

A2



25 JAN 1978

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Inklusive Produktion von $K^{*\pm}(892)$ -Mesonen und
 $\Sigma^{\pm}(1385)$ -Hyperonen in pp-Wechselwirkungen
 bei 12 und 24 GeV/c

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00049283

von

Joachim Hofmann

Thesis-1977-Hofmann

BONN-IR-77-34

Bonn University

Dezember 1977

Inklusive Produktion von $K^{*\pm}(892)$ -Mesonen und
 $\Sigma^{\pm}(1385)$ -Hyperonen in pp-Wechselwirkungen
bei 12 und 24 GeV/c

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Hohen Mathem. Naturw. Fakultät
der Rheinischen-Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

vorgelegt von
Joachim Hofmann
aus Gießen
1977

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn

Referent: Prof.Dr.K.Böckmann

Korreferent: Prof.Dr.K.H.Althoff

Tag der mündlichen Prüfung: 10.2.1978

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Allgemeine Analyse	6
2.1 Musterung, Vermessung und räumliche Rekonstruktion	6
2.2 Kinematik- und Ionisationsanalyse	8
2.3 Einschränkungen der Ereignis- und Teilchenidentifikation	9
3. Aufbereitung der K_s^0 - und Λ -Daten	11
3.1 Mehrdeutigkeiten und Verunreinigungen	11
3.2 Verluste bei kleinen und großen Zerfallslängen	14
3.3 Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie im Schwerpunktssystem	17
3.4 Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen	18
3.5 Ergebnisse für K_s^0 und Λ	19
4. Untersuchung der Resonanzsignale	23
4.1 Effektive Massenverteilungen	23
4.2 Anpassung der Resonanzsignale	25
4.2.1 Allgemeines	25
4.2.2 $K^{*\pm}(892)$ -Anpassung	26
4.2.3 $\Sigma^\pm(1385)$ -Anpassung	30
4.3 Bestimmung der $K^{*\pm}(892)$ - und $\Sigma^\pm(1385)$ -Wirkungsquerschnitte	33
5. Ergebnisse für $K^{*\pm}(892)$	35
5.1 Wirkungsquerschnitte und mittlere Multiplizitäten	35
5.2 Transversale Impulsverteilungen	38

5.3	Longitudinale Impulsverteilungen	41
5.4	Zusammenfassung der $K^{*\pm}(892)$ -Ergebnisse	44
6.	Ergebnisse für $\Sigma^{\pm}(1385)$	46
6.1	Wirkungsquerschnitte und mittlere Multiplizitäten	46
6.2	Transversale Impulsverteilungen	49
6.3	Longitudinale Impulsverteilungen	51
6.4	Zusammenfassung der $\Sigma^{\pm}(1385)$ -Ergebnisse	53
7.	Inklusive $K^{*\pm}(892)$ -, $\Sigma^{\pm}(1385)$ -Produktion und Quarkmodellvorstellungen	55
8.	Zusammenfassung	63
9.	Anhang	66
9.1	Terminologie inklusiver Untersuchungen	66
9.2	Maximalimpuls im Schwerpunktssystem	68
9.3	Symmetrisierung der Longitudinalimpulsverteilungen	69
9.4	Mathematische Definition der technischen Produktions- und Zerfallswinkel	69
10.	Literaturverzeichnis	70
11.	Tabellenverzeichnis	73
12.	Abbildungsverzeichnis	75

1. Einleitung

Die inklusive Betrachtungsweise hat sich als ein wichtiges Mittel zur Darstellung experimenteller Daten und zur Formulierung theoretischer Voraussagen in Hadron-Hadron-Wechselwirkungen erwiesen. Zunächst hat man sich auf die Untersuchung stabiler Teilchen (π , K , p , ...), die am leichtesten zugänglich sind, beschränkt /1/. Deren Erzeugung zeigte auffallende und anscheinend leicht erklärbare Regelmäßigkeiten. In den letzten Jahren hat man dann erkannt, daß auch bei höheren Energien ein bedeutender Teil der stabilen Teilchen nicht direkt produziert wird, sondern aus den Zerfällen der schwereren und kurzlebigeren Resonanzen (ρ , ω , $K^*(892)$, $\Delta(1232)$, ...) stammt. So ist der Anteil direkt produzierter Pionen auf nur 10% bis 30% abgeschätzt worden /2/. Dies hat zur Folge, daß die Wirkungsquerschnitte und differentiellen Verteilungen der stabilen Teilchen sich kompliziert aus den Beiträgen verschiedener Mechanismen zusammensetzen. Die ganz oder zumindest sehr weitgehend direkt produzierten Resonanzen bieten daher einen geeigneteren Zugang zum Studium der Dynamik von Hadron-Hadron-Wechselwirkungen. Eine systematische Untersuchung der Erzeugung der Vektormesonresonanzen ρ , ω , $K^*(892)$, ϕ ist zudem angeregt worden durch die Entdeckung des J/ψ -Teilchens, das im Quarkmodell als Charm-Anticharm-Zustand interpretiert wird und ebenfalls ein Vektormeson ist.

Für die Produktion von Resonanzen, insbesondere von Vektormesonen, sind bemerkenswerte Regelmäßigkeiten und Gemeinsamkeiten gefunden worden, was das Transversalimpuls- und Longitudinalimpulsverhalten und was das Verhältnis von Wirkungsquerschnitten angeht:

- (a) Transversalimpulsverhalten: Die p_T^2 -Verteilungen sind annähernd exponentiell und haben ähnliche Steigungen für ρ^0 , $K^*(892)$ und andere Mesonresonanzen mit ähnlicher Masse in Experimenten mit unterschiedlichen Strahlteilchen. Bei An-

passung des Ausdrucks $d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-Bp_T^2)$ betragen die Werte für den Steigungsparameter $B \sim 3.2 \text{ (GeV/c)}^{-2} / 2, 3/$.

- (b) Das Longitudinalimpulsverhalten ist in bestimmten kinematischen Bereichen von ähnlicher Form für eine Resonanz in Experimenten mit verschiedenen Strahlteilchen (aber ungefähr gleichen Energien) oder für unterschiedliche Resonanzen in einem Experiment. So hat man z.B. gefunden, daß das p_L -Verhalten für ρ^0 in π^+p^- und in π^-p^- -Wechselwirkungen bei 16 GeV/c und in pp -Wechselwirkungen bei 24 GeV/c - nach Wichtung der pp -Daten mit $2/3$ - in der Rückwärtshemisphäre des Schwerpunktssystems innerhalb der experimentellen Fehler übereinstimmt $/4, 5/$.
- (c) Experimentelle Wirkungsquerschnittsverhältnisse lassen sich im Rahmen einfacher additiver Quarkmodellvorstellungen erklären. So wird das im oben angeführten Beispiel vorkommende Verhältnis $2/3$ für die πp^- und pp^- Wirkungsquerschnitte in der Rückwärtshemisphäre auf die unterschiedliche Zahl von Konstituentenquarks zurückgeführt, aus denen sich das Proton (3 Quarks) und das Pion (2 Quarks) "zusammensetzt".

In zahlreichen Experimenten bei unterschiedlichen Energien ist die inklusive Produktion verschiedener Resonanzen untersucht worden. Systematische Betrachtungen insbesondere für Vektormesonen liegen vor $/6, 3, 4, 2, 10/$. $K^*(892)$ -Mesonen und $\Sigma(1385)$ -Hyperonen sind dabei jedoch hauptsächlich in Kp -Experimenten untersucht worden, wo das Strahlteilchen selber Strangeness besitzt, während in pp^- und πp^- -Experimenten, in denen seltsame Teilchen nur paarweise produziert werden können, das ρ^0 und andere Resonanzen ohne Strangeness im Vordergrund gestanden haben.

In der vorliegenden Arbeit untersuchen wir deshalb die Produktion von $K^*(892)$ -Mesonen und $\Sigma(1385)$ -Hyperonen in einem pp -Experiment. Die Strahlimpulse betragen 12 und 24 GeV/c; als Detektor wird die 2m-Wasserstoffblasenkammer im Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) verwendet. Die benutzte Statistik umfaßt zusammen fast 700 000 Wechselwirkungsereignisse. Solch eine hohe Statistik ist

wichtig angesichts der geringeren Häufigkeit von Wechselwirkungen mit seltsamen Teilchen im Endzustand (8% bei 12 GeV/c und 18% bei 24 GeV/c) und der Nachweis- und Meßschwierigkeiten bei Resonanzen. Die in diesem Experiment früher veröffentlichten Daten für $K^{*+}(892)$ und $\Sigma(1385)$ /7,8/ betreffen, $K^{*+}(892)$ ausgenommen, nur die Produktionswirkungsquerschnitte und beziehen sich auf kleinere Datenmengen.

Wir betrachten die folgenden vier inklusiven Reaktionen:

$$pp \rightarrow K^{*+}(892) + X \quad (1.1)$$

$$pp \rightarrow K^{*-}(892) + X \quad (1.2)$$

$$pp \rightarrow \Sigma^{+}(1385) + X \quad (1.3)$$

$$pp \rightarrow \Sigma^{-}(1385) + X \quad (1.4)$$

Der Nachweis erfolgt dabei über die Zerfälle in ein neutrales seltsames Teilchen und ein geladenes Pion:

$$K^{*\pm}(892) \rightarrow K^0 \pi^{\pm} \quad (66.7\%) \quad (1.5)$$

$$\Sigma^{\pm}(1385) \rightarrow \Lambda \pi^{\pm} \quad (88\%), \quad (1.6)$$

wobei K^0 für K^0 bzw. $\bar{K}^0$ steht. Die Verzweigungsverhältnisse dieser Zerfälle sind groß, und die Zerfallsprodukte lassen sich in der Blasenkammer gut nachweisen. K_S^0 und Λ besitzen mittlere Lebensdauern von $\tau \approx 10^{-10}$ sec, was mittleren Flugstrecken von $c\tau/m \approx 3$ cm/GeV entspricht. Ihre Zerfälle können voneinander sowie von $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen und konvertierenden Photonen an Hand von Kinematik und Ionisation unterschieden werden. Wir beschränken uns folglich bei dieser Analyse auf Wechselwirkungsereignisse mit sichtbaren Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen.

Fragestellungen

Bei der Untersuchung der inklusiven Produktion von $K^{*\pm}(892)$ und $\Sigma^{\pm}(1385)$ stehen neben der Größe der totalen Wirkungsquerschnitte und der Form der differentiellen Verteilungen die folgenden Fragen

im Vordergrund:

- (a) Wie hoch ist der Anteil der "stabilen" Teilchen K^0 und Λ aus $K^{*+}(892)$ - bzw. $\Sigma(1385)$ -Zerfällen ?
- (b) Sind die p_T^2 -Verteilungen ebenfalls annähernd exponentiell oder zumindest mit einem exponentiellen Verhalten verträglich ? Stimmen für $K^{*+}(892)$ die Steigungsparameter mit den in Experimenten mit anderen Strahlteilchen und den für andere Mesonresonanzen mit ähnlicher Masse gefundenen Werten ($B \approx 3.2 \text{ (GeV/c)}^{-2}$) überein ?
Stimmen auch die Werte für $\Sigma(1385)$ mit denen anderer Experimente überein ?
- (c) Wie ist das p_L -Verhalten von $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ im Vergleich zu einander, wie im Vergleich zu ρ^0 im selben Experiment und wie im Vergleich zu $K^{*+}(892)$ in anderen Experimenten ?
Gibt es auch für $\Sigma(1385)$ Regelmäßigkeiten, was den Longitudinalimpuls angeht ?
- (d) Wie lassen sich beobachtete experimentelle Eigenschaften im Rahmen von einfachen additiven Quarkmodellvorstellungen verstehen ?

Aufbau der Arbeit

Aus den vorstehenden Ausführungen ergibt sich für die Arbeit folgender Aufbau: Zunächst wird im anschließenden Kapitel die allgemeine Auswertung des Experimentes beschrieben, angefangen bei der Durchmusterung der Blasenkammeraufnahmen und endend mit der Kinetik- und Ionisationsanalyse der Ereignisse. In Kapitel 3 werden dann die Daten bezüglich der neutralen seltsamen Teilchen K_S^0 und Λ gereinigt. Die verbliebenen Mehrdeutigkeiten werden aufgelöst, noch vorhandene Verunreinigungen abgetrennt und verschiedenartige Verluste korrigiert. Die Ergebnisse für inklusive K_S^0 - und Λ -Produktion werden präsentiert und kurz diskutiert. Anschließend

werden in Kapitel 4 die in den $K_S^0 \pi^\pm$ - und $\Lambda \pi^\pm$ -Massenverteilungen beobachteten Resonanzsignale angepaßt, um die Wirkungsquerschnitte und die differentiellen Verteilungen für $K^{*\pm}(892)$ und $\Sigma^\pm(1385)$ zu bestimmen. Zur Beschreibung des Untergrundes findet dabei ein Monte-Carlo-Verfahren Verwendung. In den Kapiteln 5 und 6 werden dann die gewonnenen Ergebnisse - inklusive, und topologische Wirkungsquerschnitte, transversale und longitudinale Impulsverteilungen - für $K^{*\pm}(892)$ und $\Sigma^\pm(1385)$ präsentiert. Das Schwergewicht liegt dabei auf den Ergebnissen bei 24 GeV/c, während die Daten bei 12 GeV/c vornehmlich dazu dienen, Energieabhängigkeiten zu studieren. Die Resultate werden mit denen für ρ^0 im selben Experiment und denen in πp - und $K p$ -Experimenten bei ähnlicher Energie verglichen. Im folgenden Kapitel 7 untersuchen wir dann die beobachteten Eigenschaften im Rahmen einfacher additiver Quarkmodellvorstellungen, und zum Abschluß werden die in dieser Arbeit gewonnenen Resultate zusammengefaßt (Kap.8).

2. Allgemeine Analyse

Die vorliegende Untersuchung basiert auf einem Experiment im Europäischen Kernforschungszentrum CERN an der mit Wasserstoff gefüllten 2m-Blasenkommer, das von der Bonn-Hamburg-München-Kollaboration seit 1968 in mehreren Abschnitten mit Protonstrahlimpulsen von 12 und 24 GeV/c ausgeführt worden ist. Die Analyse der dabei aufgenommenen Blasenkommerbilder ist in den einzelnen Labors in aufeinander abgestimmten Auswerteketten erfolgt und ist weitgehend abgeschlossen. Die für die vorliegende Arbeit verwendete Statistik besteht aus 280 000 und 400 000 Ereignissen bei 12 bzw. 24 GeV/c und enthält 5800 bzw. 13 000 Ereignisse mit sichtbaren Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen.

Im folgenden sollen die einzelnen Schritte der Bonner Auswertung kurz beschrieben und die neutralen seltsamen Teilchen und die geladenen Pionen besonders berücksichtigt werden. Weitergehende Ausführungen zur Standardauswertung sind in /32 / zu finden.

2.1 Musterung, Vermessung und räumliche Rekonstruktion

Zu Beginn der Auswertung werden alle Blasenkommeraufnahmen nach Wechselwirkungsereignissen durchmustert. Dabei beschränkt man sich auf solche Ereignisse, deren Wechselwirkungspunkte in einem gewissen Bereich liegen, der so gewählt ist, daß alle Ereignisspuren eine ausreichende Länge in der Blasenkommer haben. Dieser Bereich ist für neutrale Zerfälle nach vorne erweitert. Die entdeckten Ereignisse werden registriert und an Hand der Zahl auslaufender Spuren klassifiziert. Die Klassen werden Topologien genannt. Darüber hinaus wird nach der Zahl der assoziierten neutralen und geladenen Zerfälle unterschieden. Die neutralen Zerfälle werden als V^0 und die geladenen analog als $V^\pm$ bezeichnet.

Zur Verminderung von Verlusten und Verzerrungen werden zwei voneinander unabhängige Musterungen durchgeführt, ihre Ergebnisse miteinander verglichen und die auftretenden Abweichungen geklärt. Die Effek-

tivität der gesamten Musterung wird an Hand der Beziehung

$$E_{1+2} = N_{12}/N_2 + N_{12}/N_1 - N_{12}^2/N_2 N_1 \quad (2.1)$$

abgeschätzt. Dabei sind N_1 , N_2 und N_{12} die Anzahlen der Ereignisse, die in der ersten, der zweiten bzw. in beiden Musterungen gefunden worden sind. Die Werte für die 2-, 4- und 6-Spur-Topologie betragen 98.3%, 99.4% und 99.4%.

Da in Beziehung (2.1) jedoch eingeht, daß alle Ereignisse gleich gut zu entdecken sind, kommt diese Abschätzung nur für rein zufällige Musterungsverluste auf. Die systematischen Musterungsverluste müssen extra untersucht werden (siehe Kapitel 3). Bereits hier können zwei Quellen genannt werden:

- (a) Schnelle V^0 , deren Öffnungswinkel klein sind oder durch die Projektion klein erscheinen, werden für konvertierende Photonen gehalten.
- (b) Die Spuren von nahe am Erzeugungsververtex zerfallenden V^0 werden als primäre auslaufende Spuren gedeutet.

Im Anschluß an die Musterung werden die registrierten Ereignisse vermessen. Dies geschieht auf dem Bonn-Hamburg-HPD, einem automatischen System zur Vermessung von Blasenkammerbildern /11/. Zur Mustererkennung wird dabei ein "full-guidance"-Verfahren verwendet, das als Führungsinformation die beim Mustern festgehaltene ungefähre Lage der Wechselwirkungspunkte und der Spuren benötigt. Zusätzlich wird die Blasendichte der Spuren gemessen, aus der die Ionisation berechnet wird.

Die räumliche Rekonstruktion der Ereignisse findet mit Hilfe des Geometrieprogramms THRESH /12/ statt. Dabei wird aus den gemessenen Kameraprojektionen die Lage der Wechselwirkungspunkte und der Verlauf der Spuren im Raum bestimmt. Die ebenfalls gemessenen Bezugsmarken der Kammer dienen als Referenzpunkte. Die Spuren werden mit Helixkurven angepasst, und ihr ionisationsbedingter und massenabhängiger Energieverlust berücksichtigt.

2.2 Kinematik- und Ionisationsanalyse

Die kinematische Analyse geschieht mit dem Programm GRIND /13/. Dabei werden Teilchenhypothesen für die einzelnen Ereignistopologien unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze der Ladung, der Baryonenzahl und der Strangeness aufgestellt und durch Anpassung an die einzelnen Ereignisse nach kleinstem χ^2 geprüft. Die sekundären Ereignisse ($V^0, V^\pm$) werden zuerst angepaßt und anschließend unter Verwendung der so gewonnenen zusätzlichen Information die primären Ereignisse.

Für die V^0 werden im einzelnen folgende Hypothesen untersucht:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (2.2)$$

$$\Lambda \rightarrow p \pi^- \quad (2.3)$$

$$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+ \quad (2.4)$$

Die Zerfälle von K_L^0 können wegen dessen großer Lebensdauer ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$ sec gegen $\tau \approx 10^{-10}$ für K_S^0, Λ und $\bar{\Lambda}$) vernachlässigt werden. Es wird zu Beginn geprüft, ob das einlaufende neutrale Teilchen des V^0 innerhalb der Fehler vom Primärvertex kommt. Trifft dies zu, so wird seine Richtung aus der Lage des Primärvertex und des neutralen Zerfallspunktes bestimmt, und für jede Hypothese der noch fehlende Impulsbetrag unter Verwendung der Energie-Impuls-Erhaltung errechnet, und schließlich die Anpassung mit den verbliebenen drei Zwangsbedingungen durchgeführt (3-C-fit).

Für die primären Ereignisse beschränken wir uns auf Hypothesen mit maximal zwei seltsamen Teilchen im Endzustand, da die Erzeugung von mehr als einem Paar seltsamer Teilchen bei den vorliegenden Energien von $\sqrt{s} = 4.93$ GeV bei 12 GeV/c und $\sqrt{s} = 6.84$ GeV bei 24 GeV/c unerheblich ist. Ebenso berücksichtigen wir für diese Analyse, was seltsame Teilchen angeht, nur Ereignisse der 2-Spur-, 4-Spur- und 6-Spur-Topologie. Die dadurch eintretenden Verluste sind im Vergleich zum gesparten Aufwand gering (etwa 0.2% bei 12 GeV/c und 5% bei 24 GeV/c /14/) und werden später, soweit notwendig, korrigiert.

Nach der kinematischen Analyse durchlaufen die Ereignisse abschließend das Programm SELDEC /15/, wobei im wesentlichen noch die Ionisation benutzt wird, um die Zahl akzeptierbarer Hypothesen weiter zu verringern. Dazu wird die erwartete Ionisation an Hand der Beziehung

$$I \sim 1 + m^2/p^2 \quad (2.5)$$

aus dem gemessenen Impuls p und der gesetzten Masse m für jede Spur berechnet und mit den aus der Blasendichte abgeleiteten Werten auf Verträglichkeit hin geprüft.

Die Möglichkeiten der Ionisationsanalyse sind jedoch - von den Meßproblemen ganz abgesehen - dadurch eingeschränkt, daß die Ionisation für größere Impulse (p groß gegen m) massenunabhängig wird. So können geladene Pionen von geladenen Kaonen nur bis zu einem Impuls von 0.8 GeV/c und von Protonen bis maximal 1.5 GeV/c unterschieden werden.

2.3 Einschränkungen der Ereignis- und der Teilchenidentifikation

Nach Abschluß der vorstehend beschriebenen Analyse sind im allgemeinen mehrere Hypothesen für ein Ereignis akzeptiert worden, und es kann vorkommen, daß sich die wahre Hypothese nicht mehr darunter befindet. Die Gründe hierfür sind neben der echten Mehrdeutigkeit auf Grund von Kinematik und Ionisation hauptsächlich in der beschränkten Genauigkeit der Messungen zu suchen. Die auftretenden Unsauberkeiten der Rohdaten müssen bei den weiteren Untersuchungen berücksichtigt werden.

Für die neutralen seltsamen Teilchen K_S^0 und Λ werden im nächsten Kapitel der Arbeit die Mehrdeutigkeiten aufgelöst und die durch Fehlinterpretationen verursachten Verunreinigungen abgetrennt. Für die geladenen Pionen wird der Einfluß von Verunreinigungen auf die effektiven $K_S^0 \pi^\pm$ - und $\Lambda \pi^\pm$ -Massenverteilungen in Kapitel 4 untersucht.

Eine Unterscheidung der "direkt" produzierten Λ von denen aus dem Σ^0 -Zerfall

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma \quad (100\%) \quad (2.6)$$

ist mit den vorhandenen Mitteln im allgemeinen nicht möglich. Das zusammen mit dem Λ entstehende Photon kann wegen seiner kleinen Konversionswahrscheinlichkeit in der mit Wasserstoff gefüllten 2m-Blasen-kammer (4% für π^+p -Wechselwirkungen bei vergleichbarer Energie /16/) in der Regel nicht beobachtet werden. Sein Nachweis durch Anpassung wird durch den geringen Massenunterschied von Λ und Σ^0 erschwert und wird unmöglich, wenn mehr als ein unbeobachtetes neutrales Teilchen ausläuft. Die im folgenden untersuchten Λ -Mengen und präsentierten Λ -Ergebnisse schließen deshalb auch die von Σ^0 stammenden Λ ein. Der Einfluß auf die $\Sigma(1385)$ -Signale in den $\Lambda\pi^\pm$ -Massenverteilungen wird in Kapitel 4 diskutiert.

3. Aufbereitung der K_S^0 - und der Λ -Daten

Die in dieser Arbeit untersuchten $K^{*}(892)$ - und $\Sigma(1385)$ -Resonanzen werden über ihre Zerfälle in ein neutrales seltsames Teilchen, K_S^0 bzw. Λ , und in ein Pion nachgewiesen. Die von der bisherigen Analyse unter Verwendung von Kinematik und Ionisation gelieferten Rohdaten über K_S^0 und Λ sollen im folgenden eingehend behandelt werden. Dabei werden verbliebene Mehrdeutigkeiten aufgelöst, vorhandene Verunreinigungen abgetrennt und eingetretene Verluste so weit wie möglich korrigiert. Wir nutzen dazu Symmetrien und andere Gesetzmäßigkeiten aus, die es uns erlauben, Aussagen über die erwartete Form von gewissen K_S^0 - und Λ -Verteilungen zu machen. So verwenden wir die Isotropie des K_S^0 -Zerfalls, das exponentielle Zerfallsgesetz für K_S^0 und Λ und die bekannten Lebensdauern, die Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie der pp-Wechselwirkungen im Schwerpunktsystem und das Verhalten schmaler 2-Teilchen-Massenverteilungen bei falscher Massenzuordnung. Zum Abschluß werden die gewonnenen Ergebnisse über inklusive K_S^0 - und Λ -Produktion vorgelegt und kurz diskutiert.

3.1 Mehrdeutigkeiten und Verunreinigungen

Die Anzahlen der eindeutigen und der mehrdeutigen K_S^0 und Λ , die nach der in Kapitel 2 beschriebenen Analyse vorliegen, sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Dabei verstehen wir unter eindeutigen K_S^0 und Λ solche V^0 , für die nach der Auswertung des gesamten Ereignisses allein die K_S^0 bzw. Λ -Hypothese akzeptiert worden ist und unter mehrdeutigen solche V^0 , für die noch andere Hypothesen hinzugekommen sind.

Der Tabelle entnimmt man, daß die Zahl der Mehrdeutigkeiten zwischen K_S^0 und Λ nicht unerheblich ist. Sie macht bezogen auf die Zahl ein- und mehrdeutiger Λ 6% bei 12 GeV/c und 9% bei 24 GeV/c aus. Desweiteren sieht man, daß es nur wenige $K_S^0/\bar{\Lambda}$ -Mehrdeutigkeiten gibt und keine $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Mehrdeutigkeiten oder solche zwischen allen drei Teilchen.

Tabelle 3.1

Zahl eindeutiger und mehrdeutiger K_S^0 und Λ nach Kinematik- und Ionisationsanalyse

Strahlimpuls	K_S^0	Λ	K_S^0/Λ	$K_S^0/\bar{\Lambda}$	$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$K_S^0/\Lambda/\bar{\Lambda}$
12 GeV/c	2447	3565	239	1	-	-
24 GeV/c	6738	6135	576	10	-	-

Lage der Mehrdeutigkeiten

Bevor wir uns an das Auflösen der Mehrdeutigkeiten begeben, wollen wir uns klar machen, an welchen Stellen wir diese erwarten. Dazu tragen wir den Transversalimpuls p_T des positiven Zerfallsproduktes gegen den modifizierten Longitudinalimpuls

$$\alpha = 2p_L/\beta m_0 + (m_+^2 - m_-^2)/m_0^2 \quad (3.1)$$

auf. Dabei sind p_T und p_L der Transversal- und der Longitudinalimpuls des positiven Zerfallsproduktes (π^+ bei K_S^0 , p bei Λ und π^- bei $\bar{\Lambda}$) bezogen auf die Flugrichtung des zerfallenden seltsamen Teilchens in dessen Ruhesystem, β die Laborgeschwindigkeit des seltsamen Teilchens (in Einheiten von c) und m_0, m_+, m_- die Massen des seltsamen Teilchens und der beiden Zerfallsprodukte (m_0 und p_L in GeV oder MeV).

