folgenden wird die nicht-asymptotische Form verwendet - es sei denn, es wird ein Vergleich mit Verteilungen durchgeführt, die nur in asymptotischer Form vorliegen.

b) Die Rapidität y

Sie ist definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} = \operatorname{arctanh} \frac{p_L}{E} = \operatorname{arsinh} \frac{p_L}{\sqrt{p_T^2 + m^2}} \quad (III.9)$$

mit der Strukturfunktion

$$f(s, y, p_T^2) = \frac{1}{\tau} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} \quad (III.10)$$

y verhält sich additiv unter longitudinalen Lorentztransformationen;
d.h. diese bewirken nur eine Translation auf der y -Achse. Für kleine
Rapiditäten geht y gegen die longitudinale Geschwindigkeitskomponente
 $\frac{v_L}{c}$.

IV. Inklusive Erzeugung von Vektormesonen

1. Überblick

Inklusive Erzeugungsprozesse sind bisher vorwiegend für langlebige Teilchen gemessen worden. Bei Mesonen ist vor allem die Erzeugung von π^- und K-Mesonen untersucht worden, d.h. von pseudoskalaren ($J^P = 0^-$) Mesonen.

Messungen inklusiver Vektor-Meson ($J^P = 1^-$) Erzeugung sind bisher nur in Experimenten vorgenommen worden, bei denen diese 'führende' Teilchen sind, d.h. ihre Quantenzahlen überwiegend mit einem der kollidierenden Teilchen übereinstimmen, oder in Experimenten, bei denen man erwartet, daß ein großer Teil der Produktion durch Anregung eines der einlaufenden Teilchen entsteht. So ist inklusive ρ^0 -Erzeugung in Photoproduktion an Wasserstoff (FRI 71) und Deuterium (GAN 73) und weiterhin in \bar{p} -p-Reaktionen (BOR 73) und π^+ p-Reaktionen (GOR 75) untersucht worden. Oberhalb der Energie konventioneller Beschleuniger ($p_{\text{Lab}} < 30 \text{ GeV}/c$) ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\pi^-p \rightarrow \rho^0 X$ bei 205 GeV/c Laborimpuls für einen Teil des kinematischen Bereichs bestimmt worden (WIN 74). K^{*+} -Erzeugung ist in K^+p -Reaktionen (CHL 73) untersucht worden.

Beipp-Reaktionen, in denen man eine mehr zentrale Erzeugung mit vergleichsweise geringem Wirkungsquerschnitt erwartet, ist über die inklusive Vektor-Meson-Produktion aus anderen Experimenten bisher nichts bekannt. (Ein Teil der Ergebnisse der hier vorliegenden Untersuchungen ist bereits veröffentlicht worden (BL073a).) Gerade in pp-Reaktionen ist die Produktion von Vektor-Mesonen für eine Reihe von theoretischen Ansätzen von Interesse. So könnten ρ -Mesonen in einer Art hadronischer Bremsstrahlung erzeugt werden (FEY 69). Ein großer Anteil der Pionen würde dann aus ihrem Zerfall stammen. Andererseits sagt das 'dual resonance model' (FEN 73) für Vektor-Meson-Produktion einen Wirkungsquerschnitt voraus, der um einen Faktor von etwa 10^{-3} unter dem für Skalar-Meson-Produktion liegt. Die Untersuchung der Vektor-Meson-Erzeugung liefert weiterhin die Möglichkeit zu prüfen, wieweit Lepton-Paar-Produktion durch das Vektor-Dominanz-Modell beschrieben werden kann.

2. Methode zur Untersuchung inklusiver Vektor-Meson-Produktion

Zunächst soll das Vorgehen bei der Analyse inklusiver ρ^0 -Erzeugung in diesem Experiment dargestellt werden. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wird die effektive Masse aller $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen betrachtet. Dabei werden alle positiv geladenen Teilchen, die nicht eindeutig als Protonen identifiziert worden sind, als π^+ angesehen. Wegen der Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie des Ausgangszustandes im Schwerpunktsystem genügt es für die Untersuchung des totalen und der meisten differentiellen Wirkungsquerschnitte, die $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen mit rückwärts laufenden π^+ zu betrachten. Hier ist die p/π^+ -Trennung im allgemeinen möglich (siehe Abschnitt II.6 a). Abb.2 (oben) zeigt die Massenverteilung für alle $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen mit rückwärts laufenden π^+ . Die Verteilung weist keine Resonanzstruktur auf außer der des $\rho^0(765)$. (Die feine Struktur auf dem Phasenraummaximum bei etwa 500 MeV läßt sich durch nicht erkannte K_S^0 -Zerfälle direkt am Vertex erklären.) Für die Analyse wird angenommen, daß die als π^+ falsch interpretierten Protonen keine ausgeprägte Struktur im Spektrum hervorrufen.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wird eine χ^2 -Anpassung im Bereich von 500 MeV bis 1000 MeV durchgeführt. Der Untergrund wird durch ein Polynom 2. Grades parametrisiert und das ρ^0 -Signal durch eine P-Wellen Breit-Wigner-Funktion nach Jackson (JAC 64), multipliziert mit demselben Polynom. Dieses Polynom wird also als eine Approximation des Phasenraumes angesehen. Diese Parametrisierung führt zu statistisch akzeptierbaren Anpassungen (siehe unten). In Abb. 2 sind sowohl der Untergrund als auch die angepaßte Gesamtfunktion mit Linien eingezeichnet. Wegen der Beschränkung auf π^+ , die in eine Hemisphäre laufen, muß der angepaßte Wirkungsquerschnitt mit einem Faktor 2 multipliziert werden, um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Der Beitrag der 'Schwänze' der Breit-Wigner-Funktion außerhalb des Anpassungsbereiches wurde mit etwa 7 % abgeschätzt; die Wirkungsquerschnitte wurden entsprechend korrigiert.

In analoger Weise werden die $\pi^+\pi^-$ -Verteilungen in Intervallen der Schwerpunktsrapidität untersucht (Abb.2). Zur Bestimmung der y^* -Vertei-

lungen genügt es auch hier, sich auf die im Schwerpunktsystem rückwärts laufenden π^+ zu beschränken. Die Intervalleinteilung muß dabei nach dem Betrag der Rapidität erfolgen. Für die einzelnen Intervalle wird dasselbe Anpassungsverfahren wie für den totalen π^0 -Erzeugungsquerschnitt angewandt.

Ebenso lassen sich die invariante x -Verteilung und die Transversalimpulsverteilung durch Einteilen der $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen in entsprechende Intervalle bestimmen.

Verteilungen des Zerfallswinkels θ werden in verschiedenen Koordinatensystemen untersucht. θ ist dabei der Winkel des π^- im $\pi^+\pi^-$ -Ruhesystem gegen die Quantisierungsachse \hat{z} in dem betreffenden System (Definitionen von z werden in Abschnitt IV.3 angegeben). Da bei einigen Systemen die Beschränkung auf rückwärts laufende π^+ die Winkelverteilung verfälschen würde, werden bei Untersuchungen des Zerfallswinkels stets alle π^+ berücksichtigt.

Um zu prüfen, ob die vorgenommene Parametrisierung die π^0 -Verteilung richtig beschreibt, werden folgende Tests durchgeführt:

- a) In allen Anpassungen wird die π^0 -Masse als freier Parameter behandelt. Sie ergibt sich stets zwischen 740 MeV und 775 MeV mit einem Fehler von 4 bis 10 MeV. (Für die Gesamtverteilung werden $M_{\pi^0} = (762 \pm 5)$ MeV bzw. (770 ± 4) MeV bei 12 bzw. 24 GeV/c bestimmt.)
- b) Ein großer Teil der Anpassungen wird mit freier Breite Γ der Breit-Wigner Funktion wiederholt. Es ergeben sich stets Werte für Γ zwischen 120 MeV und 150 MeV. Das zeigt, daß das π^0 -Signal nicht 'ausgeschmiert' ist, wie es z.B. durch Endzustandswechselwirkung der Pionen geschehen könnte. Dieser Effekt kann also vernachlässigt werden. Es erscheint gerechtfertigt, mit fester Breite $\Gamma = 135$ MeV zu rechnen.
- c) Das χ^2 der Anpassungen ist stets etwa von der Größe der Freiheitsgrade.
- d) Wird die Anpassung in einzelnen Intervallen einer Variablen des $\pi^+\pi^-$ -Systems durchgeführt, so wird stets die Summe der Beiträge mit dem Gesamt-Wirkungsquerschnitt verglichen. Die Abweichungen betragen in allen Fällen weniger als $\frac{1}{4}$ des Fehlers der Gesamtanpassung. (Ein

kleinerer Fehler als der statistische Gesamtfehler ist wegen der Korrelation zwischen Gesamtverteilung und der Summe der Teilverteilungen zu erwarten.)

- e) Die $\pi^+ \pi^-$ -Verteilung wird durch ein Polynom 2. Grades allein gut beschrieben.
- f) Die Anpassung an die $\pi^+ \pi^-$ -Verteilung ohne Einschränkung der π^+ auf eine Hemisphäre - wobei man einen erheblich größeren Untergrund durch p/π^- -Ambiguitäten erhält - liefert innerhalb einer halben Standardabweichung übereinstimmende Resultate.
- g) Anpassungen des Untergrundes durch ein Polynom 3. Grades oder durch die Form e^{aM+bM^2} (M = effektive $\pi^+ \pi^-$ -Masse) ergeben Wirkungsquerschnitte, die um weniger als eine Standardabweichung verschieden sind. (Die Anpassungswahrscheinlichkeit bei diesen Parametrisierungen ist kleiner.)

In ähnlicher Weise, wie es hier für das ρ^0 beschrieben worden ist, wurden die totalen und z.T. die differentiellen Wirkungsquerschnitte für das ω von B. Schwarz (SCH 74) und für das $K^{*\pm}$ von H. Fesefeldt (FES 73) bestimmt. Es soll hier nur eine kurze Beschreibung der Verfahren gegeben werden.

Das ω kann in unserem Experiment nur durch den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ identifiziert werden. Die Bestimmung des π^0 -Impulses ist nur möglich, wenn keine weiteren - nicht durch ihren Zerfall in geladene Teilchen bestimmte - neutralen Teilchen in einem Ereignis auftreten (vgl. Abschnitt II.6b). Es kann also nur der quasi-inklusive Prozeß $pp \rightarrow \omega + (\text{geladene Teilchen})$ untersucht werden. Der Untergrund wird durch ein Polynom 3. Grades, die Resonanz durch eine Breit-Wigner Funktion, die mit einer Dreiecksauflösungsfunktion gefaltet wurde, beschrieben. Die Wirkungsquerschnitte sind auf die nicht beobachtbaren Zerfälle (vor allem $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$) korrigiert worden.

Die $K^{*\pm}$ -Wirkungsquerschnitte können aus der $K_S^0 \pi^\pm$ -Verteilung abgeschätzt werden. Dabei wurde der Resonanzbeitrag durch eine Breit-Wigner Funktion über einem handgezogenen Untergrund bestimmt. Die so ermittelten Wirkungsquerschnitte müssen auf nicht beobachtbare Zerfallskanäle ($K_L^0 \pi^\pm$ und $K^\pm \pi^0$) sowie auf geometrische Verluste (K_S^0 -Zerfälle außerhalb des

Musterungsvolumens) und auf Musterungsverluste korrigiert werden.

3. Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte

Mit den im vorigen Abschnitt angegebenen Verfahren erhält man die folgenden totalen Wirkungsquerschnitte in mb

Reaktion	12 GeV/c	24 GeV/c	
$pp \rightarrow \pi^0 + X$	1.80 ± 0.25	3.49 ± 0.42	
$pp \rightarrow \pi^0 + (\text{geladene Teilchen})$	0.32 ± 0.06	0.30 ± 0.05	
$pp \rightarrow \omega + (\text{geladene Teilchen})$	0.32 ± 0.02	0.32 ± 0.03	(IV.3.1)
$pp \rightarrow K^{*+} + X$	0.25 ± 0.03	0.64 ± 0.06	
$pp \rightarrow K^{*-} + X$	0.02 ± 0.02	0.14 ± 0.02	

Der besonders große Fehler des inklusiven π^0 -Wirkungsquerschnittes erklärt sich daraus, daß das Signal-Untergrund-Verhältnis hier wesentlich kleiner als bei den anderen hier beschriebenen Resonanzen ist.

Um die Wirkungsquerschnitte des π^0 und des ω vergleichen zu können, ist in der Tabelle auch der kinematisch mit der quasiinklusiven ω -Erzeugung vergleichbare Prozeß $pp \rightarrow \pi^0 + (\text{geladene Teilchen})$ angegeben. Die Wirkungsquerschnitte für die beiden Prozesse stimmen innerhalb der Fehler überein.

Differentielle Verteilungen können nur für das π^0 , ω und K^{*+} beobachtet werden, da für das K^{*-} der Wirkungsquerschnitt zu gering ist.

Abb. 3 (Kreise mit Fehlerbalken) zeigt die Verteilung der Schwerpunktsrapiditäten

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

Die Werte für die Vorwärtshemisphäre ergeben sich bei allen Verteilungen aus den Werten für die Rückwärtshemisphäre durch die Symmetrie um $y^* = 0$.

Abb. 4 zeigt die invariante x-Verteilung für das ρ^0

$$g(s, x) = \int f(s, x, p_T^2) dp_T^2$$

Die Erzeugung der hier untersuchten Vektor-Mesonen erfolgt überwiegend zentral. (Die Minima bei $y^* = 0$, die vor allem bei 24 GeV/c auftreten, sind nicht signifikant.) Im Gegensatz dazu zeigt bei der exklusiven Reaktion $pp \rightarrow pp\rho^0$ die y^* -Verteilung ein ausgeprägtes Minimum im Zentralbereich (MOE 72, BLO 73c).

Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Quadrat des Transversalimpulses

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

sind in Abb. 5 wiedergegeben. Sie sind mit einem exponentiellen Verhalten der Form

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A e^{-B p_T^2} \quad (\text{IV.3.2})$$

verträglich.

Eine Anpassung liefert folgende Steigungsparameter B in $(\text{GeV}/c)^{-2}$:

Reaktion	12 GeV/c	24 GeV/c	
$pp \rightarrow \rho^0 + X$	3.6 ± 0.3	3.6 ± 0.4	
$pp \rightarrow \omega + (\text{geladene Teilchen})$	3.4 ± 0.5	3.8 ± 0.4	(IV.3.3)
$pp \rightarrow K^{*+} + X$	3.3 ± 0.4	2.9 ± 0.4	

Unter der Annahme, daß sich die Transversalimpuls-Verteilung auch für große p_T wie (IV.3.2) mit dem Koeffizienten (IV.3.3) verhält, ergeben sich folgende Werte für die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle$ in MeV/c:

Reaktion	12 GeV/c	24 GeV/c	
$pp \rightarrow \rho^0 + X$	470 ± 20	470 ± 25	
$pp \rightarrow \omega + (\text{geladene Teilchen})$	480 ± 20	455 ± 25	(IV.3.4)
$pp \rightarrow K^{*+} + X$	490 ± 30	520 ± 35	

Offensichtlich sind die mittleren Transversalimpulse innerhalb der Fehler von der Strahlenergie unabhängig. Auch bei den anderen in diesem Experiment beobachteten Mesonen zeigte es sich, daß die Energieabhängigkeit von $\langle p_T \rangle$ gering ist. Anscheinend hängt $\langle p_T \rangle$, wie aus Abb. 6 hervorgeht, etwa linear von der Mesonenmasse ab. Eine systematische Abhängigkeit von anderen Quantenzahlen kann nicht festgestellt werden. (Die Werte für α^+ sind (BRA 72), für η (SCH 74) und für K^{*+} (FES 73) entnommen.) In Abb. 6 sind weiterhin die mittleren Transversalimpulse der Baryonen p und Λ eingezeichnet.

Die Verteilung des Zerfallswinkels θ wird in verschiedenen Koordinatensystemen untersucht. Abb. 7 zeigt die Verteilungen bei 24 GeV/c. θ bezeichnet dabei den Winkel eines der Zerfalls-Teilchen (beim \perp der Normalen auf der Zerfallsebene) im Resonanz-Ruhsystem gegen die jeweilige Quantisierungsachse \hat{z} . Diese ist in den untersuchten Systemen wie folgt definiert:

- a) Helizitätssystem : \hat{z} parallel zum Schwerpunktsimpuls der Resonanz
- b) Adair-System : \hat{z} parallel zum Strahlimpuls im Schwerpunktsystem
- c) Erzeugungs-Normalen-System: \hat{z} senkrecht zur Erzeugungsebene der Resonanz
- d) Fenster-Uretzky-System : \hat{z} parallel zu $\hat{p}_a - \hat{p}_b$; dabei sind \hat{p}_a und \hat{p}_b Einheitsvektoren in Strahl- bzw. Target-Richtung im Resonanz-Ruhsystem.

Eine besonders starke Anisotropie der ρ^0 -Verteilung im System d ist von Fenster und Uretzky auf Grund des 'dual resonance model' vorhergesagt worden. Innerhalb der statistischen Genauigkeit dieses Experiments sind jedoch alle untersuchten Verteilungen mit Isotropie verträglich, d.h. es kann keine Polarisation festgestellt werden.

Ein Vergleich der Vektor-Meson-Erzeugung in pp-Reaktionen mit den Ergebnissen aus anderen Eingangszuständen (Referenzen siehe Abschnitt 1) führt zu folgenden Resultaten:

Wie erwartet ist die Vektor-Meson-Erzeugung in pp-Stößen überwiegend zentral, während ihre Erzeugung in den Prozessen $\gamma d \rightarrow \rho^0 X$, $\pi^\pm p \rightarrow \rho^0 X$ und $K^+ p \rightarrow K^{*+} X$ überwiegend in Strahlrichtung erfolgt. Das Verhältnis von Vektor-Meson-Erzeugungsquerschnitt zum inelastischen Wirkungsquerschnitt $\frac{\sigma_V}{\sigma_{in}}$ ist in pp-Stößen kleiner als in diesen Reaktionen. Vergleicht man bei ungefähr übereinstimmenden Laborimpulsen, so ist $\frac{\sigma_V}{\sigma_{in}}$ für $\gamma d \rightarrow \rho^0 X$ etwa 4-mal größer, für $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 X$ etwa 3-mal größer, für $K^+ p \rightarrow K^{*+} X$ etwa 13-mal größer als für die Erzeugung dieser Vektormesonen in pp-Reaktionen. Weiterhin ist $\langle p_T \rangle$ für pp-Wechselwirkungen größer als für die anderen genannten Reaktionen.

H.A. Gordon und andere (GOR 75) haben ihre $\pi^+ p^-$ mit den pp-Daten dieser Untersuchung verglichen, um zu testen, wieweit für die ρ^0 -Erzeugung Faktorisierung gilt, d.h. wieweit die Verteilungen, normiert auf den totalen Wirkungsquerschnitt, im Proton-Fragmentationsgebiet und im Zentralgebiet unabhängig vom Strahl-Teilchen sind. Sie haben gezeigt, daß in $\pi^+ p$ -Reaktionen bei 22 GeV/c für $y^* < 0$ die $\frac{d\sigma}{dy^*}$ -Verteilung mit den in diesem Experiment bei 24 GeV/c beobachteten übereinstimmt. Da der totale $\pi^+ p$ -Wirkungsquerschnitt um einen Faktor von etwa 0.6 unter dem pp-Wirkungsquerschnitt liegt, spricht dieses Ergebnis gegen Faktorisierung. In dem Bereich $x < 0.5$ ergibt sich bei beiden Experimenten innerhalb der Fehler dieselbe p_T -Abhängigkeit. Auch die Zerfallswinkelverteilungen sind für $\pi^+ p$ -Reaktionen in diesem Bereich isotrop, während für größere x eine starke Anisotropie beobachtet wird.

Daten bei sehr großer Strahlenergie (205 GeV/c) liegen für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \rho^0 X$ für $y^* < 1$ vor. Für diesen Bereich wurde ein Wirkungsquerschnitt von (11.3 ± 2.3) mb ermittelt. Nimmt man ein ähnliches Verhalten für pp-Reaktionen an, so ist aus dieser Messung zu folgern, daß die hier bestimmten Wirkungsquerschnitte bei weitem noch nicht asymptotisch sind.

4. Diskussion des Verhältnisses von inklusiver ρ zur π -Erzeugung

In diesem Experiment ist der inklusive Wirkungsquerschnitt für geladene und neutrale Pionen etwa dreimal so hoch wie für neutrale Pionen allein, d.h. $\sigma(\pi) \approx 3 \cdot (\pi^0)$. Es liegt nahe, für ρ -Erzeugung dasselbe Verhältnis von geladenen zu neutralen ρ 's anzunehmen, d.h. $\sigma(\rho) \approx 3 \cdot (\rho^0)$. Bei 12 GeV/c ergibt sich daraus $\sigma(\rho) = 5.4$ mb. Da der entsprechende π -Wirkungsquerschnitt (99 ± 3) mb beträgt, folgt, daß nur 1/9 aller Pionen aus ρ -Zerfällen stammt. Bei 24 GeV/c ist $\sigma(\rho) = 10.5$ mb, $\sigma(\pi) = (144 \pm 3)$ mb, d.h. es stammen etwa 1/7 aller Pionen aus ρ -Zerfällen.

Um Aussagen über die Annahme Feynman's, daß ρ 's Produkte hadronischer Bremsstrahlung sind, zu gewinnen, hat man diffraktive Ereignisse auszuschließen, da bei diesen keine Quantenzahlen zwischen Projektil und Target ausgetauscht werden. In unserem Experiment beträgt der diffraktive Anteil etwa 7 mb (BEN 74) und damit der nicht-diffraktive Wirkungsquerschnitt etwa 23 mb bei beiden Energien. Damit ergeben sich im Mittel 0.23 (0.45) ρ 's pro nicht-diffraktivem Ereignis bei 12 (24) GeV/c. Die Pion-Multiplizität für nicht-diffraktive Ereignisse läßt sich mit 3.5 (5.0) abschätzen. (Dabei wird angenommen, daß die Pionenmultiplizität bei fester Zahl auslaufender Spuren für nicht-diffraktive Ereignisse etwa genauso groß wie bei der Gesamtzahl der Ereignisse ist.) Das heißt, daß bei diesen Ereignissen 1/8 (1/6) aller Pionen aus ρ -Zerfällen stammt.

Diese Abschätzungen zeigen, daß mit steigender Energie zwar ein höherer Anteil der π -Produktion über ρ -Erzeugung verläuft, daß aber bei 24 GeV/c die ρ -Produktion keine vorherrschende Rolle spielt. Andererseits ist diese um mehr als einen Faktor 10 stärker, als sie durch das 'dual resonance model' vorhergesagt worden ist. Gegen die Aussagen dieses Modells spricht auch die Isotropie der Zerfallswinkelverteilungen (siehe Abschnitt 3).

Um zu sehen, ob aus ρ^0 -Zerfällen stammende Pionen besonders häufig in bestimmten kinematischen Gebieten zu finden sind, wurden in Abb. 3 zusätzlich zur ρ^0 -Verteilung die y^* -Verteilungen der π^+ (durchgezogene Linien) und der π^- (unterbrochene Linien) eingezeichnet. Die Wirkungsquerschnitte der Pionen wurden dabei mit einem willkürlichen Faktor 1/10 multipliziert.

Wegen der großen Fehler der ρ^0 -Verteilung lassen sich nur grobe Abschätzungen vornehmen. Anscheinend sind die π -Verteilungen breiter als die des ρ^0 . Da die Pionen sehr leicht sind, erhalten sie beim ρ -Zerfall eine Rapidity bis zu $y = 1.6$ im ρ -Ruhesystem. Daher ist zu erwarten, daß die y^* -Verteilung der Pionen aus ρ^0 -Zerfällen breiter ist als die der ρ^0 . Die Verteilungen sind also verträglich mit der Annahme, daß der Beitrag der Pionen aus ρ^0 -Zerfällen zur Gesamtzahl der Pionen unabhängig von der Rapidity ist. Diese Annahme wird bestätigt durch Monte-Carlo-Rechnungen. Bei diesen wird angenommen, daß das p_T -Verhalten unabhängig von y^* ist und der ρ^0 -Zerfall in allen kinematischen Bereichen isotrop ist.

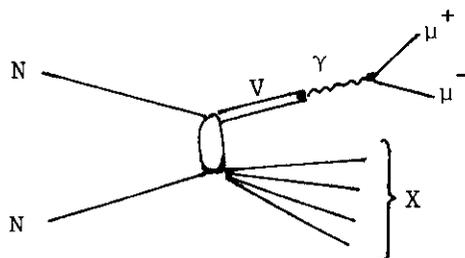
Dagegen scheint nach diesen Rechnungen der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der Pionen aus ρ^0 -Zerfällen etwas größer ($\langle p_T \rangle = 365$ MeV) als der aller Pionen ($\langle p_T \rangle = 300$ MeV bis 327 MeV; siehe Abb.6) zu sein.

5. Vergleich zwischen Vektor-Meson- und $\mu^+ \mu^-$ -Paar-Erzeugung durch das Vektor-Dominanz-Modell

A) Aussagen des Vektor-Dominanz-Modells über $\mu^+ \mu^-$ -Paar-Erzeugung

Vektormesonen sind eine Quelle von Leptonen-Paaren. Die in Abschnitt 3 angegebenen Wirkungsquerschnitte erlauben es, den Vektor-Dominanz-Beitrag von ρ^0 , ω und ϕ zur Reaktion $pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ zu berechnen. (Der ϕ -Beitrag kann in unserem Experiment vernachlässigt werden (BLO 75)).

Dabei wird der folgende Graph betrachtet:



(IV.5.1)

Zur Anwendung des Vektor-Dominanz-Modells (im folgenden VDM abgekürzt) ist es zweckmäßig, die Formel für das $\mu^+ \mu^-$ Massenspektrum in der Form

(MAT 69) darzustellen:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \left(1 - \frac{Q^2 - 4m_\mu^2}{3Q^2} \right) \sqrt{\frac{Q^2 - 4m_\mu^2}{Q^2}} \sigma^{\gamma^*}(s, Q^2) \quad (\text{IV.5.2})$$

Dabei ist m_μ die μ -Masse, $\sqrt{Q^2} = m_{\mu\mu}$ die effektive Masse des Myonenpaares, σ^{γ^*} der totale Erzeugungswirkungsquerschnitt des virtuellen γ mit der Masse $\sqrt{Q^2}$ und s die Gesamt-Schwerpunktsenergie.