In Abb. 1 sind die für $\beta = 1$ erhaltenen Kurven wiedergegeben. Die K_S^0 -Kurve ist symmetrisch um $\alpha = 0$, da die beiden Zerfallsprodukte gleiche Masse haben. Die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kurven sind nach rechts bzw. nach links verschoben, da m_+ größer bzw. kleiner als m_- ist. Die K_S^0 - und Λ -Kurven schneiden sich bei einem p_T -Wert, der ungefähr gleich dem maximalen Wert für den Λ -Zerfall ist. Da für kleinere β die Kurven nur horizontal gestreckt werden, erwarten wir deshalb die K_S^0/Λ -Mehrdeutigkeiten bei einem p_T von ungefähr 100 MeV/c. In Abb. 2 und 3 sind die p_T -Verteilungen bei

12 und 24 GeV/c wiedergegeben, in denen die Mehrdeutigen schraffiert gezeichnet sind. Diese liegen tatsächlich im p_T -Bereich um 100 MeV/c. Die Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Kurven schneiden sich dagegen erst bei $\beta < 0.26$, was Laborimpulsen kleiner 300 MeV/c entspricht. Da die Zerfälle von solch langsamen Λ und $\bar{\Lambda}$ an Hand der Ionisation sicher unterschieden werden können, erwarten wir keine $\Lambda/\bar{\Lambda}$ - und keine $K_S^0/\Lambda/\bar{\Lambda}$ -Mehrdeutigkeiten, übereinstimmend mit den in Tabelle 3.1 gegebenen experimentellen Daten.

Auflösung der Mehrdeutigkeiten

Die Mehrdeutigkeiten sollen jetzt an Hand der bereits angeführten Verteilung des p_T und der Verteilungen der effektiven Masse der Zerfallsspuren bei unterschiedlicher Massenzuordnung aufgelöst werden.

Da das K_S^0 Spin $J = 0$ hat, ist sein Zerfall isotrop. (Dagegen könnte das Λ , da es Spin $J = 1/2$ besitzt, polarisiert sein.) Die daraus folgende p_T -Verteilung ist in Abb. 2 und 3 als Kurve eingezeichnet, normiert auf den experimentellen Wert bei $p_T^{\max}$. Man erkennt, daß die experimentelle p_T -Verteilung für K_S^0 nur dann mit der erwarteten übereinstimmt, wenn die K_S^0/Λ -Mehrdeutigkeiten (schraffiert) als Λ interpretiert werden. Dies gilt bei beiden Energien.

Für die effektive Masse der gemessenen Zerfallsspuren erwartet man bei richtiger Massenzuordnung eine schmale, spitze, gaußförmige Verteilung um die Masse des zerfallenen Teilchens, bei falscher Massenzuordnung hingegen eine breite, glatte, flache Verteilung. In Abb. 4 und 5 sind die Massenverteilungen für 12 und 24 GeV/c gezeigt, unterschieden nach eindeutigen K_S^0 und Λ und K_S^0/Λ -Mehrdeutigen, die wieder bei beiden schraffiert mit eingezeichnet sind. Bei richtiger Massenzuordnung, also $V^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ zu K_S^0 und $V^0 \rightarrow p \pi^-$ zu Λ , beobachtet man die erwartete schmale Verteilung um $m(K_S^0) = 0.248 \text{ GeV}^2$ bzw. $m(\Lambda) = 1.245 \text{ GeV}^2$ und bei falscher Massenzuordnung, also $V^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ zu Λ und $V^0 \rightarrow p \pi^-$ zu K_S^0 , eine breite, flache Verteilung für K_S^0 und eine breite Verteilung für Λ , allerdings mit einem Loch im Bereich der K_S^0 -Masse. Die Interpretation der Mehrdeutigen als K_S^0 schafft in der K_S^0 -Verteilung eine steile Spitze an der Stelle der Λ -Masse, die Interpretation als Λ füllt hingegen das

erwähnte Loch auf.

Aus der Untersuchung der p_T -Verteilungen und der Verteilungen der effektiven Massen folgt deshalb übereinstimmend, daß die K_S^0/Λ -Mehrdeutigen als Λ zu deuten sind. Dies ist auch in einer früheren Arbeit für eine Teilstatistik, allerdings ohne Verwendung der effektiven Massen, /7/ und für ein ähnliches π^+p -Experiment bei 16 GeV/c /17/ gefunden worden. Die K_S^0/Λ -Mehrdeutigen werden entsprechend als $\bar{\Lambda}$ interpretiert.

Abtrennen von Verunreinigungen bei 24 GeV/c

Auch nachdem die K_S^0/Λ -Mehrdeutigen dem Λ -Kanal zugewiesen sind, ist die Verteilung der effektiven Masse für K_S^0 bei falscher Massenzuordnung bei 24 GeV/c nicht ganz glatt, sondern zeigt eine deutliche Spitze an der Stelle der Λ -Masse. In der p_T -Verteilung für K_S^0 (Abb. 3) beobachtet man ebenfalls einen kleinen Überschuß dort, wo auch die K_S^0/Λ -Mehrdeutigen liegen. Man ersieht daraus einen Verunreinigung der (eindeutigen) K_S^0 durch Λ , die einem Verlust von Λ -Hyperonen entspricht und durch einen Schnitt in der effektiven Masse bei falscher Zuordnung, $1.240 < m_{\text{eff}}^2 < 1.250 \text{ GeV}^2$, abgetrennt wird. Der eintretende Verlust echter K_S^0 (1.3%) und der Λ -Verlust (1.6%) werden bei den Wirkungsquerschnitten berücksichtigt.

In den experimentellen p_T -Verteilungen für K_S^0 und Λ bei 24 GeV/c (Abb. 3) zeigen sich außerdem Überschüsse bei kleinen p_T um 0. Diese stammen von fehlinterpretierten Photonen, deren Konversionsprodukte auf Grund der Masselosigkeit des Photons verschwindende Transversalimpulse haben. Die Verunreinigungen betragen 0.6% bei K_S^0 und 0.8% bei Λ und werden durch den Schnitt $p_T < 5 \text{ MeV}$ abgetrennt. Die eintretenden Verluste von echten K_S^0 und Λ können vernachlässigt werden.

3.2 Verluste bei kleinen und großen Zerfallslängen

Wie bereits in Abschnitt 2.1 angeführt erwarten wir Verluste von K_S^0 und Λ mit kleinen Zerfallslängen, da nahe am primären Wechselwirkungspunkt liegende V^0 beim Mustern für primäre Spuren gehalten werden.

Außerdem werden Verluste bei großen Zerfallslängen auftreten, da Teilchen mit großer Zerfallszeit und mit großem Impuls erst außerhalb der Kammer zerfallen (genauer: außerhalb des Bezugsvolumens, das durch den in Abschnitt 2.1 erwähnten Musterungsbereich definiert ist).

Zur Untersuchung der Verluste benutzen wir die Zerfallszeit, deren theoretische Verteilung bekannt ist. Für die Zerfallszeit im Ruhesystem sowie die Zerfallslänge und den Impuls im Laborsystem gilt die Beziehung

$$t = mL/cp \quad (3.2)$$

(mit m und p in MeV oder GeV), sodaß bei nicht zu breitem Impulsspektrum kleine Zerfallszeiten kleinen Zerfallslängen und große Zerfallszeiten großen Zerfallslängen entsprechen. Die Zerfallszeitverteilungen für K_S^0 und Λ sind in Abb. 6 und 7 wiedergegeben. Die theoretischen Verteilungen, die aus dem exponentiellen Zerfallsgesetz und den bekannten mittleren Lebensdauern /9/

$$\tau(K_S^0) = 0.89 \cdot 10^{-10} \text{ sec}, \tau(\Lambda) = 2.6 \cdot 10^{-10} \text{ sec} \quad (3.3)$$

folgen, sind als Geraden eingezeichnet. Man beobachtet für K_S^0 (Abb. 6) eine gute Übereinstimmung von experimenteller und theoretischer Verteilung bei mittleren und großen t und deutliche Verluste bei kleinen Zerfallszeiten, $t < 0.2 \cdot 10^{-10}$ sec. Desgleichen findet man für Λ (Abb. 7) Verluste bei kleinen Zerfallszeiten, $t < 0.5 \cdot 10^{-10}$ sec, die wegen der größeren Breite der Λ -Impulsverteilung etwas weiter hinauf reichen. Zu Untersuchung des Verhaltens bei mittleren und großen t haben wir in Abb. 7 schnelle Λ (schraffiert) und langsame Λ (unschraffiert) von einander unterschieden, wobei wir unter schnellen solche verstehen, deren Schwerpunktlongitudinalimpuls p_L^* größer null ist und unter langsamen solche, deren p_L^* kleiner null ist. Für die langsamen stimmen die experimentellen Verteilungen bei 12 GeV/c und bei 24 GeV/c gut mit der theoretischen Kurve überein. Dagegen sind die schnellen Λ in beiden Fällen bei kleinen t angehäuft, weil Λ mit großem Impuls und großer Zerfallszeit nicht innerhalb der Kammer zerfallen und deshalb verloren gehen.

Für die Verluste bei kleinen Zerfallslängen ist die in die Musterungsebene projizierte Zerfallslänge L_{proj} entscheidend. Ihre Verteilungen zeigen, daß die Verluste unterhalb von $L_{\text{proj}} = 0.4 \text{ cm}$ auftreten. Wir verwerfen deshalb alle K_s^0 und Λ mit kleineren projizierten Längen und korrigieren diese Verluste zusammen mit den Verlusten von Zerfällen außerhalb der Blaskammer durch Wichten mit dem Inversen der Wahrscheinlichkeit, daß das betreffende Teilchen zwischen der minimal akzeptierten und seiner potentiellen Weglänge in der Kammer zerfällt. Aus dem exponentiellen Zerfallsgesetz und der Beziehung zwischen Zerfallszeit und Zerfallslänge (3.1) folgt für die Zerfallswahrscheinlichkeit nach einer Länge L

$$P(L) = \exp(-L/L_0) \text{ mit } L_0 = \tau c p/m \quad (3.4)$$

(wobei τ die mittlere Lebensdauer und m und p wie oben Masse und Impuls sind) und für die Zerfallswahrscheinlichkeit zwischen der minimalen und der potentiellen Länge

$$P(L_{\text{min}} < L < L_{\text{pot}}) = \exp(-L_{\text{min}}/L_0) - \exp(-L_{\text{pot}}/L_0). \quad (3.5)$$

Die minimale Länge beträgt hier

$$L_{\text{min}} = 0.4/\cos\lambda, \quad (3.6)$$

wobei λ der Neigungswinkel des Teilchenimpulses gegen die Muster-

Tabelle 3.2

Mittlere Korrekturen auf Verluste bei kleinen und großen Zerfallslängen

Strahlimpuls	K_s^0	Λ	Λ mit $p_L^* < 0$.
12 GeV/c	1.10	1.12	1.07
24 GeV/c	1.11	1.20	1.08

ungsebene ist, und ist damit von der Teilchenrichtung abhängig. Die mittleren Korrekturgewichte sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

3.3 Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie im Schwerpunkssystem

Auf Grund der Symmetrie der pp-Wechselwirkungen müssen die Verteilungen auslaufender Teilchen vorwärts-rückwärts-symmetrisch im Gesamtschwerpunkssystem sein. Wir wollen diese Symmetrie ausnutzen, um die Güte unserer Daten zu prüfen und gegebenenfalls zu verbessern.

Die Verteilungen des Longitudinalimpulses im Schwerpunkssystem bezogen auf die Strahlrichtung, p_L^* , sind in Abb. 8 und 9 wiedergegeben. Dabei sind die Verteilungen vor Zerfallslängenschnitt und -korrektur (im vorigen Abschnitt beschrieben) schraffiert eingezeichnet und die nach Schnitt und Korrektur durchgezogen. Die Verteilungen für K_s^0 bei 12 und 24 GeV/c (Abb. 8) sind weitgehend symmetrisch. Dagegen zeigen die Λ -Verteilungen (Abb. 9) starke Verluste bei $p_L^* > 0.2$ GeV/c, da die Λ -Hyperonen fast dreimal größere Lebensdauer haben und peripherer erzeugt werden. Der Vergleich mit der gestrichelten Verteilung, die die an $p_L^* = 0$ gespiegelte rückwärtige Verteilung darstellt, verdeutlicht, daß diese Verluste auch nach Zerfallslängenschnitt und -wichtung bei weitem nicht ausgeglichen sind.

Tabelle 3.3

Zahl der K_s^0 und der Λ nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten und nach allen Schnitten

Strahlimpuls	K_s^0	Λ
12 GeV/c	2358	2179
24 GeV/c	6368	4203

Wir verwerfen deshalb alle Λ mit $p_L^* > 0$ und korrigieren den Verlust durch Wichtung mit $w = 2$. Nach diesem Schnitt stimmen auch die Zerfallszeitverteilungen für Λ (Abb. 7) mit den theoretischen überein. Außerdem ist die Signifikanz der $\Sigma^+(1385)$ -Signale in den $\Lambda\pi^\pm$ -Massenverteilungen besser. Die Anzahlen der K_S^0 und Λ nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten und nach allen beschriebenen Schnitten sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

3.4 Produktions- und Zerfallswinkelverteilungen

Wir haben in Abschnitt 2.1 bereits erwähnt, daß bei der Musterung Verluste auftreten können, weil V^0 , deren Öffnungswinkel klein sind oder durch die Projektion in die Musterungsebene klein erscheinen, als konvertierende Photonen interpretiert werden. Wir wollen jetzt diese Verluste und noch eventuelle andere Verluste an Hand geeigneter technischer Produktions- und Zerfallswinkel untersuchen.

Wir betrachten im einzelnen:

- (a) Den Winkel zwischen den Projektionen der optischen Achse und der K_S^0 - bzw. Λ -Richtung in die Ebene senkrecht zur Richtung der einlaufenden Protonen im Schwerpunktssystem: ϕ_{prod}
- (b) Den Winkel zwischen den Projektionen der optischen Achse und der Richtung des positiv geladenen Zerfallsproduktes (p bei Λ und π^+ bei K_S^0) in die Ebene senkrecht zur K_S^0 - bzw. Λ -Richtung in dessen Ruhesystem: ϕ_{dec}
- (c) Den Winkel zwischen den Richtungen des positiv geladenen Zerfallsproduktes und des K_S^0 bzw. Λ in dessen Ruhesystem: θ_{dec}

Die mathematischen Definitionen dieser Winkel stehen im Anhang.

Die Verteilung eines jeden dieser Winkel sollte isotrop sein, ϕ_{prod} wegen der Rotationssymmetrie des Anfangszustandes, $\cos\theta_{\text{dec}}$ und ϕ_{dec} wegen der Isotropie des K_S^0 und des Λ -Zerfalls, wenn man von einer eventuellen Polarisation des Λ absieht. Die Verluste von V^0 mit kleinem Öffnungswinkel erwarten wir bei $\cos\theta_{\text{dec}} \approx 0$ und von V^0 mit kleinem projizierten Öffnungswinkel bei $\phi_{\text{dec}} \approx 0$ und $\phi_{\text{dec}} \approx \pi$.

Die experimentellen Verteilungen der Winkel nach allen bisher beschriebenen Schnitten und Korrekturen sind in Abb. 10 und 11 für K_S^0 und Λ wiedergegeben. (Die entsprechenden Verteilungen vor den Schnitten und Korrekturen sind schraffiert mit eingezeichnet.) Die Azimutalwinkel sind dabei um $\phi = \pi$ gefaltet. Die ϕ_{prod} -Verteilungen sind für beide Teilchen isotrop. Die ϕ_{dec} -Verteilungen zeigen Verluste bei kleinen projizierten Öffnungswinkeln sowohl für K_S^0 als auch für Λ . Die $\cos\theta_{\text{dec}}$ -Verteilungen offenbaren Verluste bei kleinen räumlichen Öffnungswinkeln für K_S^0 , aber keine für Λ , da nur schnelle V^0 kleine Öffnungswinkel besitzen und wir uns durch den Rückwärtsschnitt im vorigen Abschnitt auf langsame Λ beschränkt haben. Die verschiedenen Verluste (%) sind in Tabelle 3.4 zusammengestellt und werden bei den Wirkungsquerschnitten berücksichtigt.

3.5 Ergebnisse für K_S^0 und Λ

Die erhaltenen inklusiven und topologischen Wirkungsquerschnitte für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c sind in Tabelle 3.5 auf der folgenden Seite zusammengestellt. Diese Werte enthalten alle weiter vorne beschriebenen Korrekturen. Dies sind im einzelnen Korrekturen auf

- (a) Verluste von Zerfällen außerhalb der Blasenkammer,
 - (b) Verluste von Zerfällen nahe am Erzeugungspunkt,
 - (c) Verluste von Zerfällen mit kleinem räumlichen oder kleinem projizierten Öffnungswinkel,
 - (d) Verluste von Λ in K_S^0 bei 24 GeV/c,
 - (e) Verluste durch Beschränkung auf im Schwerpunktsystem rückwärtslaufende Λ ,
 - (f) allgemeine Musterungs- und Meßverluste
- und zusätzlich Korrekturen auf
- (g) nicht berücksichtigte Zerfallskanäle.

Die angegebenen Fehler berücksichtigen neben den statistischen

Tabelle 3.4

Nach allen Schnitten und bisherigen Korrekturen verbleibende Verluste in den Verteilungen der technischen Produktions- und Zerfallswinkel (%)

Strahlimpuls	K_S^0	Λ
12 GeV/c	7.1 ± 1.7	3.0 ± 1.8
24 GeV/c	6.6 ± 1.5	3.2 ± 1.5

Tabelle 3.5

Inklusive und topologische Wirkungsquerschnitte in μb für K_S^0 - und Λ -Produktion

Topologie	K_S^0		Λ	
n_{CH}	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
2	340 ± 19	451 ± 32	676 ± 36	636 ± 41
4	227 ± 15	683 ± 37	406 ± 26	919 ± 49
6	21 ± 6	350 ± 28	49 ± 12	408 ± 32
(>6 /14/	1.5 ± 1.0	65 ± 5	1.3 ± 1.0	106 ± 6)
Inklusiv	590 ± 25	1549 ± 57	1132 ± 46	2069 ± 72

Schwankungen auch die Unsicherheiten der Korrekturen. Die früher für kleinere Ereignismengen in diesem Experiment bestimmten inklusiven Wirkungsquerschnitte /7,8/ stimmen bei 12 GeV/c mit diesen innerhalb der Fehler überein und liegen bei 24 GeV/c etwa um 20% niedriger. Die Werte für $n_{CH} > 6$ stammen von /14/ und haben nur statistische Fehler.

Die Energieabhängigkeit der inklusiven Wirkungsquerschnitte für K_S^0 und Λ wird an Hand von Abb. 12 untersucht. Die aufgetragenen Werte stammen aus einer Reihe von Experimenten mit Laborimpulsen zwischen 5.45 GeV/c und 300 GeV/c /18/. Wie man sieht wächst die K_S^0 -Produktion über den gesamten Bereich steil an, während der Anstieg der Λ -Produktion oberhalb von 70 GeV/c abzuflachen scheint. Die hier gewonnenen Werte passen sich im übrigen gut ein. (Die systematisch niedriger liegenden Werte bei 18, 21, 24 und 28 GeV/c stammen aus einer Untersuchung mit kleinen Ereignismengen /18c/.)

Zum Abschluß soll noch auf die differentielle Abhängigkeit der K_S^0 - und der Λ -Produktion eingegangen werden. Dazu sind die Verteilungen der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ ($p_{\max}^*$ = maximaler Impuls im Schwerpunktsystem), der Schwerpunktsrapidität $y^* = \frac{1}{2} \ln(E^* + p_L^*) / (E^* - p_L^*)$ und des Transversalimpulsquadrates in Abb. 13, 14 und 15 wiedergegeben. (Näheres zu diesen Variablen und ihren Verteilungen findet sich im Anhang.)

Die x -Verteilungen (Abb. 13) bei 12 und 24 GeV/c sind für K_S^0 wie auch für Λ in der Form sehr ähnlich. Vergleicht man dagegen die Verteilungen für die beiden Teilchen miteinander, so bemerkt man deutliche Unterschiede. Die x -Verteilungen für K_S^0 sind schmal, haben ihr Maximum bei $x = 0$ und fallen mit wachsendem $|x|$ steil ab. Das K_S^0 -Meson wird also hauptsächlich im zentralen Bereich um $x = 0$ produziert. Dagegen sind die Verteilungen für Λ breit, steigen mit wachsendem $|x|$ noch an oder bleiben zumindest konstant und fallen erst oberhalb von $|x| \approx 0.5$ stark ab. Dies Verhalten wird verständlich, wenn man annimmt, daß die Fragmentation der einlaufenden Protonen bei der Λ -Produktion eine wichtige Rolle spielt. Für die y^* -Verteilungen (Abb. 14) gilt entsprechendes.

Die p_T^2 -Verteilungen (Abb. 15) fallen alle annähernd exponentiell mit wachsendem p_T^2 ab. Die Anpassung einer Parametrisierung der Form

$$d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-Bp_T^2) \quad (3.7)$$

im Bereich $0 < p_T^2 < 1.4 \text{ (GeV/c)}^2$ liefert für K_s^0 die Steigungsparameterwerte $B = 5.4 \pm 0.2$ und $B = 5.0 \pm 0.3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ und für Λ die Werte $B = 3.9 \pm 0.2$ und $B = 3.7 \pm 0.2 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ jeweils bei 12 bzw. 24 GeV/c. Die K_s^0 -Verteilung bei 24 GeV/c scheint bei kleineren p_T^2 etwas steiler zu sein. Man erhält $B = 5.5 \pm 0.2 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ unterhalb von $p_T^2 = 0.32 \text{ (GeV/c)}^2$ und $B = 3.7 \pm 0.3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ für $p_T^2 > 0.32 \text{ (GeV/c)}^2$. Dieser steilere Anstieg bei kleinen p_T^2 ist - wie wir im folgenden sehen werden - darauf zurückzuführen, daß ein beträchtlicher Teil der im Endzustand beobachteten neutralen Kaonen nicht direkt produziert wird, sondern aus den Zerfällen von $K^*(892)$ -Resonanzen stammt.

4. Untersuchung der Resonanzsignale

4.1 Effektive Massenverteilungen

Bei der Untersuchung der effektiven Massenverteilungen sind wir auf folgende Weise verfahren. Wir haben für alle Ereignisse jedes K_S^0 und Λ mit jedem positiven bzw. jedem negativen Teilchen kombiniert, für das eine Interpretation als positives bzw. negatives Pion auf Grund von Kinematik und Ionisation nicht auszuschließen ist, und mit dem Gewicht 1 in die Verteilung eingehen lassen. Der Vorteil dieser Methode gegenüber jener, die Kombinationen für jede akzeptierte Ereignishypothese zu nehmen und mit $1/(\text{Zahl der akzeptierten Hypothesen})$ zu wichten, liegt darin, daß die Signale in den Verteilungen besser zum Vorschein kommen und "Schornsteine", verursacht durch sehr häufig eingehende Kombinationen, vermieden werden. Außerdem haben wir Kombinationen ausgeschlossen, deren Teilchen nur gemeinsam in einer der Hypothesen vorkommen, die durch Auflösung der K_S^0/Λ -Mehrdeutigkeiten verworfen worden sind.

Die effektiven Massenverteilungen der $K_S^0\pi^\pm$ - und der $\Lambda\pi^\pm$ -Kombinationen bei 12 und 24 GeV/c sind in den Abb. 16, 17 und 18, 19 wiedergegeben. (Die eingezeichneten Kurven werden im Abschnitt 4.2 erläutert.) In allen Verteilungen beobachtet man ausgeprägte Signale an den Stellen, wo die $K^*(892)$ - und die $\Sigma(1385)$ -Resonanzen erwartet werden. Eine Ausnahme bildet allein die $K_S^0\pi^-$ -Verteilung bei 12 GeV/c, in der das K^{*-} -Signal nur andeutungsweise vorliegt. Die K^{*-} -Signale haben Breiten von 50-60 MeV und die Σ^{*-} -Signale von 40-50 MeV, wobei die Σ^{*-} -Signale etwas breiter sind als Σ^{*+} -Signale. Die Werte liegen etwas oberhalb der natürlichen Breiten /9/ von ungefähr 50 MeV für K^{*-} sowie 35 MeV und 42 MeV für Σ^{*+} bzw. Σ^{*-} , was auf die begrenzte experimentelle Auflösung zurückzuführen ist. In der $\Lambda\pi^-$ -Verteilung bei 12 GeV/c ist außerdem eine Erhebung von drei Standardabweichungen im Bereich der $\Sigma(1670)$ -Resonanz zu erkennen. Ansonsten gibt es keine signifikanten Effekte weder im Bereich höherer Σ^* -Resonanzen noch im $K^*(1420)$ -Bereich.

Der Einfluß der Verunreinigung der Daten auf die $K^*(892)$ - und die $\Sigma(1385)$ -Signale in den effektiven Massenverteilungen soll noch an dieser Stelle untersucht werden.

- (a) Verunreinigung der $\pi^\pm$ durch Protonen und geladene Kaonen: Für den größeren Teil der so entstehenden Kombinationen, Λp , $K^0 K^+$, $\bar{K}^0 K^-$, ΛK^- und $K^0 p$, sind bisher keine resonanten Zustände beobachtet worden. (Exotische Zustände; Baryonenzahl $B = 2$ oder Strangeness $|S| = 2$ oder $B = S = +1$) Für die verbleibenden Kombinationen, $\bar{K}^0 p$, ΛK^+ , $\bar{K}^0 K^+$ und $K^0 K^-$, existieren resonante Zustände und zwar $\Sigma(1670)$ und höhere Σ^* für $\bar{K}^0 p$, $N^*(1670)$ und höhere N^* für ΛK^+ und $A_2(1310)$ für die beiden $K\bar{K}$ -Kombinationen /9/. Die Verzweigungsverhältnisse der betreffenden Zerfälle sind aber gering, und diese schweren Resonanzen besitzen größere Breiten und werden vergleichsweise selten produziert.
- (b) Die Λ -Daten enthalten neben den durch starke Wechselwirkung produzierten Λ -Hyperonen auch die aus dem elektromagnetischen Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$. Nun zerfallen $\Sigma^\pm(1385)$ auch in $\Sigma^0 \pi^\pm$. Das Verzweigungsverhältnis ist aber klein, es beträgt nur 6% gegenüber 88% für die Zerfälle $\Sigma^\pm(1385) \rightarrow \Lambda \pi^\pm$. Eventuelle Signale in den $\Sigma^0 \pi^\pm$ -Verteilungen würden zudem beim Übergang zu den $\Lambda \pi^\pm$ -Verteilungen durch den Verlust des Photons verbreitert und abgeflacht und innerhalb der Fehler im Untergrund verschwinden. Das angegebene Verzweigungsverhältnis von 6% folgt aus dem Wert für den Zerfall $\Sigma(1385) \rightarrow \Sigma \pi$ von 12% /9/ und der Isospinzerlegung des $\Sigma \pi$ -Zustandes $|\Sigma \pi\rangle^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\Sigma^+ \pi^0\rangle - |\Sigma^0 \pi^+\rangle)$.
- (c) Die neutralen Kaonen sind je nach ihrer Produktion K^0 oder $\bar{K}^0$. Die $\bar{K}^0 \pi^+$ und die $K^0 \pi^-$ -Kombinationen gehen aber jeweils in den Untergrund, da keine resonanten Mesonzustände mit Ladung $Q = +1$ und Strangeness $S = -1$, bzw. $Q = -1$ und $S = +1$ existieren.

Wir können also annehmen, daß alle Beimengungen zu unseren Daten innerhalb der Fehler ohne Einfluß auf die beobachteten Signale sind.

4.2 Anpassung der Resonanzsignale

4.2.1 Allgemeines

Zur Anpassung der Resonanzsignale wird für die effektiven Massenverteilungen die allgemeine Form

$$\text{Effektive Massenverteilung} = \text{Untergrund} + \text{Breit-Wigner-Funktion} \times \text{effektiver Phasenraum} \quad (4.1)$$

angenommen. Dabei sind eventuelle Interferenzen von Resonanz und Untergrund außer acht gelassen.

Die Resonanzsignale werden beschrieben durch eine relativistische Breit-Wigner-Funktion nach Jackson /19/

$$BW(m) = \frac{m_0 \Gamma_0 \Gamma(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2(m)} \quad (4.2)$$

mit der massenabhängigen Breite

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 (q/q_0)^{2\ell + 1} F(m). \quad (4.3)$$

Dabei ist m_0 die Masse und Γ_0 die Breite der Resonanz; q ist der Impuls jedes der beiden Zerfallsprodukte im gemeinsamen Schwerpunktsystem, dem Ruhesystem der Resonanz, und q_0 der Wert bei $m = m_0$; ℓ ist der relative Bahndrehimpuls der beiden Zerfallsprodukte und hat für die K^* - und Σ^* -Zerfälle den Wert $\ell = 1$; $F(m)$ ist ein zusätzlicher Term, der die nicht sinnvollen Ausläufer der relativistischen Breit-Wigner-Funktion bei hohen Massen unterdrücken soll.

Die Breite Γ_0 wählen wir so, daß unter Berücksichtigung der theoretischen Werte und der experimentellen Auflösung eine möglichst gute und gleichmäßige Anpassung der Resonanzsignale erzielt wird,

denn die Ergebnisse hängen bei den hier vorliegenden schmalen Resonanzen stark von der Breite ab. Der Untergrund muß in den $K_S^0 \pi^\pm$ - und $\Lambda \pi^\pm$ -Massenverteilungen auf unterschiedliche Weise beschrieben werden, da das Σ^* -Signal unmittelbar auf dem Maximum des Untergrundes sitzt, das K^* -Signal hingegen ein Stück weiter oberhalb auf dem dort ungefähr exponentiell abfallenden Untergrund. Es wird immer angenommen, daß der effektive Phasenraum die gleiche Massenabhängigkeit wie der Untergrund hat.

Zur Gewinnung der verschiedenen Wirkungsquerschnitte (inklusive, topologische, differentielle) werden die Resonanzsignale jeweils angepasst in der inklusiven Massenverteilung, in den Massenverteilungen für die einzelnen Topologien ($n_{CH} = 2, 4, 6$ für $K_S^0 \pi^+$ und $\Lambda \pi^+$, $n_{CH} = 4, 6$ für $K_S^0 \pi^-$ und $\Lambda \pi^-$) und in den Massenverteilungen für die verschiedenen Intervalle der betrachteten Impulsvariablen. Dies sind die Feynmanvariable $x = p_L^*/p_{max}^*$, die Schwerpunktsrapidität y^* und das Transversalimpulsquadrat p_T^2 . (Genaueres zu diesen Variablen findet sich im Anhang.) Die Intervalleinteilungen dieser Variablen sind dabei so zu wählen, daß auf der einen Seite möglichst viele Meßpunkte gewonnen werden, und auf der anderen Seite die Resonanzsignale in den Massenverteilungen noch genügend ausgeprägt sind, so daß eine zuverlässige Anpassung möglich ist.

4.2.2 K^* -Anpassung

Nach dem steilen Anstieg von der Schwelle und dem Umbiegen im Bereich des Maximums fällt der Untergrund in den $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenverteilungen ungefähr exponentiell ab, siehe Abb. 16 und 17. Wie in anderen inklusiven K^* -Untersuchungen /20-22/ und in inklusiven Untersuchungen anderer Vektormesonen /23, 5, 24, 25/ liefert deshalb der exponentielle Ansatz

$$BG(m) = A \exp(Bm + Cm^2 + Dm^3) \quad (4.4)$$

eine geeignete Beschreibung des Untergrundes. (In den ρ -Untersuchungen ist der kubische Term nicht verwendet worden.) Das K^* -Signal reicht

jedoch mit seinem vorderen Teil bis in den Bereich des Untergrund-maximums, wo das Gefälle mit wachsendem m noch zunimmt und so der Untergrund durch den reinen exponentiellen Ansatz nicht mehr gut beschrieben wird. Dieser Mangel läßt sich teilweise beheben, indem man die Potenz $(m - m_s)^E$ hinzufügt und mit dem neuen Ansatz

$$BG(m) = A (m - m_s)^E \exp(Bm - Cm^2 + Dm^3), \quad (4.5)$$

bei der Schwellenmasse

$$m_s = m(K_s^0) + m(\pi^\pm) = 637 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

beginnend, die Anpassung durchführt.

Die besten Ergebnisse haben wir mit einem Verfahren erzielt, bei dem der Untergrund im Bereich von der Schwelle bis hinter das Maximum, $m_s < m < 840 \text{ MeV}$, durch eine Verteilung beschrieben wird, die mit Hilfe eines Monte-Carlo-Verfahrens aus den betreffenden experimentellen Ein-Teilchen-Verteilungen gewonnen wird. (Die Erzeugung dieses unkorrelierten Untergrundes wird im folgenden Σ^* -Unterabschnitt genauer dargestellt.) Die Anpassung haben wir dann folgendermaßen durchgeführt (in Stichworten) :

- (a) Anpassen der Monte-Carlo-Verteilung an die experimentelle Verteilung im Bereich $m_s < m < 780 \text{ MeV}$; nicht weiter, da dort das K^* -Signal beginnt.
- (b) Anpassen des exponentiellen Ausdrucks 3. Ordnung (4.3) im Bereich $1060 < m < 1600 \text{ MeV}$ an die experimentelle Verteilung (erst ab $m = 1060 \text{ MeV}$, weil das K^* -Signal bis dorthin reichen kann) und im Bereich $780 < m < 840 \text{ MeV}$ an die zuvor angepasste Monte-Carlo-Verteilung, welche oberhalb von $m = 780 \text{ MeV}$ ungefähr exponentiell abfällt.
- (c) Mit dem Untergrund der aus diesen beiden Teilen zusammengesetzt ist, Anpassen des Ausdrucks

$$N(m) = A \cdot BG(m) \cdot (1 + B \cdot BW(m)) \quad (4.7)$$

an die experimentelle Massenverteilung im gesamten Bereich $m_s < m < 1600 \text{ MeV}$. Die Intensität des Untergrundes bleibt dabei praktisch unverändert ($A \sim 1$). Der Phasenraum ist in (4.7) gleich dem Untergrund gesetzt.

Bei der Anpassung haben wir die Resonanzmasse gleich dem Wert in /9/

$$m_0 = 892 \text{ MeV}$$

gesetzt und die Breite Γ_0 zu

$$\Gamma_0 = 55 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

gewählt. Diese Breite ergibt die beste Anpassung in den inklusiven Massenverteilungen und ermöglicht eine gleichmäßige Beschreibung der K^+ -Signale in den topologischen und differentiellen Massenverteilungen. Der Wert liegt um etwa 5 MeV über der natürlichen Breite /9/

$$\Gamma_{0,\text{natürl.}} = 49.4 \pm 1.8 \text{ MeV} \quad (4.9)$$

und entspricht einer experimentellen Massenauflösung von ungefähr 25 MeV.

Für den Zusatzterm $F(m)$ in (4.2) haben wir die Form gewählt, die zuerst von Selleri für Vektormesonen benutzt worden ist /26/ und den Vorteil hat, allein von der Resonanzmasse abhängig zu sein,

$$\begin{aligned} F(m) &= \rho(m)/\rho(m_0) \\ \rho(m) &= (q_0^2 + q^2)^{-1}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

wobei q wie oben der Impulsbetrag der Zerfallsprodukte in ihrem Schwerpunktsystem ist. Besonders sorgt jedoch der Phasenraumfaktor, der gleich dem exponentiell abfallenden Untergrund gesetzt ist dafür, daß die Ausläufer der Breit-Wigner-Funktion bei höheren Massen unterdrückt werden. Außerdem werden die oberhalb $m = 1060 \text{ MeV}$ verbliebenen Ausläufer weggeschnitten. Diese Grenze entspricht der Resonanzmasse plus drei Breiten Γ_0 .

Die mit dem oben beschriebenen Verfahren und den angegebenen Werten erhaltenen Anpassungen der inklusiven Massenverteilungen sind in den Abb. 16 und 17 als Kurven wiedergegeben (ausgenommen $K_S^0 \pi^-$ bei 12 GeV/c, siehe unten). Der Untergrund unter den Signalen ist jeweils gestrichelt gezeichnet. Die Güte der Anpassungen, gemessen in χ^2 pro Freiheitsgrad

Tabelle 4.1

Zahl der $K^{*\pm}(892)$ in den Resonanzsignalen der $K_S^0 \pi^{\pm}$ -Massenverteilungen. Jeweils das Ergebnis der inklusiven Anpassung und die Ergebnissummen der Anpassungen für die einzelnen Topologien n_{CH} und für die einzelnen Intervalle der Feynmanvariablen x , der Schwerpunktsrapidität y^* und des Transversalimpulsquadrates p_T^2 .

	K^{*+}		K^{*-}	
	12 GeV/c	24 GeV/cc	12 GeV/c	24 GeV/c
Inklusiv	349 ± 32	913 ± 68	$48 \pm \begin{smallmatrix} 25 \\ 35 \end{smallmatrix}$	250 ± 46
n_{CH}	355 ± 33	930 ± 74	-	265 ± 44
x	360 ± 35	912 ± 68	-	254 ± 50
y^*	373 ± 33	896 ± 69	-	252 ± 49
p_T^2	346 ± 36	899 ± 72	-	264 ± 47
Mittel	357 ± 34	910 ± 70	$48 \pm \begin{smallmatrix} 25 \\ 35 \end{smallmatrix}$	257 ± 47

beträgt im Mittel $\chi^2/NDF = 42.9/48$. Die Ergebnisse der Anpassungen sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt und zwar jeweils das inklusive Ergebnis, die Summen der topologischen Ergebnisse und die Summen der differentiellen Ergebnisse für die verschiedenen betrachteten Impulsvariablen. Ihre jeweilige gute Übereinstimmung demonstriert die Konsistenz der Anpassungen. Die angegebenen Fehler berücksichtigen die statistischen Schwankungen und die Unsicherheiten bei der Festlegung des Untergrundes.

In der $K_S^0 \pi^-$ -Verteilung bei 12 GeV/c (Abb.16) ist das K^* -Signal so schwach ausgeprägt, daß eine Anpassung nicht sinnvoll ist. Wir haben deshalb mit der Hand einen Untergrund gezogen, das Signal darüber abgeschätzt und die große Unsicherheit im Fehler berücksichtigt.

4.2.3 Σ^* -Anpassung

Die Hauptschwierigkeit bei der Anpassung der Resonanzen besteht darin, eine geeignete Beschreibung des Untergrundes zu finden. Häufig wird der Untergrund durch einen analytischen Ausdruck parametrisiert - so sind wir im wesentlichen bei K^* vorgegangen - oder es wird einfach mit der Hand gezogen. Da im vorliegenden Fall das Resonanzsignal genau auf dem Maximum des Untergrundes sitzt, haben wir ein anderes Verfahren vorgezogen, bei dem aus den experimentellen Einteilchenverteilungen für Λ und $\pi^\pm$ mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode unkorrelierte $\Lambda \pi^\pm$ -Massenverteilungen erzeugt werden.

Das angewendete Verfahren besteht aus zwei Schritten:

- (a) Zuerst werden die zweidimensionalen p_L^*/p_T^* -Verteilungen für Λ und $\pi^\pm$ bzw. Λ und π^- hergestellt (mit p_L^* und p_T^* = Longitudinal- und Transversalimpuls im Gesamtschwerpunktssystem). Dabei geht jedes Teilchen genauso häufig ein, wie es an $\Lambda \pi^+$ - bzw. $\Lambda \pi^-$ -Kombinationen beteiligt ist. Da das starke Σ^* -Signal die p_L^*/p_T^* -Verteilungen beeinflusst, werden die Eingänge der beiden Teilchen einer Kombination in ihre betreffenden Einteilchenverteilungen mit dem Gewicht

$$w = u/(u + s)$$

versehen, wenn ihre effektive Masse im Resonanzbereich liegt. Die relativen Stärken von Untergrund und Signal, u und s , sind dazu mit Hilfe eines handgezeichneten Untergrundes abgeschätzt worden.

- (b) Die so gewonnenen p_L^*/p_T^* -Verteilungen dienen dann als experimentelle Verteilungsfunktionen für die Monte-Carlo-Generation von $\Lambda\pi^\pm$ -Kombinationen (important sampling). Die für die vollen 4-Impulse noch benötigten Azimuthalwinkel werden gemäß einer Gleichverteilung um die Strahlachse erzeugt (Rotationssymmetrie). Die Untergrundverteilungen für die inklusiven und die differentiellen Massenverteilungen werden gleichzeitig und damit auf konsistente Weise hergestellt.

Die Güte dieses Verfahrens zeigt sich darin, daß die so gewonnenen Massenverteilungen eine gute Beschreibung des Untergrundes in den experimentellen Massenverteilungen nicht nur bei den inklusiven sondern auch bei den differentiellen ergeben. Für K^* und für die einzelnen Topologien wurde analog verfahren.

Die Resonanzmassen haben wir wie bei K^* gleich den Werten in /9/ gesetzt

$$\begin{aligned} m_0 &= 1383 \text{ MeV für } \Sigma^{*+} \\ m_0 &= 1387 \text{ MeV für } \Sigma^{*-} \end{aligned} \quad (4.11)$$

und die Breite Γ_0 wieder durch Anpassung der inklusiven Massenverteilungen bestimmt:

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= 40 \text{ MeV für } \Sigma^{*+} \\ \Gamma_0 &= 47 \text{ MeV für } \Sigma^{*-} . \end{aligned} \quad (4.12)$$

Diese Werte liegen 5 MeV über den natürlichen Breiten /9/

$$\begin{aligned} \Gamma_{0,\text{natürl.}} &= 35 \pm 2 \text{ MeV für } \Sigma^{*+} \\ \Gamma_{0,\text{natürl.}} &= 42 \pm 4 \text{ MeV für } \Sigma^{*-} \end{aligned} \quad (4.13)$$

und entsprechen einer experimentellen Massenauflösung von etwa 20 MeV.

Im Gegensatz zu K^* ist der Untergrund im Resonanzbereich bei Σ^* nahezu konstant, so daß der gleich dem Untergrund gesetzte Phasenraumfaktor nicht mehr beitragen kann, die Ausläufer der Breit-Wigner-Funktion

bei höheren Massen ausreichend zu unterdrücken. Für den Zusatzterm in der Formel für die Breite (4.3) haben wir deshalb eine Form gewählt, die stärker mit wachsender Masse abfällt,

$$F(m) = \exp(-R^2(m^2 - m_0^2)) \quad (4.14)$$

und haben den Koeffizienten R gleichzeitig mit der Breite Γ_0 durch Probeanpassungen der inklusiven Massenverteilungen bestimmt. Die Werte sind

$$R = 1.5 \text{ für } \Sigma^{*+}, R = 2.0 \text{ für } \Sigma^{*-}. \quad (4.15)$$

Tabelle 4.2

Zahl der $\Sigma^\pm(1385)$ in den Resonanzsignalen der $\Lambda\pi^\pm$ -Massenverteilungen. Jeweils das Ergebnis der inklusiven Anpassung und die Ergebnissummen der Anpassungen für die einzelnen Topologien n_{CH} und für die einzelnen Intervalle der Feynmanvariablen x , der Schwerpunktsrapidität y^* und des Transversalimpulsquadrates p_T^2 .

	$\Sigma^+(1385)$		$\Sigma^-(1385)$	
	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
Inklusiv	327 ± 32	478 ± 43	107 ± 21	200 ± 31
n_{CH}	340 ± 32	495 ± 44	123 ± 22	216 ± 31
x	337 ± 31	507 ± 43	131 ± 20	223 ± 31
y	357 ± 32	512 ± 41	120 ± 21	225 ± 31
p_T^2	335 ± 37	477 ± 45	112 ± 21	201 ± 29
Mittel	339 ± 33	494 ± 43	119 ± 21	213 ± 31

Außerdem werden wie bei K^* die verbleibenden Ausläufer etwa drei Breiten Γ_0 oberhalb der Resonanzmasse bei $m = 1530$ MeV abgeschnitten. Die mit dem oben beschriebenen Verfahren erhaltenen Anpassungen der inklusiven $\Lambda\pi^\pm$ -Massenverteilungen sind in den Abb. 18 und 19 als Kurven wiedergegeben, wobei die Untergründe unter den Signalen gestrichelt gezeichnet sind. Die Güte der Anpassungen, gemessen in χ^2 pro Freiheitsgrad, beträgt im Mittel $\chi^2/\text{NDF} = 56.1/47$. Die Ergebnisse der inklusiven Anpassungen und die Summen der Ergebnisse der topologischen und der differentiellen Anpassungen für die einzelnen Impulsvariablen sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die gute Übereinstimmung dieser Werte für jede Resonanz bei beiden Energien zeigt wie bei K^* die Konsistenz der Anpassungen. Die angegebenen Fehler berücksichtigen wieder die Unsicherheiten des Untergrundes und die statistischen Schwankungen.

4.3 Bestimmung der $K^{*\pm}(892)$ - und $\Sigma^\pm(1385)$ -Wirkungsquerschnitte

Nach Anpassung der Resonanzsignale werden die inklusiven Wirkungsquerschnitte für $K^{*\pm}(892)$ - und für $\Sigma^\pm(1385)$ -Produktion an Hand der Beziehung

$$\sigma^* = \frac{\sigma^0}{N^0 R} N^* \quad (4.16)$$

berechnet, mit

σ^0 = inklusiver K_S^0 - bzw. Λ -Wirkungsquerschnitt, siehe Tabelle 3.5,

N^* = Zahl der K^* bzw. Σ^* aus der Anpassung der Resonanzsignale, siehe Tabellen 4.1 und 4.2,

N^0 = Zahl der K_S^0 bzw. Λ in der Datenmenge für die N^* bestimmt ist, siehe Tabelle 3.3,

R = Verzweigungsverhältnis des berücksichtigten Zerfallskanals

$$R(K^{*\pm} \rightarrow K_S^0 \pi^\pm) = 1/3 \quad (4.17)$$

$$R(\Sigma^{*\pm} \rightarrow \Lambda \pi^\pm) = 0.88 \quad (4.18)$$

Der Term σ^0/N^0 enthält dabei die Korrekturen auf alle K_S^0 - bzw. Λ -Verluste (siehe Abschnitt 3.5) auch auf die Verluste bei Topologien $n_{CH} > 6$. Für die K^* - bzw. Σ^* -Zahl wird nicht der inklusive Wert sondern der in den Tabellen 4.1 und 4.2 ebenfalls angegebene Mittelwert genommen, sodaß auch die topologischen und differentiellen Anpassungen für die Bestimmung der inklusiven Wirkungsquerschnitte ausgenutzt werden. Der Wert des Verzweigungsverhältnisses für Σ^* stammt aus /9/. Der Wert für K^* folgt aus dem Verzweigungsverhältnis /9/

$$R(K^* \rightarrow K\pi) \approx 1, \quad (4.18)$$

der Isospinzerlegung des $K\pi$ -Zustandes mit Isospin $I = 1/2$ und der Isospinkomponente $I_3 = \pm 1/2$

$$|(K\pi)^+\rangle = +\sqrt{\frac{2}{3}} |K^0\pi^+\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} |K^+\pi^0\rangle \quad (4.19)$$

$$|(K\pi)^-\rangle = -\sqrt{\frac{2}{3}} |\bar{K}^0\pi^-\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} |K^-\pi^0\rangle, \quad (4.20)$$

und der Zerlegung des K^0 - und des $\bar{K}^0$ -Zustandes

$$|K^0\rangle = a|K_S^0\rangle + b|K_L^0\rangle \quad (4.21)$$

$$|\bar{K}^0\rangle = c|K_S^0\rangle + d|K_L^0\rangle, \quad (4.22)$$

wobei in guter Näherung gilt

$$|a|^2 = |b|^2 = |c|^2 = |d|^2 = 1/2. \quad (4.23)$$

Die topologischen Wirkungsquerschnitte für K^* und Σ^* werden analog zu den inklusiven mit den Wirkungsquerschnitten und den Anzahlen für die einzelnen Topologien berechnet. Die mittleren Multiplizitäten werden aus den Produktionswirkungsquerschnitten nach

$$\langle n^* \rangle = \sigma^*/\sigma_{inel} \quad (4.24)$$

bestimmt, wobei die inelastischen Wirkungsquerschnitte für das vorliegende Experiment der Referenz /27/ entnommen sind. Die $\langle n^* \rangle$ für die einzelnen Topologien werden analog berechnet.

5. Ergebnisse für $K^{*\pm}(892)$

In diesem Kapitel werden die gewonnenen Wirkungsquerschnitte und differentiellen Verteilungen für die inklusive Produktion der Vektormesonen $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ präsentiert. Die Ergebnisse werden miteinander, mit denen für ρ^0 in diesem Experiment und mit denen anderer Experimente verglichen, insbesondere die Daten bei 24 GeV/c mit π^+p -Daten bei 16 GeV/c.

Folgende Fragen sind von besonderem Interesse:

- (a) Wie hoch ist der Beitrag von K^{*-} -Zerfällen zur Produktion neutraler Kaonen?
- (b) Sind die p_T^2 -Verteilungen exponentiell oder zumindest mit einem exponentiellen Verhalten verträglich, und stimmen die exponentiellen Steigungen mit denen überein, die für K^{*} bei anderen Strahlteilchen und für andere Mesonresonanzen mit ähnlichen Massen gefunden worden sind ?
- (c) Wie verhalten sich die Longitudinalimpulsverteilungen für K^{*+} und K^{*-} im Vergleich zueinander und im Vergleich zu denen für ρ^0 , dem nicht seltsamen Vektormeson mit ähnlicher Masse ($m(\rho^0) = 773 \text{ MeV}$) ? Wie unterscheiden sich diese Verteilungen für p - und π^+ -induzierte Wechselwirkungen ?

Die Interpretation der Produktionseigenschaften an Hand von Modellvorstellungen wird im Kapitel 7 behandelt.

5.1 Wirkungsquerschnitte und mittlere Multiplizitäten

Die inklusiven und topologischen Wirkungsquerschnitte für $K^{*\pm}(892)$ sind auf der folgenden Seite in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Bei 24 GeV/c ist die Summe der topologischen Wirkungsquerschnitte jeweils kleiner als der inklusive Wert, da auf den Verlust von Wechselwirkungen mit mehr als sechs geladenen Teilchen im Endzustand korrigiert ist. Die angegebenen Fehler berücksichtigen statistische

Tabelle 5.1

Inklusive und topologische Wirkungsquerschnitte in μb für $K^{*\pm}(892)$ -Produktion in pp-Wechselwirkungen. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte enthalten Korrekturen auf Wechselwirkungen mit mehr als sechs geladenen Teilchen im Endzustand.

Topologie	K^{*+}		K^{*-}	
n_{CH}	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
2	121 ± 18	155 ± 26	-	-
4	136 ± 20	307 ± 39	-	114 ± 26
6	11 ± 9	174 ± 28	-	66 ± 21
Inklusiv	268 ± 28	664 ± 57	$36 \pm \frac{19}{26}$	188 ± 35

Schwankungen, Unsicherheit der Korrekturen und Unsicherheit der Anpassungen. Die vorliegenden inklusiven Wirkungsquerschnitte liegen systematisch höher als die Werte, die früher in diesem Experiment für kleinere Datenmengen bestimmt worden sind /7,8/, stimmen aber innerhalb der Fehler mit ihnen überein.

Der Vergleich der inklusiven Wirkungsquerschnitte zeigt, daß die K^{*+} -Produktion zwischen 12 und 24 GeV/c beträchtlich ansteigt (um Faktor 2.5). Die K^{*-} -Produktion wächst anscheinend noch stärker, was verständlich wäre, da der Wirkungsquerschnitt der Reaktionen mit Kaon-Antikaon-Paaren im Endzustand stärker zunimmt als der der Hyperon-Kaon-Reaktionen /7/. Der für K^{*+} bei 69 GeV/c berichtete Wert /28/ $\sigma = 1.74 \pm 0.75 \text{ mb}$ würde bedeuten, daß sich der steile

Tabelle 5.2

Mittlere Anzahlen produzierter $K^{*\pm}$ (892) pro 10^3 inelastische pp-Wechselwirkungen. Die Gesamtwerte enthalten Korrekturen auf Wechselwirkungen mit mehr als sechs geladenen Teilchen im Endzustand.

Topologie	K^{*+}		K^{*-}		
	n_{CH}	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
2		9.5 ± 1.4	17.8 ± 3.0	-	-
4		10.3 ± 1.5	24.5 ± 3.1	-	9.1 ± 2.1
6		3.2 ± 2.6	25.9 ± 4.2	-	9.8 ± 3.1
Gesamt		9.0 ± 0.9	21.7 ± 1.9	$1.2 \pm \begin{smallmatrix} 0.6 \\ 0.9 \end{smallmatrix}$	6.1 ± 1.1

Anstieg ähnlich wie bei K_S^0 (siehe Abb.12) oberhalb von 24 GeV/c fortsetzt. Dagegen ist die K^{*-} -Produktion in K^-p -Wechselwirkungen im Bereich mittlerer Energien ungefähr konstant /29,21,30,22/.

Ein bedeutender Teil der K^{*+} wird zusammen mit Λ erzeugt:

$$\sigma (pp \rightarrow K^{*+} \Lambda + X) = 0.29 \pm 0.06 \text{ mb bei } 24 \text{ GeV/c.}$$

Dies ist ein Hinweis darauf, daß Protonfragmentation eine wichtige Rolle bei der K^{*+} -Produktion spielt (siehe auch Kap.7).

Die mittleren Multiplizitäten pro inelastischer Wechselwirkung sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Die Werte beziehen sich auf jeweils tausend Wechselwirkungen. Da die inelastischen Wirkungsquerschnitte bei beiden Strahlimpulsen ungefähr gleich sind, schlägt sich der Anstieg der inklusiven Wirkungsquerschnitte voll in dem der Multiplizitäten nieder. Von der Zahl der geladenen Teilchen im Endzustand zeigen die mittleren Multiplizitäten keine starke Abhängigkeit. Eine Ausnahme bildet $n_{CH} = 6$ bei 12 GeV/c, wo als Folge des

beschränkten Phasenraums ($\sqrt{s} = 4.93 \text{ GeV}$) der Anteil der Wechselwirkungen, in denen die relativ schweren K^{*+} produziert werden, an der Gesamtzahl der Wechselwirkungen mit $n_{CH} = 6$ merklich geringer ist.