Das VDM (in der Fassung für einfache ρ^0 , ω , ϕ -Dominanz) sagt aus:

$$\sigma^{\gamma^*}(s, Q^2) = \frac{\alpha}{4} \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 - Q^2} \right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \sigma^V(s) \quad (\text{IV.5.3})$$

Dabei ist m_V die Vektor-Meson-Masse und $\frac{\gamma_V^2}{4\pi}$ die Vektor-Meson-Photon Kopplungskonstante.

Gilt $m_\mu^2 \ll Q^2$, d.h. setzt man $m_\mu = 0$, so ergibt sich aus (IV.5.2) und (IV.5.3):

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\alpha^2}{12\pi Q^2} \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 - Q^2} \right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_V^2} \sigma^V(s) \quad (\text{IV.5.4})$$

Für die Kopplungskonstanten werden die Werte $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.56$ und $\gamma_\omega^2/4\pi = 4.8$ (BENA 72) eingesetzt. Der ϕ -Beitrag wird vernachlässigt (siehe oben). Weiterhin wird $\sigma(\omega) \approx \sigma(\rho^0) = 3.5$ mb bei 24 GeV/c angenommen. Diese Abschätzung liegt nahe, da die quasiinklusiven Wirkungsquerschnitte übereinstimmen (siehe Abschnitt 3). Wegen der erheblich größeren Kopplungskonstanten des ω und des damit fast um eine Größenordnung geringeren Beitrages zu (IV.5.4) ist diese Abschätzung ausreichend genau. Weiterhin wird $m_\rho = 765$ MeV und $m_\omega = 780$ MeV eingesetzt. Das Ergebnis der Rechnung mit diesen Daten zeigt die durchgezogene Linie in Abb. 8.

B) Akzeptanzkorrektur der $\mu^+\mu^-$ -Daten

Zum Vergleich mit unseren Vektoren-Meson-Daten werden die Columbia-Brookhaven Daten der Reaktion $pN \rightarrow \mu^+\mu^- X$ (CHR 73, HIC 73) herangezogen. Als Target diente bei diesem Experiment Uran. Messungen liegen bei vier Energien mit Proton-Laborimpulsen zwischen 22 und 29.5 GeV/c vor. Im folgenden sollen die Werte bei 25 GeV/c mit der Vektor-Meson-Erzeugung bei 24 GeV/c verglichen werden. Dabei ist die beschränkte Akzeptanz des Brookhaven-Experiments zu berücksichtigen: Die Wirkungsquerschnitte wurden bestimmt für $\mu^+\mu^-$ -Paare mit einem Laborimpuls des $\mu^+\mu^-$ -Systems $|p_{\text{Lab}}^+(\mu^+\mu^-)| > 12$ GeV/c und einem Winkel gegen die Richtung des Strahlprotons $\Theta_{\text{Lab}}(\mu^+\mu^-) < 63$ mrad.

Zur Berechnung der Korrektur werden nur die ρ^0 -Verteilungen herangezogen; wegen des kleinen Beitrages des ω zu (IV.5.4) und wegen des geringen Unterschiedes der ω - und ρ^0 -Verteilungen genügt es, für das ω dasselbe Verhalten anzunehmen.

Die folgenden beiden Wege werden besprochen:

a) Für die $\pi^+\pi^-$ -Paare wird dieselbe Einschränkung wie für die $\mu^+\mu^-$ -Paare vorgenommen. Dieses Verfahren liefert aber nur für $m_{\mu\mu}$ in der Nähe der ρ -Masse sinnvolle Aussagen, da derselbe Schnitt im Laborsystem je nach Masse unterschiedliche Einschränkungen im Proton-Nukleon-Schwerpunktsystem bedeutet.

Um bei der Anpassung überwiegend rückwärts laufende (und damit eindeutige) π^+ zu verwenden, wird die Einschränkung im Projektil-Ruhsystem vorgenommen. Die Anpassung ergibt $\sigma_{\text{eingeschr}}(\rho^0) = (328 \pm 75)\mu\text{b}$. Damit erhält man für die beiden niedrigsten $m_{\mu\mu}$ -Werte nach (IV.5.4)

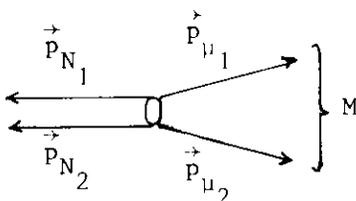
$$\left. \frac{d\sigma}{dm} \right|_{m_{\mu\mu} = 1.1 \text{ GeV}} = (1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad \text{und} \quad \left. \frac{d\sigma}{dm} \right|_{m_{\mu\mu} = 1.3 \text{ GeV}} =$$

$(4.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2/\text{GeV}$. Die VDM-Vorhersage liegt damit etwa um einen Faktor 3 unter den gemessenen $\mu^+\mu^-$ -Paar-Erzeugungsquerschnitten von $(4.79 \pm 1.5) \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ bei $m_{\mu\mu} = 1.1$ GeV und $(1.21 \pm 0.2) \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ bei $m_{\mu\mu} = 1.3$ GeV.

b) Allgemeinere Aussagen liefert das folgende Verfahren:

Es wird angenommen, daß sich die $\mu^+\mu^-$ -Paar-Verteilungen bei Beschreibung durch geeignete Variablen ähnlich wie die ρ^0 -Verteilungen verhalten. Dann kann von $m_{\mu\mu} = m_{\rho}$ bis zu den höchsten kinematisch erlaubten $\mu^+\mu^-$ -Paar-Massen extrapoliert werden. Nimmt man die Gültigkeit dieser Extrapolation an, so kann mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen auf die Beschränkung der Akzeptanz korrigiert werden.

Es zeigt sich, daß sich für das ρ^0 -Meson die invariante x -Verteilung (Abb. 4) bei 12 und 24 GeV/c durch Gauß-Funktionen mit derselben Breite $\sigma = 0.335 \pm 0.3$ beschreiben läßt. In der nicht-asymptotischen Definition (III.5) von x ergibt sich p_{\max}^* bei fester Schwerpunktsenergie \sqrt{s} (das im Uran gebundene Nukleon wird hier als freies behandelt) aus dem folgenden Quasi-Zweiteilchen-Endzustand: Im $NN\mu^+\mu^-$ bzw. NN (Vektormeson)-Ruhesystem mit der Gesamtenergie \sqrt{s} fliegen beide Nukleonen parallel mit gleichem Impuls. Den entgegengesetzt gleichen Impuls haben das $\mu^+\mu^-$ -System bzw. das Vektor-Meson.



Dabei ist $M = \mu^+\mu^-$ -Paar-Masse bzw. Vektor-Mesonen-Masse. Die nicht-asymptotische Definition berücksichtigt, daß Wirkungsquerschnitte für $\mu^+\mu^-$ -Paarerzeugung bis zur durch den Phasenraum gegebenen Massengrenze gemessen wurden - für diese Ereignisse geht p_{\max}^* gegen Null. Daher scheint diese Definition geeignet, die Kinematik bei Erzeugung verschiedener Massen zu berücksichtigen.

Für den Transversalimpuls wird die aus den ρ^0 - und ω -Daten gewonnene Verteilung eingesetzt. Dabei wird Faktorisierung von x und p_T^2 angenommen, d.h. Unabhängigkeit des p_T^2 -Verhaltens von x .

Mit Hilfe von Zufallszahlen werden Ereignisse simuliert, deren Verteilung den oben genannten Annahmen entspricht und die im kinematisch erlaubten Bereich liegen. Sie werden getrennt für die einzelnen $m_{\mu\mu}$ -Werte hergestellt, bei denen Meßdaten vorliegen. Durch Schnitte in der $\mu^+\mu^-$

Paar-Verteilung, die mit der Begrenzung der experimentellen Akzeptanz übereinstimmen, läßt sich dann leicht der Faktor berechnen, mit dem die gemessenen Wirkungsquerschnitte korrigiert werden müssen, um den totalen $\mu^+\mu^-$ -Paar-Erzeugungsquerschnitt zu erhalten.

Zur Kontrolle der Parametrisierung wird eine analoge Rechnung durchgeführt, in der angenommen wird, daß der Wirkungsquerschnitt nicht in x sondern in ζ normalverteilt ist. Dabei bezeichnet $\zeta = \frac{y^*}{y_{\max}^*}$ die reduzierte Rapidität. Die maximale Rapidität ergibt sich durch

$y_{\max}^* = \operatorname{arcsinh} \frac{p_{\max}^*}{M}$ (vgl. III.9) für festes s . Die Unterschiede der Korrekturfaktoren, die mit den beiden Parametrisierungen erhalten werden, sind erheblich kleiner als die statistischen Fehler der experimentellen $\mu^+\mu^-$ -Paar-Verteilungen.

Abb. 8 und Abb. 9 zeigen die ursprünglichen und die kinematisch korrigierten $\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}}$ -Verteilungen für 25 und 29.5 GeV/c Laborimpuls. Die eingezeichneten Fehler geben nur die der experimentellen Verteilungen wieder. Die statistischen Fehler der Monte-Carlo-Rechnungen können vernachlässigt werden. Systematische Fehler der Korrektur sind kaum abzuschätzen, da es keine Möglichkeit gibt, die gemachten Annahmen mit den vorliegenden Daten zu überprüfen.

Zunächst fällt auf, daß die 'Schulter' zwischen $m_{\mu\mu} = 3.0$ GeV und 3.5 GeV nach der Korrektur weniger ausgeprägt ist. (Der starke Abfall des Wirkungsquerschnittes bei höheren Massen ist damit zu erklären, daß der Rand des Phasenraumes erreicht wird.)

Daß die 'Schulter' in diesem Bereich bei Vorwiegen einer zentralen Erzeugung der $\mu^+\mu^-$ -Paare durch die begrenzte Akzeptanz der Meßapparatur entstehen oder verstärkt werden kann, zeigt folgende Abschätzung: Der Betrag des Laborimpulses eines Teilchens mit der Masse m und den Schwerpunktsimpuls-Komponenten $p_L^* = p_T = 0$ ist $|\vec{p}_{\text{Lab}}| = \eta m$.

Mit $\eta = \frac{p_{\text{strahl}}}{\sqrt{s}}$ ergibt sich $m = \frac{\sqrt{s}}{|\vec{p}_{\text{strahl}}|} |\vec{p}_{\text{Lab}}|$. Setzt man die Grenze der Akzeptanz ein, d.h. $|\vec{p}_{\text{Lab}}| = 12$ GeV/c für das $\mu^+\mu^-$ -System, so erhält

man $m = 3.36$ GeV bei 25 GeV/c und $m = 3.07$ bei 29.5 GeV/c für im Schwerpunktsystem ruhende $\mu^+\mu^-$ -Paare, die gerade noch von der Apparatur erfaßt werden.

Im übrigen zeigt sich, daß die Verringerung der 'Schulter' durch die Korrektur nur wenig von den Ausgangsparametern der Monte-Carlo-Rechnung abhängt. Abb. 8 und Abb. 9 zeigen, daß auch nach der kinematischen Korrektur - besonders bei 29.5 GeV/c - ein Teil der 'Schulter' zurückbleibt. Da das Monte-Carlo-Programm zur Akzeptanzkorrektur der Columbia-Brookhaven Gruppe so angelegt ist, daß es eine möglichst 'glatte' $m_{\mu\mu}$ -Verteilung erzeugt, könnte eine schmale Resonanz diesen breiten Effekt vortäuschen. Da die 'Schulter' am Ende des Phasenraums liegt, lassen sich keine genauen Abschätzungen über den zugehörigen Wirkungsquerschnitt machen. Dieser scheint jedoch bei 29.5 GeV/c mit dem von J.J. Aubert et al. (AUB 75) veröffentlichten Wirkungsquerschnitt von 10^{-34} cm²/Nukleon für die 3.1 GeV-Resonanz verträglich zu sein.

C) Vergleich der Ergebnisse

Es sollen nun die Ergebnisse der Vektordominanzrechnung nach (IV.5.4) - durchgezogene Linie - mit den korrigierten $\mu^+\mu^-$ -Paar-Wirkungsquerschnitten (Abb. 8) verglichen werden. Es zeigt sich, daß die VDM-Rechnung zwar die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $m_{\mu\mu}$ bis zum Beginn des starken Abfalls am Rand des Phasenraumes richtig beschreibt, daß aber die Vorhersage systematisch um einen Faktor 2 bis 3 unter den gemessenen $\mu^+\mu^-$ -Paar-Erzeugungsquerschnitten liegt - in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Methode a) in Abschnitt B. Auch die Abhängigkeit vom Laborimpuls ist verschieden. Der Vergleich von Abb. 8 mit Abb. 9 weist darauf hin, daß nur ein Teil des starken Anstieges des Erzeugungsquerschnittes auf die beschränkte Akzeptanz zurückzuführen ist. Auch nach der kinematischen Korrektur bleibt ein Anstieg um einen Faktor zwischen etwa 1.5 und 2 zwischen 25 und 29.5 GeV/c. Das erscheint unverträglich mit dem vergleichsweise langsamen Zunehmen der Vektor-Meson-Produktion zwischen 12 und 24 GeV/c. Diese große Energieabhängigkeit deutet auch darauf hin, daß die starke $\mu^+\mu^-$ -Paar-Erzeugung nicht durch Vektormesonen zu erklären ist, die durch Sekundär-Pionen im Uran-Target erzeugt werden. (Verseuchungen durch $\mu^+\mu^-$ -Paare, die aus 2π -Zerfällen

stammen oder durch reelle γ 's erzeugt werden, die aus π^0 -Zerfällen stammen, sind von den Autoren als vernachlässigbar bezeichnet worden.)

Sakurai (SAK 70) hat eine Modifikation des Vektor-Dominanz-Modells vorgeschlagen, das eine Voraussage über das unterschiedliche Q^2 -Verhalten longitudinal und transversal polarisierter Photonen macht. Sein Ansatz führt zu einer Modifikation des Ausdrucks (IV.5.4.):

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{\alpha^2}{12\pi Q^2} \sum_{\substack{V= \\ \rho^0, \omega, \phi}} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 - Q^2} \right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_V} \left[2\rho_{11}^{(V)} + \frac{Q^2}{m_V^2} \rho_{00}^{(V)} \right] \sigma^V(s) \quad (\text{IV.5.5})$$

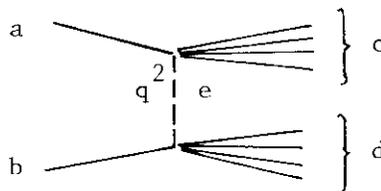
Dabei bedeutet $\rho_{\lambda\lambda}^{(V)}$ die Helizitäts-Dichtematrix des betreffenden Vektor-Mesons. Unsere Zerfallswinkelverteilungen legen es nahe, $\rho_{00} \approx \rho_{11} \approx \frac{1}{3}$ einzusetzen; d.h. bei der Vektor-Meson-Masse geht der zusätzliche Faktor (in eckigen Klammern) gegen 1. Das Ergebnis der Rechnung mit (IV.5.5) ist in Abb. 8 durch die unterbrochene Linie wiedergegeben. Als extreme Annahme sind hier die helizitätsabhängigen Korrekturfaktoren für den gesamten Q^2 -Bereich eingesetzt worden, obwohl sie nur für nicht zu große Q^2 gerechtfertigt sind. Es ist nicht bekannt, wie zwischen den beiden Kurven zu interpolieren ist. Es scheint aber offensichtlich zu sein, daß auch diese Modifikation keine geeignete Beschreibung der $\frac{d\sigma}{dm^{\mu\mu}}$ -Verteilung liefert. Die Rechnungen zeigen also, daß ρ^0, ω, ϕ -Dominanz nur einen kleinen Teil des $\mu^+\mu^-$ -Paar-Erzeugungsquerschnittes beschreibt.

V. Streuung virtueller Pionen

1. Allgemeine Voraussetzungen

Eine Eigenschaft vieler hadronischer Reaktionen ist das Überwiegen kleiner 4-Impulsüberträge. Das bedeutet anschaulich, daß die Teilchen nur mit ihrer Peripherie wechselwirken. Langreichweitige Kräfte werden aber durch den Austausch von Teilchen mit geringer Masse beschrieben. (Das sieht man z.B. am Yukawa-Potential $\frac{e^{-mr}}{r}$.)

In niedrigster Ordnung erhält man den folgenden Einteilchen-Austausch-Graphen:



(V.1.1)

Das Quadrat des ausgetauschten 4-Impulses (im folgenden kurz Impulsübertrag genannt) ist mit $-q^2$ bezeichnet. Es läßt sich auch als Quadrat der Masse des ausgetauschten 'virtuellen' Teilchens e auffassen. Für $q^2 = -m_e^2$ ist das ausgetauschte Teilchen reell; es liegt auf seiner Massenschale (es ist 'on-shell'). Jedoch liegt dieser Wert im unphysikalischen Gebiet. Die Quantenzahlen des Teilchens e müssen mit den übertragenen Quantenzahlen verträglich sein. (An beiden Vertices kann ein zusätzlicher Bahndrehimpuls auftreten.)

Das Matrixelement M_{fi} hat die Form

$$M_{fi} = M_{eac} (m_c, q^2, \dots) \frac{1}{m_e^2 + q^2} M_{ebd} (m_d, q^2, \dots) \quad (V.1.2)$$

d.h. M_{fi} ist das Produkt aus den beiden Vertexfunktionen M_{eac} und M_{ebd} und dem Propagator $\frac{1}{m_e^2 + q^2}$. Für $q^2 = -m_e^2$ sind M_{eac} und M_{ebd} die Matrix-

elemente für die beiden Prozesse:

$$e + a \rightarrow c$$

$$e + b \rightarrow d$$

Die Matrixelemente sind dabei unabhängig von der Schwerpunktsenergie der Gesamtreaktion. Hier sollen nur Prozesse behandelt werden, für die π -Austausch möglich ist. Durch den Propagator $\frac{1}{m_\pi^2 + q^2}$ dominiert in der Nähe des Pion-Poles ($q^2 = -m_\pi^2$) - und damit am Anfang des physikalischen Bereiches - der Beitrag des π -Austausches über den der anderen Teilchen, es sei denn, die Vertexfaktoren für diese Prozesse sind viel größer als für π -Austausch. Da die Vertexfunktionen im allgemeinen schwächer von q^2 abhängen als der Propagator, gibt die q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes einen qualitativen Hinweis auf die Masse des ausgetauschten Teilchens.

Die Verknüpfung von 'off-shell' und 'on-shell' Wirkungsquerschnitten gelang in verschiedenen Versionen des Ein-Pion-Austausch-Modells (OPE) für exklusive Reaktionen im Resonanzbereich; d.h. für Reaktionen, bei denen die Beiträge der verschiedenen Partialwellen abgetrennt werden können. Verschiedene theoretische Ansätze geben unterschiedliche Verfahren zur 'off-shell'-Korrektur für die einzelnen Partialwellen. Zusätzliche Parameter sind dabei im allgemeinen durch Vertex-Form-Faktoren gegeben. Diese sind in nichtrelativistischer Näherung durch eine Fourier-Transformation mit dem Wechselwirkungsradius am betreffenden Vertex verbunden; sie sind also zwar freie Parameter, müssen aber allgemein für alle Reaktionen gelten, bei denen derselbe Vertex auftritt, und müssen konsistent sein mit durch andere Verfahren bestimmten Radien (siehe z.B. (WOL 69)).

In diesem Experiment wurden mehrere Tests des OPE-Modells durchgeführt (MOE 72) und (KOB 72). Untersucht wurden die Reaktionen $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$, $pp \rightarrow p\Delta^{++}\pi^-$ und $pp \rightarrow pn\pi^+$. Es zeigte sich, daß das OPE-Modell, wie es von G. Wolf (WOL 69) beschrieben worden ist, die Massen- und Winkel-Verteilungen grob beschreibt. Nicht sehr gut wird vor allem der Verlauf der Anhäufungen bei niedrigen Massen in den $n\pi^+$, $p\pi^+\pi^-$ und $\Delta^{++}\pi^-$ wiedergegeben. In allen Verteilungen wird eine starke Anisotropie des Treiman-Yang-Winkels (Definition siehe (V.2.6)) beobachtet. Da diese mit Spin-0-Austausch unverträglich ist, wird angenommen, daß sie durch Absorptions-

effekte, d.h. zusätzliche elastische Streuung im Eingangs- und/oder Ausgangszustand hervorgerufen wird. Eine bessere Beschreibung der Massenverteilungen erreicht man durch eine Abkehr vom reinen Ein-Teilchen-Austausch-Bild, und zwar dadurch, daß das ausgetauschte Pion 'reggisiert' wird (RPE). Jedoch ist auch hier die Beschreibung verschiedener Winkelverteilungen, vor allem die der Λ^{++} -Zerfallswinkel und des Treiman-Yang-Winkels, unbefriedigend. Eine gute Beschreibung auch dieser Winkel liefert eine Version (APE) des Ein-Pion-Austausch-Modells, das Absorptions-Korrekturen explizit berücksichtigt. Es wurde in diesem Experiment auf die $\Lambda^{++}(1236)$ Region und auf die Anhäufung bei kleinen $n\pi^+$ -Massen in der Reaktion $pp \rightarrow p\pi^+$ angewendet (BLO 73b).

Im Gegensatz zu den zitierten Arbeiten soll hier nicht ein Vergleich von Wirkungsquerschnitten bestimmter Reaktionen vorgenommen werden. Hauptteil der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ist es, Beiträge zum Verständnis elastischer und diffraktiver inelastischer Reaktionen zu liefern.

Mit $-q^2$ wird im folgenden nur die 'off shell'-Masse des zu untersuchenden ausgetauschten Teilchens bezeichnet, sonst steht $-t$ für den Impulsübertrag. Der Sinn dieser unterschiedlichen Bezeichnungen wird in Abschnitt 2 deutlich. Häufig wird die Variable $t' = t - t_{\min}$ verwendet, dabei ist $-t_{\min}$ der kleinste kinematisch mögliche Impulsübertrag für feste Gesamtenergie und feste Massen der Teilchen, bzw. Systeme a,b,c,d (vgl. V.1.1).

Das $\frac{d\sigma}{dt'}$ -Verhalten läßt sich für die meisten elastischen Reaktionen für $t' < 0.4 \text{ GeV}^2$ angenähert durch

$$Ae^{-bt'}$$

beschreiben. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über den Parameter b für einige elastische Reaktionen bei Laborimpulsen in einem Bereich, in dem die Reaktion überwiegend durch Diffraktion bestimmt ist und der Steigungsparameter b sich im allgemeinen nur noch relativ wenig ändert.

Reaktion	b [GeV ⁻²]	$ p_{\text{strahl}}^{\rightarrow} $ [GeV/c]	Referenz
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	7 - 8	2.7 - 16	FOX 70
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	7.5 - 8.3	3 - 17	FOX 70
$K^+ p \rightarrow K^+ p$	4.1 - 6	3.6 - 14.8	FOX 70, AMB 74
$K^- p \rightarrow K^- p$	≈ 7	3.6 - 15	FOX 70, AMB 74
$pp \rightarrow pp$	7.5 - 9.5	5 - 15	PDG 70 (V.1.3)
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$	12 - 15	3.5 - 16	PDG 72
$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$	6.9 - 8.1	2.5 - 5.4	ABBHHM 68
$\gamma p \rightarrow \omega p$	6.8 - 7.5	2.8 - 9.3	BAL 73
$\gamma p \rightarrow \phi p$	5.6	4.6 - 6.7	BEH 75

Der Steigungsparameter b ist für verschiedene Strahlteilchen recht verschieden. Die Größe des Strahlimpulses spielt in diesem Bereich keine dominierende Rolle. Es ist zu untersuchen, ob die Quantenzahlen oder die Masse der wechselwirkenden Teilchen die Größe des Impulsübertrages bestimmen.

Eine ähnliche Frage wirft der Impulsübertrag bei der quasielastischen Reaktion $\pi^+ p \rightarrow pA_3^+$ auf. Für die A_3 -Erzeugung bei 11 GeV/c π^+ Laborimpuls ist $b = 5.5 \pm 0.3$ GeV⁻² (BAS 72), für elastische $\pi^+ p$ -Streuung bei dieser Energie etwa 8 GeV⁻². Da das A_3 ein 'regge recurrent' des π ist, d.h. sich nur um einen um 2 höheren Spin und höhere Masse vom π unterscheidet, bleibt auch hier die Frage, ob der höhere Spin oder die höhere Masse den Unterschied des Steigungsparameters b verursacht.

Eine Möglichkeit, Informationen darüber zu erhalten, ist die Betrachtung der 'off shell'-Reaktionen des betreffenden Strahlteilchens. Wie erläutert erhält dabei das Massenquadrat des Teilchens - unter Beibehaltung der Quantenzahlen - einen negativen Wert. Wegen seiner in vielen Fällen dominierenden Rolle ist der Pion-Austausch für solche Untersuchungen besonders geeignet. Dabei läßt sich auch prüfen, ob - ähnlich wie beim 'off shell' γ - ein 'shrinking', d.h. eine Abnahme des Wechselwirkungsradius mit steigendem q^2 auftritt (vgl. z.B. ECK 72). Diese würde sich durch ein kleineres b für 'off shell'- als für 'on shell'-Reaktionen zeigen.

Diese Fragestellungen können durch Untersuchung exklusiver Kanäle, d.h. durch Analyse virtueller 'elastischer' Streuung $\pi_{\text{virt}} p \rightarrow \pi p$, untersucht werden, und zwar im Diffraktionsgebiet oberhalb des Resonanzgebietes. Weiterhin soll der Anteil 'elastischer' und 'inelastischer diffraktiver' Streuung ermittelt werden. Dazu soll Ein-Pion-Austausch auch für inklusive Reaktionen untersucht werden. Solche Untersuchungen sind bisher noch nicht durchgeführt worden, da hierfür eine große Zahl von Ereignissen bei relativ hoher Gesamtenergie benötigt wird.

Für diese Untersuchungen ist es nicht notwendig, 'off shell'-Wirkungsquerschnitte auf 'on shell'-Wirkungsquerschnitte zu korrigieren. (Es gibt auch keine Vorhersagen dafür.) Es soll lediglich ein direkter, modellunabhängiger Vergleich vorgenommen werden.