Die Zerfälle der K^* -Vektormesonen liefern einen beträchtlichen Teil der produzierten neutralen Kaonen. Aus den Wirkungsquerschnitten für K^{*+} und K_S^0 (siehe Tabelle 5.1 und 3.5) folgt, daß $17 \pm 3 \%$ der neutralen Kaonen bei 12 GeV/c und $18 \pm 2 \%$ bei 24 GeV/c aus $K^{*+}(892)$ -Zerfällen stammen. Die Werte für beide Energien stimmen überein, da K_S^0 - und K^{*+} -Wirkungsquerschnitte gleich stark anwachsen. Für π^+p -Wechselwirkungen bei 16 GeV/c ergibt sich aus den Wirkungsquerschnitten für $K^{*+}(892) / 20/$ und $K_S^0 / 31/$ ein Prozentsatz von $19 \pm 3 \%$. Übereinstimmend in diesen drei Experimenten wird also etwa ein Fünftel aller neutralen Kaonen im Endzustand über Zerfälle von $K^{*+}(892)$ -Vektormesonen produziert. Nimmt man zusätzlich an, daß die Summe der Wirkungsquerschnitte für die beiden neutralen K^* gleich der Summe der Wirkungsquerschnitte für die beiden geladenen ist, so erhöht sich der Anteil auf ungefähr 27%. In dem K^-p -Experiment bei $16 \text{ GeV/c} / 21/$ kommen sogar etwa 40% der $\bar{K}^0$ aus $\bar{K}^{*+}(892)$ -Zerfällen.

5.2 Transversale Impulsverteilungen

Die Transversalimpulsabhängigkeit der $K^{*+}(892)$ -Produktion wird an Hand des Transversalimpulsquadrates p_T^2 untersucht. Die erhaltenen p_T^2 -Verteilungen (Abb. 20) sind alle ungefähr exponentiell und haben (in halblogarithmischer Darstellung) ähnliche Steigungen. Die Anpassung des exponentiellen Ausdrucks

$$d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-Bp_T^2) \quad (5.1)$$

liefert die in Abb. 20 eingezeichneten Kurven und die in Tabelle 5.3 angegebenen Werte für den Steigungsparameter B. Die Werte für K^{*+} und K^{*-} bei 24 GeV/c stimmen überein. Der etwas größere Wert für K^{*+} bei 12 GeV/c läßt sich durch die Beschränkung des Phasenraums erklären. Für K^{*-} bei 12 GeV/c konnte

Tabelle 5.3

Steigung B aus der Anpassung des Exponentialausdrucks (5.1) an p_T^2 -Verteilungen für $K^*(892)$, ρ^0 und K_S^0 .

Reaktion	Strahlimpuls [GeV/c]	p_T^2 -Bereich [(GeV/c) ²]	Steigung B [(GeV/c) ⁻²]	Referenz
$pp \rightarrow K^{*+} + X$	12	0 - 1.2	3.6 ± 0.4	Diese Arbeit
$pp \rightarrow K^{*+} + X$	24	0 - 1.4	3.2 ± 0.3	"
$pp \rightarrow K^{*-} + X$	24	0 - 1.2	3.3 ± 0.5	"
$\pi^+ p \rightarrow K^{*+} + X$	16	0.3 - 2.0	2.70 ± 0.23	/20/
		0. - 2.0	3.10 ± 0.17	/20/
$\pi^+ p \rightarrow K^{*-} + X$	16	0. - 1.0	3.77 ± 0.43	/20/
$K^- p \rightarrow K^{*-} + X$	16	0.4 - 2.0	2.9 ± 0.2	/21/
$K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} + X$	16	0.4 - 2.0	3.15 ± 0.20	/21/
$pp \rightarrow \rho^0 + X$	12	0 - 1.5	3.52 ± 0.26	/24/
	24	0 - 1.5	3.12 ± 0.24	/24/
$pp \rightarrow K_S^0 + X$	12	0 - 1.4	5.4 ± 0.2	Diese Arbeit
	24	0 - 1.4	5.0 ± 0.3	"
		0.32 - 1.4	3.7 ± 0.3	"

wegen des sehr geringen Wirkungsquerschnittes keine p_T^2 -Verteilung gewonnen werden.

Die Steigungen für K^* in π^+p - und K^-p -Experimenten bei 16 GeV/c und für das nicht seltsame Vektormeson ρ^0 in diesem Experiment sind zum Vergleich in Tabelle 5.3 mit angegeben. Man sieht, daß die K^-p -Ergebnisse mit unseren innerhalb der Fehler gut übereinstimmen. Der Bereich kleiner p_T^2 ($p_T^2 < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$) ist im K^-p -Fall bei der Anpassung ausgeschlossen worden, da die p_T^2 -Verteilungen in diesem Bereich steiler sind. Dies kann durch Quasi-Zwei-Teilchen Prozesse und Diffraktion erklärt werden, deren Beitrag bei kleinen p_T^2 erwartet wird. Im pp -Fall gibt es Quasi-Zwei-Teilchen Prozesse nicht, da neben dem K^{*+} auf jeden Fall noch zwei Baryonen auslaufen müssen.

Auch im π^+p -Experiment ist bei der Anpassung der K^{*+} -Verteilung wegen möglicher Quasi-Zwei-Teilchen-Prozesse der Bereich kleiner p_T^2 ausgeschlossen worden. Da jedoch in der Verteilung ein steilerer Anstieg bei kleineren p_T^2 kaum zu erkennen ist, kann die untere Grenze für den Anpassungsbereich auch kleiner als $p_T^2 = 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ gewählt werden, z.B. $p_T^2 = 0.1$ wie für ρ^0 im selben Experiment /23/ oder auch $p_T^2 = 0. \text{ (GeV/c)}^2$. Die in diesem Fall erhaltene Steigung, die in Tabelle 5.3 ebenfalls angegeben ist, stimmt mit unseren K^* -Werten bei 24 GeV/c überein. Auch die Steigung für K^{*-} im πp -Experiment ist in Anbetracht der großen Fehler mit den anderen K^* -Werten verträglich.

Schließlich zeigt auch ein Vergleich der Steigungen für ρ^0 und K^* im pp -Experiment gute Übereinstimmung, übrigens auch insofern, als in beiden Fällen die Werte bei 12 GeV/c auf Grund der Phasenraumbeschränkung etwas höher liegen. Werte für weitere Mesonen und weitere Experimente sind in den Arbeiten /2,3/ zusammengestellt.

Abschließend sollen noch $K^*(892)$ und K_S^0 miteinander verglichen werden. Aus den Abb. 15 und 20 und den in Tabelle 5.3 angegebenen K_S^0 -Steigungen entnimmt man, daß die p_T^2 -Verteilung für K_S^0 insgesamt beträchtlich steiler ist. Diese unterschiedliche Transversalimpulsabhängigkeit ist nicht verwunderlich, da ja ein erheblicher Teil der

K_S^0 aus den Zerfällen von K^* stammt (27%), und die Zerfallsprodukte als Folge der Zerfallskinetik dahin tendieren, kleinere Transversalimpulse als die Elternteilchen zu haben. Die Steigung der K_S^0 -Verteilung bei 24 GeV/c nimmt mit wachsendem p_T^2 anscheinend auch etwas ab, sodaß eine Anpassung im Bereich ab $p_T^2 = 0.32 \text{ (GeV/c)}^2$ die Steigung $B = 3.7 \pm 0.3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ liefert, die mit den K^* -Werten verträglich ist.

5.3 Longitudinale Impulsverteilungen

Die Longitudinalimpulsabhängigkeit der $K^*(892)$ -Produktion wird an Hand der Feynmanvariablen

$$x = p_L^*/p_{\max}^*$$

und der Rapidität

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$

untersucht, wobei $p_{\max}^*$ der maximale Schwerpunktimпульs für K^* ist ($p_{\max}^* = 1.92$ und 3.04 GeV/c bei 12 GeV/c bzw. 24 GeV/c). Nähere Ausführungen zur Definition und zu den Eigenschaften dieser Variablen und ihrer Verteilungen finden sich im Anhang.

Die erhaltenen x - und y -Verteilungen bei 12 und 24 GeV/c sind in den Abb. 21 und 22 in halblogarithmischer Darstellung wiedergegeben. Für K^{*-} bei 12 GeV/c konnten wegen unzureichender Signifikanz der Signale keine differentiellen Verteilungen gewonnen werden.

Betrachten wir zuerst die x -Verteilungen (Abb. 21). Man sieht, daß periphere Prozesse bei der K^* -Produktion keine bedeutende Rolle spielen, wie man es auch sonst für die Mesonerzeugung in pp -Wechselwirkungen beobachtet (siehe z.B. /27/). In allen Fällen ist die K^* -Produktion maximal im zentralen Bereich (d.h. bei kleinen $|x|$) und nimmt mit wachsendem $|x|$ steil ab. Bei 24 GeV/c fallen die K^{*+} - und K^{*-} -Verteilung im Bereich $0 < x < 0.5$ um etwa einen Faktor 10 ab. Oberhalb von $|x| = 0.5$ ist die K^{*-} -Produktion praktisch ausgestorben (0.5% bei $|x| > 0.5$), und auch für K^{*+}

beträgt der Anteil nur etwa 5%. Die K^- -Verteilung ist niedriger und schmaler als die K^{*+} -Verteilung. Für die Verteilungen der Schwerpunktsrapidität y^* gilt Entsprechendes. Die y^* -Verteilungen für K^{*+} unterscheiden sich etwas in der Form von denen, die früher für kleinere Ereignismengen gewonnenen worden sind /8/.

Um die Abhängigkeit der longitudinalen K^* -Verteilungen vom Strahlteilchen zu untersuchen, vergleichen wir die pp-Daten bei 24 GeV/c mit π^+p - und K^-p -Ergebnissen bei 16 GeV/c /20,21/. Wegen der unterschiedlichen Zahl von Konstituentenquarks der Strahlteilchen werden dabei die pp-Daten mit dem Faktor 2/3 gewichtet (siehe Kap.7).

Die x -Verteilungen für K^{*+} im pp- und im π^+p -Experiment sind in Abb.23a zusammen wiedergegeben. Man erkennt, daß nach Wichtung der pp-Daten mit 2/3 die K^{*+} -Produktion in der Rückwärtsrichtung ($x < 0$) in den beiden Fällen bemerkenswert gut übereinstimmt, während in der Vorwärtsrichtung ($x > 0$) ein bedeutender Überschuß im π^+p -Fall vorliegt. Da das positive Pion im Gegensatz zum Proton nicht nur dieselbe Ladung sondern auch dieselbe Baryonenzahl wie das K^{*+} besitzt, ist der Einfluß der unterschiedlichen Strahlteilchen beträchtlich; er beschränkt sich aber auf die Vorwärtsrichtung. In dem Bereich größerer negativer x bzw. y^* , wo die geringsten Auswirkungen von Strahlteilchenunterschieden zu erwarten sind, stimmt die K^{*+} -Produktion im pp- und π^+p -Experiment auch mit der K^{*-} -Produktion im K^-p -Experiment innerhalb der Fehler überein, und zwar für $y^* < -0.4$ (siehe z.B. /3/). Für größere y^* ist die K^{*-} -Produktion im K^-p -Experiment jedoch bedeutend stärker, da das K^- dieselbe Ladung, Baryonenzahl und Strangeness wie das K^{*-} besitzt.

Die K^{*-} -Produktion im pp-Experiment bei 24 GeV/c zeigt große Ähnlichkeit mit der im π^+p -Experiment bei 16 GeV/c (nach Wichtung der pp-Daten mit 2/3). Die Wirkungsquerschnitte $2/3\sigma^{pp}(K^{*-}) = 0.13 \pm 0.03$ mb und $\sigma^{\pi^+p}(K^{*-}) = 0.18 \pm 0.05$ mb stimmen innerhalb der großen Fehler überein. Die y -Verteilung ist auch im π^+p -Experiment recht gut symmetrisch, aber nicht um $y^* = 0$ sondern um $y^* \approx 0.2$. Der Übergang ins sogenannte Quark-Symmetrie-System, kurz Q-System genannt,

bewirkt die ungefähre Symmetrie um $y^Q = 0$. /20/. In diesem System, das zuerst von /33/ vorgeschlagen worden ist, haben die Konstituentenquarks der einlaufenden Hadronen gleiche mittlere Impulse. Für pp-Wechselwirkungen sind Q-System und Schwerpunktsystem identisch. In Abb. 23b sind die y^Q -Verteilungen für K^{*-} im pp- und im π^+p -Experiment wiedergegeben, wobei die pp-Daten wieder mit 2/3 gewichtet sind. Man beobachtet eine recht gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler.

Vergleicht man die ρ^0 -Produktion im pp- und im π^+p -Experiment bei 24 bzw. 16 GeV/c, so beobachtet man dasselbe Verhalten wie für K^{*+} , nämlich Übereinstimmung in der Rückwärtsrichtung und einen starken π^+p -Überschuß in der Vorwärtsrichtung /4,24/.

Um die Frage, wie sich die Produktion verschiedener Vektormesonen zueinander verhält, weiter zu untersuchen, vergleichen wir K^{*+} -Ergebnisse und ρ^0 -Ergebnisse /24/ im vorliegenden pp-Experiment. Aus den inklusiven Wirkungsquerschnitten ($\sigma(K^{*+})$) siehe Tabelle 5.1, $\sigma(\rho^0) = 1.82 \pm 0.14$ mb bei 12 GeV/c und $\sigma(\rho^0) = 3.65 \pm 0.25$ mb bei 24 GeV/c folgt, daß die K^{*+} -Produktion gegenüber der ρ^0 -Produktion unterdrückt ist und zwar um einen Faktor

$$\sigma(K^{*+})/\sigma(\rho^0) = 0.15 \text{ bei } 12 \text{ GeV/c} \quad (5.2)$$

und

$$\sigma(K^{*+})/\sigma(\rho^0) = 0.18 \text{ bei } 24 \text{ GeV/c} . \quad (5.3)$$

Die x-Verteilungen für K^{*+} und ρ^0 besitzen jedoch in halblogarithmischer Darstellung ähnliche Form. Die in Abb. 24a wiedergegebenen Verteilungen bei 24 GeV/c, wo die ρ^0 -Daten mit dem oben angegebenen Wirkungsquerschnittsverhältnis gewichtet sind, zeigen eine bemerkenswerte Übereinstimmung über den gesamten kinematischen Bereich. (In der Abbildung ist wegen der Symmetrie um $x = 0$ nur die Rückwärtshemisphäre dargestellt.)

Die Parametrisierung der x-Verteilung in der Rückwärtshemisphäre durch einen Ausdruck

$$d\sigma/dx \sim (1 - |x|)^n \quad (5.4)$$

liefert für K^{*+} im pp-Experiment bei 24 GeV/c den Exponenten

$$n = 3.1 \pm 0.3 \quad (5.5)$$

und im π^+p -Experiment bei 16 GeV/c dasselbe Ergebnis. Der Vergleich der Exponenten für eine Reihe verschiedener pp-Reaktionen verdeutlicht, daß die x-Abhängigkeit inklusiver K^{*+} , ρ^0 - und J/ψ -Produktion in p-induzierten Wechselwirkungen innerhalb der experimentellen Fehler übereinstimmt /4/. Macht man auch für K^{*-} (bei 24 GeV/c) trotz der wenigen Meßpunkte und der großen Fehler diese Parametrisierung, so erhält man den Exponenten $n = 6.7$ und, wenn der schlechteste Meßpunkt (das ist der bei höchstem $|x|$) weggelassen wird, $n = 4.9$. Dies deutet darauf hin, daß die x-Verteilung für K^{*-} steiler abfällt als die für K^{*+} . Die für K^{*+} und K^{*-} erhaltenen Kurven sind zusammen mit den experimentellen Verteilungen in Abb. 24b dargestellt.

5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse für $K^{*\pm}(892)$

Für die Produktion der Vektormesonen $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ in pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c sind folgende Ergebnisse gefunden worden:

- (a) Die inklusiven Wirkungsquerschnitte wachsen mit steigender Energie stark an. Sie betragen im einzelnen:

Tabelle 5.4

Inklusive Produktionswirkungsquerschnitte für $K^{*\pm}(892)$ in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
K^{*+}	$0.27 \pm 0.03^{\dagger}$	0.66 ± 0.06
K^{*-}	$0.04 \pm \begin{smallmatrix} 0.02 \\ 0.03 \end{smallmatrix}$	0.19 ± 0.04

[†] Dieser Wirkungsquerschnitt hat sich noch gegenüber /4/, wo der Wert 0.29 ± 0.03 mb angegeben ist, geändert.

- (b) Ein erheblicher Teil der neutralen Kaonen im Endzustand stammt aus $K^*(892)$ -Zerfällen. Nimmt man an, daß die beiden neutralen K^* genauso häufig produziert werden wie die beiden geladenen, so sind es bei beiden Energien etwa 27%.
- (c) Transversalimpulsabhängigkeit: Die Produktion nimmt mit wachsendem p_T^2 ungefähr exponentiell ab. Die Steigungsparameter für K^{*+} und K^{*-} bei 24 GeV/c stimmen miteinander, mit den für K^* in anderen Experimenten bei vergleichbaren Energien und den für ρ^0 im selben Experiment gefundenen Werten überein. Die Werte liegen zwischen $B = 2.9$ und $B = 3.3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$.
- (d) Longitudinalimpulsabhängigkeit: Die Produktion ist maximal im zentralen Bereich und nimmt mit wachsendem $|x|$ bzw. $|y^*|$ rasch ab. Periphere Prozesse spielen keine besondere Rolle. Die K^{*-} -Verteilung ist schmaler und niedriger als die für K^{*+} (bei 24 GeV/c).
- (e) Vergleich der $K^{*\pm}$ -Produktion bei 24 GeV/c mit der in einem π^+p -Experiment bei 16 GeV/c /20/: Die p_T^2 -Verteilungen haben innerhalb der Fehler jeweils gleiche Form - abgesehen von einem möglichen Beitrag von Quasi-Zwei-Körper-Prozessen bei kleinen p_T^2 im π^+p -Fall. Die K^{*+} -Produktion stimmt nach Wichtung der pp-Daten mit 2/3 in der Rückwärtshemisphäre ($x < 0$) für beide Strahlteilchen überein und zeigt in der Vorwärtshemisphäre ($x > 0$) einen starken Überschuß im π^+p -Fall. Die K^{*-} -Produktion in beiden Experimenten stimmt (ebenfalls nach Wichtung der pp-Daten mit 2/3) im Quark-Symmetrie-System recht gut überein.
- (f) Vergleich von K^{*+} und ρ^0 bei 24 GeV/c: Die K^{*+} -Produktion ist um einen Faktor $\sigma(K^{*+})/\sigma(\rho^0) = 0.18$ unterdrückt. Ansonsten zeigen die p_T^2 - und x -Verteilungen für diese beiden Vektormesonen eine bemerkenswert gute Übereinstimmung.

6. Ergebnisse für $\Sigma^{\pm}(1385)$

In diesem Kapitel werden die gewonnenen Wirkungsquerschnitte und differentiellen Verteilungen für die beiden Hyperonen $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ präsentiert und mit entsprechenden Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Für andere Baryonresonanzen, z.B. $\Delta^{++}(1232)$, gibt es im vorliegenden Experiment bisher keine inklusiven Resultate.

Ähnlich wie im K^* -Fall sind folgende Fragen von besonderem Interesse:

- (a) Wie hoch ist der Anteil der Λ -Hyperonen, die über $\Sigma(1385)$ -Zerfälle produziert werden?
- (b) Sind die p_T^2 -Verteilungen exponentiell oder mit einem exponentiellen Verhalten verträglich, und gibt es auch für $\Sigma(1385)$ so etwas wie eine "gemeinsame" Steigung in Experimenten mit verschiedenen Strahlteilchen?
- (c) Wie unterscheiden sich die Longitudinalimpulsverteilungen für $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ im vorliegenden Experiment, und wie unterscheiden sie sich für verschiedene Strahlteilchen?

Auf die Interpretation der beobachteten Produktionseigenschaften im Rahmen einfacher Quarkmodellvorstellungen wird im folgenden Kapitel eingegangen.

6.1 Wirkungsquerschnitte und mittlere Multiplizitäten

In Tabelle 6.1 sind die inklusiven und topologischen Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^{\pm}(1385)$ zusammengestellt. Die inklusiven Werte enthalten wie bei $K^{*+}(892)$ Korrekturen auf Verluste von Wechselwirkungen mit mehr als sechs geladenen Teilchen im Endzustand, und die angegebenen Fehler berücksichtigen statistische Schwankungen sowie Unsicherheiten der Korrekturen und der Anpassungen. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte liegen systematisch etwas höher als die früher in diesem Experiment für kleinere Datenmengen bestimmten

Tabelle 6.1

Inklusive und topologische Wirkungsquerschnitte in μb für $\Sigma^+(1385)$ -Produktion in pp-Wechselwirkungen. Die inklusiven Wirkungsquerschnitte enthalten Korrekturen auf Wechselwirkungen mit mehr als sechs geladenen Teilchen im Endzustand.

Topologie n_{CH}	$\Sigma^+(1385)$		$\Sigma^-(1385)$	
	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
2	84 ± 13	75 ± 13	-	-
4	87 ± 14	127 ± 17	52 ± 12	69 ± 12
6	29 ± 8	60 ± 13	18 ± 6	44 ± 12
Inklusiv	200 ± 21	276 ± 26	70 ± 13	119 ± 18

Werte /7/. Nimmt man an, daß der in der $\Lambda\pi^-$ -Massenverteilung bei 12 GeV/c beobachtete leichte Effekt im Bereich um $m_{\text{eff}} = 1670 \text{ MeV}$ auf die $\Sigma(1670)$ -Resonanz zurückzuführen ist, so erhält man den inklusiven Wirkungsquerschnitt $\sigma(\Sigma^-(1670) \rightarrow \Lambda\pi^-) = 12 \pm 9 \mu\text{b}$ bei 12 GeV/c.

Der Vergleich der inklusiven Wirkungsquerschnitte zeigt, daß die $\Sigma^+(1385)$ -Produktion zwischen 12 und 24 GeV/c leicht ansteigt, und zwar um ungefähr den gleichen Betrag ($76 \pm 33 \mu\text{b}$ für $\Sigma^+(1385)$ und $49 \pm 22 \mu\text{b}$ für $\Sigma^-(1385)$). In K^-p -Wechselwirkungen /34-36,22/ bleibt dagegen der Wirkungsquerschnitt für $\Sigma^+(1385)$ im Bereich von 14 bis 32 GeV/c und für $\Sigma^-(1385)$ von 4 bis 32 GeV/c konstant und nimmt für $\Sigma^+(1385)$ von 4 nach 14 GeV/c sogar ab.

Die mittleren Multiplizitäten pro inelastische Wechselwirkung sind

Tabelle 6.2

Mittlere Anzahlen produzierter $\Sigma^{\pm}(1385)$ pro 1000 inelastische pp-Wechselwirkungen. Die Gesamtwerte enthalten Korrekturen auf Wechselwirkungen mit mehr als sechs geladenen Teilchen im Endzustand.

Topologie n_{CH}	$\Sigma^+(1385)$		$\Sigma^-(1385)$	
	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
2	6.6 ± 1.0	8.6 ± 1.5	-	-
4	6.6 ± 1.1	10.1 ± 1.4	3.9 ± 0.9	5.5 ± 1.0
6	8.4 ± 2.3	8.9 ± 1.9	5.2 ± 1.7	6.6 ± 1.8
Gesamt	6.7 ± 0.7	9.0 ± 0.9	2.4 ± 0.4	3.9 ± 0.6

in Tabelle 6.2 zusammengestellt, wobei sich die Werte auf jeweils eintausend Wechselwirkungen beziehen. Bei 12 GeV/c werden im Mittel ein $\Sigma^+(1385)$ und bei 24 GeV/c anderthalb $\Sigma^+(1385)$ in einhundert Wechselwirkungen erzeugt. Von der Zahl der geladenen Teilchen im Endzustand zeigen die mittleren Multiplizitäten keine starke Abhängigkeit.

Ein bedeutender Teil der produzierten Λ -Hyperonen stammt aus den Zerfällen von $\Sigma(1385)$ -Resonanzen. Aus den Wirkungsquerschnitten für Λ und $\Sigma^+(1385)$ (siehe Tabelle 3.5 und 6.1) folgt ein Prozentsatz von $21 \pm 2\%$ bei 12 GeV/c und von $17 \pm 2\%$ bei 24 GeV/c. Für π^+p -Wechselwirkungen bei 16 GeV/c /17,31/ ergibt sich entsprechend der Wert von $19 \pm 3\%$, und für K^-p -Wechselwirkungen bei 32 GeV/c wird der Wert von 27% angegeben /22/. Nimmt man zusätzlich an, daß der Wirkungsquerschnitt für das neutrale $\Sigma(1385)$ gleich dem Mittel der Wirkungsquerschnitte für die beiden ge-

ladenen ist, dann beläuft sich in diesem Experiment der Anteil auf 31% bei 12 GeV/c und auf 25% bei 24 GeV/c.

6.2 Transversale Impulsverteilungen

Die Verteilungen des Transversalimpulsquadrates p_T^2 für $\Sigma^\pm(1385)$ bei 12 und 24 GeV/c sind in Abb.25 wiedergegeben. Bei Intervallen deren Breite größer oder gleich 0.3 (GeV/c)^2 ist, sind die experimentellen Ergebnisse in den Schwerpunkt und nicht in den Mittelpunkt des Intervalls gezeichnet.

Betrachten wir zuerst die $\Sigma^+(1385)$ -Verteilungen. Sie sind mit einem exponentiellen Abfall verträglich. Die Anpassung des exponentiellen Ausdrucks

$$d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-Bp_T^2) \quad (6.1)$$

liefert die auf der folgenden Seite in Tabelle 6.3 angegebenen Steigungen B.

Für $\Sigma^-(1385)$ lassen sich nur sehr beschränkte Aussagen über das Transversalimpulsverhalten machen, da wegen der schwierigen Trennung von Signal und Untergrund nur jeweils drei Meßpunkte gewonnen werden konnten. Die erhaltenen Ergebnisse sind jedoch mit einem exponentiellen Abfall vereinbar, und die Steigungen B sind innerhalb der beträchtlichen Fehler mit denen für $\Sigma^+(1385)$ verträglich. Wir haben deshalb in Abb.25 jeweils parallele Geraden durch die $\Sigma^+(1385)$ - und $\Sigma^-(1385)$ -Meßpunkte gezeichnet.

Die verfügbaren Steigungen für $\Sigma^\pm(1385)$ aus verschiedenen anderen Experimenten sind in Tabelle 6.3 zusammengestellt. Sieht man von den K^-p -Werten bei 4.2 GeV/c ab, die sich durch die niedrige Energie erklären lassen, so findet man, daß alle experimentellen Daten mit einem exponentiellen Transversalimpulsverhalten und mit einer Steigung $B \approx 3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ vereinbar sind. Dieser Wert liegt im selben Bereich wie die Steigungen für $K^*(892)$.

Für die am stärksten produzierte Baryonresonanz $\Delta^{++}(1232)$ gibt es

Tabelle 6.3

Steigung B aus der Anpassung des Exponentialausdrucks (6.1) an p_T^2 -Verteilungen für $\Sigma^\pm(1385)$ und Λ .

Reaktion	Strahlimpuls [GeV/c]	Steigung B [(GeV/c) ⁻²]	Referenz
$pp \rightarrow \Sigma^{*+} + X$	12	3.3 ± 0.5	Diese Arbeit
$pp \rightarrow \Sigma^{*-} + X$	12	2.5 ± 0.7	"
$pp \rightarrow \Sigma^{*+} + X$	24	3.0 ± 0.4	"
$pp \rightarrow \Sigma^{*-} + X$	24	2.2 ± 0.7	"
$\pi^+ p \rightarrow \Sigma^{*+} + X$	16	2.8 ± 0.4	/17/
$K^- p \rightarrow \Sigma^{*+} + X$	4.2	3.7 ± 0.2	/34/
$K^- p \rightarrow \Sigma^{*-} + X$	4.2	3.9 ± 0.3	/34/
$K^- p \rightarrow \Sigma^{*+} + X$	10	3.2 ± 0.4	/35/
$K^- p \rightarrow \Sigma^{*-} + X$	10	3.0 ± 0.4	/35/
$K^- p \rightarrow \Sigma^{*+} + X$	16	3.2 ± 0.3	/35/
$K^- p \rightarrow \Sigma^{*-} + X$	16	2.9 ± 0.8	/35/
$pp \rightarrow \Lambda + X$	12	3.9 ± 0.2	Diese Arbeit
	24	3.7 ± 0.2	"

bisher kaum wirklich inklusive Untersuchungen. Vor kurzem veröffentlichte Ergebnisse über inklusive $\Delta^{++}(1232)$ -Produktion in π^+p , π^-p und K^-p -Wechselwirkungen bei 16 GeV/c /37/ zeigen p_T^2 -Verteilungen die für höhere p_T^2 ($p_T^2 > 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$) durch den Exponentialausdruck (6.1) beschreibbar sind mit ungefähr gleichen Steigungen B. Diese liegen, soweit man den Abbildungen in /37/ entnehmen kann, bei etwa 3.5 (GeV/c)^{-2} .

Abschließend seien noch die Ergebnisse in diesem Experiment für $\Sigma(1385)$ und Λ miteinander verglichen. Wie man Abb. 15 und den in Tabelle 6.3 angegebenen Steigungen entnimmt, sind die p_T^2 -Verteilungen für Λ steiler. Die Verschiedenheit ist nicht überraschend, da ja ein erheblicher Teil der Λ -Hyperonen aus $\Sigma(1385)$ -Zerfällen stammt, und die Zerfallsprodukte im Mittel kleinere Transversalimpulse als die zerfallenen Teilchen haben.

6.3 Longitudinale Impulsverteilungen

Die longitudinale Impulsabhängigkeit der $\Sigma^\pm(1385)$ -Produktion wird wie bei $K^*(892)$ an Hand der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ und der Rapidität $y = 1/2 \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$ untersucht, wobei $p_{\max}^*$ der maximale Schwerpunktsimpuls für $\Sigma(1385)$ ist ($p_{\max}^* = 2.02$ und 3.12 GeV/c bei 12 bzw. 24 GeV/c). Weitere Ausführungen zu den Eigenschaften dieser Variablen und ihrer Verteilungen stehen im Anhang.

Die erhaltenen Verteilungen für $\Sigma^\pm(1385)$ bei 12 und 24 GeV/c sind in den Abb. 26 und 27 wiedergegeben. Die x -Verteilungen zeigen bei beiden Energien weitgehend ähnliche Eigenschaften. Die Verteilungen für $\Sigma^+(1385)$ sind flach bis zu hohen $|x|$ ($|x| \approx 0.8$) und fallen dann erst rasch ab. Etwa 55% der $\Sigma^+(1385)$ werden bei $|x| > 0.4$ produziert. Der "leading particle" Effekt ist für dies Baryon, das die gleiche Ladung wie das Strahl- und das Targetproton besitzt, stark ausgeprägt, periphere Prozesse sind von erheblicher Bedeutung. Die Verteilungen für $\Sigma^-(1385)$ haben dagegen ein Maximum im zentralen Bereich (d.h. bei kleinen $|x|$), nehmen mit wachsendem $|x|$ im Vergleich zu $K^{*\pm}(892)$ aber nur langsam ab. Immerhin werden ungefähr

30% der $\Sigma^-(1385)$ bei $|x| > 0.4$ produziert.

Bei 24 GeV/c sind für $\Sigma^+(1385)$ Maxima bei $x \approx 0$ und bei $|x| \approx 0.7$ angedeutet. Die letzteren kommen in der y^* -Verteilung klarer zum Vorschein.

Außerdem stimmen bei 24 GeV/c die $\Sigma^+(1385)$ - und $\Sigma^-(1385)$ -Verteilungen in dem zentralen Bereich $|x| < 0.2$ bzw. $|y^*| < 0.4$ überein. Die $\Sigma^+(1385)$ -Produktion in diesem Bereich ist also innerhalb der Fehler von der Ladung unabhängig. Bei der niedrigeren Energie ist dies nicht der Fall, möglicherweise weil Ausläufer peripherer Prozesse noch in dem zentralen Bereich beitragen.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der $\Sigma(1385)$ -Produktion vom Strahlteilchen vergleichen wir pp-Ergebnisse bei 24 GeV/c mit Ergebnissen des π^+p -Experimentes bei 16 GeV/c aus /17/. In Abb. 28 sind die beiden y^* -Verteilungen für $\Sigma^+(1385)$ wiedergegeben, wobei die pp-Daten wegen der unterschiedlichen Zahl von Konstituentenquarks der Strahlteilchen (siehe Kap. 7) mit dem Faktor 2/3 gewichtet sind. In der Rückwärtshemisphäre ($y^* < 0$) ist im π^+p -Experiment das Maximum bei hohen $|y^*|$ noch stärker ausgeprägt als im pp-Experiment. Dies ist zumindest teilweise erklärbar aus den Quasi-Zwei-Körper-Prozessen $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+(1385) + K^+$ und $\pi^+p \rightarrow \Sigma^+(1385) + K^{*+}$, die bei großen $|y^*|$ beitragen. In pp-Wechselwirkungen gibt es solche Prozesse nicht, da neben dem $\Sigma(1385)$ noch mindestens ein Baryon und ein Teilchen mit Strangeness $S = +1$ auslaufen müssen. Führt man den Vergleich im Laborsystem durch, in dem das Targetproton in beiden Fällen gleiches y besitzt ($y=0$), so verschieben sich die π^+p -Daten bezogen auf die pp-Daten um $\Delta y \approx 0.2$ nach links. Am qualitativen Verhalten ändert das nichts. In der Vorwärtshemisphäre ($y^* > 0$) fällt dagegen die Verteilung im π^+p -Fall steil ab. Dies ist verständlich, da — an Hand eines Zwei-Vertex-Graphen beschrieben — die $\Sigma(1385)$ -Produktion am mesonischen Vertex den Austausch eines Baryons oder die Erzeugung eines Baryon-Antibaryon-Paares erfordert, und solche Prozesse stark unterdrückt sind. Eine Longitudinalimpulsverteilung für $\Sigma^-(1385)$ ist im π^+p -Experiment nicht verfügbar.

6.4 Zusammenfassung der Ergebnisse für $\Sigma^{\pm}(1385)$

Für die Produktion der Hyperonen $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ sind die folgenden Ergebnisse gefunden worden:

- (a) Die inklusiven Wirkungsquerschnitte nehmen zwischen 12 GeV/c und 24 GeV/c um etwa denselben Betrag zu. Sie betragen im einzelnen:

Tabelle 6.4

Inklusive Produktionswirkungsquerschnitte für $\Sigma^{\pm}(1385)$ in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\Sigma^+(1385)$	0.20 ± 0.03	0.28 ± 0.03
$\Sigma^-(1385)$	0.07 ± 0.02	0.12 ± 0.02

- (b) Ein bedeutender Teil der Λ -Hyperonen, die man im Endzustand beobachtet, stammt aus $\Sigma(1385)$ -Zerfällen. Es sind 31% bei 12 GeV/c und 25% bei 24 GeV/c, wenn man annimmt, daß der Wirkungsquerschnitt für das neutrale $\Sigma(1385)$ gleich dem Mittel der Wirkungsquerschnitte für die beiden geladenen ist.
- (c) Der Verlauf der p_T^2 -Verteilungen ist mit einem exponentiellen Abfall verträglich. Die Steigungen für $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ stimmen dabei innerhalb der Fehler überein.
- (d) Longitudinalimpulsabhängigkeit: Die $\Sigma^+(1385)$ -Produktion zeigt einen starken "leading particle" Effekt, denn sie ist bis zu hohen $|x|$ nahezu konstant. Die $\Sigma^-(1385)$ -Produktion ist dagegen maximal im zentralen Bereich um $x = 0$, und nimmt mit wachsendem $|x|$ relativ langsam ab. Bei 24 GeV/c ist die $\Sigma^{\pm}(1385)$ -Produktion im Bereich $|x| \approx 0.2$ innerhalb der Fehler von der Ladung unabhängig.
- (e) Vergleich mit der $\Sigma(1385)$ -Produktion in anderen Experimenten: Die exponentiellen Steigungen der p_T^2 -Verteilungen stimmen mit

den verfügbaren Werten aus π^+p - und K^-p -Experimenten bei vergleichbaren Energien überein ($B \approx 3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$). Die Longitudinalimpulsabhängigkeit der $\Sigma^+(1385)$ -Produktion in pp - und π^+p -Wechselwirkungen bei 24 GeV/c bzw. 16 GeV/c ist verschieden. Nach Wichtung der pp -Daten mit dem Faktor 2/3 überwiegt in der Rückwärtshemisphäre die Produktion im π^+p -Fall und in der Vorwärtshemisphäre im pp -Fall. Die erste Eigenschaft ist zumindest teilweise auf Quasi-Zwei-Körper-Prozesse zurückzuführen. Die zweite ist verständlich, da im π^+p -Fall die $\Sigma(1385)$ -Produktion am Mesonvertex die Erzeugung eines Baryon-Antibaryon-Paares oder den Austausch eines Baryons erfordert.

7. Inklusive $K^*(892)^-$, $\Sigma(1385)$ -Produktion und Quarkmodellvorstellungen

In diesem letzten Kapitel vor der Zusammenfassung der Arbeit sollen die inklusive Produktion von $K^*(892)$ und $\Sigma(1385)$ (im folgenden wieder kurz K^* und Σ^* genannt) im Rahmen von Quarkmodellvorstellungen betrachtet werden.

Das Quarkmodell, das von Gell-Mann und Zweig eingeführt worden ist /38/, unterscheidet drei verschiedene Hadronkonstituenten (und die entsprechenden "Antiteilchen"). Diese Quarks, die mit u, d und s bezeichnet werden, haben die Ladungen $2/3$, $-1/3$, $-1/3$ und die Baryonenzahl $1/3$. Das s-Quark besitzt außerdem Strangeness -1. Die Baryonen setzen sich dann aus drei Quarks zusammen, $B = (qqq)$, die Antibaryonen entsprechend aus drei Antiquarks, $\bar{B} = (\bar{q}\bar{q}\bar{q})$, und die Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark, $M = (q\bar{q})$.

Die in dieser Arbeit betrachteten Teilchen (einlaufende, produzierte und solche mit denen verglichen wird) haben im einzelnen folgende Quarkstruktur:

$$\begin{aligned} p &= (uud) \\ K^{*+} &= (u\bar{s}) \quad K^{*-} = (\bar{u}s) \\ \Sigma^{*+} &= (uus) \quad \Sigma^{*-} = (dds) \\ \pi^+ &= (u\bar{d}) \\ \rho^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \end{aligned} \tag{7.1}$$

Daraus lassen sich bereits gewisse Ähnlichkeiten und Unterschiede in den beobachteten Produktionseigenschaften (siehe Abschnitte 5.4 und 6.4) erklären. So hat K^{*-} , dessen Produktion gegenüber der von K^{*+} unterdrückt ist, im Gegensatz zu jenem kein Quark mit den im Anfangszustand vorliegenden Protonen gemeinsam. Dagegen haben K^{*+} und ρ^0 , deren x- und p_T^2 -Verteilungen gut bis auf einen konstanten Faktor übereinstimmen, jeweils ein Quark, das auch im Proton vorkommt. Schließlich wird Σ^{*+} , das zwei Quarks mit dem Proton gemeinsam hat, bei großen Longitudinalimpulsen häufiger erzeugt, als Σ^{*-} .

Aus dem Quarkmodell lassen sich unter einfachen Annahmen Beziehungen zwischen Wirkungsquerschnitten (totale, inelastische und solche für Zwei-Teilchen-Prozesse) herleiten, die in guter Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen sind. Diese Annahmen bestehen im wesentlichen darin, daß die Amplitude für Hadron-Hadron-Wechselwirkungen gleich der Summe von Quark-Quark-Amplituden ist, daß sich diese inkohärent addieren und für alle Quark-Quark-Wechselwirkungen gleich sind. (Additives Quarkmodell /39,40/). Für πp - und pp -Wechselwirkungen folgt dann das Wirkungsquerschnittsverhältnis $2/3$, denn für πp gibt es $2 \times 3 = 6$ Quark-Quark-Wechselwirkungsmöglichkeiten und für pp $3 \times 3 = 9$. Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem beobachteten Verhältnis der x -Verteilungen für K^{*+} (Abb.23a) in der Rückwärtshemisphäre, wo die Auswirkungen von Strahlteilchenunterschieden am geringsten sind.

Im folgenden soll die inklusive Produktion der betrachteten Teilchen eingehend studiert werden im Rahmen der Modellvorstellungen, die in zwei verschiedenen Arbeiten /41 und 4/ dargelegt worden sind und auf dem additiven Quarkmodell aufbauen. Diese unterscheiden einzelne Produktionskomponenten (im wesentlichen zentrale Produktion und Fragmentation) und leiten aus dem Quarkgehalt der Teilchen relative Häufigkeiten für deren Produktion her. Das Schwergewicht der Betrachtung wird auf dem Vektormeson K^* liegen.

Die Modellvorstellungen von Anisovich und Shekhter /41/ gehen von folgenden Annahmen aus:

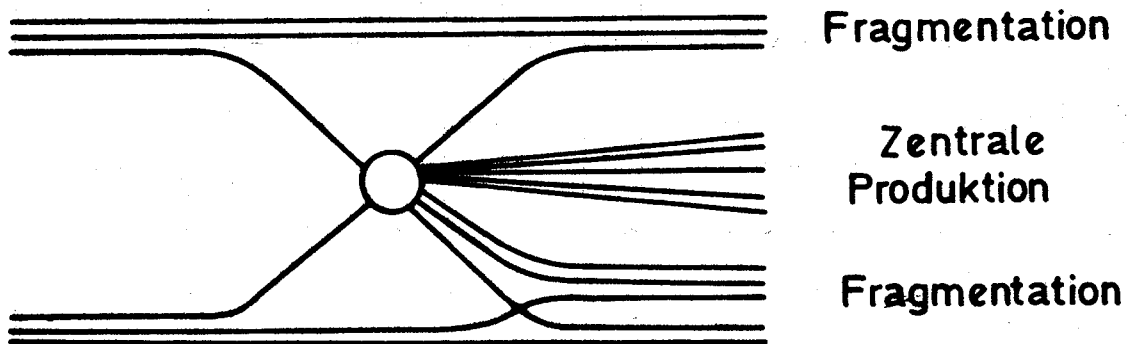
- (a) Bei Hadron-Hadron-Stößen wechselwirken nur jeweils zwei Quarks miteinander, eines vom Strahl- und eines vom Targetteilchen, und erzeugen einen großen Quark-Antiquark-See. Die anderen Quarks laufen als Zuschauer weiter. Die produzierten Quarks verbinden sich miteinander und mit Zuschauerquarks und bilden so die auslaufenden Hadronen.
- (b) Es gilt $SU(6)$ -Symmetrie, d.h. alle Quarks werden gleich produziert, unabhängig von ihrer Natur und der Spinprojektion. Als

einzigste Ausnahme ist vorgesehen, daß Quarks mit Strangeness um einen Faktor λ unterdrückt sind. Der Wert dieses Faktors ist experimentell zu bestimmen.

Aus (a) ergeben sich zwei verschiedene Produktionsmöglichkeiten für Hadronen:

- (a) Alle Quarks kommen aus dem zentralen See: Zentrale Produktion
- (b) Eines der Quarks (oder auch zwei bei Baryonen) ist Zuschauerquark: Fragmentation

Dies ist im untenstehenden Diagramm für Baryon-Baryon-Wechselwirkungen skizziert.



Dabei sind die speziellen hier interessierenden Fälle der Fragmentation in ein Baryon (oben) und der Fragmentation in ein Meson und ein Baryon (unten) dargestellt.

In der einfachsten Vorstellung von den Quarkimpulsen besitzen die produzierten Quarks im Mittel den Longitudinalimpuls $x = 0$ ($x = p_L^*/p_{\max}^*$) und die Zuschauerquarks aus Baryonen im Mittel $x = 1/3$. Die zentral erzeugten Hadronen sollten dann um $x = 0$ verteilt sein, die durch Fragmentation erzeugten Mesonen um $|x| = 1/3$ und die durch Fragmentation erzeugten Baryonen um $|x| = 1/3$ oder $|x| = 2/3$, entsprechend ihrem Gehalt an Zuschauerquarks. Die Verteilungen der einzel-

nen Produktionskomponenten werden sich jedoch mehr oder minder überlappen, je nach der Form der Impulsverteilungen der Quarks in den einlaufenden Hadronen und der Quarks im See, so daß eine einfache Trennung nicht möglich ist.

Die relativen Häufigkeiten für die Produktion verschiedener Hadronen folgen aus deren Quarkgehalt und Spin. Die Werte, die sich für die in dieser Arbeit betrachteten Teilchen ergeben, sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt.

Tabelle 7.1

Relative Häufigkeiten für $K^{*\pm}(892)$, ρ^0 , und $\Sigma^{\pm}(1385)$. Die Werte für zwei Zuschauerquarks bei $\Sigma^{\pm}(1385)$ sind in Klammern angegeben. Die absoluten Normierungen sind für die einzelnen Spalten verschieden. λ ist der Faktor für die Unterdrückung der Quarks mit Strangeness.

Produziertes Teilchen	Zentrale Produktion	Proton- Fragmentation	π^+ - Fragmentation
K^{*+}	9λ	12λ	3λ
K^{*-}	9λ	-	-
ρ^0	9	9	3
Σ^{*+}	2λ	$8 \lambda \quad (2 \lambda)$	4λ
Σ^{*-}	2λ	$4 \lambda \quad (-)$	-

Aus der SU(6)-Symmetrie folgt darüber hinaus, daß die Impulsverteilungen zentral produzierter Teilchen bis auf die absolute Normierung gleich sind, auch für verschiedene Strahlteilchen.

Diese Aussage über die Unabhängigkeit der zentralen Produktion läßt

sich in den vorliegenden Daten am besten an Hand des K^{*-} prüfen; denn dies hat kein Quark mit dem Proton und dem positiven Pion gemeinsam und kann deshalb nur zentral produziert werden (siehe auch Tabelle 7.1). Wie wir gesehen haben, stimmen die x -Verteilungen im 24 GeV/c pp-Experiment und im 16 GeV/c π^+p -Experiment recht gut überein (Abb. 23b), wenn man in ein Bezugssystem geht, in dem die einlaufenden Quarks ungefähr gleiche mittlere Impulse besitzen (Quark-Schwerpunktssystem). Die Daten sind also mit der Modellvorraussage verträglich, daß die Form der x -Verteilungen für zentrale Produktion unabhängig vom Strahlteilchen ist.

Im Gegensatz zu K^{*-} können K^{*+} und ρ^0 sowohl zentral als auch durch Fragmentation produziert werden. Da die zentrale Produktion für K^{*+} und K^{*-} gleich ist (siehe Tabelle 7.1), läßt sich die Fragmentationskomponente für K^{*+} aus den beiden Wirkungsquerschnitten bestimmen:

$$\sigma_F(K^{*+}) = \sigma(K^{*+}) - \sigma(K^{*-}) = 0.47 \pm 0.10 \text{ mb (bei 24 GeV/c)} \quad (7.2)$$

Dies sind 70% des gesamten inklusiven K^{*+} -Wirkungsquerschnitts ($\sigma(K^{*+}) = 0.66 \pm 0.06 \text{ mb}$), so daß die Protonfragmentation eine wesentliche Rolle bei der K^{*+} -Produktion spielt. (Obgleich die x -Verteilung von K^{*+} (Abb. 21) bei $x = 0$ maximal ist und mit wachsendem $|x|$ steil abfällt.) Diese Aussage wird durch die Tatsache unterstützt, daß ein bedeutender Teil der K^{*+} zusammen mit Λ erzeugt wird ($\sigma(pp \rightarrow K^{*+}\Lambda + X) = 0.29 \pm 0.06 \text{ mb bei 24 GeV/c}$).

Aus den Wirkungsquerschnitten für K^{*+} und ρ^0 erhält man für λ , den Unterdrückungsfaktor für die Produktion von Quarks mit Strangeness, den Wert

$$\lambda = \sigma(K^{*+})/\sigma(\rho^0) = 0.18 \pm 0.02 \text{ (bei 24 GeV/c),} \quad (7.3)$$

in guter Übereinstimmung mit dem entsprechenden π^+p -Wert bei 16 GeV/c in der Rückwärtshemisphäre, $\lambda = 0.20 \pm 0.04$ /2/. Berücksichtigt man die Verschiedenheit der in Tabelle 7.1 angegebenen Werte für zentrale Produktion und Fragmentation von K^{*+} und ρ^0 ($4/3 \lambda$ bzw. λ), so müßte λ streng genommen für die Bereiche der zentralen Produktion und der Fragmentation getrennt bestimmt werden. Die Überlappung dieser

Bereiche und die experimentellen Fehler lassen jedoch eine so differenzierte Bestimmung von λ nicht zu.

Die gute Übereinstimmung der Form der x -Verteilungen für K^{*+} und ρ^0 im pp -Experiment (Abb.24a) und für K^{*+} im pp - und π^+p -Experiment in der Rückwärtshemisphäre (Abb.23a) deuten darauf hin, daß für Vektormesonen nicht nur die zentrale Produktion sondern auch die Targetfragmentation unabhängig ist vom Strahlteilchen und von der Art des erzeugten Vektormesons, bis auf eine absolute Normierung.

Schließlich lassen sich die Unterschiede in den x -Verteilungen von Σ^{*+} und Σ^{*-} (Abb.26) dadurch erklären, daß Σ^{*+} im Gegensatz zu Σ^{*-} auch durch Rekombination von zwei Zuschauerquarks mit einem produzierten Quark gebildet werden kann. Die so erzeugten Baryonen haben nach der einfachen Vorstellung über die Quarkimpulse (siehe oben) den mittleren Longitudinalimpuls $\langle |x| \rangle = 2/3$.

Die von K. Böckmann in /4/ dargelegten Modellvorstellungen zur Produktion von Vektormesonen basieren ebenfalls auf dem additiven Quarkmodell. Im besonderen werden folgende Annahmen gemacht:

- (a) Die Quarks, aus denen sich die Hadronen aufbauen, bestehen je aus einem Valenzquark, das die äußeren Eigenschaften bestimmt, und aus einem eigenen See von Quark-Antiquark-Paaren.
- (b) Vektormesonen werden in Quark-Antiquark-Wechselwirkungen durch Quark-Antiquark-Rekombination gebildet. Die verbleibenden Quarks der einlaufenden Hadronen fungieren als Zuschauer.

Es werden dann vier Möglichkeiten für die Produktion von Vektormesonen unterschieden. In drei Fällen wechselwirkt je ein Quark des Strahlteilchens mit einem Quark des Targetteilchens, und zwar

- (α) ein Valenzquark mit einem Valenzquark (abgekürzt: Valenz-Valenz),
- (β) ein Valenzquark mit einem Seequark, das durch Aufbrechen eines $q\bar{q}$ -Paares freigesetzt worden ist (Valenz-See, VS),
- (γ) ein Seequark mit einem Seequark (See-See, SS),

wobei bei (β) noch zu unterscheiden ist, ob des Valenzquark vom

Strahl- oder vom Targetteilchen kommt. Im vierten Fall wechselwirkt (δ) ein Valenzquark mit einem Seequark desselben einlaufenden Teilchens A ($\text{Valenz}_A \cdot \text{Valenz}_A$).

Die Möglichkeiten (β) und (γ) werden mit Fragmentation und mit zentraler Produktion identifiziert, und (δ) wird als mögliches Bild für Diffraktionsdissoziation im Quarkmodell betrachtet.

Da K^{*-} kein Quark mit dem Strahl- und Targetproton gemeinsam hat, ($K^{*-} = (\bar{u}s)$, $p = (uud)$), wird es nur in See-See-Wechselwirkungen erzeugt, so daß gilt:

$$\sigma_{SS}^{PP}(K^{*-}) = \sigma^{PP}(K^{*-}) . \quad (7.4)$$

Wegen dieser Eigenschaft wird die K^{*-} -Produktion zur Abschätzung der See-See-Komponente bei anderen Teilchen, z.B. K^{*+} und ρ^0 , benutzt. K^{*+} hat dagegen das u-Quark mit dem Proton gemeinsam, so daß alle Quark-Antiquark-Wechselwirkungsmöglichkeiten außer (α) beitragen können. Nimmt man an, daß die Valenz_{Proton} · See_{Proton}-Wechselwirkung (δ) vernachlässigbar ist, so gilt

$$\begin{aligned} \sigma_{VS}^{PP}(K^{*+}) &= \sigma^{PP}(K^{*+}) - \sigma_{SS}^{PP}(K^{*+}) \\ &= \sigma^{PP}(K^{*+}) - \sigma^{PP}(K^{*-}) , \end{aligned} \quad (7.5)$$

und man erhält dieselbe Fragmentationskomponente wie in den Modellvorstellungen von Anisovich und Shekhter (7.2). Die oben gemachte Annahme ist plausibel, da der Beitrag der Diffraktion (δ) bei höheren $|x|$ erwartet wird, die K^{*+} -Produktion jedoch mit wachsendem $|x|$ steil abnimmt und zu weniger als 5% bei $|x| > 0.5$ liegt (Abb.21).