Es wird getestet, wieweit gilt

$$|M_{\pi b d}(m_d, q^2, t, \dots)| = |M_{\pi b d}(m_d, q^2 = -m_\pi^2, t, \dots)| \cdot f(q^2) \quad (\text{V.1.4})$$

(vgl. (V.1.1) und (V.2.1a), (V.2.2a)). $f(q^2)$ soll nicht untersucht werden. Hierfür wäre auch eine modellunabhängige Beschreibung von $|M_{\pi a c}(m_c, q^2, \dots)|$ nötig. Das heißt, es sollen differentielle Wirkungsquerschnitte von einigen Reaktionen, die durch Austausch eines Pions erfolgen können, mit entsprechenden Wirkungsquerschnitten der Streuung reeller Pionen verglichen werden. Dabei wird die absolute Normierung nicht berücksichtigt.

Bei allen Untersuchungen muß man sich vergewissern, daß tatsächlich π -Austausch dominiert und nicht einer der anderen von den Quantenzahlen her möglichen Austauschprozesse von Teilchen wie ρ , B, A_2 , A_3 die Ergebnisse verfälscht.

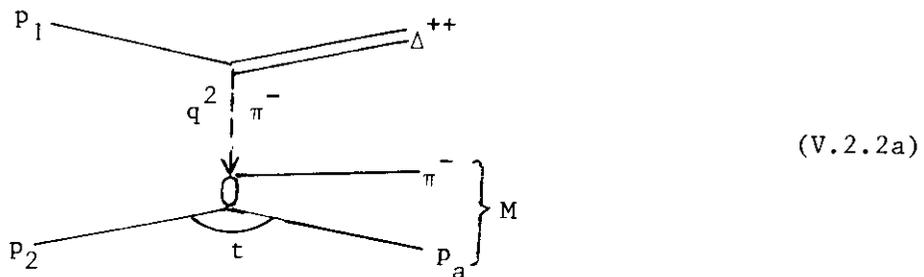
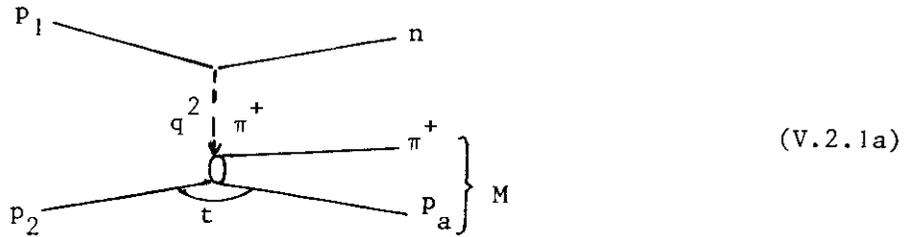
2. Vergleich reeller und virtueller 'elastischer' Streuung

In diesem Abschnitt sollen die beiden Reaktionen

$$pp \rightarrow np\pi^+ \quad (\text{V.2.1})$$

$$pp \rightarrow \Delta^{++} p\pi^- \quad (\text{V.2.2})$$

untersucht werden. Es werden dazu die folgenden beiden Ein-Pion-Austauschgraphen betrachtet:



Am unteren Vertex findet 'elastische' Streuung eines virtuellen Pions am Proton (p_2) statt. (Elastisch ist die Streuung bis auf den Unterschied zwischen den Massen des virtuellen Pions $\sqrt{-q^2}$ und des auslaufenden reellen Pions.) Die Prozesse können mit der elastischen Streuung reeller π^+ an Protonen verglichen werden. Die Masse M des $p_a \pi$ -Systems entspricht dann der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der Streuung reeller Pionen.

Für die Reaktion (V.2.2) werden aus dem Kanal $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ die Ereignisse ausgewählt, für die die effektive Masse eines Protons und des π^+ im Δ^{++} -Bereich zwischen 1.16 GeV und 1.32 GeV liegt. Abb.10 zeigt die $p\pi^+$ Massenverteilung (2 Kombinationen) bei 12 und 24 GeV/c.

Als Proton p_1 wird sowohl bei (V.2.1a) als auch bei (V.2.2a) das Proton mit dem kleineren Impulsübertrag q^2 auf das n bzw. Δ^{++} angenommen. Da hier vor allem das Verhalten bei kleinen q^2 untersucht wird, ist der systematische Fehler, der durch diese Zuordnung entsteht, zu vernachlässigen.

Abb. 11 zeigt die Verteilung von $q^{2'}$ für die beiden Reaktionen bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls. $q^{2'}$ bezeichnet dabei $q^2 - q_{\min}^2$; dabei ist $-q_{\min}^2$ der kleinste kinematisch mögliche Impulsübertrag. Bei beiden Reaktionen und

Energien ist ein starker Abfall des Wirkungsquerschnittes mit $q^{2'}$ zu betrachten. Für $q^{2'} < 0.4 \text{ GeV}^2$ läßt sich der Abfall durch

$$\frac{dN}{dq^{2'}} \propto e^{-bq^{2'}} \quad (\text{V.2.3})$$

mit $b \approx 7 \text{ GeV}^{-2}$ approximieren. Eine starke Bevorzugung kleiner Impulsüberträge, wie sie bei Pion-Austausch erwartet wird, liegt also vor.

Da die Streuung virtueller Pionen nur oberhalb des Resonanzgebietes untersucht werden soll, werden im folgenden nur Ereignisse mit $M > 2.5 \text{ GeV}$ betrachtet.

Wenn π -Austausch vorliegt, sollten keine Resonanzen zwischen Teilchen auftreten, die an verschiedenen, durch den π -Austausch getrennten Vertices erzeugt werden. Das heißt, in Reaktion (V.2.1) sollten keine $(n\pi^+)$ -Resonanzen und in (V.2.2) keine $(\Delta^{++}\pi^-)$ -Resonanzen zu beobachten sein. Abb. 12a und 12c zeigen die Verteilung der effektiven $n\pi^+$ -Masse für 12 und 24 GeV/c. Bei den Verteilungen 12b,d ist die zusätzliche Einschränkung $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ gemacht worden. Es ist nur eine geringe Andeutung von Resonanzbeiträgen zu erkennen. Dasselbe gilt für die entsprechenden $\Delta^{++}\pi^-$ -Massenverteilungen in Abb. 13.

Es sollen nun die Steigungen der $\frac{d\sigma}{dt}$ -Verteilungen bei elastischer Streuung reeller und virtueller π verglichen werden. t bezeichnet dabei (siehe V.2.1a und V.2.2a) den Impulsübertrag vom einlaufenden Proton p_2 auf das auslaufende Proton p_a und damit auch den Impulsübertrag des virtuellen auf das auslaufende reelle Pion. Die Variable $t' = t - t_{\min}$ ($-t_{\min}$ ist der minimale Impulsübertrag bei der Reaktion $\pi_{\text{virt}} p \rightarrow \pi p$) berücksichtigt die kinematische Schwelle, die durch die unterschiedlichen Massen des virtuellen und des reellen Pions auftritt. (Bei elastischer Streuung reeller Pionen ist $t = t'$.)

Bei elastischer Streuung reeller Pionen läßt sich $\frac{d\sigma}{dt}$ im betrachteten Energiebereich $2.5 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 5 \text{ GeV}$ bis zu Impulsüberträgen von etwa $t \approx 0.5 \text{ GeV}^2$ sehr gut durch ein e^{-bt} -Verhalten beschreiben. Dabei ist b nahezu energieunabhängig, bis auf einen Anstieg von ca. 10 % im Bereich von $\sqrt{s} = 2.5 \text{ GeV}$ bis 4 GeV. Für größere \sqrt{s} hängt b nur noch schwach von

der Strahlenergie ab. Für π^+p -Streuung ist b etwa 7.5 GeV^{-2} , für π^-p etwa 8 GeV^{-2} (FOX 70).

Abb. 14a zeigt $\frac{d\sigma}{dt}$, für die Reaktion (V.2.1) in drei q^2 -Bereichen für 12 und 24 GeV/c. Die Normierung der einzelnen Verteilungen ist dabei willkürlich. Abb. 14b zeigt die gleichen Verteilungen für die Reaktion (V.2.2). Die eingezeichneten Geraden geben dabei die oben angegebenen Steigungen für die Streuung reeller π^+ bzw. π^- wieder. Offensichtlich stimmen für $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ bis $t' \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ die Verteilungen gut überein. Für größere q^2 zeigen sich stärkere Abweichungen. Hier ist nicht mehr mit einem Überwiegen des Ein-Pion-Austausches zu rechnen. Daher werden für die weiteren Tests nur noch Ereignisse mit $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ verwendet. Um die Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie, d.h. der $(p\pi)$ -Masse M zu untersuchen, sind in Abb. 15 die $\frac{d\sigma}{dt}$ -Verteilungen für $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ in Intervallen der $(p\pi)$ -Masse gezeigt. Da für 12 GeV/c der kinematische Bereich zu klein ist, sind nur die 24 GeV/c Daten verwendet. Die Verteilungen sind in zwei Intervallen von $2.5 \text{ GeV} < M < 3.2 \text{ GeV}$ und $3.2 \text{ GeV} < M < 4.2 \text{ GeV}$ dargestellt. Eingezeichnet sind wieder die angegebenen reellen Verteilungen. Die Steigungen von $\ln \frac{d\sigma}{dt}$ lassen keine Energieabhängigkeit erkennen.

Die Übereinstimmung der Steigung der $\frac{d\sigma}{dt}$ -Verteilung mit der der reellen $\pi^\pm p$ -Streuung reicht allerdings nicht aus, einen starken Beitrag von Austauschprozessen anderer Teilchen auszuschließen. Für den ρ^\pm -Austausch erwartet man einen vergleichbaren Steigungsparameter b zwischen 6 und 9 GeV^{-2} , der aus der Umkehrreaktion für die Erzeugung reeller ρ^\pm , d.h. der Reaktion $\pi^\pm p \rightarrow \rho^\pm p$, bestimmt wird (BON 64, PDG 73). Dagegen ist für den A_2^\pm -Austausch eine wesentlich geringere Steigung von $b = 3.2 - 5.7 \text{ GeV}^{-2}$ zu erwarten. (Die angegebenen Werte hängen von der Art der Abtrennung des Untergrundes ab.) (JOH 70, PDG 73) Ein wesentlicher Beitrag des A_2^\pm -Austausches ist also nicht anzunehmen. Dasselbe gilt für den A_3^\pm -Austausch mit $b = 3.5 - 5.5 \text{ GeV}^{-2}$ (BAS 72, PDG 73).

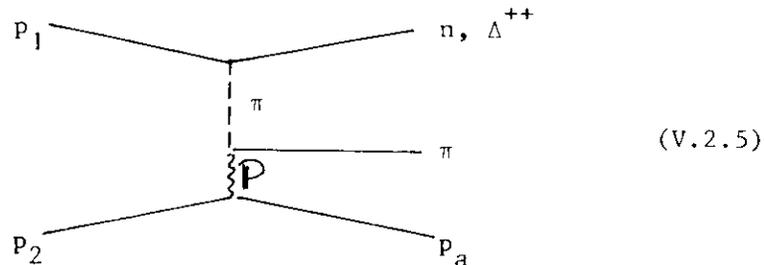
Die Steigung von $\frac{d\sigma}{dt}$ ist - wie für Ein-Pion-Austausch erwartet - unabhängig von der pp -Gesamtenergie.

Für elastische Streuung ist zu erwarten, daß der Wirkungsquerschnitt σ^{el} oberhalb des Resonanzgebietes nur schwach von der Energie abhängt. Der Flußfaktor für die Streuung virtueller Pionen läßt sich - bis auf eine Abhängigkeit von q^2 und Konstanten der Gesamtreaktion - als

$|\vec{q}| M(p_a \pi)$ schreiben. Dabei ist \vec{q} der 3-Impulsübertrag vom Proton p_1 auf das n bzw. Λ^{++} im $p_a \pi$ -System. Korrigiert man auf die Beschränkung des Impulsübertrages t_{\min} durch die 'off shell' Masse des ausgetauschten Pions, so erwartet man für festes q^2 höchstens eine geringe M -Abhängigkeit der Größe:

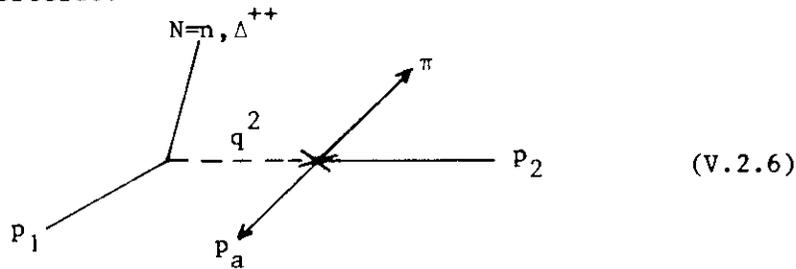
$$\sigma_{\text{virt}}^{\text{el}} \propto \frac{e^{bt_{\min}}}{|\vec{q}| M} \frac{d\sigma}{dM^2} \quad (\text{V.2.4})$$

Abb. 16 zeigt für die Reaktion (V.2.1) die so gewichteten Verteilungen von M^2 in Intervallen von q^2 für beide Energien. Es werden nur q^2 -Bereiche gezeigt, für die die Chew-Low Grenze den Bereich von M^2 nicht zu sehr einschränkt. Der Bereich von M^2 , in dem diese Grenze die Verteilungen beeinflusst, ist in den Abbildungen durch eine unterbrochenen Linie abgetrennt. Die analogen Verteilungen für die Reaktion (V.2.2) zeigt Abb. 17. Die Verteilungen lassen nur eine schwache Abhängigkeit von M^2 und damit von der Schwerpunktsenergie der virtuellen Streuung erkennen. Daher kann auf ein Überwiegen des Austausches der Pomeron-Regge-Trajektorie zwischen π - und p -Vertex (siehe Graph V.2.5) geschlossen werden, d.h. auf das



Vorliegen diffraktiver Streuung. (Beschreibung im Rahmen eines reinen Teilchen-Austausch-Modells ist wegen der Energie-Unabhängigkeit nicht möglich; dabei können kleinere Beiträge von Teilchenaustausch natürlich nicht ausgeschlossen werden.) Da das Pomeron 'Vakuum-Quantenzahlen' hat, d.h. bis auf Drehimpuls keine Quantenzahlen überträgt, können zwischen dem 'oberen' Vertex und dem π Vertex von den Quantenzahlen her nur das π und seine 'regge-recurrents' wie das $A_3 \dots$ ausgetauscht werden. Geht man von Teilchen-Austausch-Modellen aus, so sollte der Beitrag schwerer Teilchen wie des A_3 jedoch für nicht zu große q^2 unterdrückt werden.

Der Austausch von Teilchen mit Spin 0 sollte zu isotroper Winkelverteilung um die Austauschrichtung führen. Abb. 18 zeigt die Verteilung des Treiman-Yang-Winkels ϕ (Definition siehe V.2.6) für die Reaktion (V.2.1) in Intervallen $q^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$ und $0.4 \text{ GeV}^2 < q^2 < 1 \text{ GeV}^2$. In Abb. 19 sind dieselben Verteilungen für die Reaktion (V.2.2) dargestellt.



$$\phi = \alpha (\vec{p}_{p_1} \times \vec{p}_N, \vec{p}_{p_2} \times \vec{p}_\pi) \text{ im Schwerpunktsystem von } p_a, \pi$$

Die Abbildungen zeigen, besonders für $q^2 > 0.4 \text{ GeV}^2$, eine Anisotropie. Eine Erklärung hierfür - auf die frühere Rechnungen in diesem Experiment mit dem absorptiven Ein-Pion-Austausch-Modell hinweisen - wären zusätzliche Absorptionseffekte, d.h. elastische Streuung im Eingangs- und/oder Ausgangszustand.

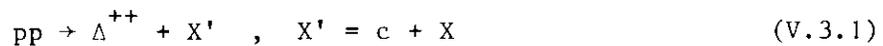
Die durchgeführten Untersuchungen lassen also den Schluß zu, daß in den Reaktionen (V.2.1) und (V.2.2) diffraktive Streuung eines virtuellen Pions am Proton p_2 erfolgt. Der Austausch anderer Teilchen scheint keinen großen Beitrag zu diesen Reaktionen zu liefern. Zur Erklärung der Anisotropie des Treiman-Yang-Winkels müssen allerdings zusätzliche Absorptionseffekte angenommen werden.

Die Untersuchung der Streuung virtueller Pionen weist darauf hin, daß die Steigung von $\frac{d\sigma}{dt}$, bei elastischen Reaktionen nur von den Quantenzahlen, nicht aber von der Masse des 'Strahl'-Teilchens abhängt. Ein 'shrinking' des Wechselwirkungsradius des Pions kann nicht beobachtet werden.

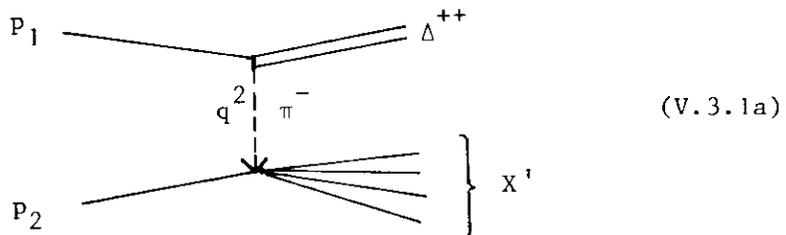
3. Vergleich inklusiver Verteilungen

Inklusive Untersuchungen der Streuung virtueller Teilchen sind bisher nur für Streuung von 'off-shell' Photonen in der Elektroproduktion veröffentlicht worden (s.z.B. ECK 74). Hier soll die Streuung virtueller Pionen mit der reeller an Protonen bei gleicher Schwerpunktsenergie verglichen werden. Dabei sollen sowohl integrierte Verteilungen wie Multiplizitäten, Dispersionen usw. als auch differentielle x - und p_T -Verteilungen betrachtet werden. Einer der Untersuchungspunkte ist, wie weit der Anteil elastischer Streuung davon abhängt, ob das 'Strahl'-Teilchen virtuell ist. Weiterhin kann mit Hilfe differentieller Verteilungen der diffraktive Anteil reeller und virtueller Pion-Streuung verglichen werden.

In diesem Experiment lassen sich inklusive Verteilungen für die Streuung virtueller π^- an Protonen aus der Reaktion



gewinnen. Dabei wird der zu (V.2.2a) analoge Ein-Pion-Austausch-Graph



für $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ untersucht. X' bezeichnet das zu untersuchende inklusive System. Es werden u.a. inklusive Einteilchenverteilungen im X' -Ruhe-system untersucht, d.h. Reaktionen der Art $\pi^-_{\text{virt}} p \rightarrow c + X$. Da hier nur inelastische $\pi^-_{\text{virt}} p$ -Streuung untersucht werden soll, werden die Ereignisse der 'elastischen' Reaktion (V.2.2) ausgeschlossen. Aus dem unten angegebenen Grund werden in diesem Abschnitt nur die pp -Daten mit 24 GeV/c Laborimpuls verwendet. Die Auswahl der Ereignisse mit einem Δ^{++} erfolgt analog zu (V.2.2) durch die Forderung, daß eine der $p\pi^+$ -Kombinationen eine Masse zwischen 1.16 GeV und 1.32 GeV hat. Zur Untersuchung der Reaktion (V.3.1) werden als p bzw. π^+ alle Teilchen betrachtet, bei denen die jeweilige Massenzuordnung durch die kinematische Anpassung und die

Ionisation nicht ausgeschlossen wurde. Um den Einfluß der falschen Zuordnungen zu reduzieren, werden für die meisten Untersuchungen nur π^+ benutzt, die im Gesamt-Schwerpunkt-System rückwärts laufen (vgl. hierzu Abschnitt II.6.a). In dem betrachteten Massenintervall, das nur wenig über der $p\pi^+$ -Massenschwelle liegt, ist das Proton dann sehr oft auch langsam, so daß im allgemeinen eins, in vielen Fällen beide Teilchen der $p\pi^+$ -Kombination eindeutig identifiziert werden können. Abb. 20a zeigt die so gewonnene $p\pi^+$ -Massenverteilung (obere Verteilung) sowie dieselbe Verteilung mit der zusätzlichen Forderung $q^2 < 1$ GeV. (Als Proton p_1 ist wieder das einlaufende Proton mit dem kleineren Impulsübertrag auf das Δ^{++} ausgewählt worden.) Für die letztere Verteilung ist der Untergrund unter dem Δ^{++} gering.

Mit der Forderung $q^2 < 1$ läßt sich die Reaktion (V.3.1) auch für vorwärts laufende π^+ recht gut abtrennen. Abb. 20b zeigt die für diese Ereignisse gewonnene $p\pi^+$ -Massenverteilung. Im folgenden werden diese Ereignisse nur für spezielle Untersuchungen verwendet. In diesen Fällen wird darauf hingewiesen.

Abb. 21 zeigt die $q^{2'}$ -Verteilung für alle Ereignisse der Reaktion (V.3.1). Dabei ist $-q^2$ der Impulsübertrag vom Proton p_1 auf das Δ^{++} . Bis zu $q^{2'} = 0.4$ GeV² läßt sich die Verteilung in grober Näherung durch (V.2.3) approximieren mit $b \approx 3.5$. Die $q^{2'}$ -Abhängigkeit gibt hier also keinen deutlichen Hinweis auf die Art des Austausches.

Es sollen Vergleiche mit reeller π^-p -Streuung bei verschiedenen Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = M_X$, durchgeführt werden. Leider liegen für kleine \sqrt{s} nur integrierte Verteilungen wie Multiplizitäten, Dispersionen usw. vor. Abb. 22 zeigt die Verteilung der Masse des X' -Systems M_X , für 24 GeV/c und $q^2 < 1$ GeV² und damit den Bereich, der für Untersuchungen zur Verfügung steht. Bei 12 GeV/c endet dieser Bereich bereits bei $M_X = 3.3$ GeV. In diesem Bereich liegen nur wenige Vergleichsdaten reeller π^-p -Streuung vor. Daher werden die 12 GeV/c Daten in diesem Abschnitt nicht verwendet.

Zunächst soll jedoch der Treiman-Yang-Test durchgeführt werden. Der Winkel ϕ ist definiert wie in (V.2.6), dabei werden für \vec{p}_π die 3-Impulse aller π^- eingesetzt. Der Test wird in drei M_X -Intervallen für $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ durchgeführt (Abb. 23). In allen Bereichen ist die ϕ -Verteilung mit Isotropie verträglich. Isotropie von ϕ ist jedoch nur eine notwendige Bedingung für Spin-0-Austausch. Besonders bei inklusiven Verteilungen ist nicht auszuschließen, daß die Überlagerung verschiedener Prozesse auch beim Austausch von Teilchen mit höherem Spin im Mittel zu isotroper ϕ -Verteilung führt.

Abb. 24 zeigt das Verhältnis σ_{el}/σ_{tot} als Funktion von $M_X = \sqrt{s}$ für die Streuung reeller (ausgefüllte Kreise) und virtueller π^- (offene Kreise) an Protonen. Der Anteil der elastischen Streuung ist für virtuelle Streuung geringer und nimmt für größer werdendes M_X wesentlich stärker ab. Bei $\sqrt{s} = 4$ beträgt der Unterschied etwa einen Faktor 7. Diese große Diskrepanz kann durch Beiträge des Untergrundes unter dem Δ^{++} , zu dem höchstens $\frac{1}{3}$ der verwendeten Ereignisse gehören, nicht erklärt werden. Diese Beobachtung steht im Einklang mit Messungen der 'elastischen' Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$. Der Anteil dieser Reaktion am totalen Wirkungsquerschnitt ist bei virtueller γp -Streuung (in der Elektroproduktion) geringer als bei reeller γp -Streuung (ECK 74). Auch hier scheint sich dieser Effekt mit wachsender γp -Energie zu verstärken. (Bei $\sqrt{s} \approx 2.5 \text{ GeV}$ und $q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ ist der Anteil des $\rho^0 p$ -Endzustandes am totalen Wirkungsquerschnitt um fast eine Größenordnung kleiner als bei reellen γp -Reaktionen.)

In der folgenden Tabelle wird die mittlere Anzahl geladener auslaufender Teilchen $\langle n \rangle$ und die Dispersion $D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}$ für inelastische Reaktionen angegeben. Dabei werden die Werte für reelle (CZY 72, POW 73) und virtuelle inelastische $\pi^- p$ -Streuung gegenübergestellt.

$\sqrt{s} [\text{GeV}]$	$\langle n \rangle_{\text{reell}}$	$\langle n \rangle_{\text{virtuell}}$	D_{reell}	D_{virtuell}
2.90	2.63 ± 0.07	2.50 ± 0.04	1.21 ± 0.06	1.37 ± 0.04
3.70	3.15 ± 0.09	3.12 ± 0.06	1.38 ± 0.06	1.60 ± 0.04
4.00	3.37 ± 0.06	3.42 ± 0.08	1.53 ± 0.04	1.61 ± 0.06

Die Werte für die mittlere geladene Multiplizität $\langle n \rangle$ stimmen innerhalb der Fehler recht gut überein. Etwas schlechter ist die Übereinstimmung

für die Dispersionen. Die der virtuellen sind systematisch etwas größer. Da bei diffraktiven Ereignissen die Anzahl der auslaufenden Teilchen im allgemeinen geringer ist als bei nichtdiffraktiven Ereignissen, kann $\langle n \rangle$ im Prinzip einen Hinweis auf den Anteil der Diffraktion geben. Allerdings ist $\langle n \rangle$ in diesem Energiebereich kein sehr empfindliches Maß für diesen Anteil.

Genauere Informationen über die virtuelle π^-p -Streuung erhält man aus dem Vergleich inklusiver differentieller Verteilungen. Leider liegen solche Verteilungen für Streuungen reeller Pionen in unserem Energiebereich nur für 8 GeV/c π^- -Laborimpuls (entsprechend $\sqrt{s} = 4.0$ GeV) vor (KEN 74, POW 73). Verglichen mit diesen Daten werden x^- und p_T -Verteilungen virtueller π^-p -Reaktionen mit $M_{X^*} = 3.7$ GeV bis 4.5 GeV. Es werden p^- und π^- -Verteilungen im X' -Ruhe-system gezeigt. Als Longitudinalimpuls p_L des untersuchten Teilchens wird dabei stets die Projektion des Impulses auf die Richtung des einlaufenden virtuellen Teilchens im X' -Ruhe-system bezeichnet.