Nun soll noch die K^{*+} -Produktion im pp- und im π^+p -Experiment verglichen werden. Das positive Pion ($\pi^+ = (u\bar{d})$) besitzt wie das Proton nur das u-Quark mit dem K^{*+} gemeinsam ($K^{*+} = (u\bar{s})$). Für die einzelnen Wechselwirkungskomponenten folgt daraus: (α) Valenz · Valenz: Im pp- wie im π^+p -Fall unmöglich, da weder das Proton noch das Pion ein $\bar{s}$ -Valenzquark besitzen; ($\beta 1$) See_{Strahl} · Valenz_{Target}: Das Strahlteilchen enthält drei bzw. zwei Sees, also beträgt das Verhältnis $\sigma^{\pi p} / \sigma^{PP} = 2/3$; ($\beta 2$) Valenz_{Strahl} · See_{Target}: Das Proton hat zwei Valenzquarks mit K^{*+} gemeinsam, π^+ nur eines, also

$\sigma^{\pi^+p}/\sigma^{pp} = 1/2$, so daß die Strahlfragmentation in pp-Wechselwirkungen stärker als in π^+p -Wechselwirkungen ist (solange man nur den Quarkgehalt der einlaufenden Teilchen und den des betrachteten auslaufenden Teilchens berücksichtigt); (γ) See-See: Das Proton hat drei Quarks, also drei Sees, das π^+ nur zwei, also $\sigma^{\pi^+p}/\sigma^{pp}=2/3$; (δ) Valenz_A·See_A: Sowohl für p als auch für π^+ möglich.

Ordnet man die Targetfragmentation (β1) der Rückwärtshemisphäre ($x < 0$) und die Strahlfragmentation (β2) entsprechend der Vorwärtshemisphäre zu und vernachlässigt wieder den möglichen Beitrag der Valenz_p·Valenz_p-Wechselwirkung (α), dann ergibt sich für den Vergleich von K^{*+} in pp- und in π^+p -Wechselwirkungen folgende Lage: In der Rückwärtshemisphäre tragen nur die Valenz-See- und See-See-Wechselwirkungen bei und zwar mit gleichen Verhältnissen. Daraus folgt

$$\sigma^{\pi^+p}(K^{*+}) = 2/3 \sigma^{pp}(K^{*+}) \quad \text{bei } x < 0, \quad (7.6)$$

und diese Voraussage stimmt mit dem experimentellen Ergebnis überein (siehe Abb.23a). Für die Vorwärtshemisphäre sind die Verhältnisse komplizierter, da dort im π^+p -Fall periphere Prozesse, wie Diffraktion und Quasi-Zwei-Teilchen-Prozesse, stark beitragen, die im pp-Fall unterdrückt oder unmöglich sind. Um die oben abgeleitete Voraussage über das Verhältnis der Fragmentationskomponente (β2) zu testen, müßte der Beitrag dieser Prozesse im π^+p -Fall aus zusätzlichen Daten abgeschätzt werden. Für ρ^0 ist dies an Hand der p_T^2 -Verteilung geschehen /4/, wo der deutliche Peak bei kleinen p_T^2 diesen Prozessen zugeordnet werden kann. Für K^{*+} ist dies jedoch nicht möglich, da die p_T^2 -Verteilung im π^+p -Experiment /20/ kaum ein steileres Verhalten bei kleineren p_T^2 erkennen läßt. Die Modellvoraussagen für die Vorwärtshemisphäre können folglich an Hand der vorliegenden inklusiven Daten nicht überprüft werden.

8. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden totale und differentielle Wirkungsquerschnitte für die inklusive Produktion von $K^{*\pm}(892)$ -Mesonen und $\Sigma^{\pm}(1385)$ -Hyperonen in pp-Wechselwirkungen bei Strahlimpulsen von 12 und 24 GeV/c bestimmt.

Die Wirkungsquerschnitte werden durch Anpassung relativistischer Breit-Wigner-Funktionen an die Resonanzsignale in den Verteilungen der effektiven Massen von $K_S^0 \pi^{\pm}$ und $\Lambda \pi^{\pm}$ gewonnen. Besonderes Gewicht wird auf die konsistente Beschreibung des Untergrundes gelegt.

Die totalen inklusiven Wirkungsquerschnitte für $K^{*+}(892)$ steigen von 12 GeV/c nach 24 GeV/c von 0.27 ± 0.03 mb auf 0.66 ± 0.06 mb und für $K^{*-}(892)$ von 0.04 ± 0.02 mb auf 0.19 ± 0.04 mb. Es zeigt sich, daß ein bedeutender Teil der im Endzustand beobachteten neutralen Kaonen aus den Zerfällen von $K^{*}(892)$ stammt ($\approx 27\%$).

Die Longitudinalimpulsverteilungen von $K^{*\pm}(892)$ sind, wie man es von Mesonen in pp-Wechselwirkungen erwartet, bei kleinen $|p_L^*|$ maximal und nehmen mit wachsenden Werten steil ab. Die Transversalimpulsverteilungen lassen sich durch $d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-B p_T^2)$ parametrisieren, wobei die Steigungen für $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ in guter Übereinstimmung sind ($B \approx 3.2$ (GeV/c) $^{-2}$ bei 24 GeV/c).

Die $K^{*\pm}(892)$ -Produktion zeigt starke Ähnlichkeiten mit der von ρ^0 im selben Experiment und der von $K^{*}(892)$ in π^+p - und K^-p -Experimenten bei vergleichbaren Energien (pp bei 24 GeV/c, π^+p und K^-p bei 16 GeV/c). Die Steigungen der p_T^2 -Verteilungen liegen alle etwa bei demselben Wert $B \approx 3.2$ (GeV/c) $^{-2}$. Die Longitudinalimpulsverteilungen für $K^{*+}(892)$ und ρ^0 im pp-Experiment stimmen innerhalb der Fehler bis auf einen konstanten Faktor ($\approx 1/5$) überein. Das gleiche gilt für $K^{*+}(892)$ im π^+p - und pp-Experiment in der Rückwärtshemisphäre (Faktor $\approx 2/3$). Die p_L -Verteilungen ^{für $K^{*}(892)$} in beiden Experimenten zeigen schließlich über den gesamten kinematischen Bereich recht gute Übereinstimmung im Quark-Symmetrie-System, was auf einen vom

Strahlteilchen unabhängigen Erzeugungsmechanismus hindeutet (Zentrale Produktion).

Die totalen inklusiven Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^+(1385)$ wachsen von 12 GeV/c nach 24 GeV/c von 0.20 ± 0.03 mb auf 0.28 ± 0.03 mb und für $\Sigma^-(1385)$ von 0.07 ± 0.02 mb auf 0.12 ± 0.02 mb. Daraus folgt, daß ein bedeutender Teil der im Endzustand beobachteten Λ -Hyperonen aus den Zerfällen von $\Sigma(1385)$ stammt ($\approx 28\%$). Als Baryonen werden $\Sigma^\pm(1385)$ peripherer erzeugt als Mesonen. Ein stark ausgeprägter "leading particle" Effekt wird bei $\Sigma^+(1385)$ gesehen. Die p_T^2 -Verteilungen dieser Baryonresonanzen sind mit einem exponentiellen Verhalten verträglich. Die Steigungen sind innerhalb der experimentellen Fehler für beide Ladungen gleich: $B \approx 3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$. Dieselbe Steigung gilt auch für $\Sigma(1385)$ -Erzeugung in den K^-p - und π^+p -Experimenten bei vergleichbaren Energien.

Die beobachteten Eigenschaften der Produktion von Vektormesonen und $\Sigma(1385)$ -Hyperonen lassen sich im Rahmen einfacher Quarkmodellvorstellungen in einem gewissen Umfang verstehen. Der Faktor $2/3$ für die $K^{*+}(892)$ -Longitudinalimpulsverteilungen in der Rückwärts-, also der Targethemisphäre erklärt sich aus der unterschiedlichen Zahl von Quark-Quark-Wechselwirkungsmöglichkeiten im π^+p - und pp -Fall. Der Faktor $1/5$ für $K^{*+}(892)$ und ρ^0 wird als Unterdrückung der Quarks mit Strangeness gedeutet. Des weiteren folgt aus diesen Modellvorstellungen die Unabhängigkeit der $K^{*-}(892)$ -Erzeugung vom Strahlteilchen (Zentrale Produktion), in befriedigender Übereinstimmung mit unseren experimentellen Beobachtungen. Schließlich lassen sich die Unterschiede in den Longitudinalimpulsverteilungen für $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ im pp -Experiment qualitativ dadurch erklären, daß $\Sigma^+(1385)$ zwei Quarks mit dem Strahl- und Targetteilchen, dem Proton, gemeinsam hat und $\Sigma^-(1385)$ nur eines.

Danksagung

Ich bedanke mich für die Möglichkeit, diese Arbeit am Physikalischen Institut der Universität Bonn durchführen zu können.

Herrn Prof. Dr. K. Böckmann gilt mein Dank für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein kritisches Interesse und seine fördernde Unterstützung.

Den Herrn Dr. R. Hartmann, Dr. U. Idsckok, Dr. J. Lowsky und B. Schröder danke ich für zahllose hilfreiche Diskussionen und allen Mitgliedern der Blasenkommerabteilung für ihre freundliche Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt auch jenen, die an der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung des Experimentes mitgearbeitet und dadurch diese Arbeit ermöglicht haben.

Des weiteren danke ich Frau Haseley und Frau Wiese für das Zeichnen der Abbildungen und Herrn Pütz für den Druck der Arbeit.

Schließlich möchte ich meiner Frau Dank sagen für ihre Ermunterung und Geduld während der Zeit der Anfertigung dieser Arbeit.

9. Anhang

9.1 Terminologie inklusiver Untersuchungen

Bei der Untersuchung der inklusiven Produktion von Teilchen betrachtet man Reaktionen der Art

$$A + B \rightarrow C + X \quad , \quad (9.1)$$

wobei C die interessierende Teilchensorte ist und X für "irgendetwas anderes", für "Rest" steht. Alle Reaktionen, die Teilchen der Sorte C im Endzustand enthalten, sind dabei eingeschlossen, daher die Bezeichnung "inklusiv". Die inklusive Betrachtungsweise ist angeregt worden durch Hypothesen über das asymptotische Verhalten differentieller Ein-Teilchen-Verteilungen bei wachsender Energie, und zwar die Scaling-Hypothese von Feynman /42/ und die "limiting fragmentation" Hypothese von Yang und Mitarbeitern /43/.

Die differentielle Abhängigkeit der inklusiven Produktion wird - je nach Fragestellung - an Hand von unterschiedlichen Variablen studiert. Longitudinale Variable sind der Longitudinalimpuls p_L (bezogen auf die Strahlrichtung), die Feynmanvariable x und die Rapidität y .

Die von Feynman eingeführte Variable ist der reduzierte Longitudinalimpuls im Schwerpunktssystem

$$x = p_L^* / p_{\max}^* \quad , \quad (9.2)$$

mit $p_{\max}^*$ = maximalem Schwerpunktsimpuls der betrachteten Teilchensorte. (Näheres zu $p_{\max}^*$ findet sich im folgenden Abschnitt.) Im Gegensatz zu p_L und y ist der Bereich von x (-1 bis +1) unabhängig vom Strahlimpuls und von der betrachteten inklusiven Reaktion. Die Variable x ist deshalb besonders geeignet, um Daten im gesamten (longitudinalen) kinematischen Bereich zu vergleichen. Bei hohen Energien gilt

$$x \approx 2p_L^* / \sqrt{s} \quad , \quad (9.3)$$

mit $\sqrt{s}$ = Schwerpunktsenergie.

Die Rapidität ist definiert durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} = \tanh^{-1}(p_L/E) \quad (9.4)$$

Sie verhält sich unter longitudinalen Lorentztransformationen wie die normale Geschwindigkeit unter Galileitransformationen (daher der Name)

$$y' = y - y_0 = \tanh^{-1}(\beta_0) \quad (9.5)$$

mit y_0 und β_0 = Rapidität bzw. Geschwindigkeit des Systems in das transformiert wird. Für die Transformation vom Labor- ins Schwerpunktssystem ist in diesem Experiment $y_0 = 1.62$ bei 12 GeV/c und $y_0 = 1.97$ bei 24 GeV/c. Beim Übergang von p_L und x zu y wird der zentrale Bereich gestreckt und die peripheren Bereiche gestaucht.

Als transversale Variable werden verwendet der Transversalimpuls p_T , sein Quadrat p_T^2 und die Transversale Energie

$$E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2} \quad (9.6)$$

Der lorentzinvariante differentielle Wirkungsquerschnitt

$$f(\vec{p}) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \quad (9.7)$$

der auch Strukturfunktion genannt wird, ist unabhängig vom Azimuthalwinkel bezüglich der Strahlachse, wenn weder Strahl noch Target polarisiert sind. Mittelung über den Azimuthalwinkel und Einführung von longitudinalen und transversalen Variablen, liefert

$$f(x, p_T^2) = \frac{E^*}{\pi p_{\max}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (9.8)$$

und

$$f(y, p_T^2) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} \quad (9.9)$$

Die in der Arbeit präsentierten x -, y - und p_T^2 -Verteilungen sind Integrale differentieller Wirkungsquerschnitte, und zwar

$$d\sigma/dx = \int dp_T^2 \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \quad (9.10)$$

$$d\sigma/dy = \int dp_T^2 \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} , \quad (9.11)$$

$$d\sigma/dp_T^2 = \int dx \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} = \int dy \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} . \quad (9.12)$$

Die y-Verteilung $F(y) = d\sigma/dy$ ist dabei lorentzinvariant, d.h.

$$F'(y') = F(y) , \quad (9.13)$$

wobei die transformierten Größen gestrichelt sind. Darüber hinaus bleibt ihre Form unter longitudinalen Lorentztransformationen unverändert, da sich die Rapidität nur um einen additiven Term ändert, der allein vom Bezugssystem abhängt (siehe Gleichung 9.5). Dies ist ein wesentlicher Vorzug der Rapidität gegenüber den anderen longitudinalen Variablen.

9.2 Maximalimpuls im Schwerpunktsystem

Der maximale Schwerpunktsimpuls $p_{\max}^*$ für eine bestimmte Teilchensorte wird an Hand der Beziehung

$$(p_{\max}^*)^2 = (s - (m + m_x)^2)(s - (m - m_x)^2)/4s \quad (9.14)$$

berechnet. Dabei ist $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie und m die Masse der betrachteten Teilchensorte; m_x ist die minimale Masse des Restsystems X und gleich der Summe der Einzelmassen des Restsystems für die minimale Reaktion, in der die betreffende Teilchensorte produziert werden kann. Die minimalen Reaktionen für $K^*(892)$ und $\Sigma(1385)$ sind

$$pp \rightarrow K^{*+}(892)p\Lambda \quad (9.15)$$

$$pp \rightarrow \Sigma^+(1385)pK^0 . \quad (9.16)$$

Die Maximalimpulse für p , $K^*(892)$ und $\Sigma(1385)$ betragen 2.28, 1.92 und 2.02 GeV/c bei 12 GeV/c und 3.29, 3.04 und 3.12 GeV/c bei 24 GeV/c Strahlimpuls.

9.3 Symmetrisierung der Verteilungen der longitudinalen Variablen

Die Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie der pp-Wechselwirkungen im Schwerpunktsystem wird bei der Gewinnung der x - und y^* -Verteilungen auf folgende Weise ausgenutzt:

- (a) Λ : Durch die Beschränkung auf Λ mit $p_L^* < 0$ erhalten wir nur den rückwärtigen Teil der Verteilungen. Dieser wird nach vorne gespiegelt.
- (b) K_S^0 : Die erhaltenen Verteilungen sind nicht vollständig symmetrisch. Sie werden deshalb an x bzw. $y^* = 0$ gefaltet, durch 2 dividiert und an x bzw. $y^* = 0$ wieder gespiegelt.
- (c) $K^*(892)$ und $\Sigma(1385)$: Die effektiven Massenverteilungen der Zerfallsprodukte für das Vorwärts- und das entsprechende Rückwärtsintervall, z.B. $0.2 < x(\Lambda\pi^+) < 0.4$ und $-0.4 < x(\Lambda\pi^+) < -0.2$, werden jeweils zusammengefaßt und das Ergebnis der Anpassung des Resonanzsignals durch 2 dividiert. Die so erhaltene Hälfte der differentiellen Verteilung wird wieder an x bzw. $y^* = 0$ gespiegelt, um die vollständige Verteilung zu bekommen.

9.4 Mathematische Definition der technischen Produktions- und Zerfallswinkel

Die in Abschnitt 3.4 untersuchten technischen Winkel für Produktion und Zerfall von K_S^0 und Λ sind mathematisch folgendermaßen definiert:

$$\phi_{\text{prod}} = \arccos\{(\vec{o} \times \vec{p})(\vec{V}^0 \times \vec{p})\} \quad (9.17)$$

$$\phi_{\text{dec}} = \arccos\{(\vec{o} \times \vec{V}^0)(\vec{d}^+ \times \vec{V}^0)\} \quad (9.18)$$

$$\cos\theta_{\text{dec}} = \vec{d}^+ \cdot \vec{V}^0 \quad (9.19)$$

Dabei sind $\vec{o}$, $\vec{p}$ und $\vec{V}^0$ Einheitsvektoren in Richtung der optischen Achse, des einlaufenden Protons und des V^0 im Schwerpunktsystem sowie $\vec{d}^+$ ein Einheitsvektor in Richtung des positiven Zerfallsproduktes im V^0 -Ruhesystem. V^0 steht für K_S^0 bzw. Λ . Die Azimutalwinkel ϕ_{prod} und ϕ_{dec} sind um $\phi = \pi$ gefaltet.

10. Literaturverzeichnis

- /1/ M.Deutschmann, Many Particle Reactions, Proc. of the Int. Conf. on Elementary Particles, Amsterdam 1971; D.R.O. Morrison, Review of Many-Body Interactions at High Energy, Proc. of the 4th Int. Conf. on High Energy Collisions, Oxford 1972; K.Zalewski, High Energy Inclusive Reactions, Proc. of the 17th Int. Conf. on High Energy Phys., London 1974
- /2/ H.G.Kirk et al., Nucl. Phys. B128 (1977) 397
- /3/ K.Böckmann, Inclusive Vector Meson Production in Hadronic Interactions, Report BONN-HE-76-25; K.Böckmann, Inclusive Production of Vector Mesons in Hadronic Interactions, Report BONN-HE-77-7
- /4/ K.Böckmann, Inclusive Vector Meson Production and Hadron Structure, Report BONN-HE-77-24
- /5/ J.Bartke et al., Nucl. Phys. B107 (1976) 93
- /6/ F.C.Winkelmann, AIP Conf. Proc. Vol.21, Subseries Particles and Fields Vol.8, 259 (1974); K.Böckmann, Single Particle and Multiplicity Distributions, Report BONN-HE-75-12
- /7/ H.Fesefeldt, Dissertation, DESY F1-73/11 (1973)
- /8/ V.Blobel et al., Phys. Letters 48B (1974) 73
- /9/ Particle Data Group, Review of Particle Properties, Review of Modern Physics, Vol. 48 No. 2, Part II (1976)
- /10/ W.Kittel, Inclusive Resonance Production and Fireballs, Report, Proc. of the 8th Int. Symposium on Multiparticle Dynamics, Kaysersberg 1977
- /11/ H.J.Mück et al., Nucl. Instr. 113 (1973) 262
- /12/ F.Bryant, Programm TRESH, CERN TC Program Library, Vol. 2 (1968)
- /13/ R.Böck, Programm GRIND, CERN TC Program Library, Vol. 2 (1968)
- /14/ Bonn-Hamburg-München-Kollaboration, H.Fesefeldt, private Mitteilung

- /15/ V.Blobel und D.Mönkemeyer, Programm SELDEC, Hamburg (1971)
- /16/ J.Hofmann, Diplomarbeit, Bonn Univ. PIB 3-40 (1974) und
K.Böckmann et al., Nucl. Phys. B119 (1977) 253
- /17/ J.Lowsky, Dissertation, BONN-IR-76-33 (1976)
- /18/ Inklusive Daten für K_s^0 - und Λ -Produktion in pp-Wechselwir-
kungen bei
 - a) 8 GeV/c: M.W.Firebaugh, Thesis, Univ. of Illinois , 1966,
und M.W.Firebaugh et al., Phys. Rev. 172 (1968) 1354;
 - b) 12.4 GeV/c: K.Jaeger et al., Phys. Rev. D11 (1975) 1756;
 - c) 13,18,21,24,28 GeV/c: B.Y.Oh und G.A.Smith, Nucl. Phys.
B49 (1972) 13;
 - d) 19 GeV/c: H.Böggild et al., Nucl. Phys. B57 (1973) 77;
 - e) 69 GeV/c: V.V.Amosov et al., Nucl. Phys. B115 (1976) 269;
 - f) 102 GeV/c: J.W.Chapman et al., Phys. Letters 47B (1973) 465;
 - g) 205 GeV/c: K.Jaeger et al., Phys. Rev. D11 (1975) 2405;
diesem Papier sind auch die Werte bei 5.45 GeV/c und
6.60 GeV/c entnommen;
 - h) 300 GeV/c: A.Sheng et al., Phys. Rev. D11 (1975) 1733.
- /19/ I.D.Jackson, Nuovo Cimento 34 (1964) 1644
- /20/ H.G.Kirk et al., K^* -Production in π^+p Interactions at 16 GeV/c,
Beitrag I.E9 zur European Conference on Particle Physics,
Budapest, 1977
- /21/ H.G.Kirk et al., Nucl. Phys. B116 (1976) 99
- /22/ U.Gensch et al., Inclusive Production of K^{*-} (890), Δ^{++} (1236)
and $\Sigma^{\pm}$ (1385) in K^-p Interactions at 32 GeV/c, Inst. für Hoch-
energiephysik der Akademie der Wissenschaften der DDR, MIR 31
PHE 77-1 (1977)
- /23/ M.Deutschmann et al., Nucl. Phys. B103 (1976) 426
- /24/ H.Nußbaumer, Diplomarbeit, Bonn (1977)
- /25/ R.Rödel, Dissertation, Bonn (1977)
- /26/ F.Selleri, Phys. Letters 3 (1962) 76

- /27/ V.Blobel et al., Nucl. Phys. B69 (1974) 454
- /28/ V.V.Amosov et al., Beitrag G 4-72 zur Palermo EPS Konferenz (1975)
- /29/ A.Vayaki et al., Nucl. Phys. B58 (1973) 178
- /30/ K.Paler et al., Nucl.Phys. B96 (1975) 1
- /31/ P.Bosetti et al., Nucl. Phys. B94 (1975) 21
- /32/ D.Mönkemeyer, Dissertation, DESY F1-72/2 (1972);
B.Hellwig, Dissertation, DESY F1-73/2 (1973)
- /33/ J.W.Elbert, A.R.Erwin und W.D.Walker, Phys. Rev. D3 (1971) 2042
- /34/ F.Barreiro et al., Study of $\Sigma^{\pm}(1385)$ Inclusive Production in K^-p Interactions at 4.2 GeV/c, CERN/EP/PHYS 76-23 Rev.
- /35/ H.Grässler et al., Inclusive Production of $\Sigma^{\pm}(1385)$ in K^-p Interactions at 10 and 16 GeV/c, CERN/EP/PHYS 76-16 Rev.
- /36/ M.Bardadin-Otwinowska et al., Nucl. Phys. B98 (1975) 418
- /37/ J.Bartke et al., Inclusive $\Delta^{++}(1232)$ Production in π^+p , π^-p and K^-p Interactions at 16 GeV/c, Aachen IIIB/12-76, eingereicht bei Nucl. Phys. B
- /38/ M.Gell-Mann, Phys. Letters 8 (1964) 214 und G.Zweig, CERN Reports Th 401, 412 (1964)
- /39/ H.T.Lipkin und F.Scheck, Phys. Rev. Letters 16 (1966) 71
- /40/ H.Satz, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1453 und Phys. Letters 25B (1967) 220
- /41/ V.V.Anisovich und V.M.Shekhter, Nucl. Phys. B55 (1973) 455
- /42/ R.P.Feynman, Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1415
- /43/ J.Benecke, T.Chou, C.N.Yang und E.Yen, Phys. Rev. 188(1969) 2159

11. Tabellenverzeichnis

	Seite
Tab. 3.1 Zahl eindeutiger und mehrdeutiger K_S^0 und Λ nach Kinematik- und Ionisationsanalyse	12
Tab. 3.2 Mittlere Korrekturen auf Verluste bei kleinen und großen Zerfallslängen	16
Tab. 3.3 Zahl der K_S^0 und Λ nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten und nach allen Schnitten	17
Tab. 3.4 Verbleibende Verluste, abgeschätzt an Hand der Verteilungen der technischen Produktions- und Zerfallswinkel	20
Tab. 3.5 Inklusive und topologische Wirkungsquerschnitte für K_S^0 - und Λ -Produktion	20
Tab. 4.1 Ergebnisse der Anpassung der $K^{*\pm}(892)$ -Resonanzsignale	29
Tab. 4.2 Ergebnisse der Anpassung der $\Sigma^+(1385)$ -Resonanzsignale	32
Tab. 5.1 Topologische Wirkungsquerschnitte für $K^{*\pm}(892)$ -Produktion	36
Tab. 5.2 Mittlere Multiplizitäten für $K^{*\pm}(892)$	37
Tab. 5.3 Steigungsparameter von p_T^2 -Verteilungen für $K^{*\pm}(892)$, ρ^0 und K_S^0	39
Tab. 5.4 Inklusive Wirkungsquerschnitte für $K^{*\pm}(892)$ -Produktion	44
Tab. 6.1 Topologische Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^+(1385)$ -Produktion	47
Tab. 6.2 Mittlere Multiplizitäten für $\Sigma^+(1385)$	48
Tab. 6.3 Steigungsparameter von p_T^2 -Verteilungen für $\Sigma^+(1385)$ und Λ	50

Tab. 6.4	Inklusive Wirkungsquerschnitte für $\Sigma^{\pm}(1385)$ - Produktion	53
Tab. 7.1	Additive Quarkmodellvoraussagen über relative Häufigkeiten für $K^{*\pm}(892)$, ρ^0 und $\Sigma^{\pm}(1385)$	58

12. Abbildungsverzeichnis

- Abb.1 Lage der Mehrdeutigkeiten für die Zerfälle von K_S^0, Λ und $\bar{\Lambda}$. Aufgetragen ist der Transversalimpuls p_T des positiven Zerfallsproduktes gegen den modifizierten Longitudinalimpuls

$$\alpha = 2p_L/\beta m_0 + (m_+^2 - m_-^2)/m_0^2$$

für $\beta = 1$. (p_T und p_L im Ruhesystem des Zerfallsteilchens; β = Laborgeschwindigkeit des Zerfallsteilchens; m_0, m_+, m_- = Massen des Zerfallsteilchens und der beiden Zerfallsprodukte.)

- Abb.2,3 Verteilung des Transversalimpulses des positiven Zerfallsproduktes bezogen auf die Richtung des zerfallenden seltenen Teilchens in dessen Ruhesystem für eindeutige K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c. Die zwischen K_S^0 und Λ mehrdeutigen V^0 sind schraffiert eingezeichnet. Die Kurve stellt die Verteilung dar, die aus der Isotropie des K_S^0 -Zerfalls folgt.

- Abb.4,5 Verteilungen der effektiven Masse der gemessenen Zerfallsspuren bei verschiedenen Massenzuordnungen für eindeutige K_S^0 und Λ und K_S^0/Λ -Mehrdeutige (schraffiert) bei 12 und 24 GeV/c.

- Abb.6,7 Verteilung der Zerfallszeit im Ruhesystem für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c. Die Kurven stellen die auf Grund der mittleren Lebensdauern /9/ erwarteten Verteilungen dar. Die Λ -Verteilung ist für im Schwerpunktsystem nach hinten laufende Λ unschraffiert und für nach vorne laufende Λ schraffiert gezeichnet.