Zunächst wird in Abb. 25 die invariante x -Verteilung für Protonen gezeigt. (In diesem Abschnitt werden unterschiedliche Definitionen von x (asymptotisch und nicht-asymptotisch) gebraucht, da bei den vorliegenden Daten reeller Streuung beide Definitionen verwendet worden sind.) Die geschlossenen Kreise in der Abbildung zeigen die Verteilung der bei Streuung reeller π^- als Proton identifizierten Teilchen. Dreiecke mit Fehlerbalken (Spitze nach unten) zeigen die analoge Verteilung für virtuelle π^- -Streuung. Für diese Verteilung wird das Δ^{++} mit im Schwerpunktsystem vorwärts laufendem π^+ ausgewählt, um die Möglichkeit der p/π^+ -Trennung durch Ionisation für das zu untersuchende Proton zu haben. Für reelle und virtuelle Streuung ist der x -Bereich, in dem die Trennung möglich ist, ungefähr gleich. Ein Anhaltspunkt dafür, wieweit die Verteilung der identifizierten Protonen die wirkliche Protonenverteilung beschreibt, gibt die Verteilung der Proton-'Kandidaten' (offene Dreiecke, Spitze nach oben). Bei allen Ereignissen mit eindeutig identifiziertem Proton wird nur dieses als Proton-'Kandidat' angesehen, bei allen anderen Ereignissen alle positiven Teilchen, die auf Grund der Ionisation und der GRIND-Massenzuordnung Protonen sein können. Normiert wird die Anzahl der inelastischen Ereignisse der Reaktion (V.3.1) im verwendeten M_{X^*} -Bereich

auf den inelastischen Wirkungsquerschnitt für 8 GeV/c π^- p-Streuung. Die Abbildung zeigt, daß die Protonen-Verteilung im Bereich nahe $x = -1$, der vor allem durch den diffraktiven Anteil bestimmt ist, für die Streuung reeller und virtueller Pionen gut übereinstimmt.

Weiterhin sollen differentielle π^- -Verteilungen untersucht werden. Abb. 26 zeigt die invariante x-Verteilung für Streuung reeller Pionen als Histogramm. Geschlossene Kreise mit Fehlerbalken geben die Verteilung für virtuelle Streuung mit einer zu den Proton-Verteilungen analogen Normierung wieder. Von $x = -1$ bis etwa $x = 0.3$ stimmen die Verteilungen recht gut überein. Weiterhin zeigt sich auch bei den virtuellen Daten eine starke Bevorzugung positiver Longitudinalimpulse, d.h. daß auch bei virtueller Streuung 'führende' reelle π^- erzeugt werden. Jedoch findet sich nur eine Andeutung des bei der Streuung reeller Pionen stark ausgeprägten Diffraktionsmaximums bei $x \approx 0.9$.

Da in diesem Energiebereich die elastische Streuung überwiegend diffraktiv ist, erwartet man mit dem Abfall des Anteils der elastischen Streuung am totalen Wirkungsquerschnitt einen vergleichbaren Abfall der diffraktiven inelastischen Streuung. Um eine Abschätzung zu erhalten, ob das Zurückgehen des diffraktiven inelastischen Anteils genauso stark ist wie das des elastischen Anteils, wird die Verteilung für virtuelle π^- normiert auf elastische Ereignisse, d.h. auf das Verhältnis des elastischen π^- p-Wirkungsquerschnittes zu der Anzahl der elastischen Ereignisse im ausgewählten Bereich (offene Kreise mit Fehlerbalken). Offensichtlich liegt auch sie an der Stelle des Diffraktionsmaximums tiefer. Durch diese Normierung wird auch der Untergrund nicht-diffraktiver Ereignisse um denselben Betrag vergrößert und damit eine größere Höhe des Diffraktionsmaximums vorgetäuscht. Das bedeutet, daß der diffraktive π^- -Anteil beim Übergang von reeller zu virtueller Streuung noch stärker als die elastische Streuung abnimmt.

Abb. 27 zeigt die p_T^2 -Verteilung in Intervallen von x für die Streuung reeller π^- (KEN 74) durch ausgefüllte Kreise, für die virtuelle Streuung durch offene Dreiecke. Es wird deutlich, daß vor allem bei positiven x kleinere Transversalimpulse als bei Streuung reeller Pionen bevorzugt sind, ohne daß der eigentliche 'Diffraktionsbereich' großer x eine besondere Abweichung zeigt.

Die hier durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß bei der inklusiven Reaktion (V.3.1) das Verhalten des ausgetauschten Teilchens nicht so leicht zu interpretieren ist wie bei den elastischen Reaktionen (V.2.1) und (V.2.2), bei denen sich dieses - bis auf Absorptionskorrekturen - in allen untersuchten Verteilungen wie ein reelles Pion verhält.

Zwar stimmen die Multiplizitäten über den gesamten Bereich der Schwerpunktsenergie M_X , mit denen der bei reeller Streuung gemessenen überein, und die Dispersionen liegen nur unwesentlich über den Werten reeller Reaktionen. Jedoch ist das Verhältnis σ_{el}/σ_{tot} nur für sehr kleine M_X , mit reeller Streuung vergleichbar und nimmt für wachsende M_X erheblich schneller ab. Noch stärker weicht der Anteil diffraktiver Streuung des π^- am totalen Wirkungsquerschnitt von dem bei reeller Streuung beobachteten ab. Dagegen scheint die Proton-Diffraktion bei reeller und virtueller Streuung übereinzustimmen.

Es ist bei den bisher gezeigten Verteilungen nicht klar, ob das virtuelle Pion in inklusiven Verteilungen ein anderes Verhalten zeigt als das reelle oder ob eine starke Beimischung des Austauschs anderer Teilchen vorliegt. Für die letztere Annahme spricht die Tatsache, daß die Proton-Diffraktion bei virtueller mit der bei reeller Streuung übereinstimmt, die π^- -Verteilungen jedoch erheblich weniger Diffraktion zeigen. Dabei käme vor allem der Austausch den ρ^- , des A_2^- und des A_3^- in Frage. Bei diesen Austauschprozessen erwartet man auch eine starke Produktion dieser Teilchen. Der Anteil des A_2^- und des A_3^- wird in der $\pi^+\pi^-\pi^-$ -Massenverteilung (Abb.28) untersucht. (Um möglichst viele eindeutige π^+ zu erhalten, wird auf das Δ^{++} mit vorwärts laufenden π^+ eingeschränkt und die $\pi^+\pi^-\pi^-$ -Massenverteilung nur mit rückwärts laufenden π^+ gebildet.) Die Abbildung zeigt, daß der A_2^- und A_3^- -Beitrag vermutlich gering ist. Da das ρ^- in der $\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung nachgewiesen werden müßte, käme nur eine semiinklusive Untersuchung aller I-C-Fit Ereignisse mit einem π^0 in Frage. Hierfür liegen jedoch bei dieser Energie keine Vergleichsdaten für π^-p -Streuung vor. Daher ist es bei virtueller π^- -Produktion unmöglich, zwischen ' π^- -induzierter' - und ' ρ^- -induzierter' ρ^- -Produktion zu unterscheiden. Ein Beitrag von ρ^- -Austausch kann daher nicht ausgeschlossen werden. Führende ρ^- könnten auch einen Beitrag zu dem Überwiegen kleiner Transversalimpulse liefern. Nimmt man an, daß sie eine ähnliche Verteilung wie führende π^- bei der Streuung reeller π^- aufweisen, so haben ihre Zerfallsprodukte - wenn nicht eine starke Bevorzugung transversaler Zerfälle vorliegt - einen erheblich geringeren Transversalimpuls.

VI. Danksagung

Herrn Prof. M.W. Teucher möchte ich danken, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit in seiner Blasenkammergruppe anzufertigen.

Herr Dr. V. Blobel und Herr Dr. P. Söding haben durch zahlreiche Anregungen und kritische Hinweise diese Arbeit entscheidend gefördert. Dafür gilt ihnen mein aufrichtiger Dank.

Allen an der Auswertung des Experiments beteiligten Mitarbeitern in Bonn, Hamburg und München danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt den Gruppen bei CERN für den Bau des Strahls und den Betrieb der Blasenkammer und des Synchrotrons ebenso wie dem DESY-Rechenzentrum für die großzügige Gewährung von Rechenzeit.

Bei Frau E. Hell und Frau H. Siegner möchte ich mich herzlich bedanken für das sorgfältige Schreiben der Arbeit und Anfertigen der Zeichnungen.

VII. Literaturverzeichnis

- ABBHHM 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-Collaboration,
Phys. Rev. 175 (1968), 1669
- AMB 74 I. Ambats et al., Phys. Rev. D9 (1974), 1179
- AUB 75 J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B89 (1975), 1
- BAL 73 J. Ballam et al., Phys. Rev. D7 (1973), 3150
- BAS 72 E. Bassler, Dissertation, Interner Bericht, DESY F1-72/5
Hamburg (1972)
- BEH 75 H.-J. Behrend et al., DESY 75/05 (1975)
- BEN 74 J. Benecke et al., MPI-PAE/Exp. EL-38 (1974) und
Nucl. Phys. B76 (1974), 29
- BENA 72 D. Benaksas et al., Phys. Lett. 39B (1972), 289;
Phys. Lett. 42B (1972), 507
- BLO 71 V. Blobel, D. Mönkemeyer; Programmbeschreibung, SELDEC,
Hamburg (1971)
- BLO 73a V. Blobel et al., DESY 73/51 (1973) und
Phys. Lett. 48B (1974), 73
- BLO 73b V. Blobel et al., MPI-PAE/Exp. EL-34 (1973) und
Nucl. Phys. B67 (1973), 284
- BLO 73c V. Blobel et al., DESY 73/37 (1973) und
Nucl. Phys. B69 (1974), 237
- BLO 75 V. Blobel, private Mitteilung
- BON 64 L. Bondár et al., Nuovo Cimento 31 (1964), 729
- BOR 73 P. Borzatta et al., Nuovo Cimento 15A (1973), 45
- BRA 72 A. Brandt, Diplomarbeit, Interner Bericht, DESY F1-72/3,
Hamburg (1972)
- CHL 73 P.V. Chliapnikov et al., CERN/D.Ph.II/Phys. 73-20 (1973)

- CHR 73 J.H. Christenson et al., Phys. Rev. D8 (1973), 2016
- CZY 72 O. Czyzewski und K. Rybicki, Nucl. Phys. B47 (1972), 633
- ECK 72 V. Eckardt et al., DESY 72/67 (1972) und Nucl. Phys. B55 (1973), 45
- ECK 74 V. Eckardt et al., DESY 74/5 (1974)
- FEN 73 S. Fenster und J.L.Uretzky, Phys. Rev. D7 (1973), 2143
- FES 73 H. Fesefeldt, Dissertation, Interner Bericht, DESY F1-73/11, Hamburg (1973)
- FEY 69 R.P. Feynman, in High Energy Collisions, Ed.C.N. Yang et al., New York (1969), 237; Phys. Rev. Lett. 23 (1969), 1415
- FOX 70 G.C. Fox und C. Quigg, Lawrence Berkeley Lab. UCRL-20001
- FRI 71 D. Fries, Konf. Moriond 1971, 267
- GAN 73 J. Gandsman et al., Nucl. Phys. B61 (1973), 32
- GER 69 Gerard, FSD bubble chamber-programs manual (Minimum Guidance), CERN (1969)
- GOR 75 H.A. Gordon et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 284
- GRI 68 Programm GRIND, CERN TC program library manual, vol. 2, Genf (1968)
- HBC 72 Handbuch der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer, Genf (1972)
- HEL 73 B.W. Hellwig, Dissertation, Interner Bericht, Desy F1-73/2, Hamburg (1973)
- HIC 73 G.S. Hicks, Dissertation, Nevis 198 (1973)
- JAC 64 J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34 (1964), 1644
- JET 74 C. Jetter, private Mitteilung
- JOH 70 T.F. Johnston et al., Nucl. Phys. B24 (1970), 253

- KEN 74 V.P. Kenney, private Mitteilung
- KOB 72 P. Kobe et al., MPI-PAE/Exp. EL-23 (1972)
- LAZ 68 P. Lazeyras, CERN/D.Ph.II/BEAM/68-9, Genf (1968)
- MAT 69 V.A. Mateev, R.M. Muradyan und A.N. Tavkhelidze, in Vector Mesons and Electromagnetic Interactions, Proceedings of the International Seminar in Dubna (1969), S.109
- MOE 72 D. Mönkemeyer, Dissertation, Interner Bericht, DESY F1-72/2, Hamburg (1972)
- MUE 73 H.J. Mück, H.H. Nagel und F. Selonke, DESY-73/7, Hamburg (1973)
- PDG 70 Particle Data Group, UCRL 20000 NN (1970)
- PDG 72 Particle Data Group, LBL-58 (1972)
- PDG 73 Particle Data Group, LBL-53 (1973)
- POW 73 J.T. Powers, Phys. Rev. D8 (1973), 1947
- SAK 70 J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 24 (1970), 968
- SCH 74 B. Schwarz, Dissertation, DESY F1-74/4, Hamburg (1974)
- THR 68 Programm THRESH, CERN TC program library manual, vol. 2, Genf (1968)
- WIN 74 F.C. Winkelmann, LBL-3045 (1974)
- WOL 69 G. Wolf, Phys. Rev. 182 (1969), 1538

VIII. Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 Verteilung des Quadrats der fehlenden (d.h. neutralen) Masse für die Hypothese $pp \rightarrow pn\pi^+$ bei 12 und 24 GeV/c. Schraffiert eingezeichnet ist jeweils die Verteilung für Anpassungen an diese Hypothese, bei der das Neutron im Schwerpunktsystem vorwärts läuft.
- Abb. 2 Verteilung der $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen, bei denen das π^+ im Schwerpunktsystem rückwärts läuft, für 12 und 24 GeV/c (obere Verteilung). Darunter die gleichen Verteilungen für Intervalle der Schwerpunktsrapidität y^* des $\pi^+\pi^-$ -Systems. Eingezeichnet als Linien sind die Anpassungen einer Breit-Wigner Funktion für das ρ^0 und die Anpassungen für den Untergrund.
- Abb. 3 Verteilung der Schwerpunktsrapiditäten für ρ^0 , ω und K^{*+} bei 12 und 24 GeV/c. Die Werte für $y^* > 0$ ergeben sich bei allen Verteilungen aus den Werten für die der Rückwärtshemisphäre durch die Symmetrie um $y^* = 0$. Eingezeichnet als Linien sind weiterhin die π^+ - und π^- -Verteilungen. Ihre Wirkungsquerschnitte sind mit einem willkürlichen Faktor 1/10 multipliziert.
- Abb. 4 Invariante Wirkungsquerschnitte des ρ^0 -Mesons in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen $x = \frac{p_L^*}{p_{\max}^*}$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb. 5 $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ -Verteilungen für das ρ^0 , ω und K^{*+} bei 12 und 24 GeV/c. Die eingezeichneten Geraden geben das Ergebnis von Anpassungen an den Ausdruck $\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A \exp(Bp_T^2)$ wieder.
- Abb. 6 Mittlere Transversalimpulse $\langle p_T \rangle$ der Mesonen und des p und Λ in inklusiven bzw. quasiinklusiven Prozessen für 12 und 24 GeV/c. $\langle p_T \rangle$ ist aufgetragen gegen die Masse der jeweiligen Teilchen. Die unterbrochene Gerade stellt eine handgezeichnete Verbindungslinie dar.

- Abb. 7 Zerfallswinkelverteilungen des ρ^0 , ω und K^{*+} bei 24 GeV/c in verschiedenen Koordinatensystemen.
- Abb. 8 Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}}$ für die Reaktion $pN \rightarrow \mu^+\mu^-X$ bei 25 GeV/c Proton-Laborimpuls. (N bezeichnet ein Nukleon im Urkern.) \times bezeichnet die veröffentlichten Daten mit der Akzeptanzbeschränkung für das $\mu^+\mu^-$ -System $|p_{\text{Lab}}(\mu^+\mu^-)| > 12$ GeV/c und $\theta_{\text{Lab}}(\mu^+\mu^-) < 63$ mrad, \circ dieselben Daten mit der Akzeptanzkorrektur nach Abschnitt IV.5B. Die durchgezogene Linie zeigt die Vektor-Dominanz-Vorhersage aus den Reaktionen $pp \rightarrow \rho^0 X$ und $pp \rightarrow \omega X$ bei 24 GeV/c nach (VI.5.4). Die unterbrochene Linie gibt die Rechnung mit der von Sakurai modifizierte Vektor-Dominanz-Vorhersage (vgl. IV.5.5) wieder.
- Abb. 9 Verteilung von $\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}}$ für die Reaktion $pN \rightarrow \mu^+\mu^-X$ bei 29.5 GeV/c. \times zeigt die Daten mit derselben Akzeptanzbeschränkung wie in Abb. 8, \circ die Daten mit einer Akzeptanzkorrektur nach demselben Verfahren, wie es für Abb. 8 angewandt worden ist.
- Abb. 10 $M(p\pi^+)$ (zwei Kombinationen) für die Reaktion $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb. 11 $\frac{d\sigma}{dq^2}$ für die Reaktionen $pp \rightarrow n\pi^+$ und $pp \rightarrow \Lambda^{++}\pi^-$ bei 12 und 24 GeV/c. (Definition von q^2 siehe Abschnitt V.2) Als Λ^{++} werden $p\pi^+$ -Kombinationen mit 1.16 GeV $< M < 1.32$ GeV betrachtet.
- Abb. 12 Verteilung der effektiven $n\pi^+$ -Masse für die Reaktion $pp \rightarrow n\pi^+$ mit $M(p\pi^+) > 2.5$ GeV
- für 12 GeV/c,
 - für 12 GeV/c mit der zusätzlichen Einschränkung $q^2 < 1$ GeV²,
 - für 24 GeV/c,
 - für 24 GeV/c mit der zusätzlichen Einschränkung $q^2 < 1$ GeV².

- Abb. 13 Verteilung der effektiven $\Delta^{++}\pi^-$ -Masse für die Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++}p\pi^-$ mit $M(p\pi^-) > 2.5 \text{ GeV}$
- für 12 GeV/c,
 - für 12 GeV/c mit der zusätzlichen Einschränkung $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$,
 - für 24 GeV/c,
 - für 24 GeV/c mit der zusätzlichen Einschränkung $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$.
- Abb. 14a Verteilung von $\frac{d\sigma}{dt}$ für die Reaktion $pp \rightarrow np\pi^+$ mit $M(p\pi^+) > 2.5 \text{ GeV}$ für 12 und 24 GeV/c. Die Verteilung ist für die drei Intervalle $q^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$, $0.4 \text{ GeV}^2 < q^2 < 1.0 \text{ GeV}^2$ und $1.0 \text{ GeV}^2 < q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ dargestellt.
- Abb. 14b Die gleiche Verteilung für die Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++}p\pi^-$ mit $M(p\pi^-) > 2.5 \text{ GeV}$.
- Abb. 15a Verteilung von $\frac{d\sigma}{dt}$ für die Reaktion $pp \rightarrow np\pi^+$ bei 24 GeV/c und $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ in den Intervallen $2.5 \text{ GeV} < M(p\pi^+) < 3.2 \text{ GeV}$ und $3.2 \text{ GeV} < M(p\pi^+) < 4.2 \text{ GeV}$.
- Abb. 15b Die gleiche Verteilung für die Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++}p\pi^-$. Die Intervalleinteilung ist für die $p\pi^-$ -Masse vorgenommen worden.
- Abb. 16 Verteilung von $\frac{e^{bt_{\min}}}{|q|M} \frac{d\sigma}{dM^2}$ für die Reaktion $pp \rightarrow np\pi^+$ für 12 und 24 GeV/c. M bezeichnet die $p_a\pi^+$ -Masse (vgl. Abschnitt V.2 und den Ausdruck (V.2.4)). Die unterbrochenen Linien zeigen, von welchem M^2 an die Chew-Low Grenze die Verteilung beeinflusst.
- Abb. 17 Wie Abb. 16 für die Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++}p\pi^-$. M bezeichnet hier die $p_a\pi^-$ -Masse.
- Abb. 18 Verteilung des Treiman-Yang-Winkels (Definition siehe (V.2.6)) für die Reaktion $pp \rightarrow np\pi^+$. Die Verteilung ist für 12 und 24 GeV/c in den beiden Intervallen $q^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$ und $0.4 \text{ GeV}^2 < q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ dargestellt.
- Abb. 19 Wie Abb.18 für die Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++}p\pi^-$.

- Abb. 20a Verteilung der $p\pi^+$ -Masse für 24 GeV/c für alle $p\pi^+$ -Kombinationen, bei denen das π^+ im Schwerpunktsystem rückwärts läuft. Das innere Histogramm zeigt die gleiche Verteilung für $p\pi^+$ -Systeme, bei denen der Impulsübertrag von einem der beiden einlaufenden Protonen kleiner ist als 1 GeV^2 .
- Abb. 20b Verteilung der $p\pi^+$ -Masse für 24 GeV/c für alle $p\pi^+$ -Kombinationen, bei denen das π^+ im Schwerpunktsystem vorwärts läuft und der Impulsübertrag kleiner als 1 GeV^2 ist.
- Abb. 21 Verteilung von $\frac{d}{dq^2}$ für die Reaktion $pp \rightarrow \Lambda^{++} X'$ bei 24 GeV/c.
- Abb. 22 Verteilung der Masse $M_{X'}$ des X' -Systems in der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda^{++} X'$ für 24 GeV/c und $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$.
- Abb. 23 Verteilung des Treiman-Yang-Winkels in der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda^{++} \pi^- X$ bei 24 GeV/c und $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$. Es werden die Winkel für alle π^- in drei Intervallen von $M_{X'}$, von 2.5 GeV bis 4.5 GeV gezeigt.
- Abb. 24 Das Verhältnis σ_{el}/σ_{tot} als Funktion von $M_{X'} = \sqrt{s}$ für die Streuung reeller (ausgefüllte Kreise) und virtueller (offene Kreise) Pionen an Protonen. Die unterbrochenen Linien sind nur Hilfslinien zur Verbindung der Punkte.
- Abb. 25 Invariante x-Verteilung der Protonen. Geschlossene Kreise geben die Verteilung eindeutig identifizierter Protonen wieder für $\pi^- p$ -Streuung bei 8 GeV/c Laborimpuls, d.h. $\sqrt{s} = 4 \text{ GeV}$. Dreiecke (Spitze abwärts) zeigen die Verteilung für eindeutig identifizierte Protonen in der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda^{++} p X$ mit $3.7 \text{ GeV} < M(pX) < 4.5 \text{ GeV}$. (Die Feynman-Variable x ist dabei im pX-Schwerpunktsystem berechnet.) Dreiecke (Spitze nach oben) geben die gleiche Verteilung wieder für alle Teilchen, die möglicherweise Protonen sind (siehe Abschnitt V.3).
- Abb. 26 Histogramm: Invariante x-Verteilung der π^- in der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s}=4 \text{ GeV}$. Ausgefüllte Kreise: Invariante x-Verteilung der π^- in der Reaktion $pp \rightarrow \Lambda^{++} \pi^- X$ bei Massen des $(\pi^- X)$ -Systems von 3.7 bis 4.5 GeV. Dabei werden die Ereignisse bei 24 GeV/c und $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ verwendet. Normiert wird bei der Verteilung die Anzahl der

inelastischen Ereignisse auf den inelastischen Wirkungsquerschnitt der Streuung reeller π^- an Protonen. Offene Kreise geben die gleiche Verteilung wieder mit einer Normierung auf elastische Ereignisse; d.h. die Anzahl der Ereignisse der Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^- X$ wird normiert auf das Verhältnis des elastischen Wirkungsquerschnittes der Streuung reeller Pionen zu der Anzahl der Ereignisse 'elastischer' Streuung virtueller Pionen ($pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$).

Abb. 27 Invariante p_T -Verteilung der π^- in verschiedenen Abschnitten von $x = \frac{p_L^*}{p_{\max}^*}$. Ausgefüllte Kreise geben die Verteilungen für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^- X$ bei $\sqrt{s} = 4$ GeV wieder. Dreiecke zeigen die gleichen Verteilungen für die Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^- X$ im $(\pi^- X)$ -System für 24 GeV/c, $q^2 < 1$ GeV² und M_X zwischen 3.7 und 4.5 GeV. Es bedeuten: a) $0.0 < x < 0.1$, b) $0.1 < x < 0.2$, c) $0.2 < x < 0.4$, d) $0.4 < x < 0.6$, e) $0.6 < x < 1.0$, f) $-0.1 < x < 0.0$, g) $-0.2 < x < -0.1$, h) $-0.4 < x < -0.2$ und i) $-0.6 < x < -0.4$.

Abb. 28 Verteilung der Masse des $\pi^+ \pi^- \pi^-$ -Systems in der Reaktion $pp \rightarrow \Delta^{++} \pi^+ \pi^- \pi^- X$ für 24 GeV/c, $q^2 < 1$ GeV² und 3.7 GeV $< M_X < 4.5$ GeV.