- Abb.8,9 Verteilungen des Longitudinalimpulses im Schwerpunktsystem für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c, und zwar nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten und Abtrennung der Verunreinigungen (schraffiert), nach $L_{\min}$ -Schnitt und

Zerfallslängenkorrektur (durchgezogen) und, für Λ , nach Rückwärtsschnitt und Spiegelung des rückwärtigen Teiles der Verteilung an $p_L^* = 0$ (gestrichelt).

- Abb.10,11 Verteilungen der in Abschnitt 3.5 definierten technischen Produktions- und Zerfallswinkel für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c nach Auflösung der Mehrdeutigkeiten (schraffiert) und nach allen Schnitten und Korrekturen.
- Abb.12 Inklusive Wirkungsquerschnitte für K_S^0 und Λ -Produktion als Funktion des Laborimpulses. Die in einem Teil der Referenzen angegeben $\sigma(K^0)$ sind durch zwei dividiert.
- Abb.13 Verteilung der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.14 Verteilung der Schwerpunktsrapidität für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.15 Verteilung des Transversalimpulsquadrates für K_S^0 und Λ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.16,17 Effektive $K_S^0 \pi^\pm$ -Massenverteilungen bei 12 und 24 GeV/c. Die Kurven stellen die erhaltenen Anpassungen dar (siehe Abschnitt 4.2), wobei der Untergrund unter dem Signal gestrichelt ist.
- Abb.18,19 Effektive $\Lambda \pi^\pm$ -Massenverteilungen bei 12 und 24 GeV/c. Die Kurven stellen die erhaltenen Anpassungen dar (siehe Abschnitt 4.2), wobei der Untergrund unter dem Signal gestrichelt ist.
- Abb.20 Verteilung des Transversalimpulsquadrates für $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.21 Verteilung der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ für $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.22 Verteilung der Schwerpunktsrapidität y^* für $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ bei 12 und 24 GeV/c.

- Abb.23 a) Verteilung der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ für $K^{*+}(892)$ in pp^- und π^+p -Wechselwirkungen bei 24 GeV/c bzw. 16 GeV/c /20/.
- b) Verteilung der Rapidität im Quark-Schwerpunktssystem y^Q (siehe Abschnitt 5.3) für $K^{*-}(892)$ in pp^- und π^+p -Wechselwirkungen bei 24 GeV/c bzw. 16 GeV/c /20/.
- Abb.24 a) Verteilung der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ für $K^{*+}(892)$ und ρ^0 /24/ in pp -Wechselwirkungen bei 24 GeV/c.
- b) Verteilung der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ für $K^{*+}(892)$ und $K^{*-}(892)$ bei 24 GeV/c. Die Kurven sind Anpassungen des Ausdrucks $d\sigma/dx \sim (1 - |x|)^n$.
- Wegen der Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie ist jeweils nur die Rückwärtshemisphäre wiedergegeben.
- Abb.25 Verteilung des Transversalimpulsquadrates für $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.26 Verteilung der Feynmanvariablen $x = p_L^*/p_{\max}^*$ für $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.27 Verteilung der Schwerpunktsrapidität y^* für $\Sigma^+(1385)$ und $\Sigma^-(1385)$ bei 12 und 24 GeV/c.
- Abb.28 Verteilung der Schwerpunktsrapidität y^* für $\Sigma^+(1385)$ in pp^- und π^+p -Wechselwirkungen bei 24 GeV/c bzw. 16 GeV/c /17/.