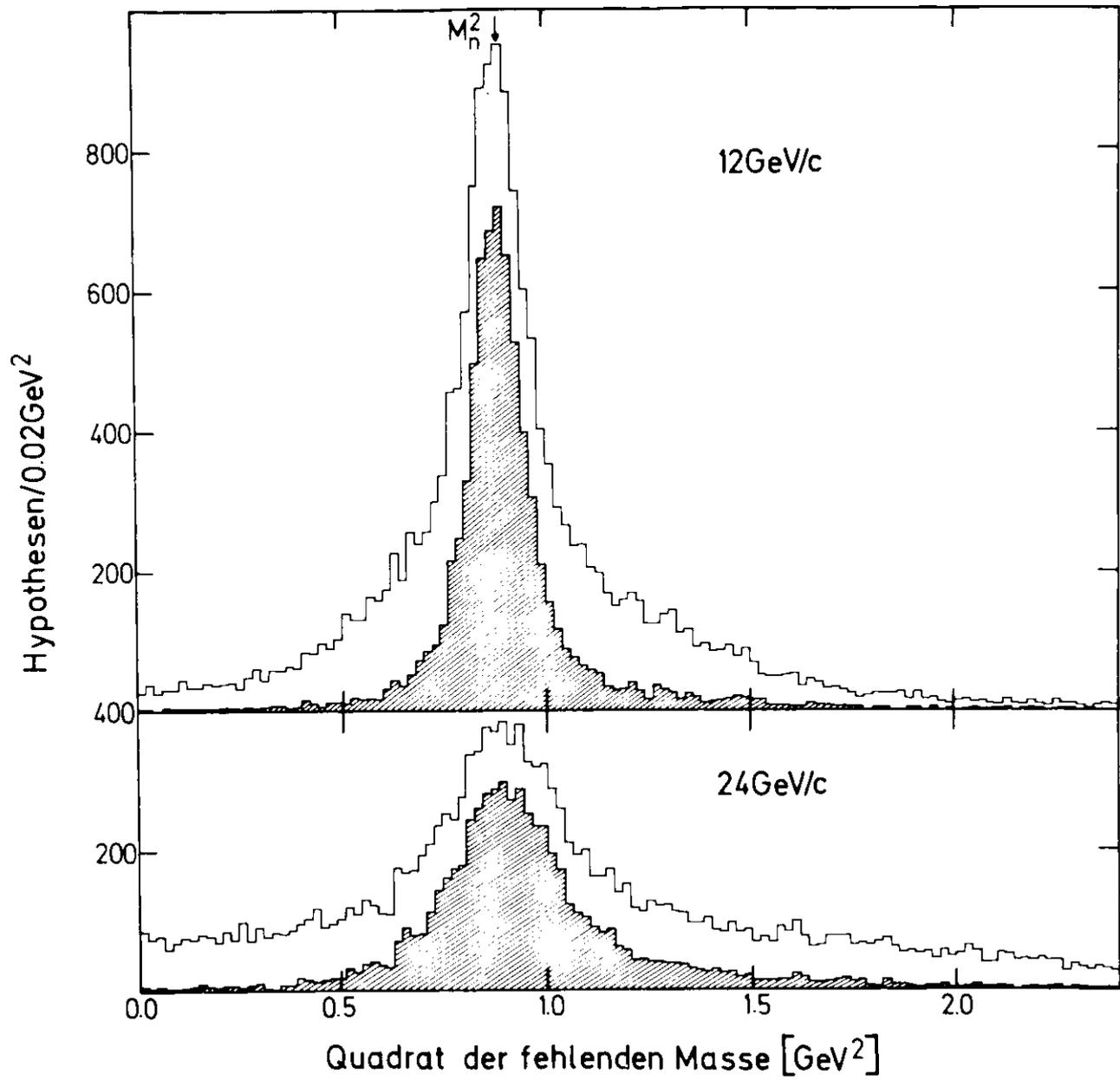


Abb. 1

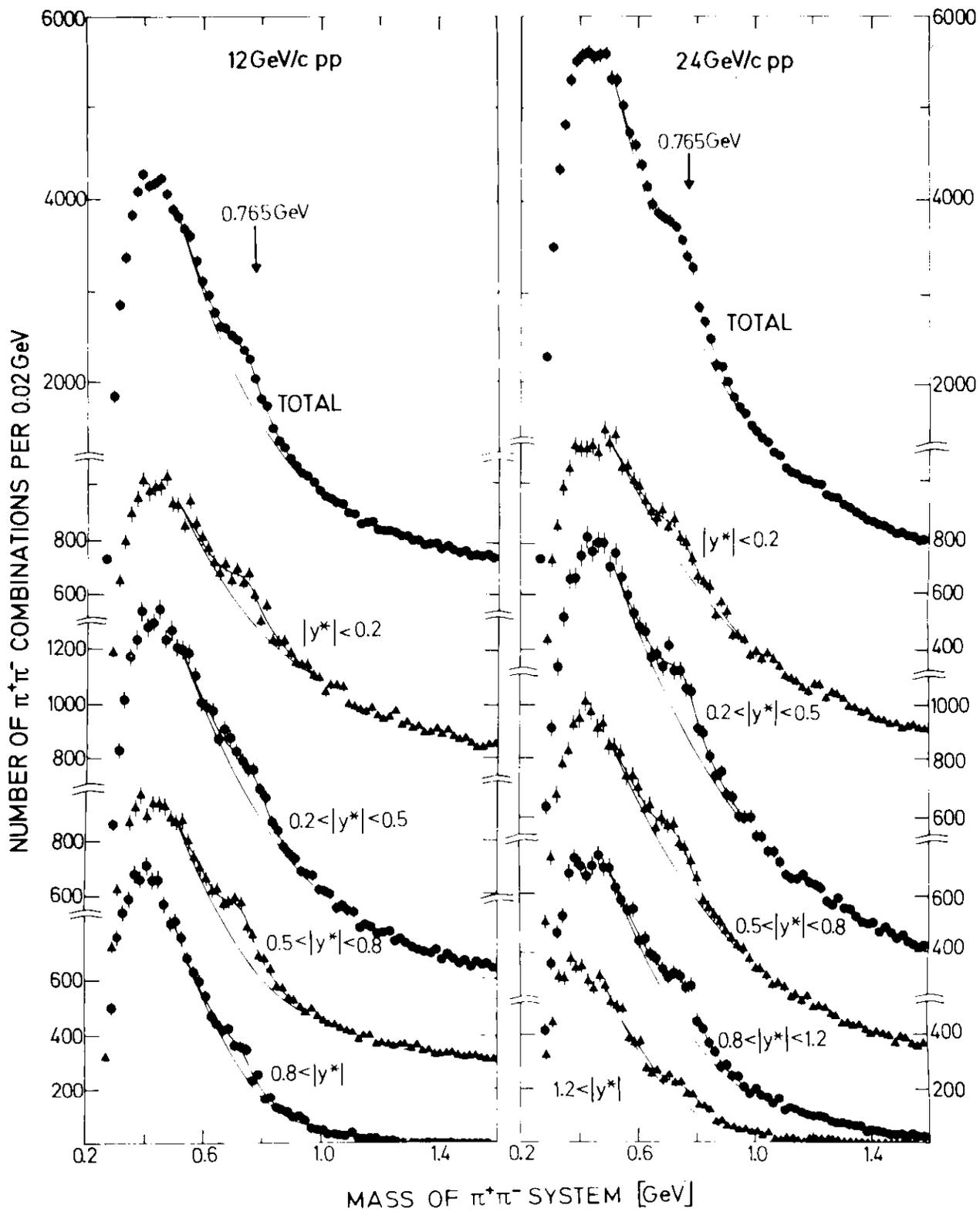


Abb. 2

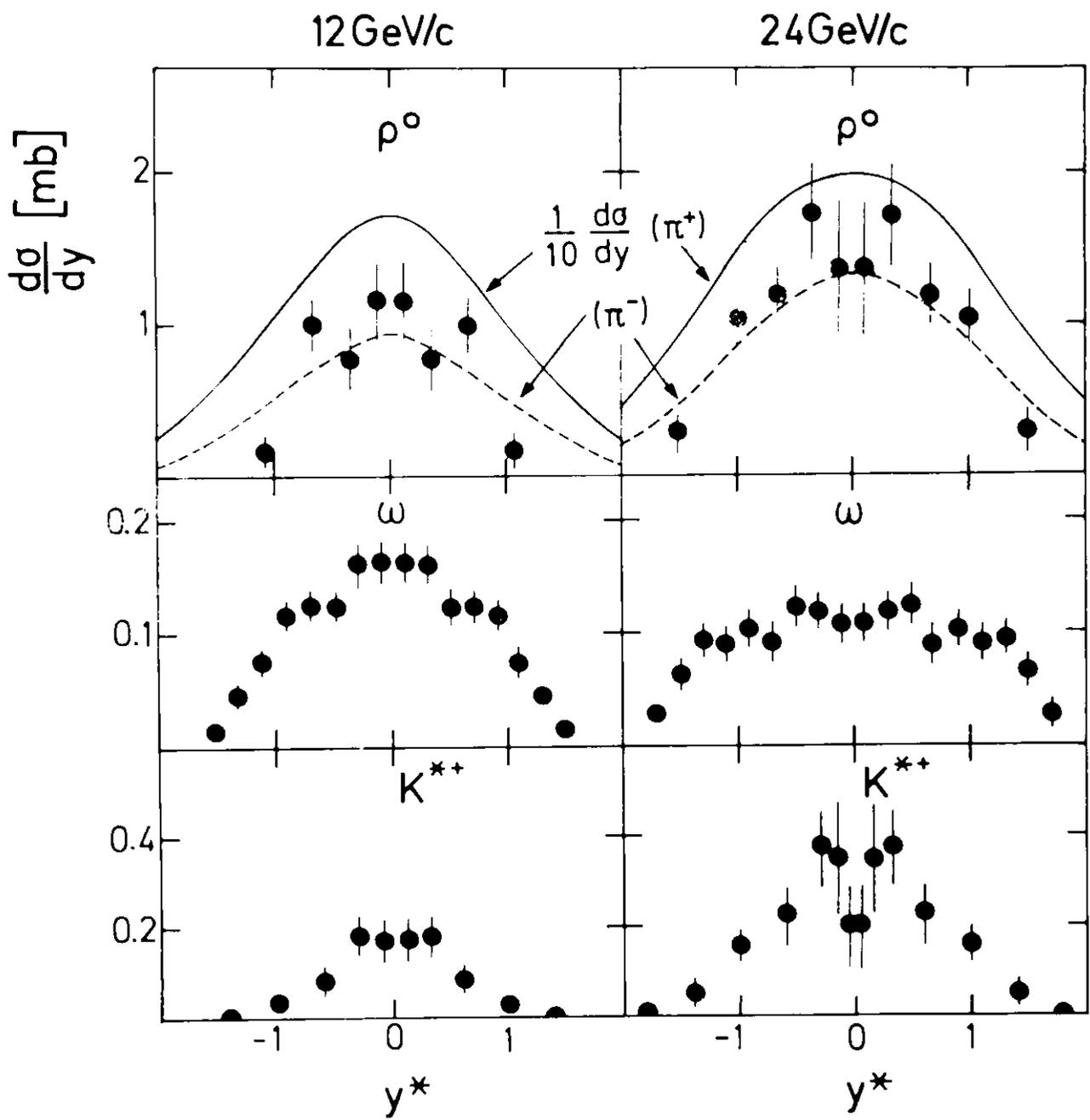


Abb. 3

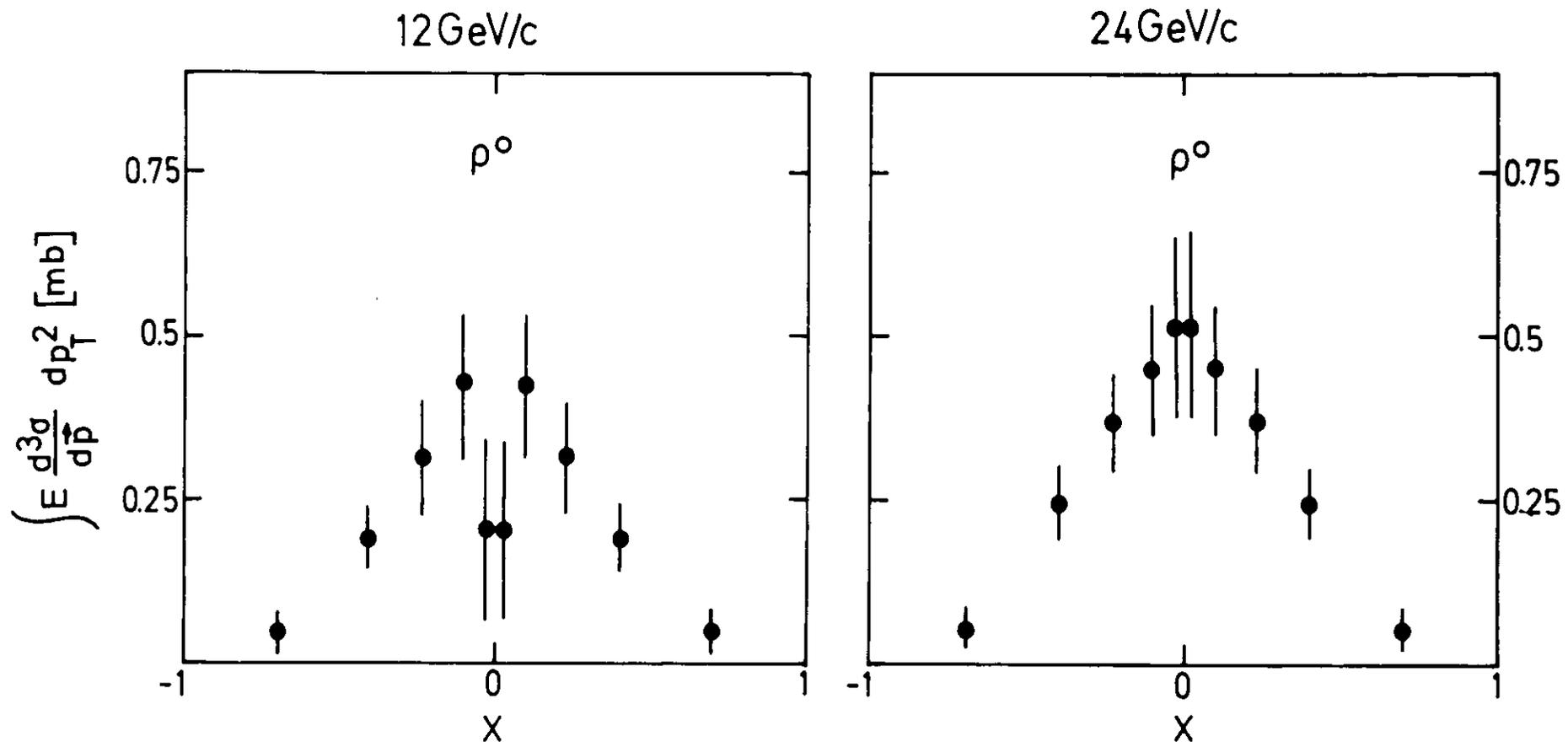


Abb. 4

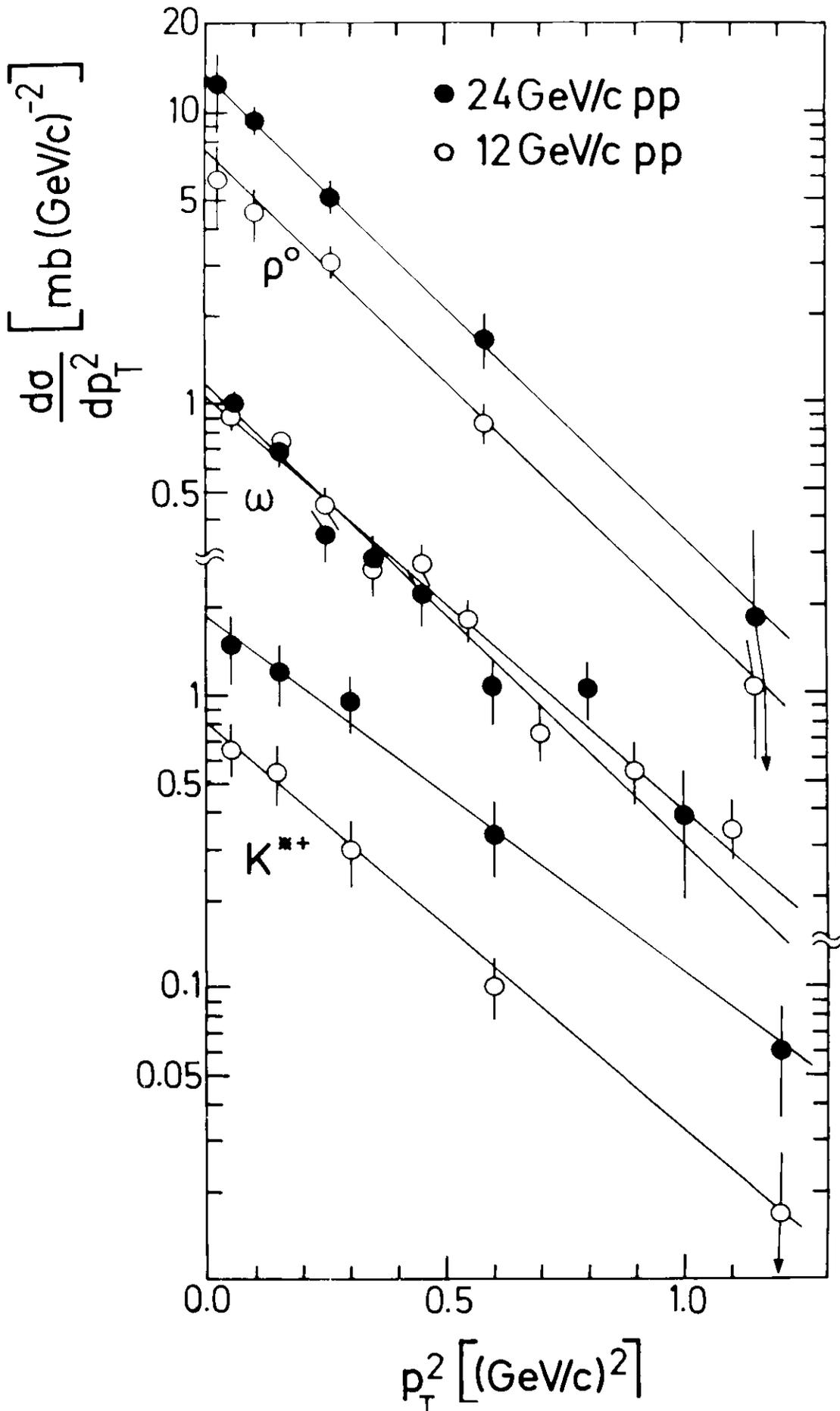


Abb. 5

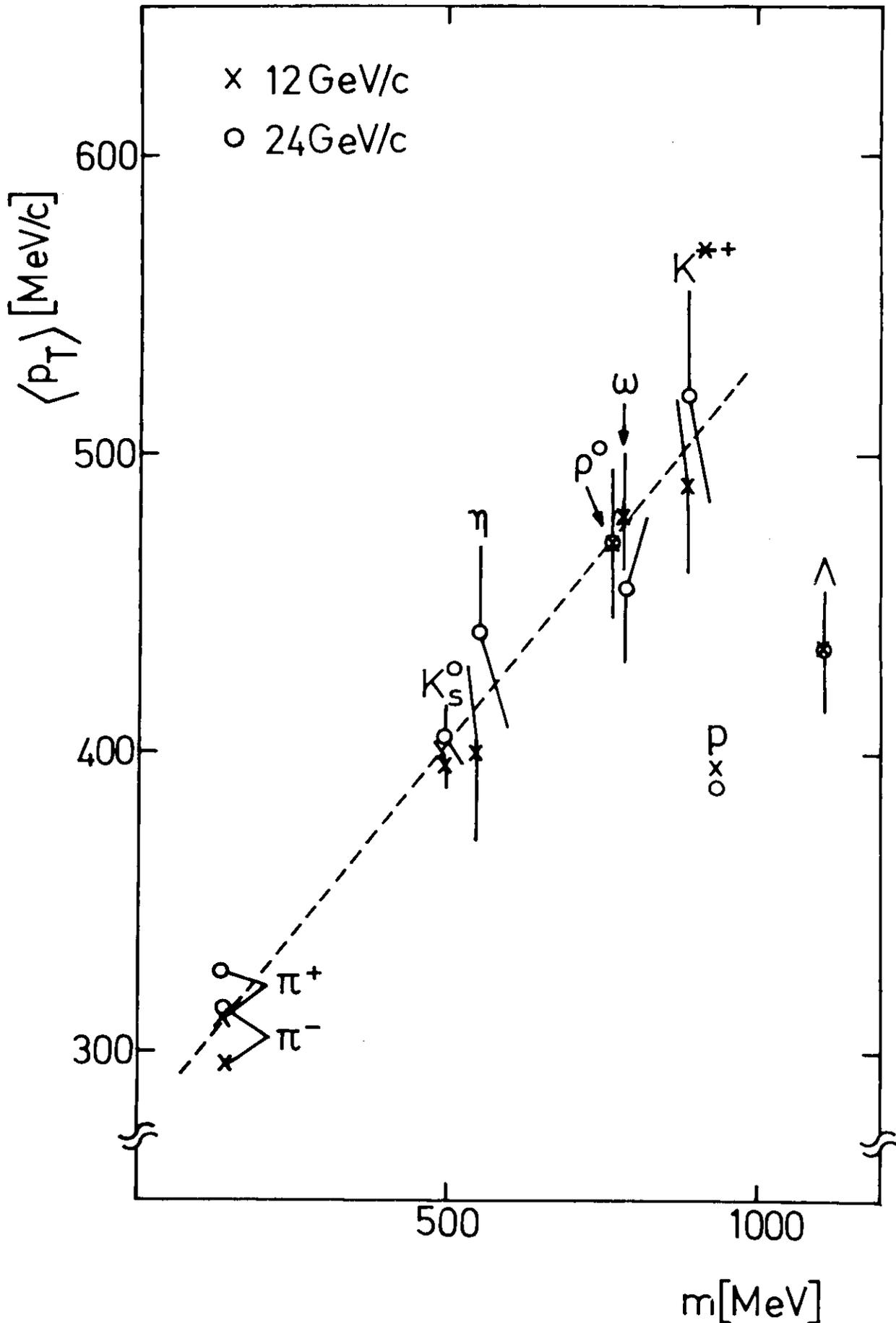


Abb. 6

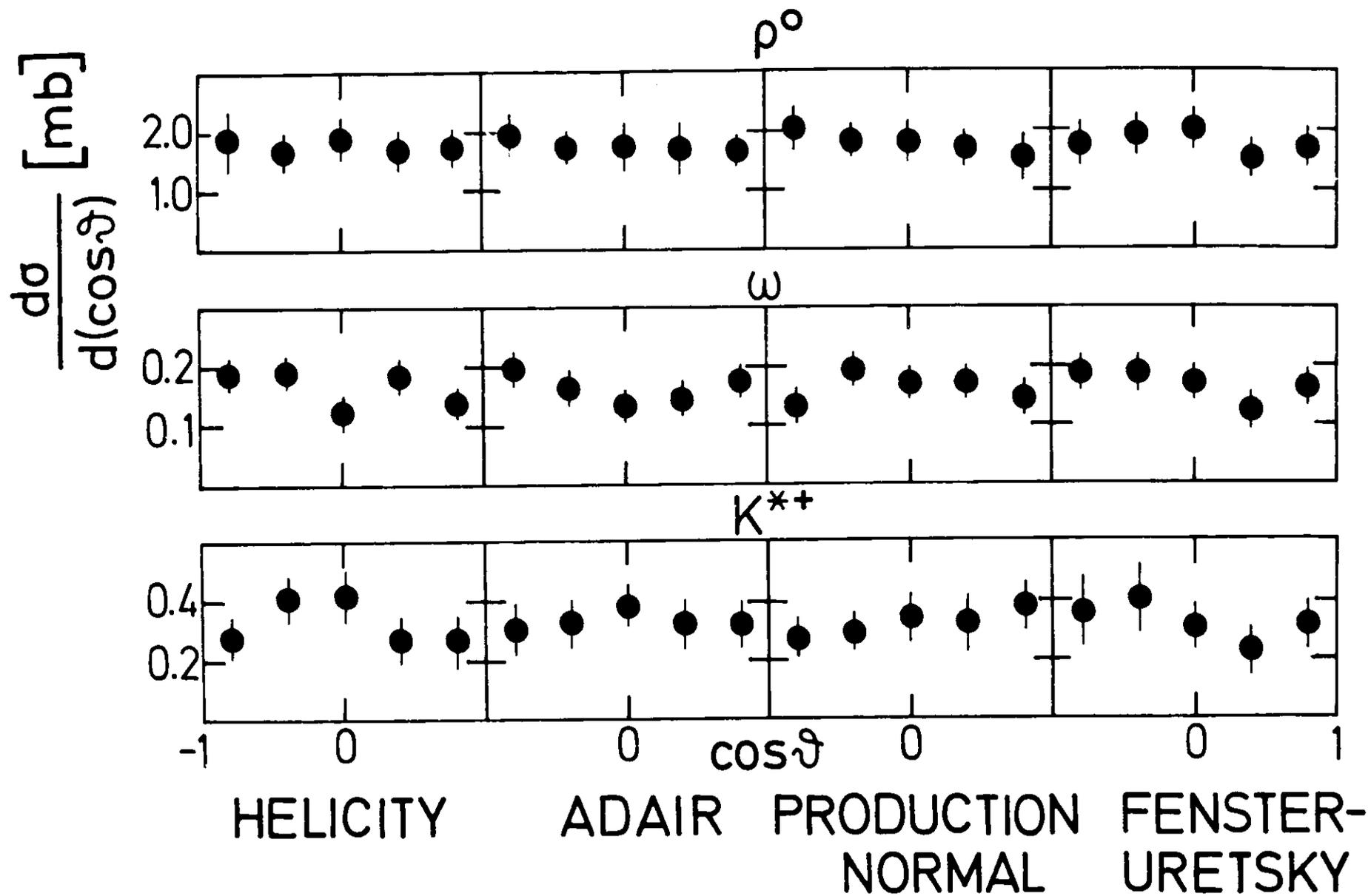


Abb. 7

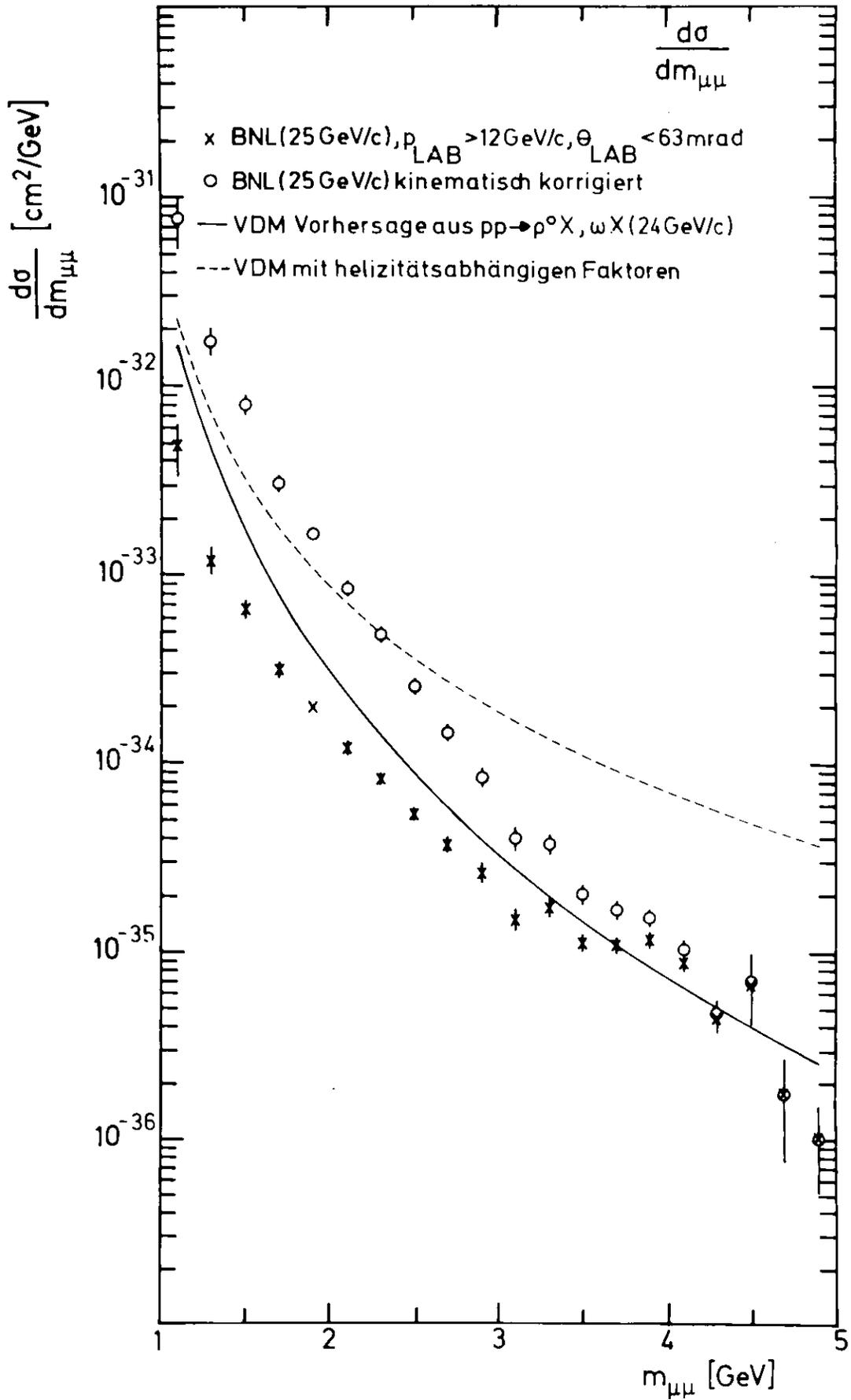
$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ 

Abb. 8

$pN \rightarrow \mu^+ \mu^- X$

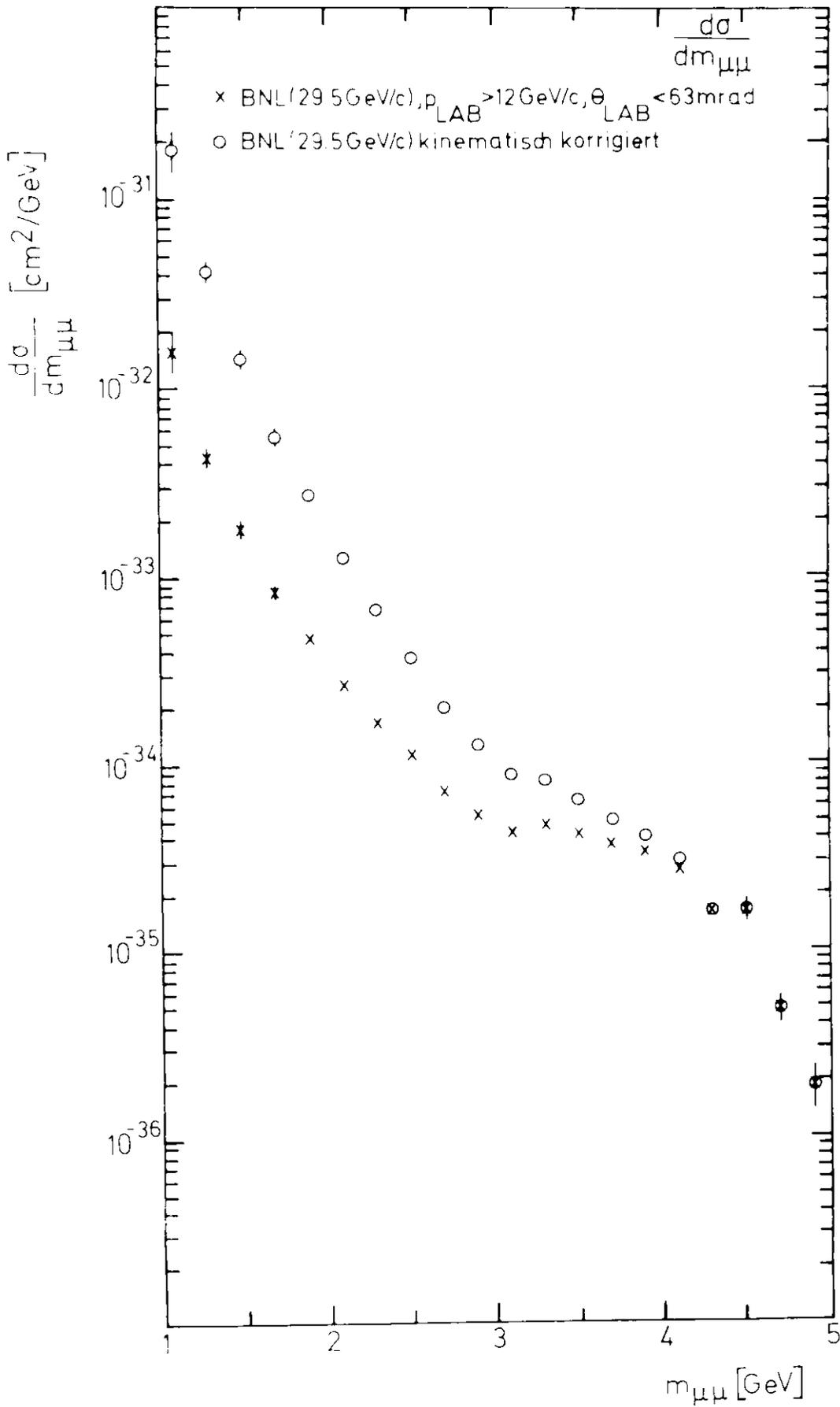


Abb. 9

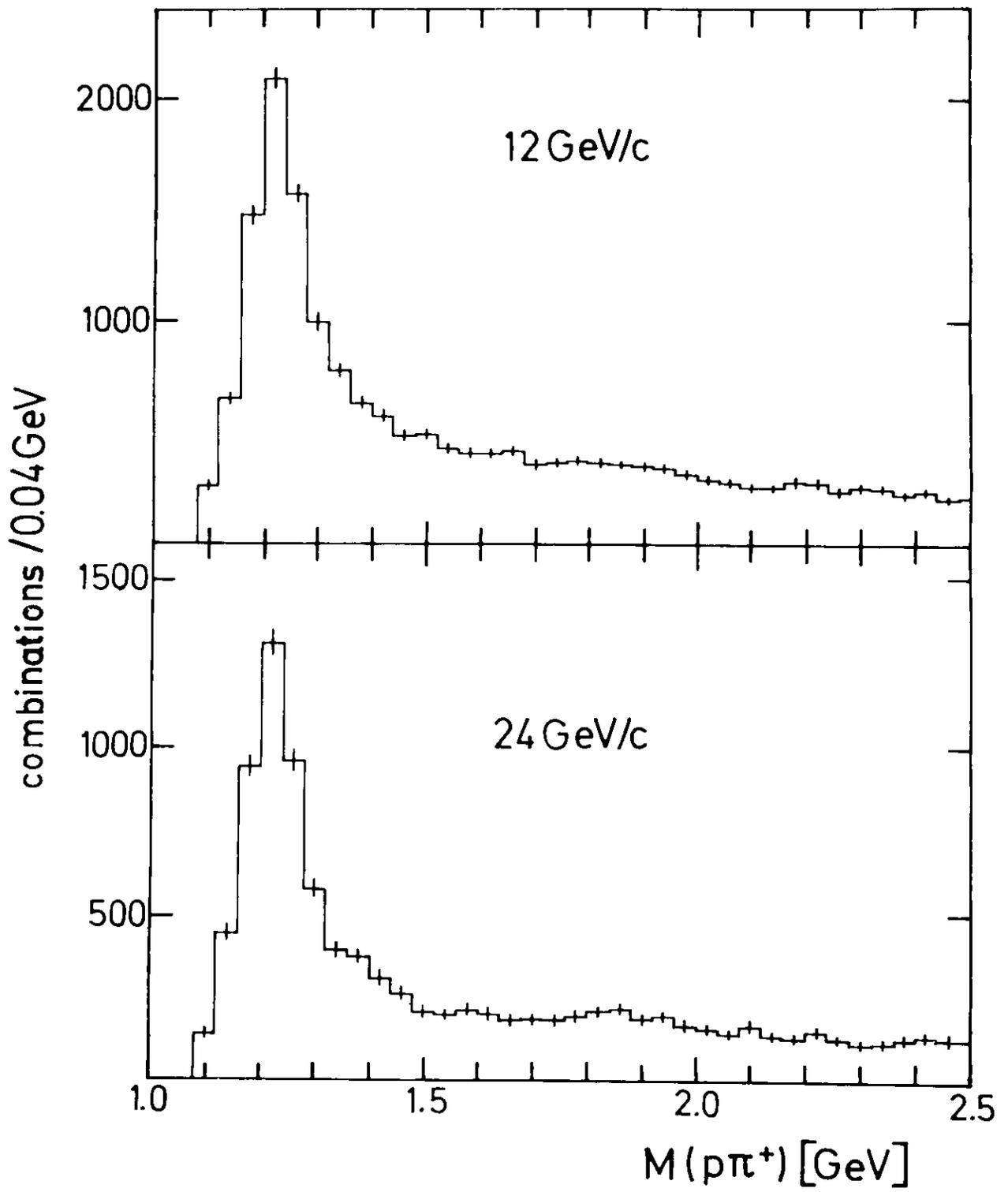


Abb. 10

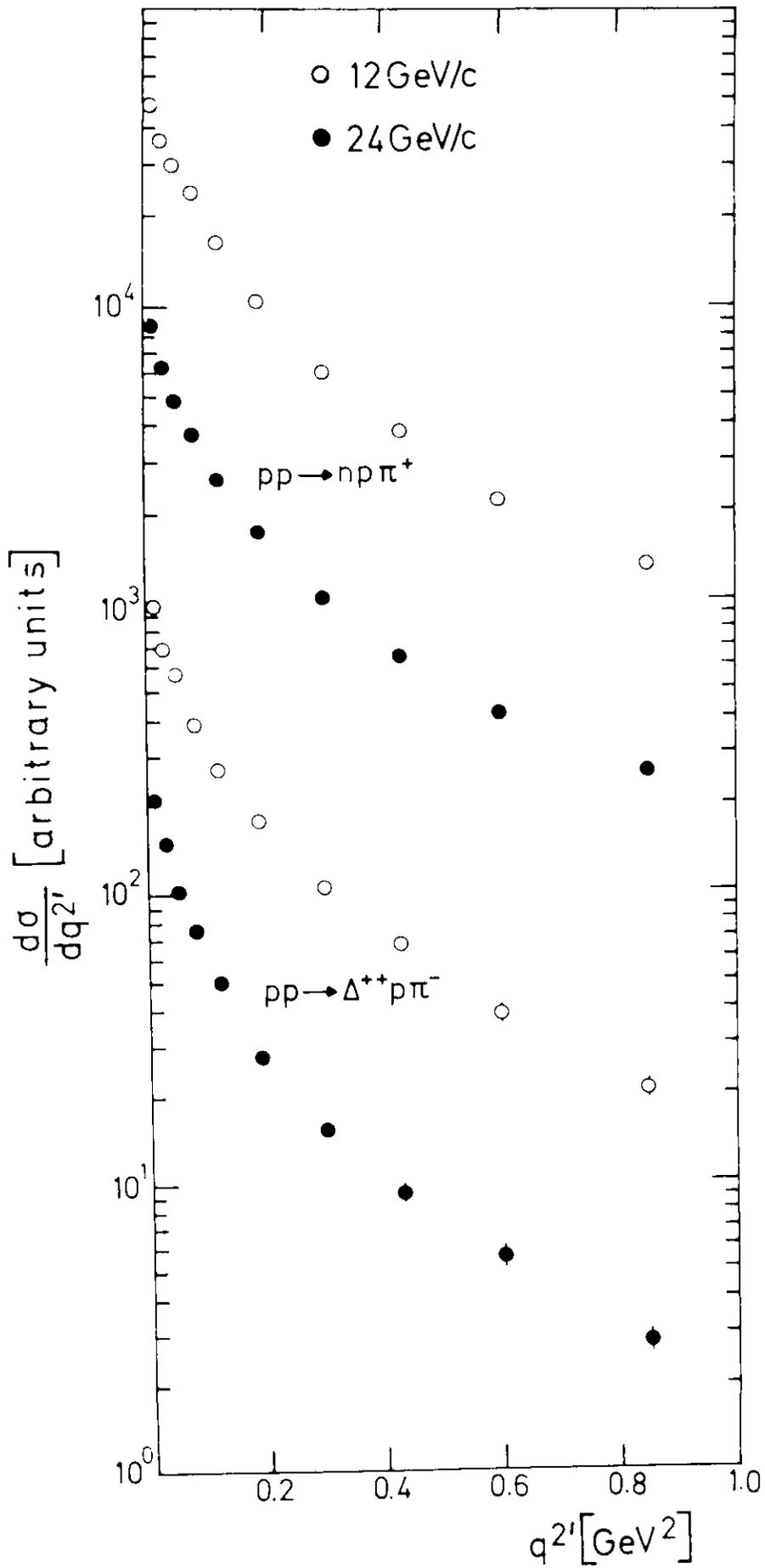


Abb. 11

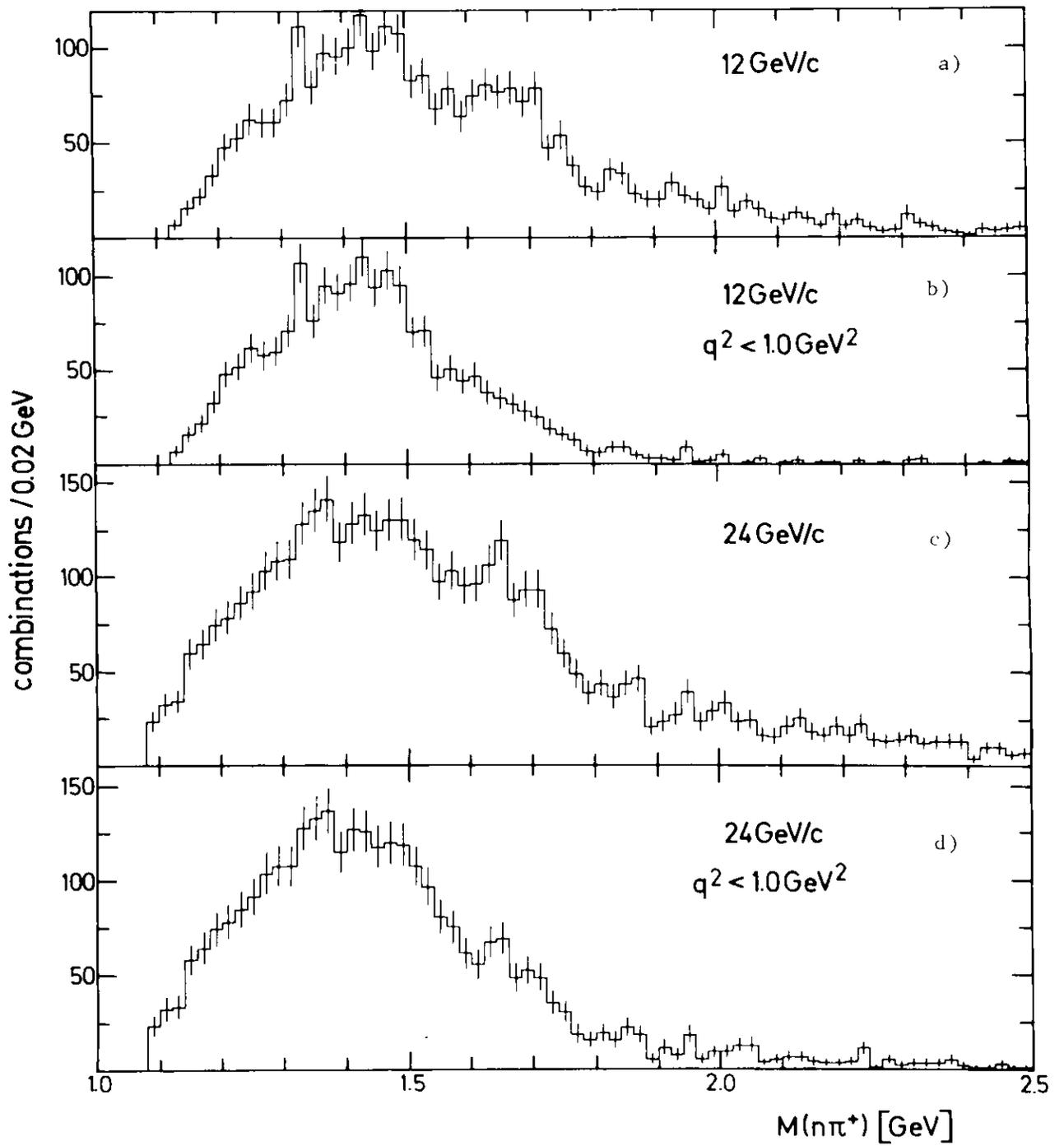


Abb. 12

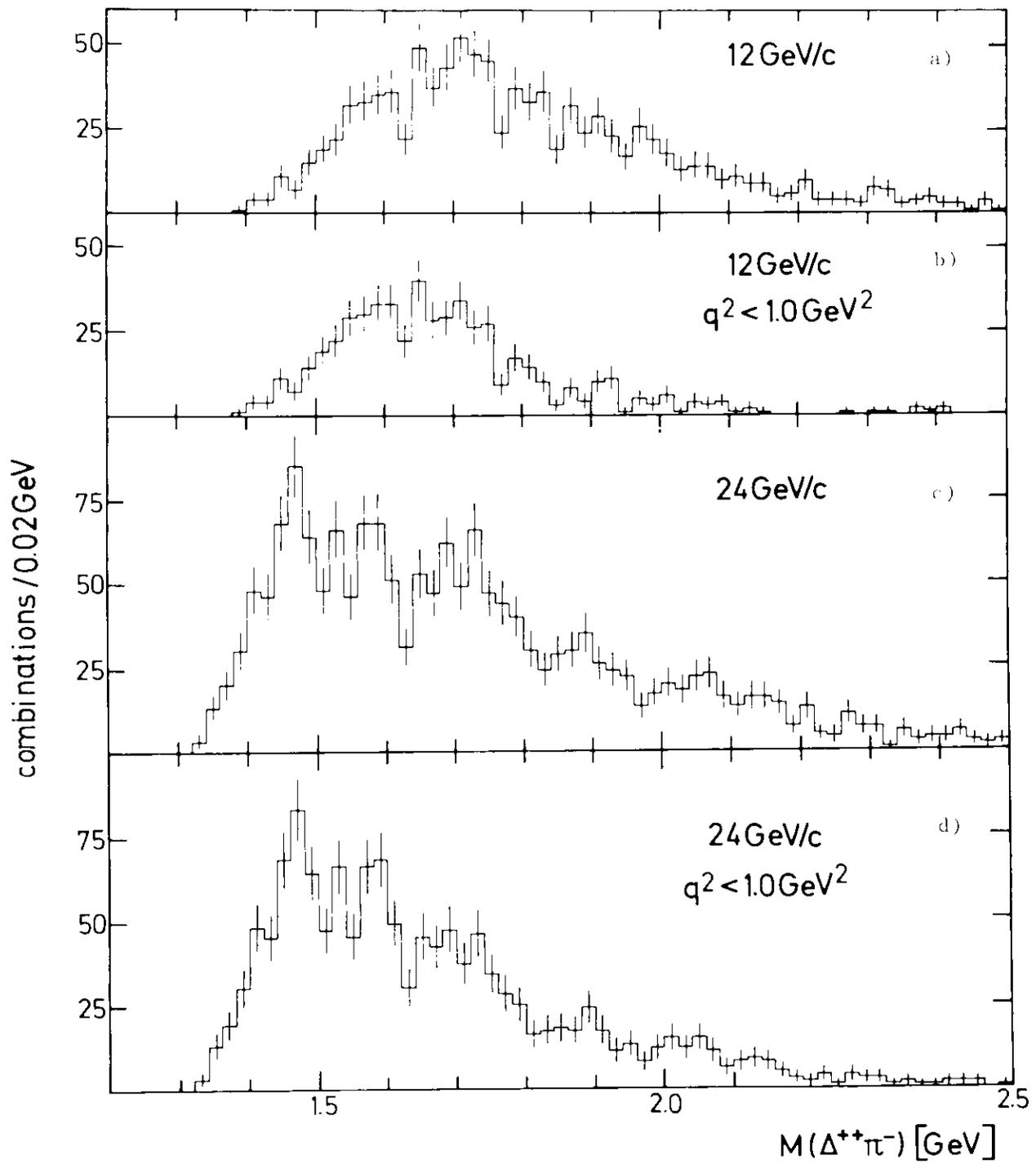


Abb. 13

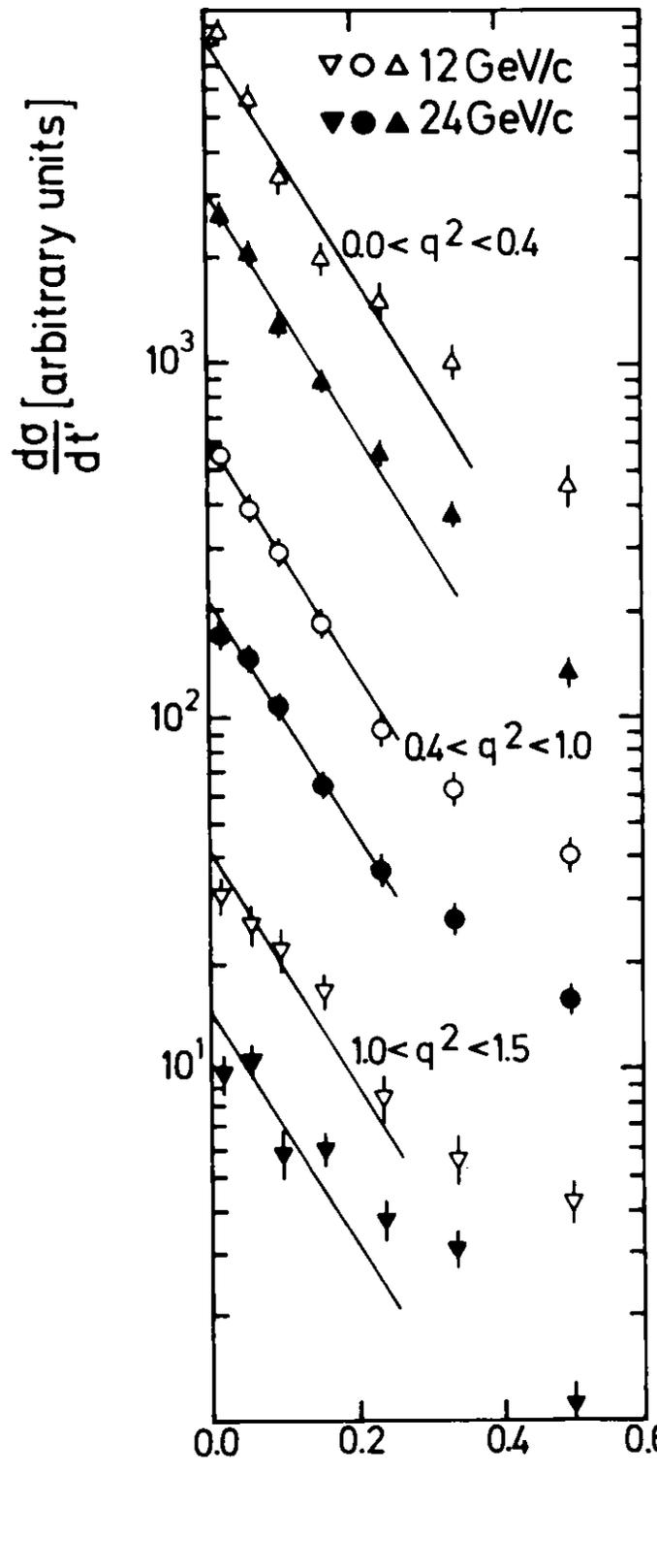
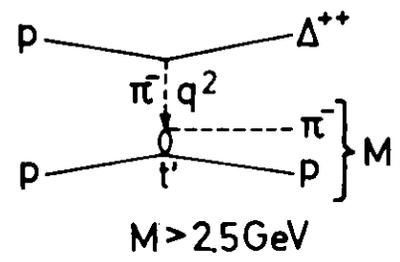
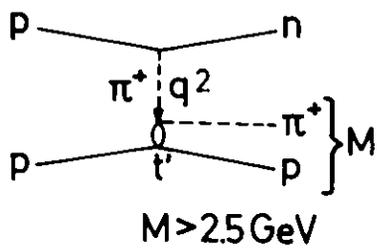


Abb. 14a

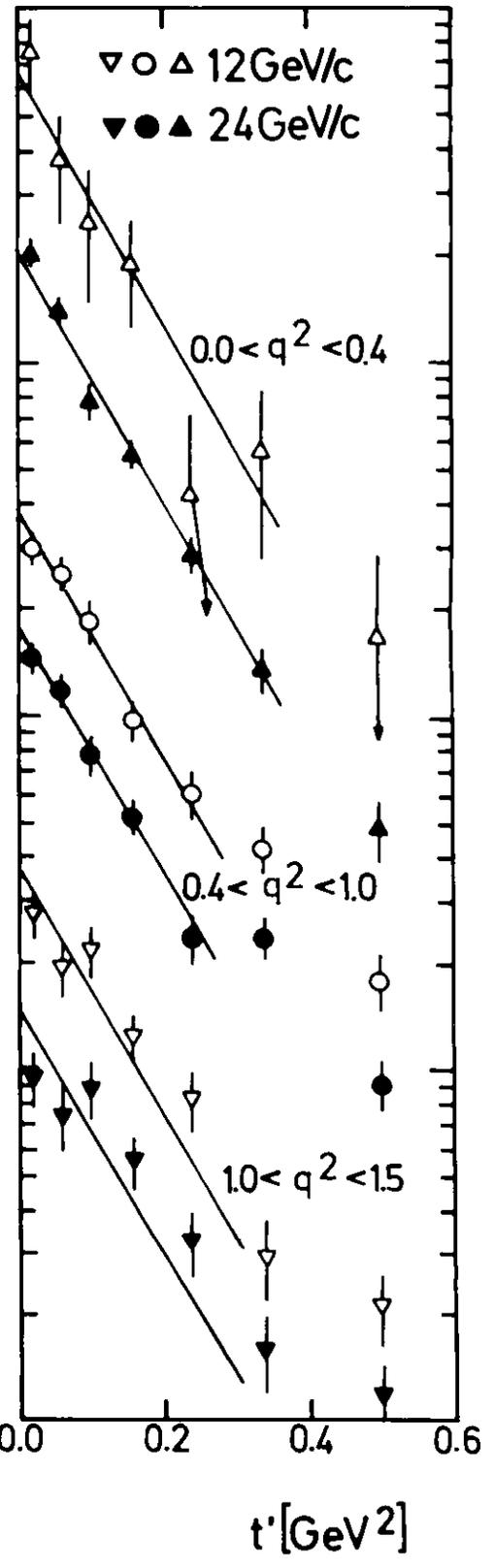


Abb. 14b

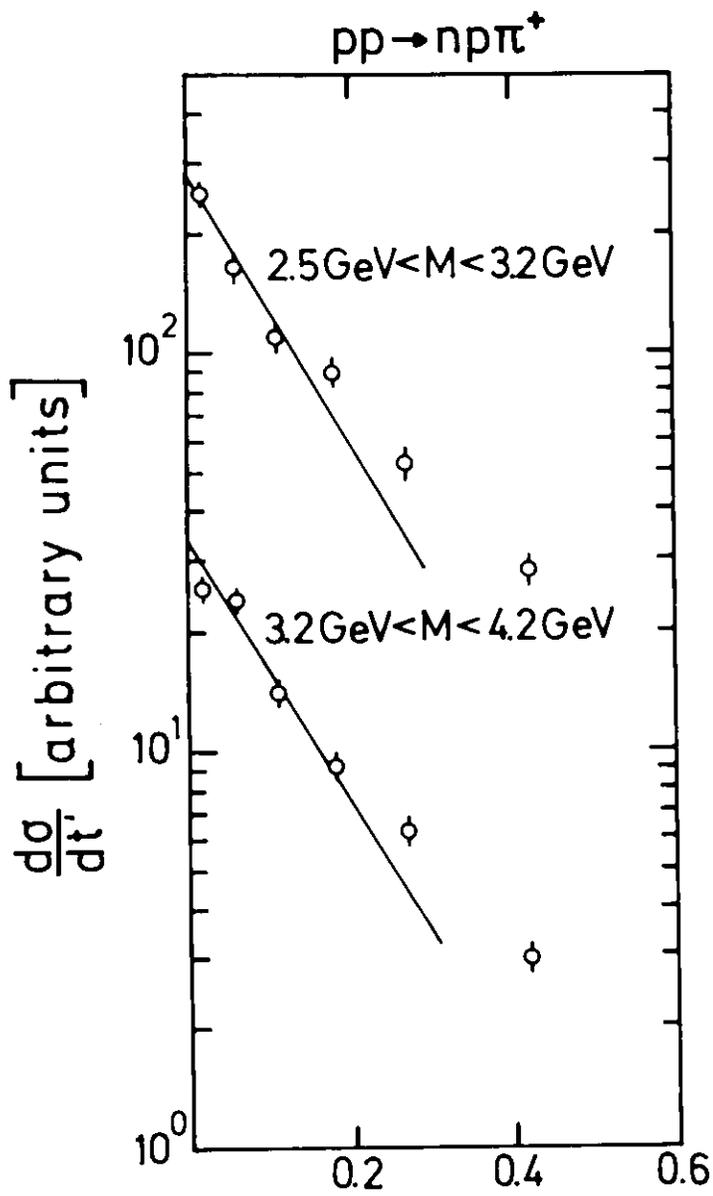


Abb. 15a

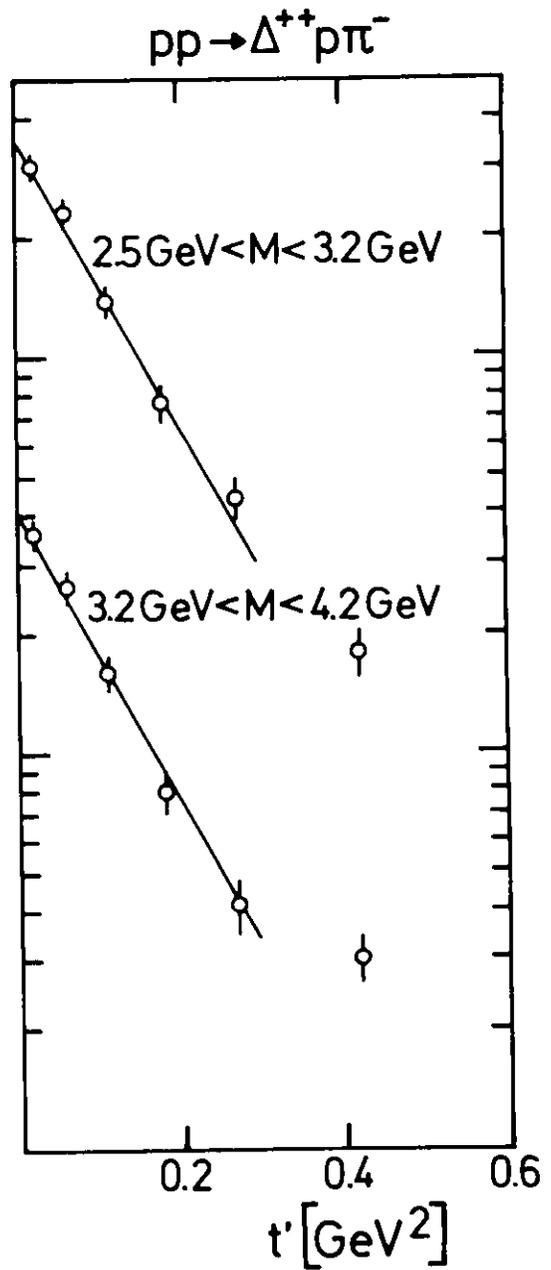


Abb. 15b

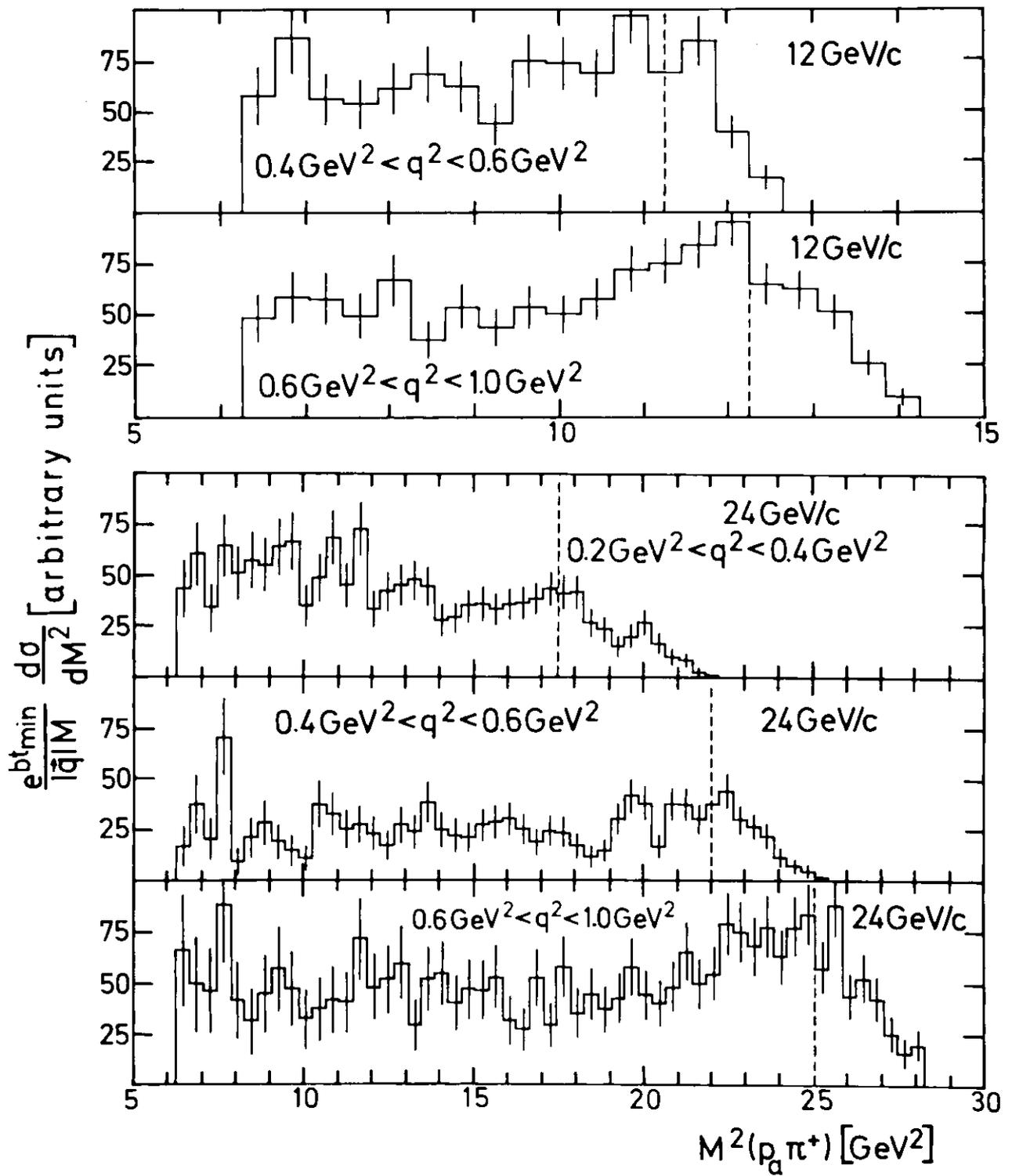


Abb. 16

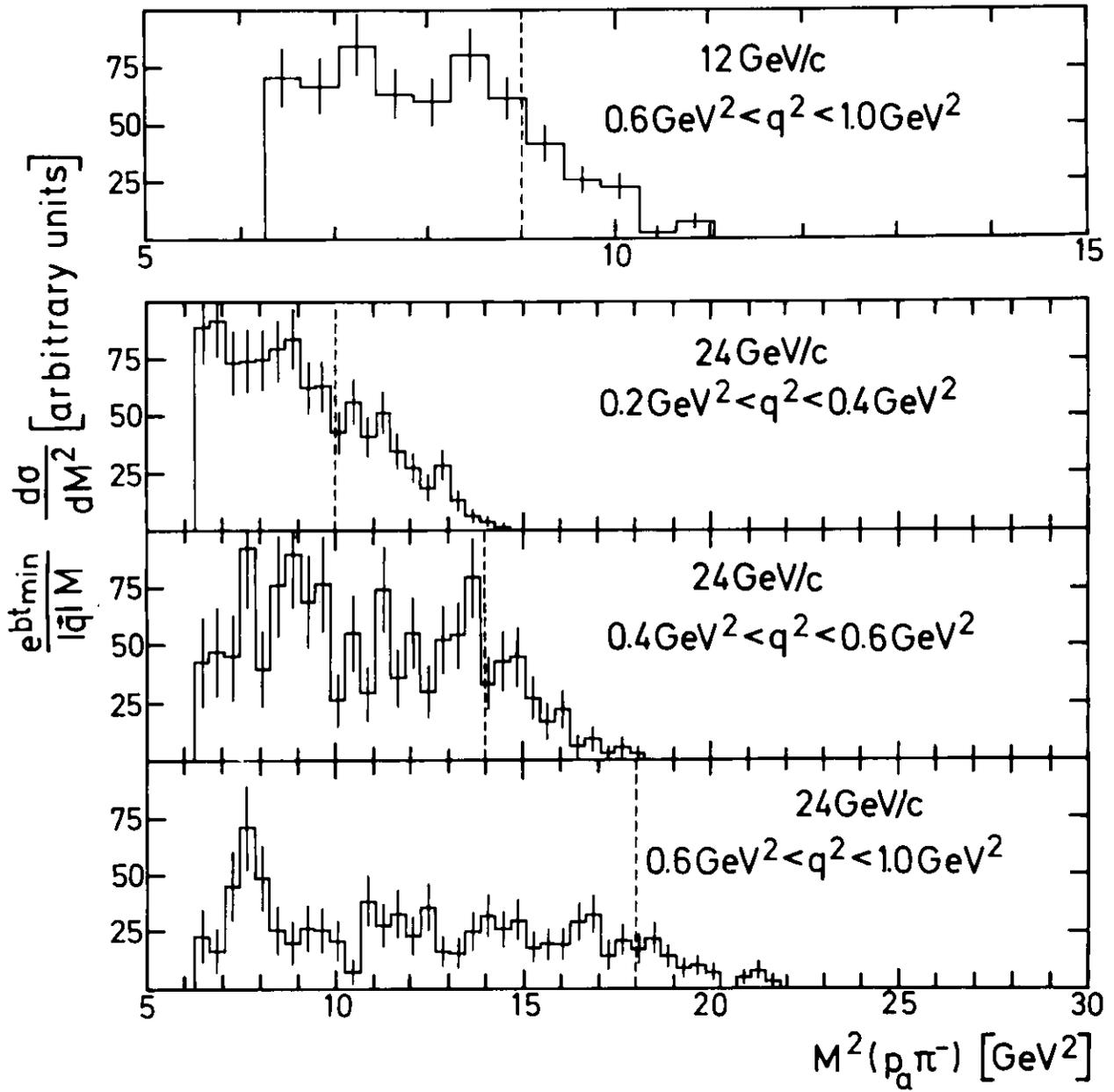


Abb. 17

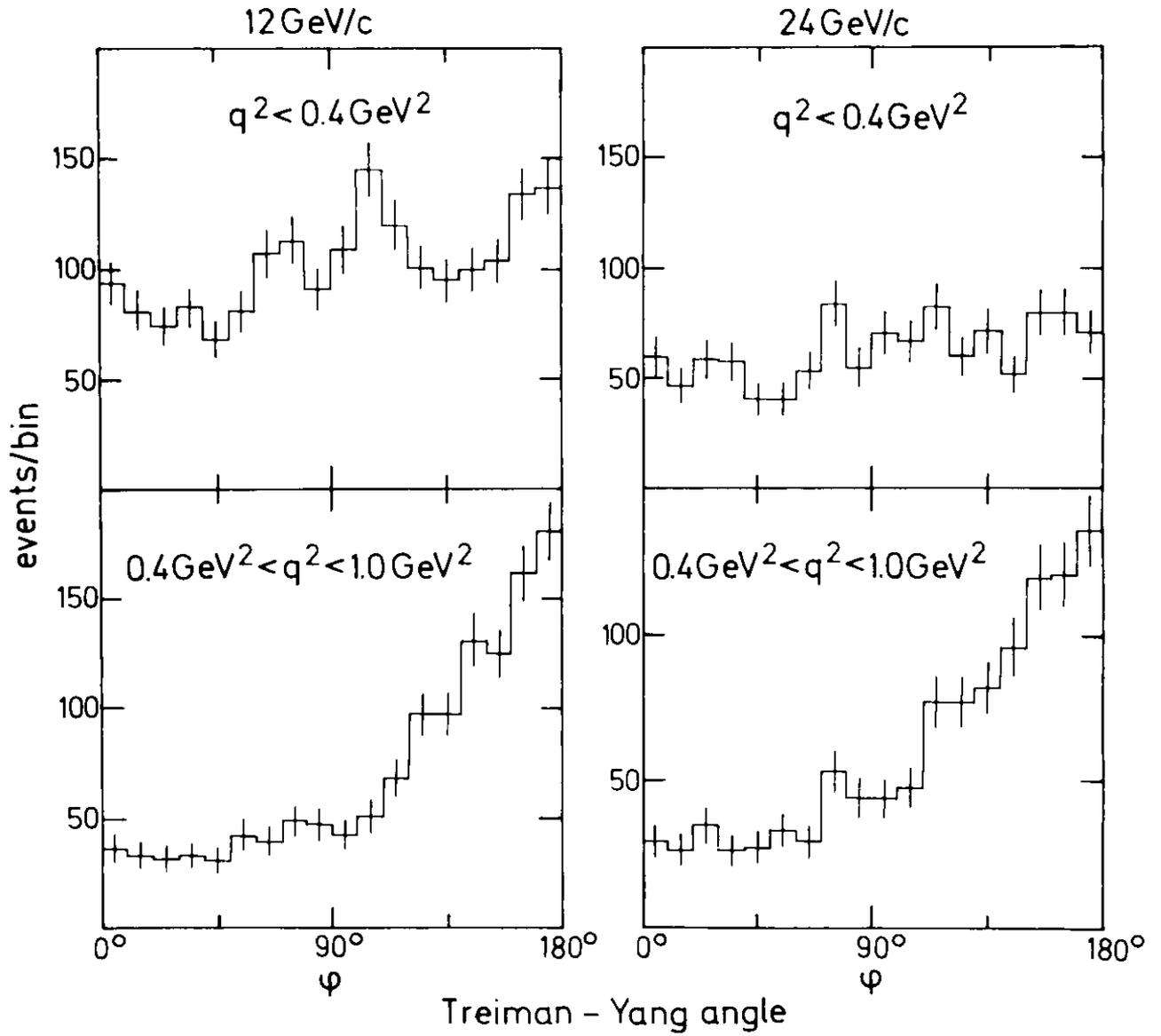
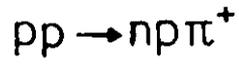


Abb. 18

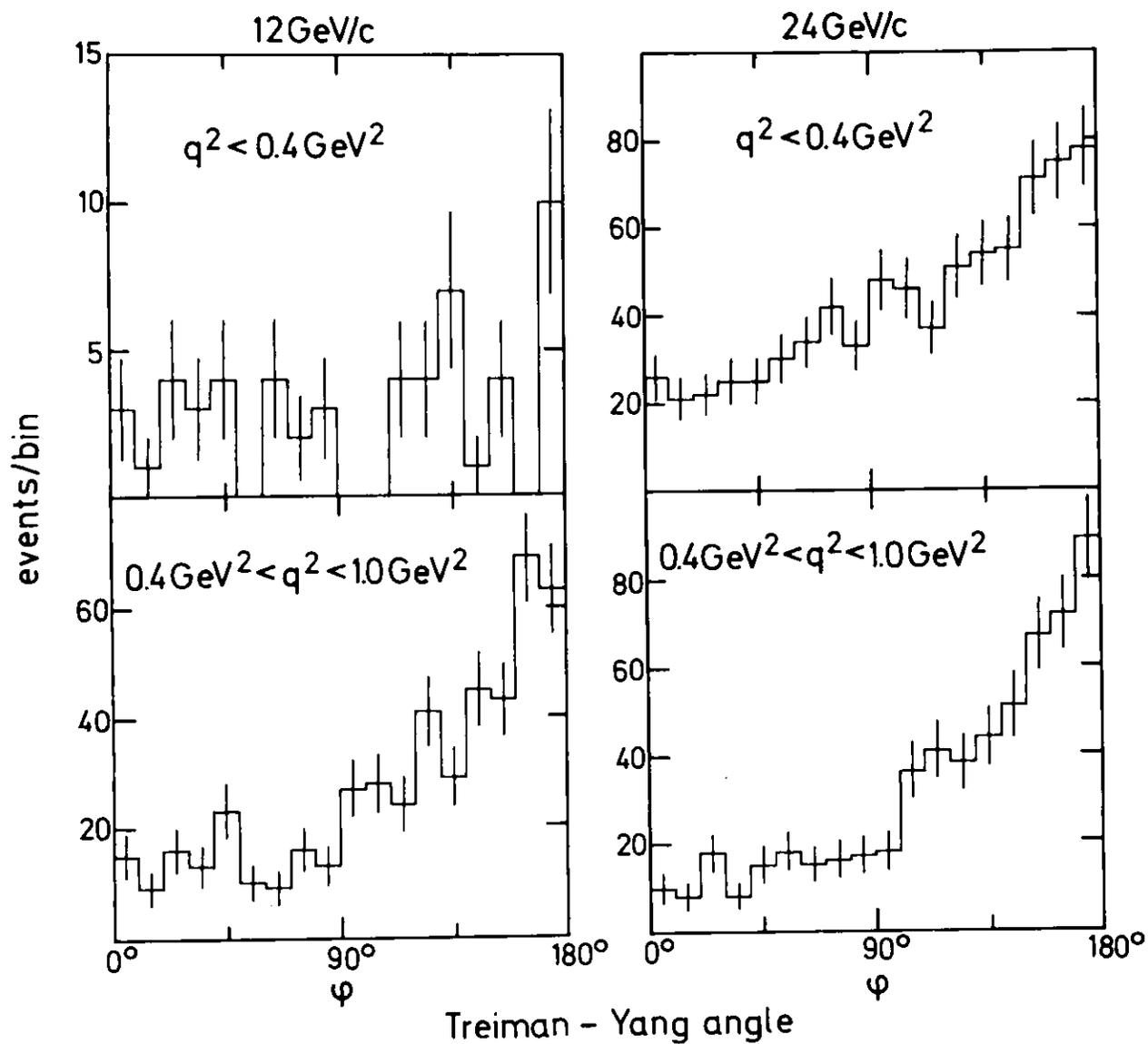
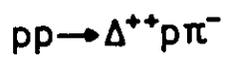


Abb. 19

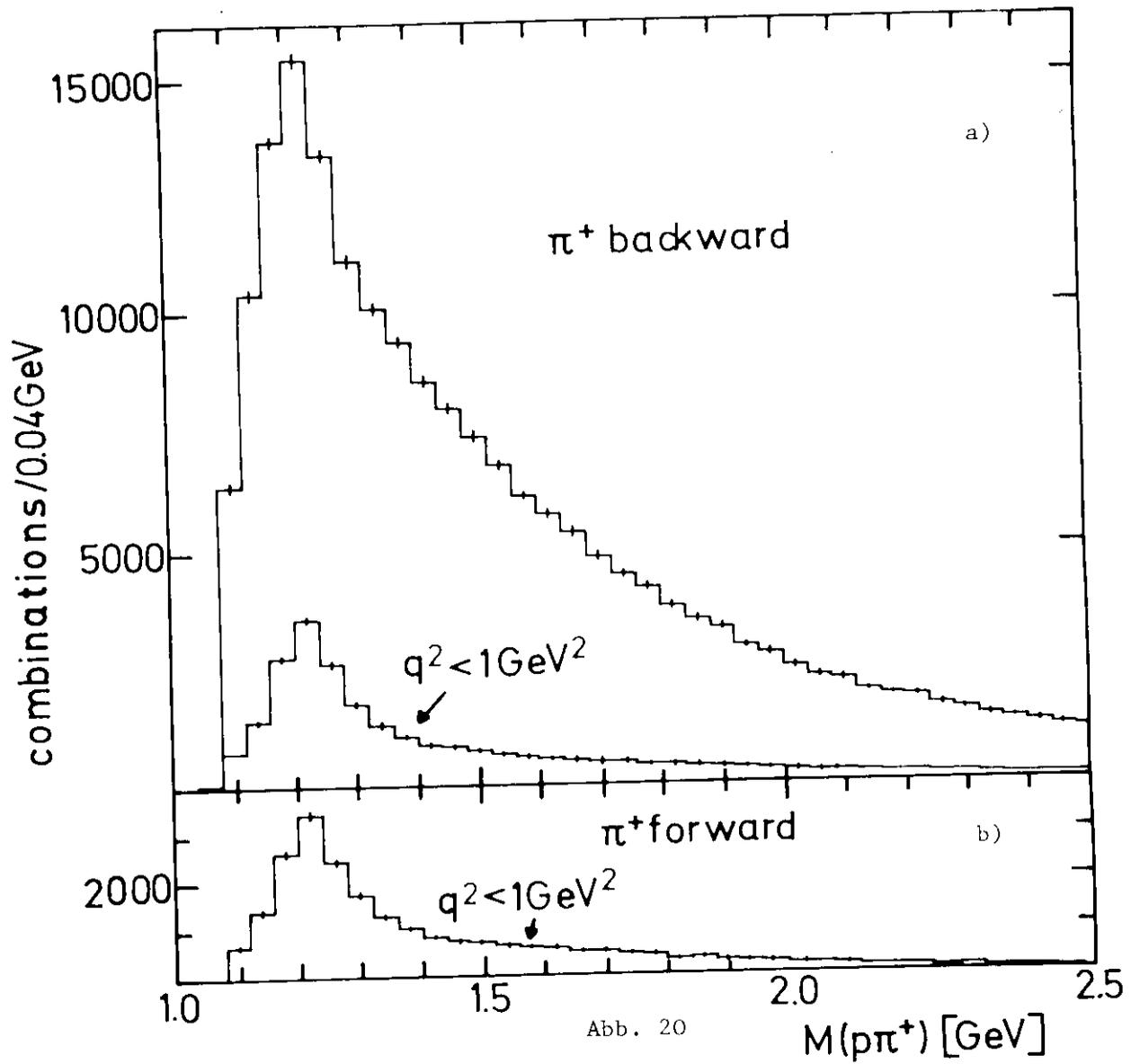


Abb. 20

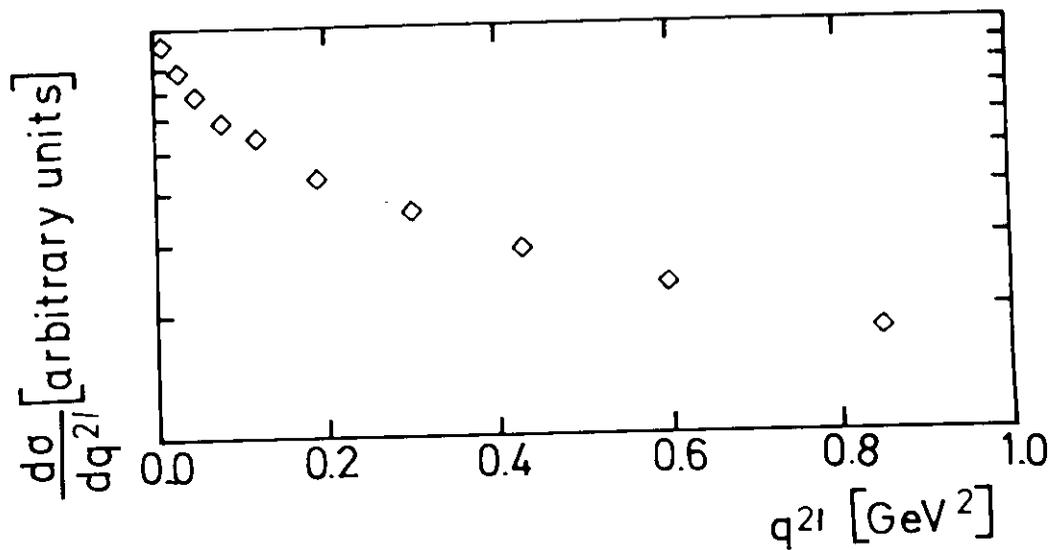


Abb. 21

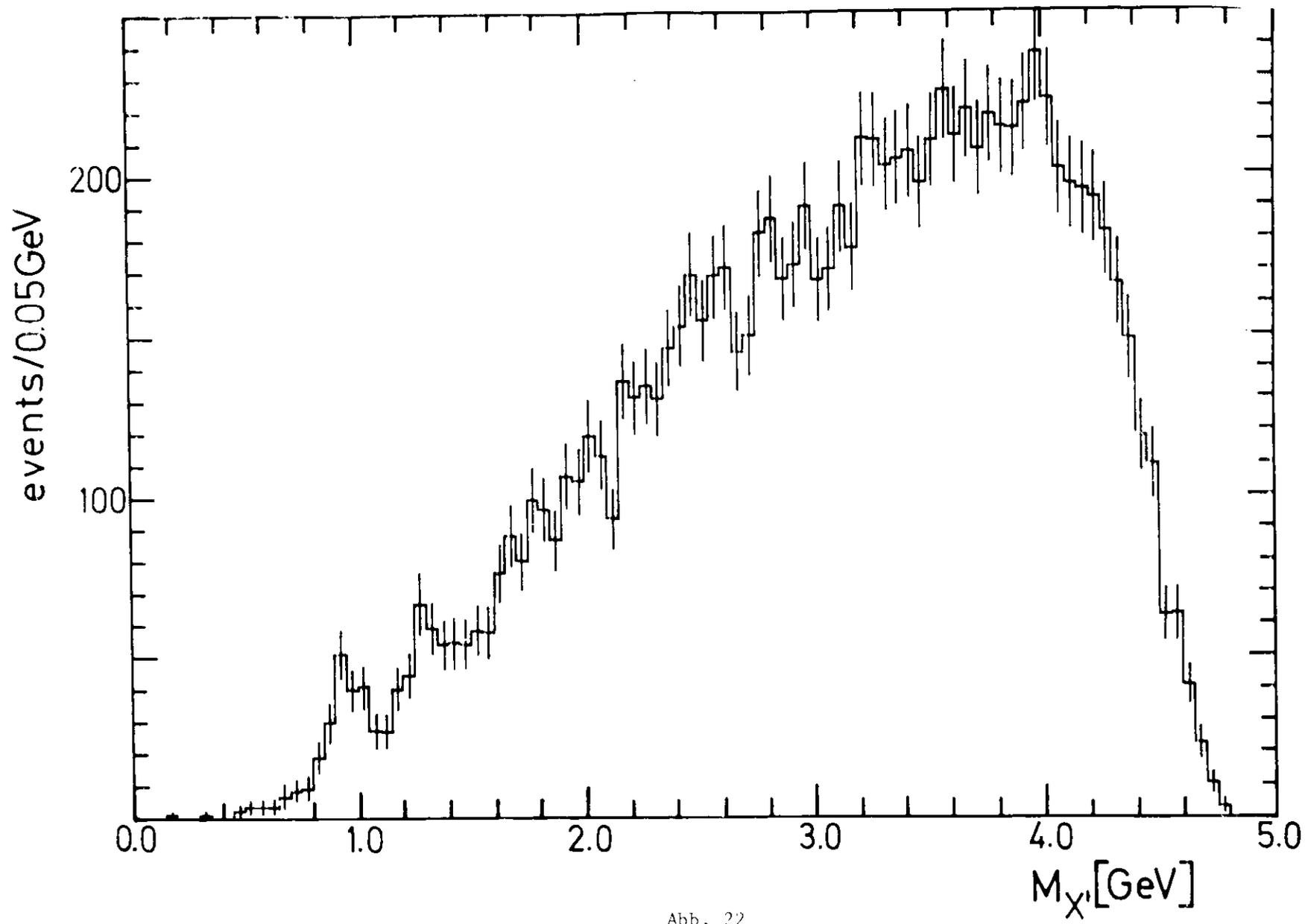


Abb. 22

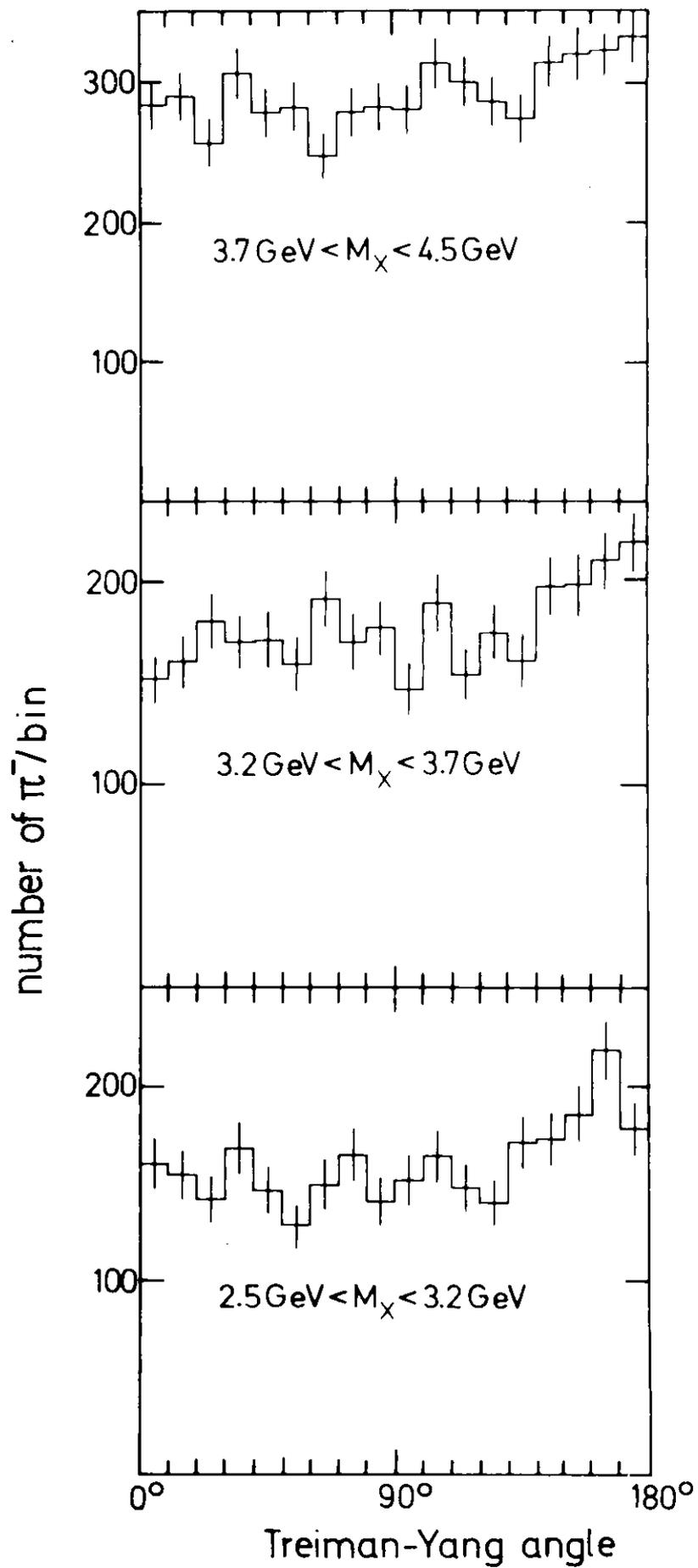


Abb. 23

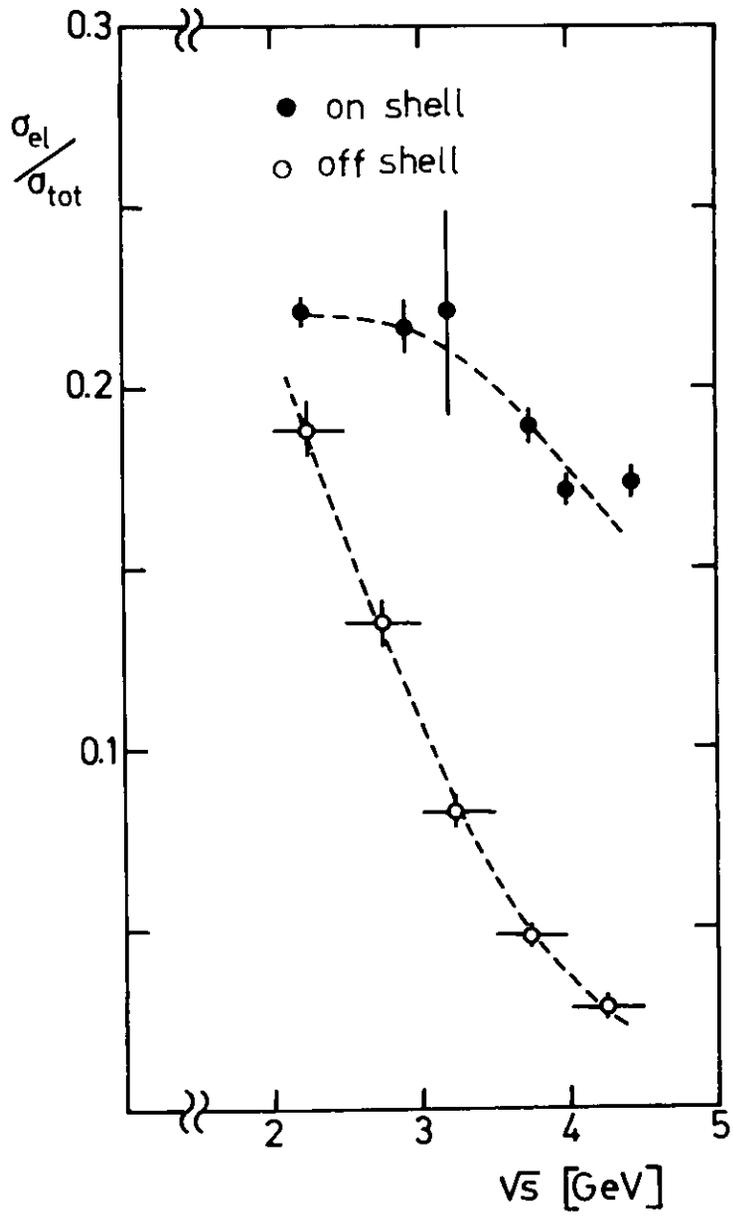


Abb. 24

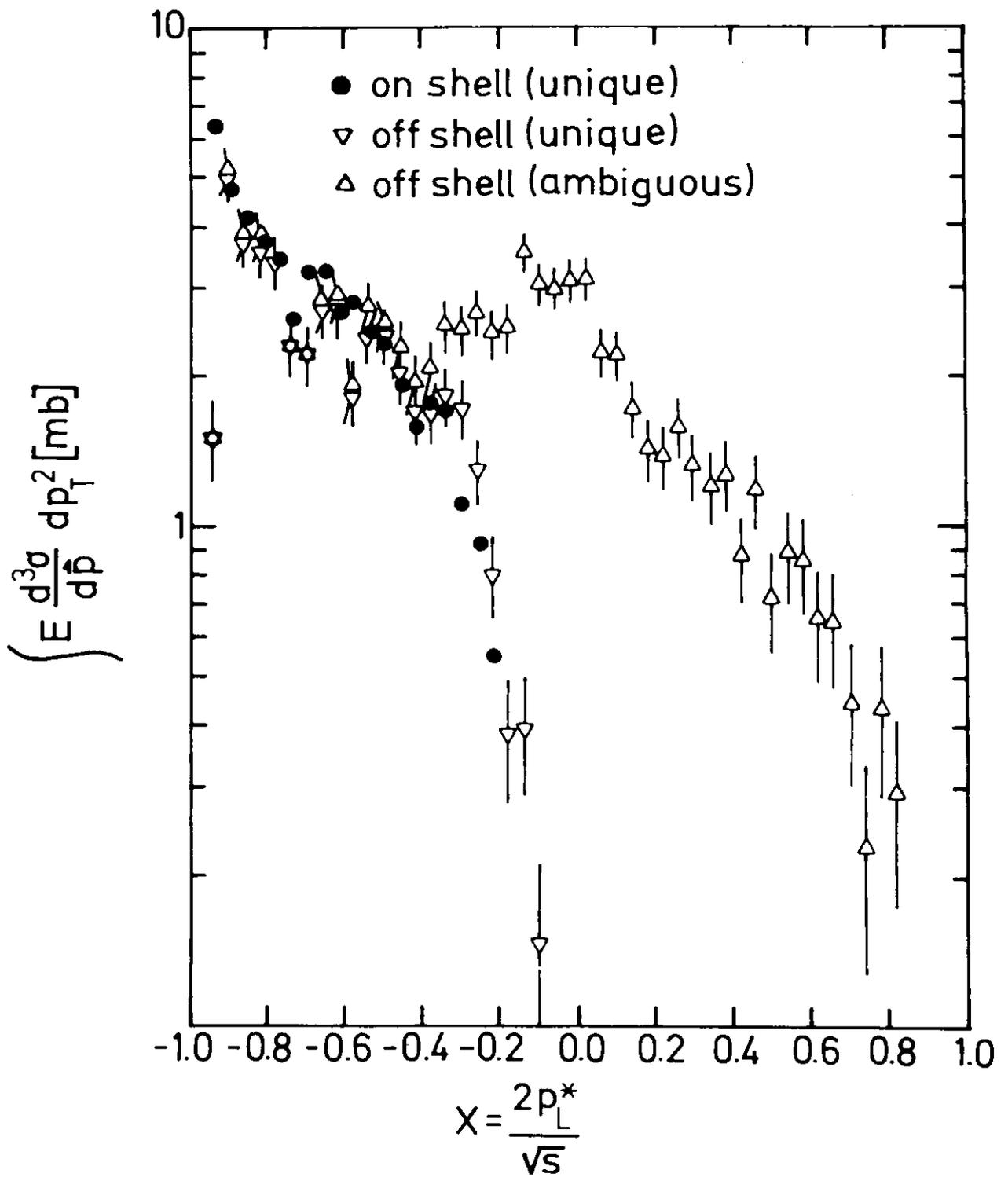


Abb. 25

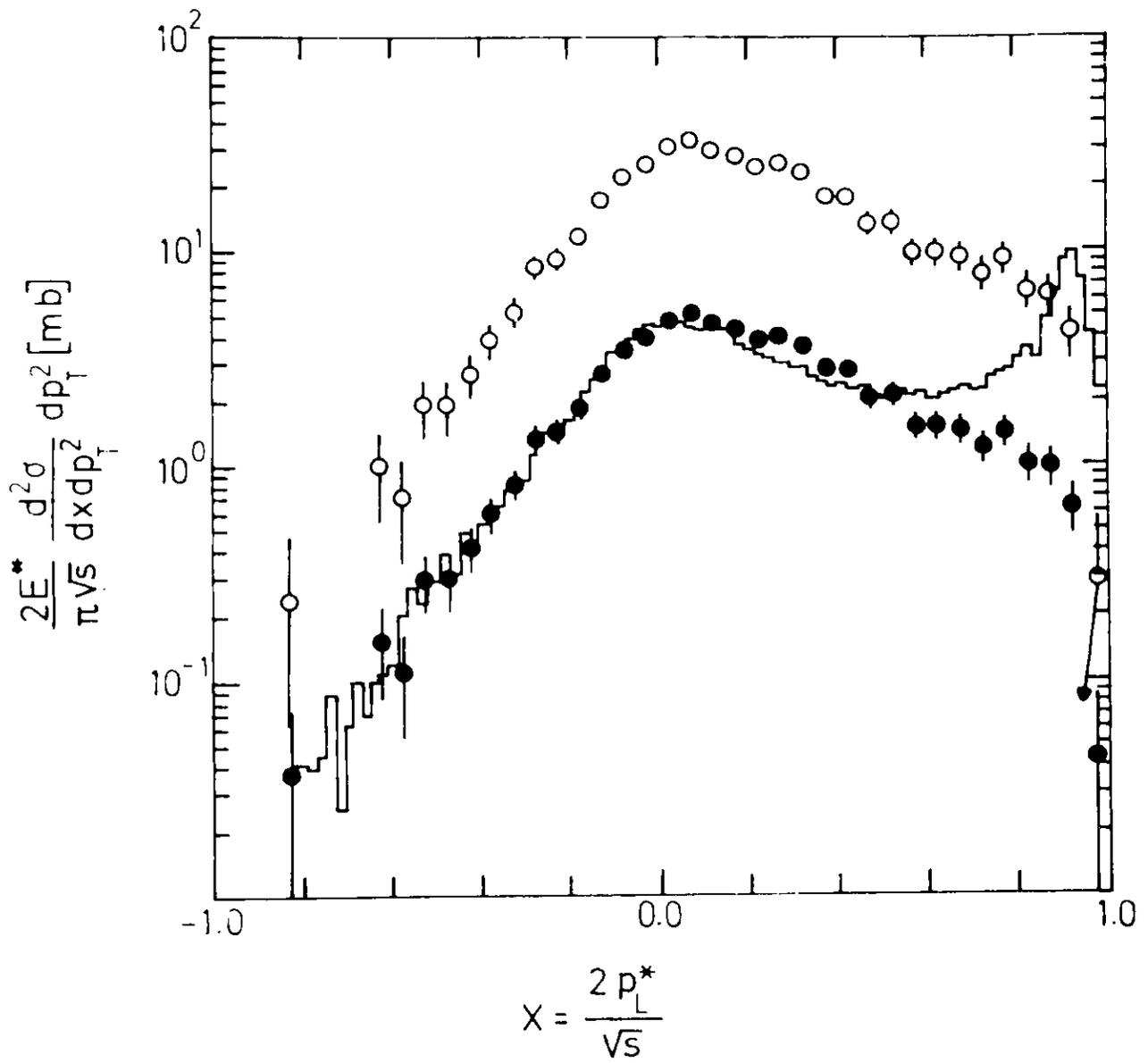


Abb. 26

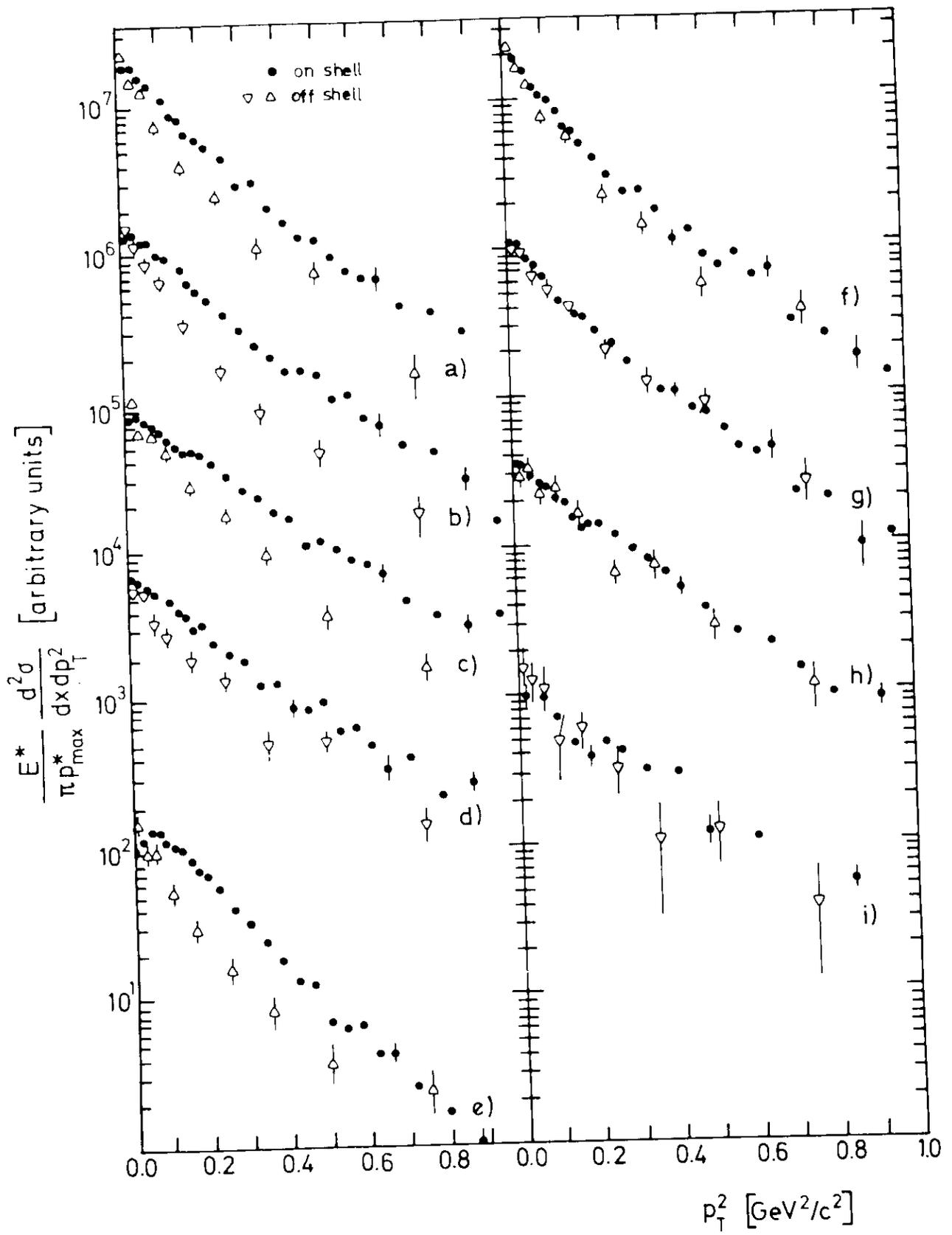


Abb. 27

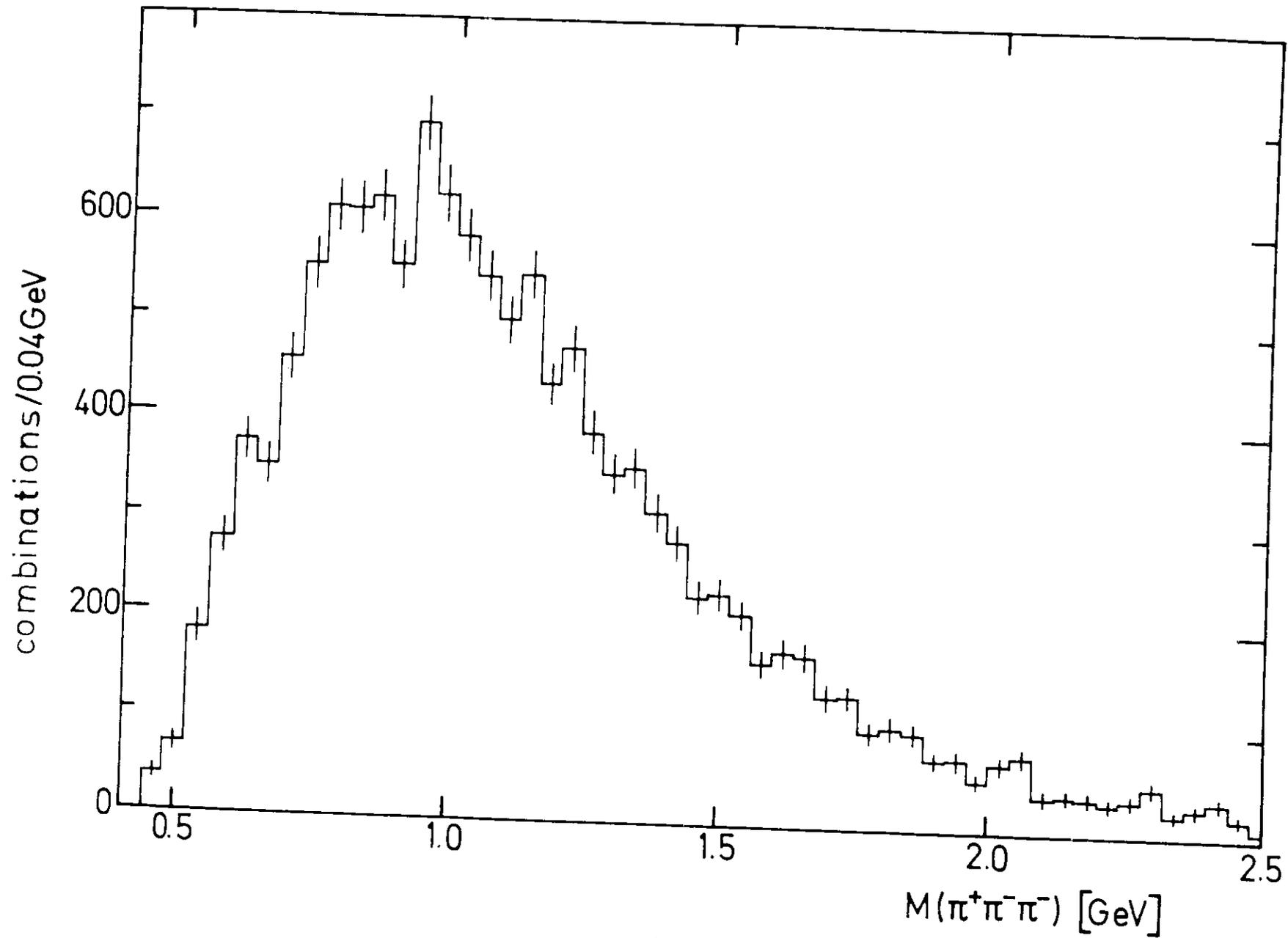


Abb. 28