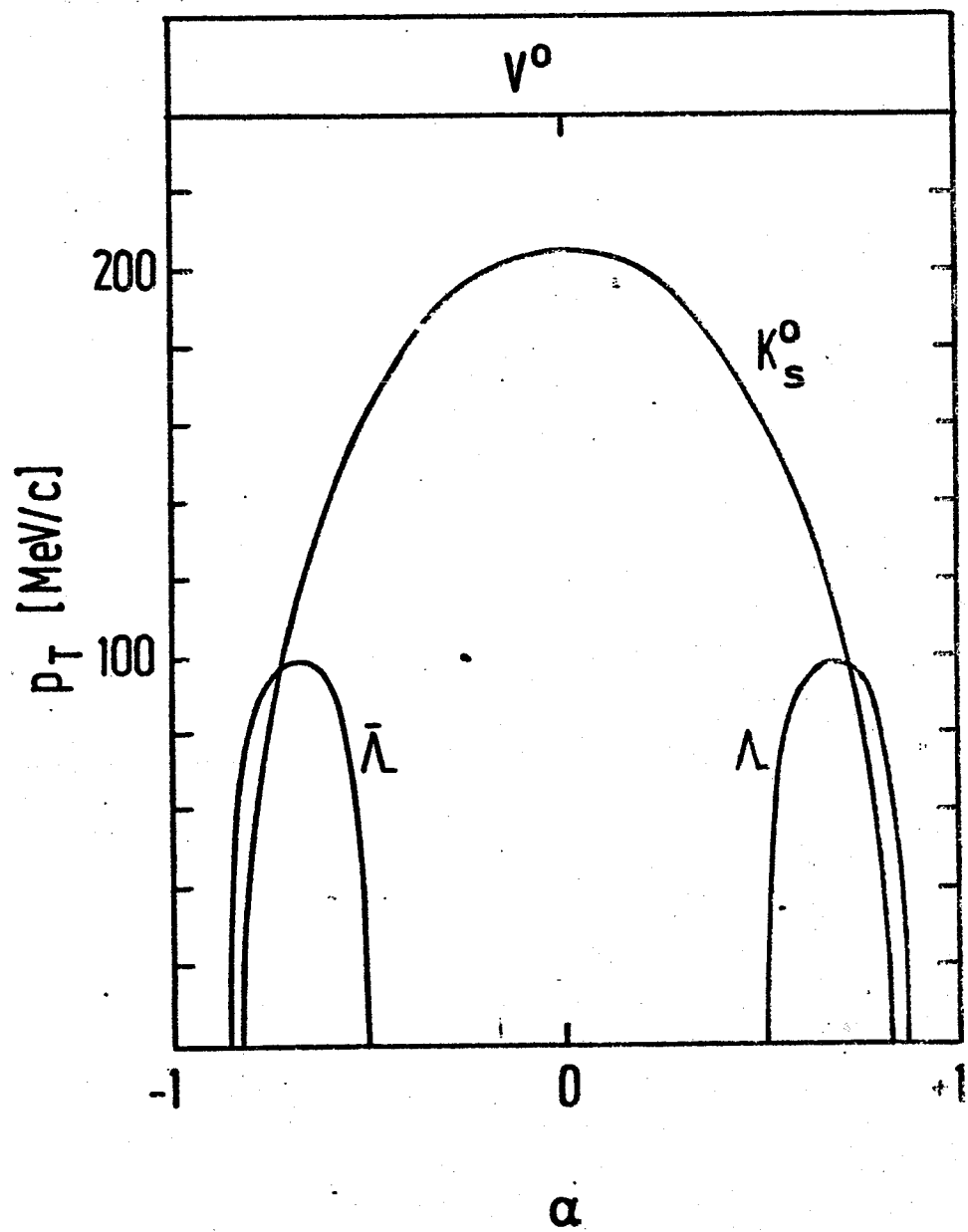


Abb. 1

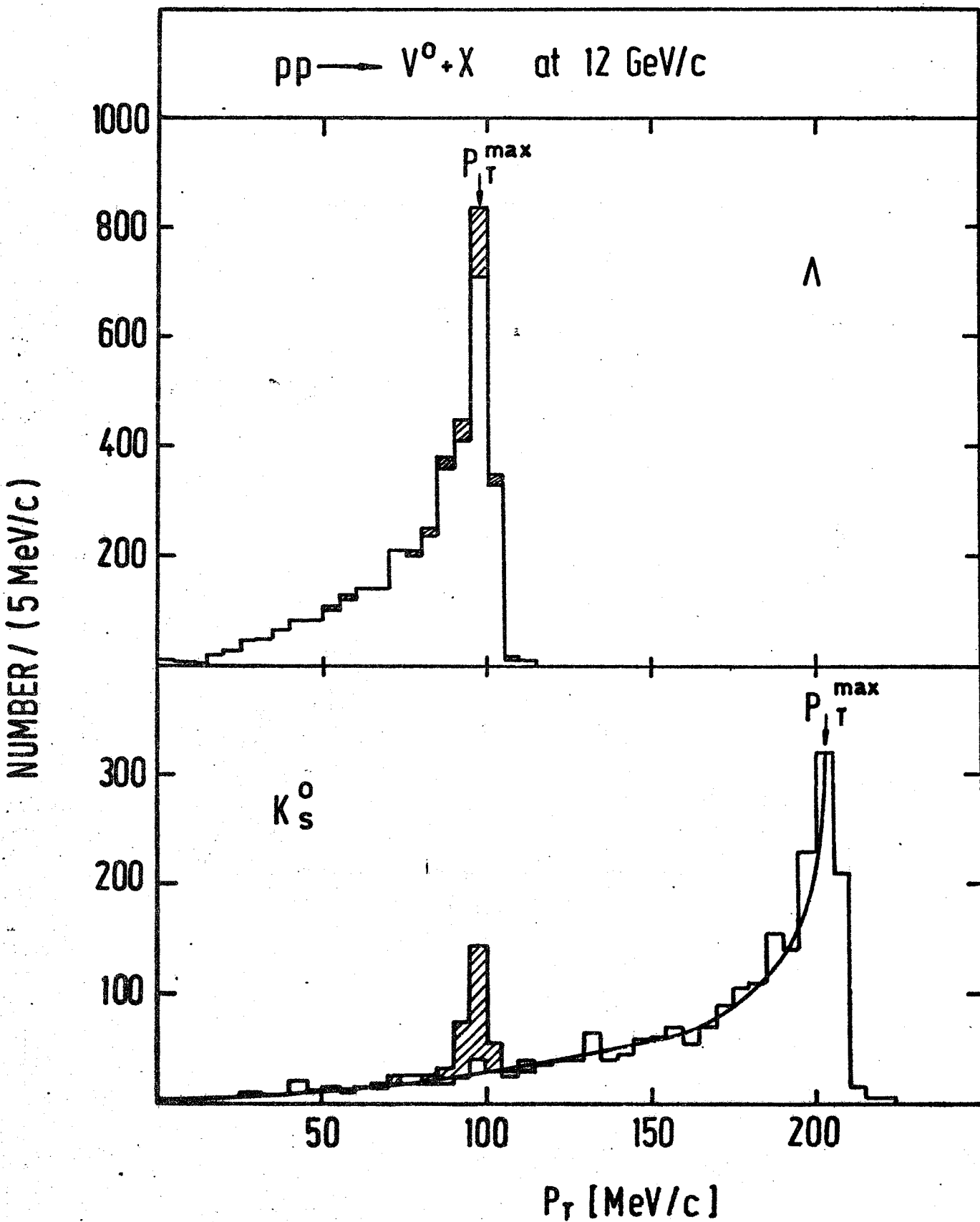


Abb. 2

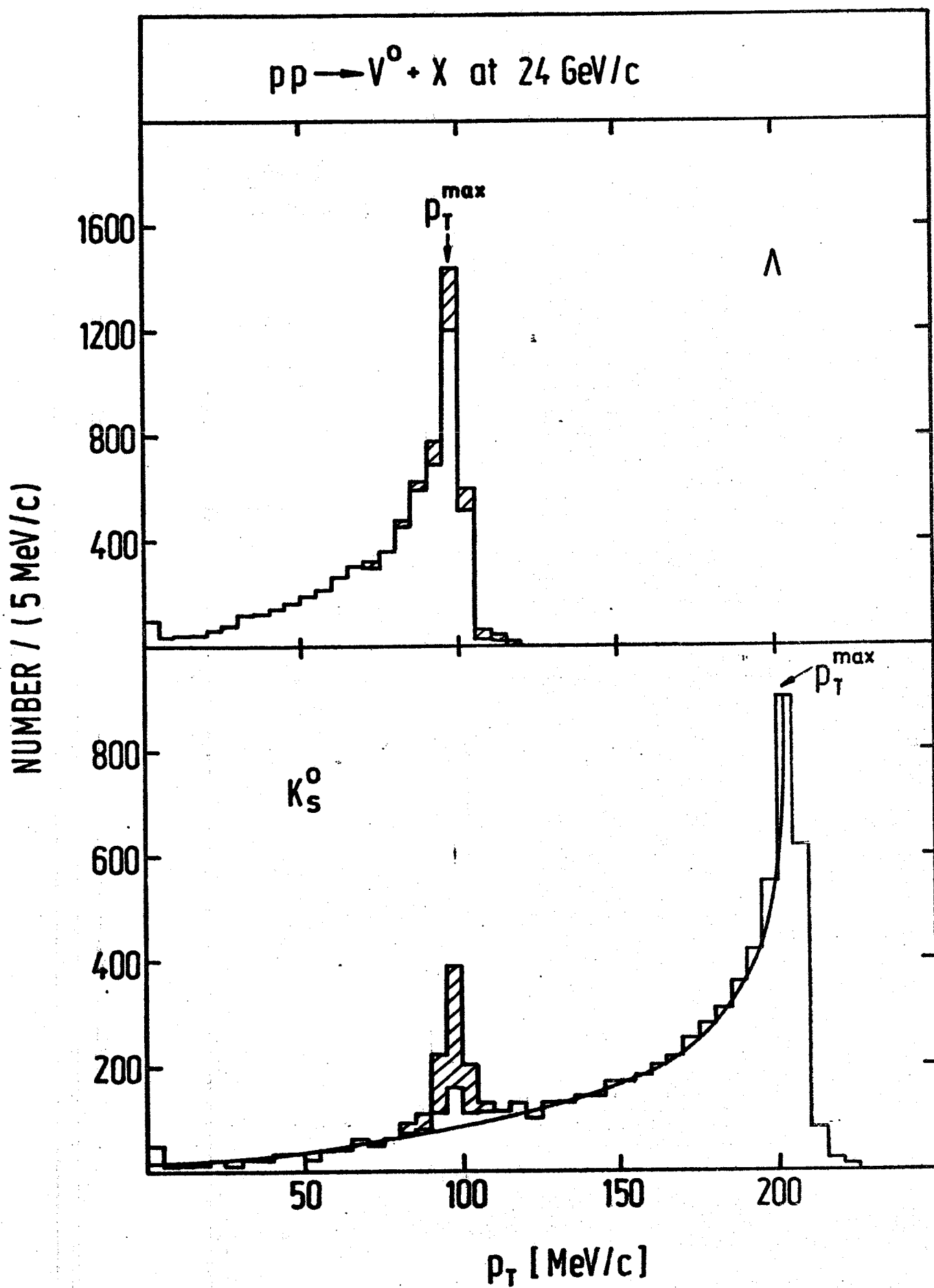


Abb.3

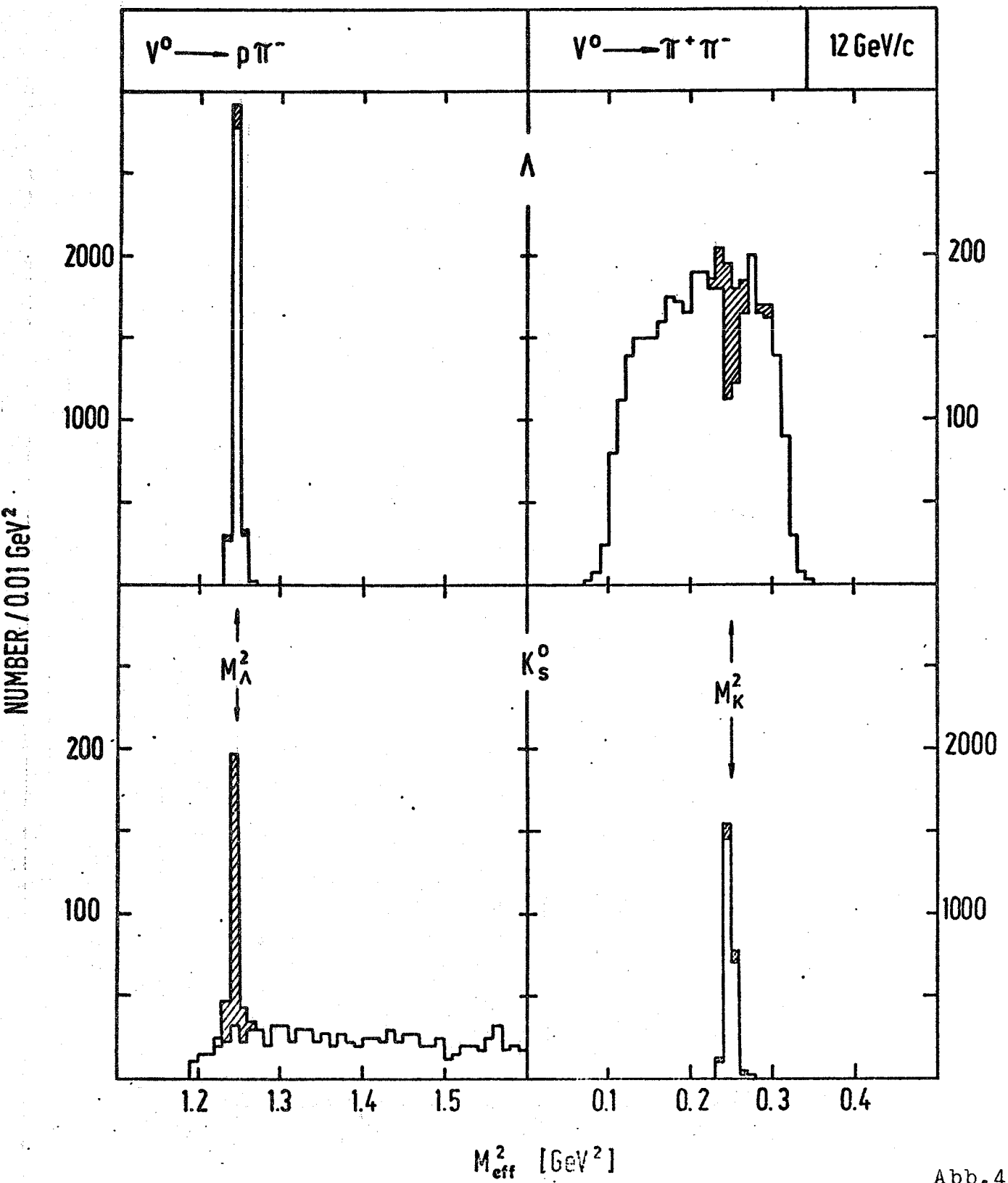


Abb. 4

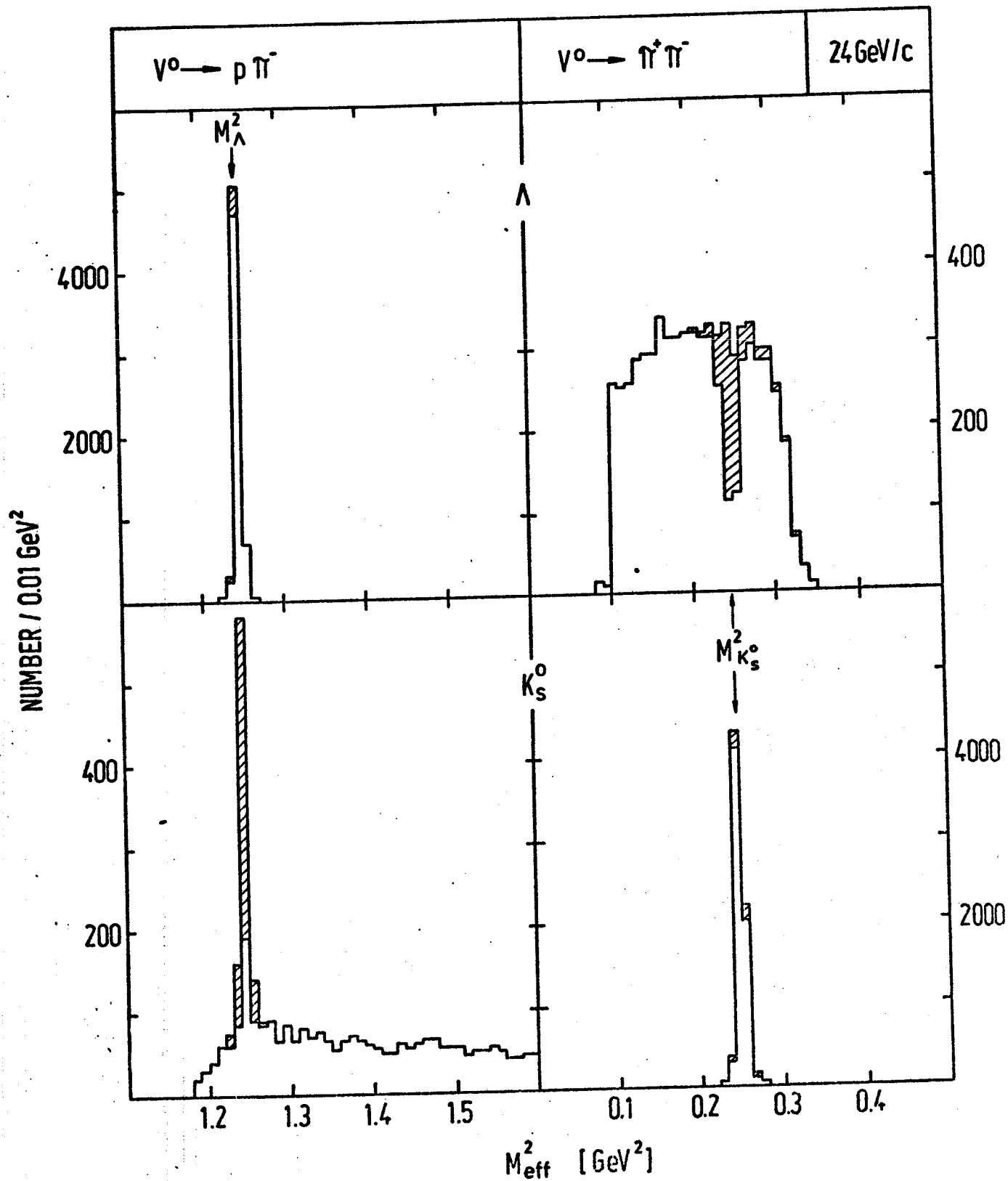


Abb. 5

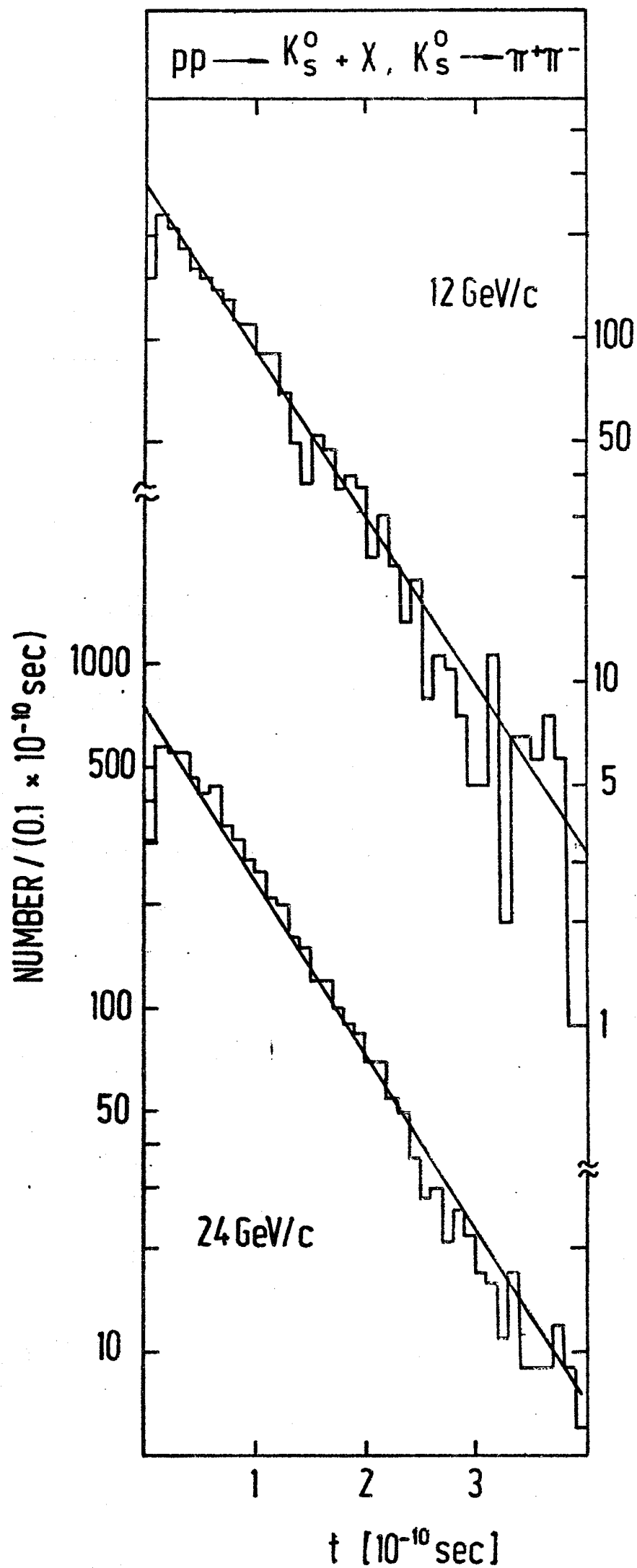


Abb. 6

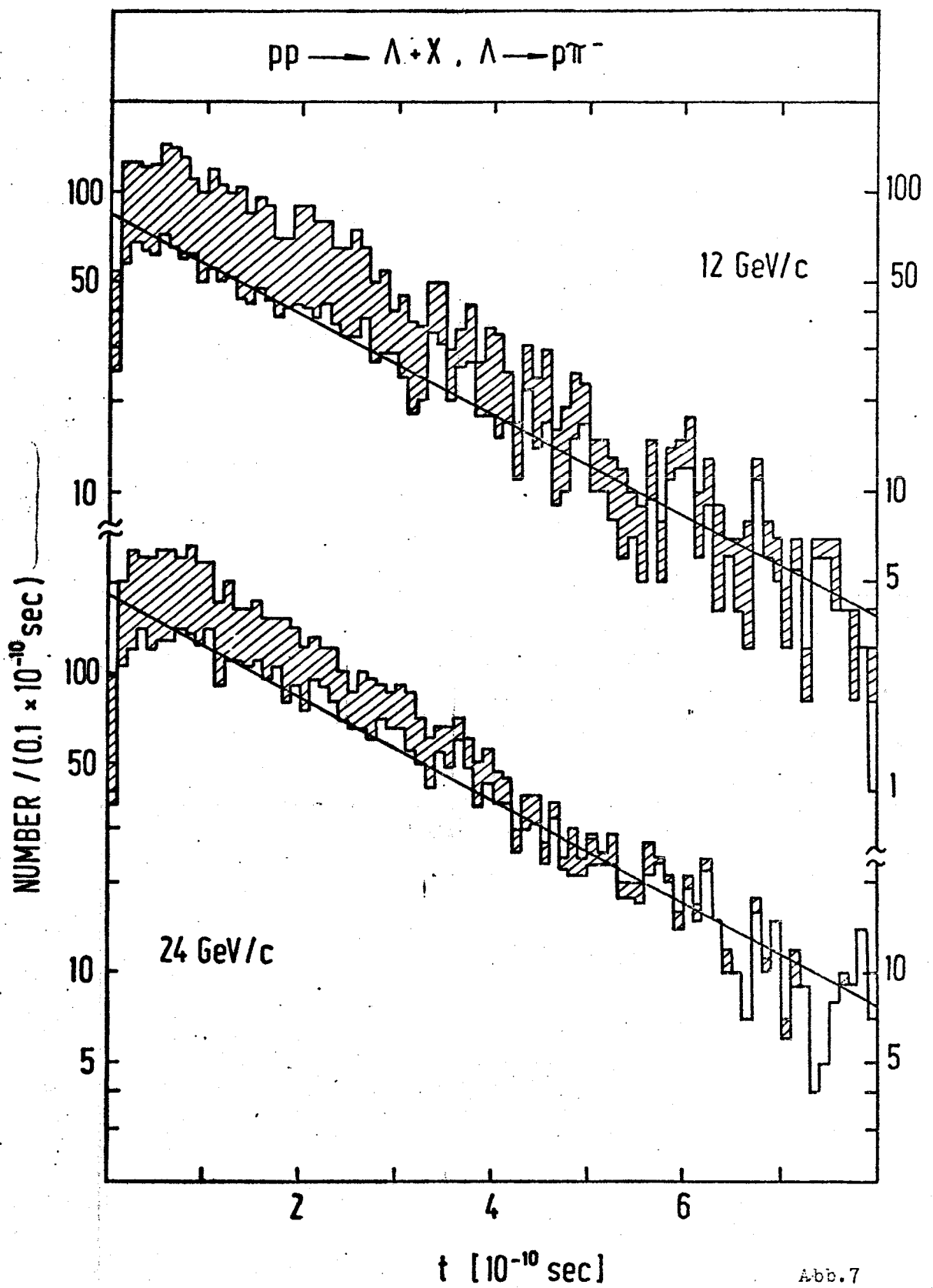
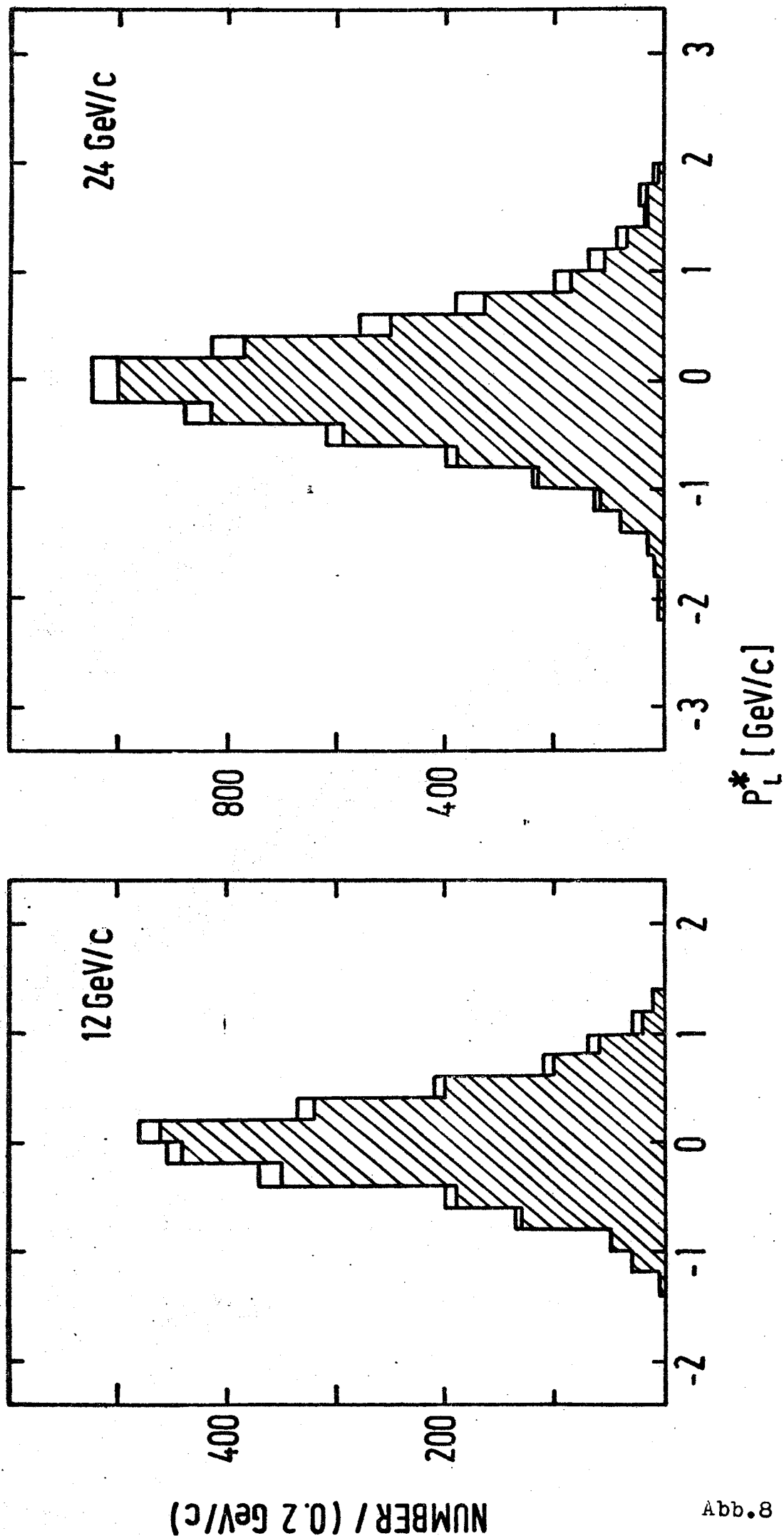
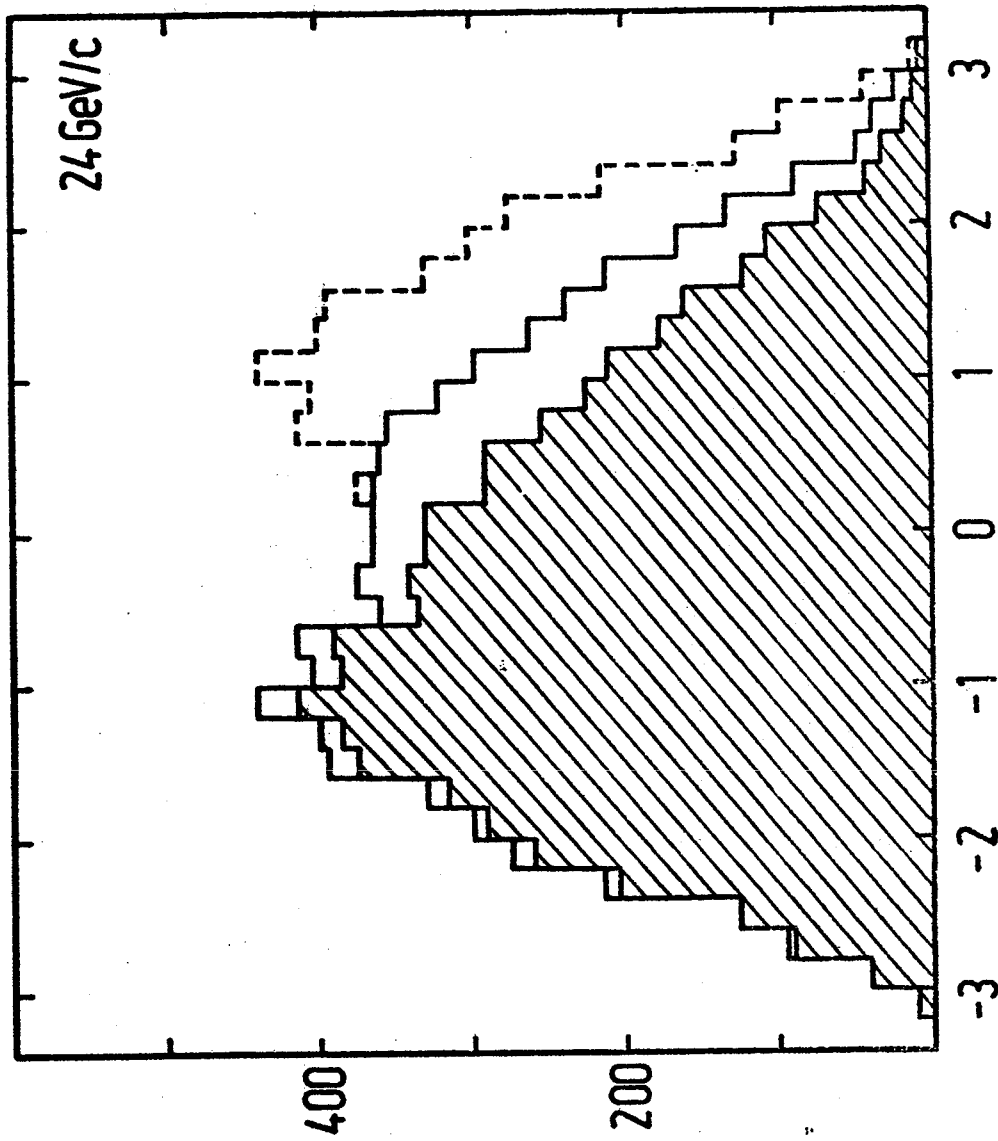
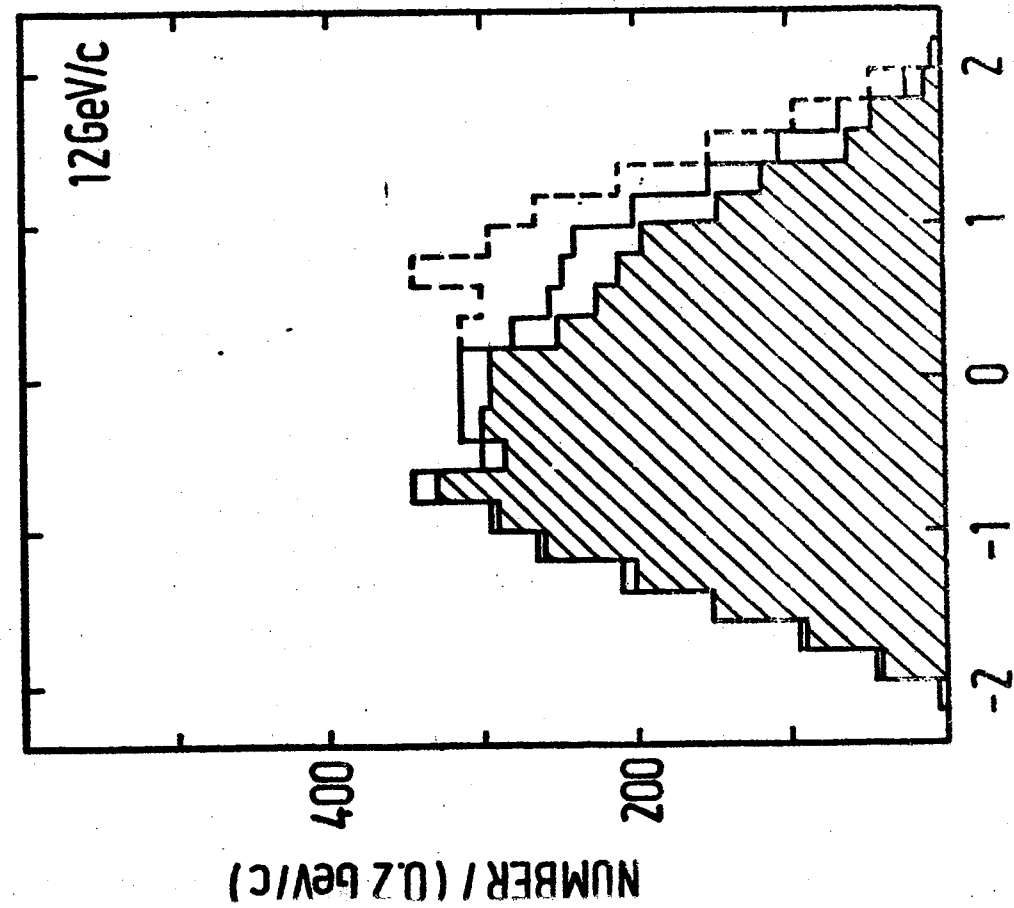


Abb. 7

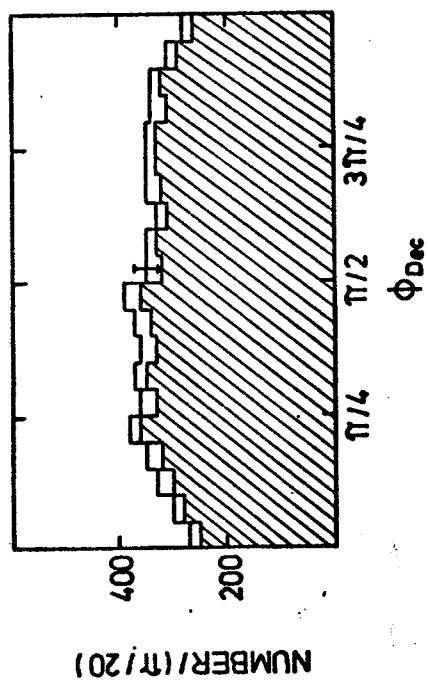
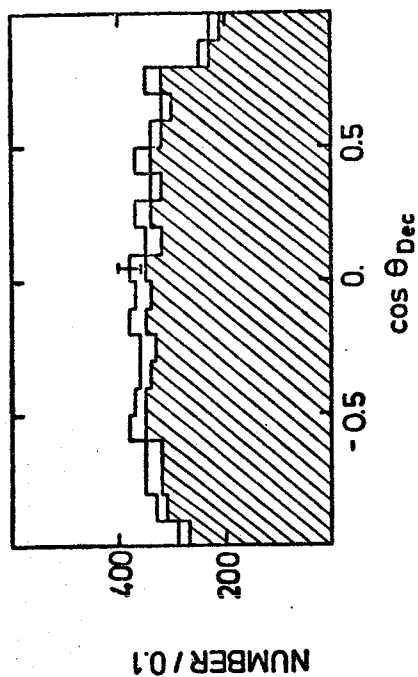
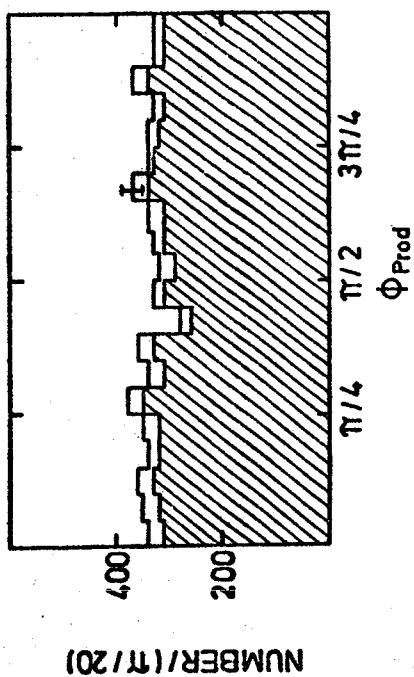
$$pp \longrightarrow K_S^0 + X, K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$$



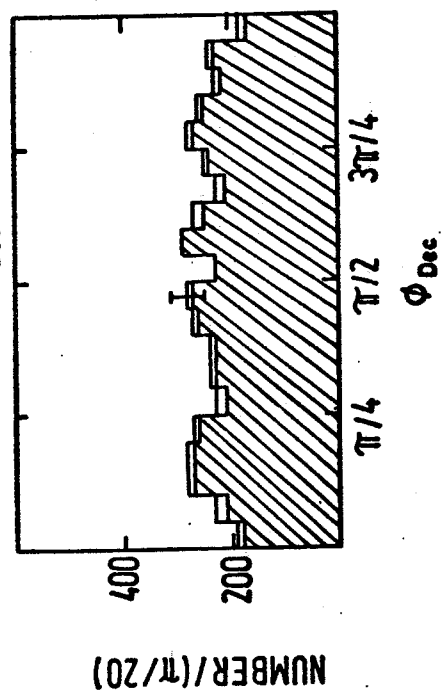
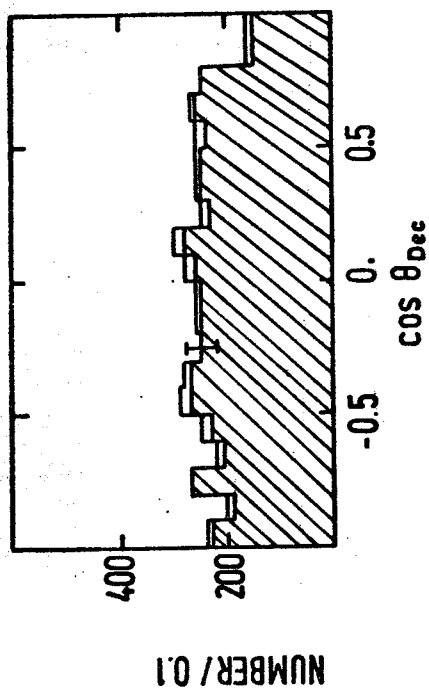
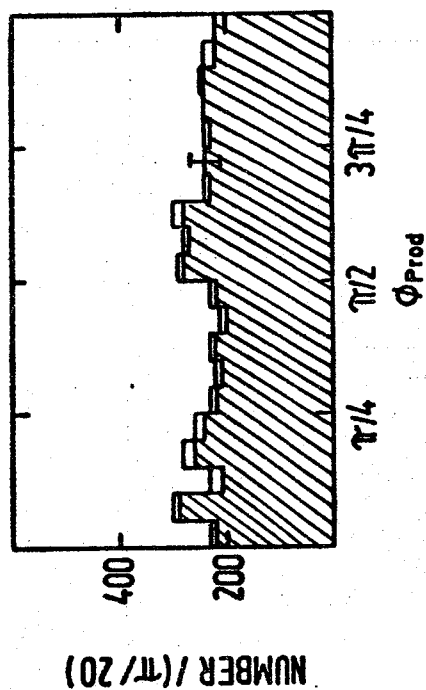
$$pp \rightarrow \Lambda + X, \Lambda \rightarrow p\pi^-$$



$pp \rightarrow K_S^0 + X, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ at 24 GeV/c



$pp \rightarrow K_S^0 + X, K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ at 12 GeV/c



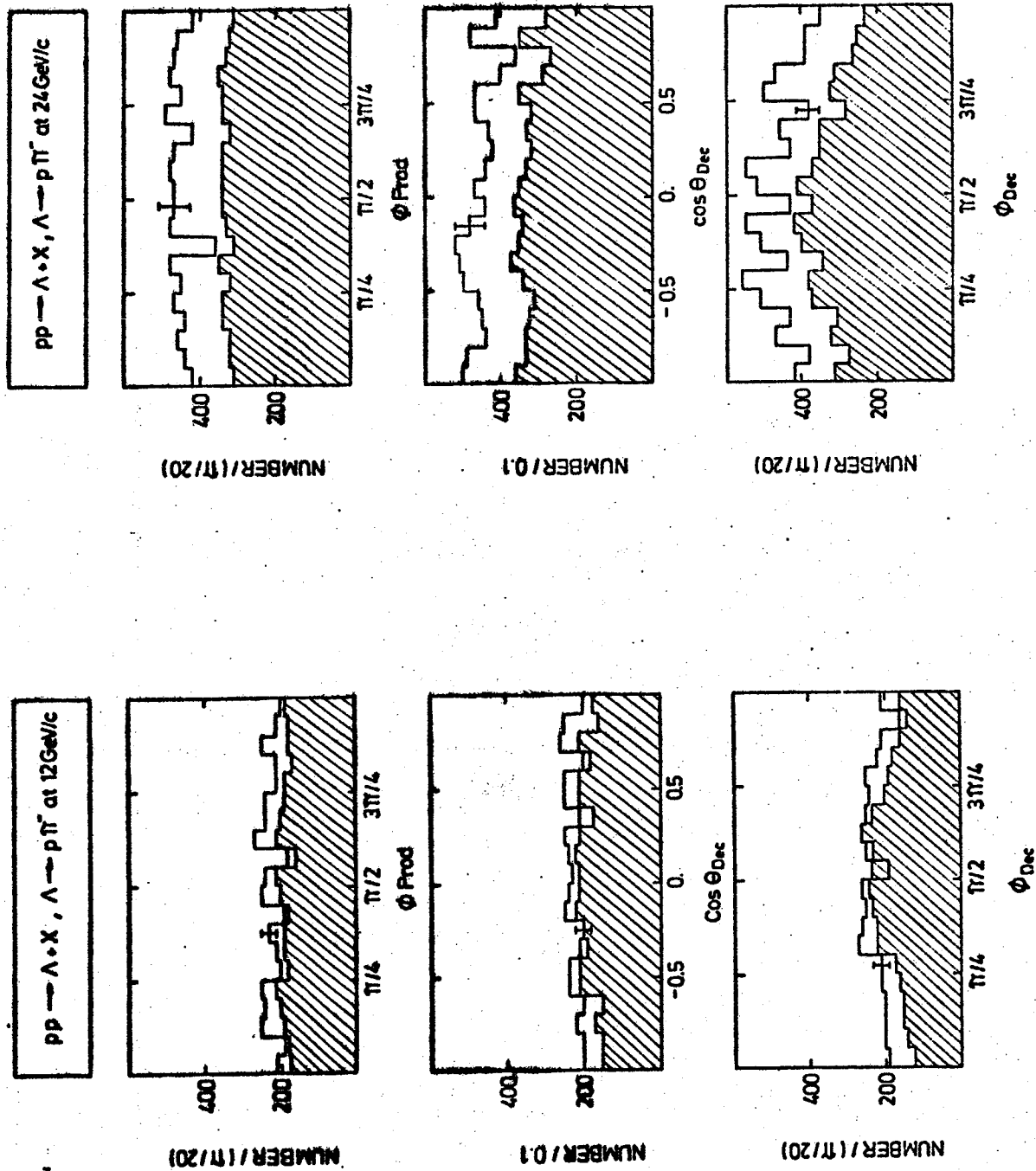


Abb. 11

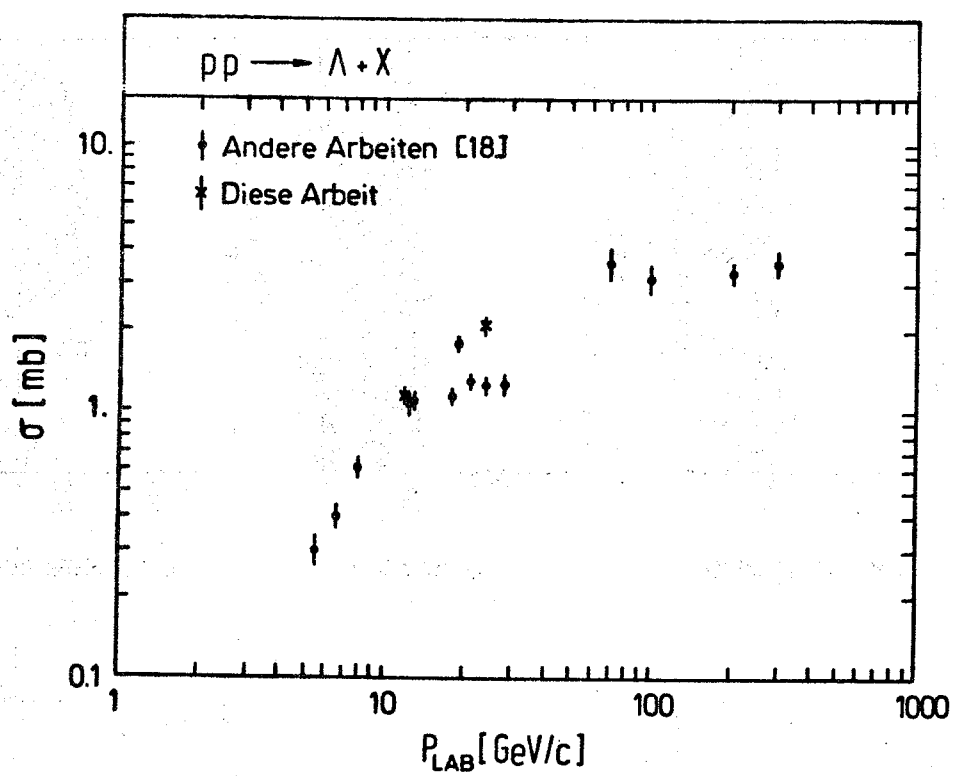
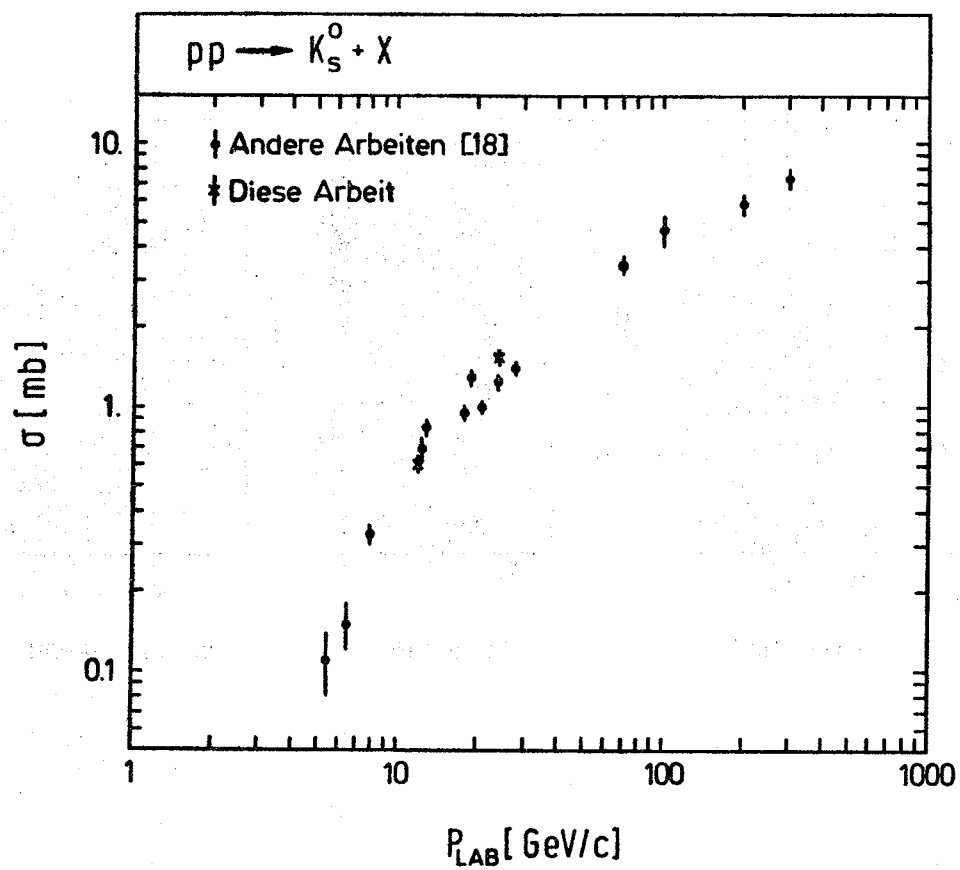


Abb. 12

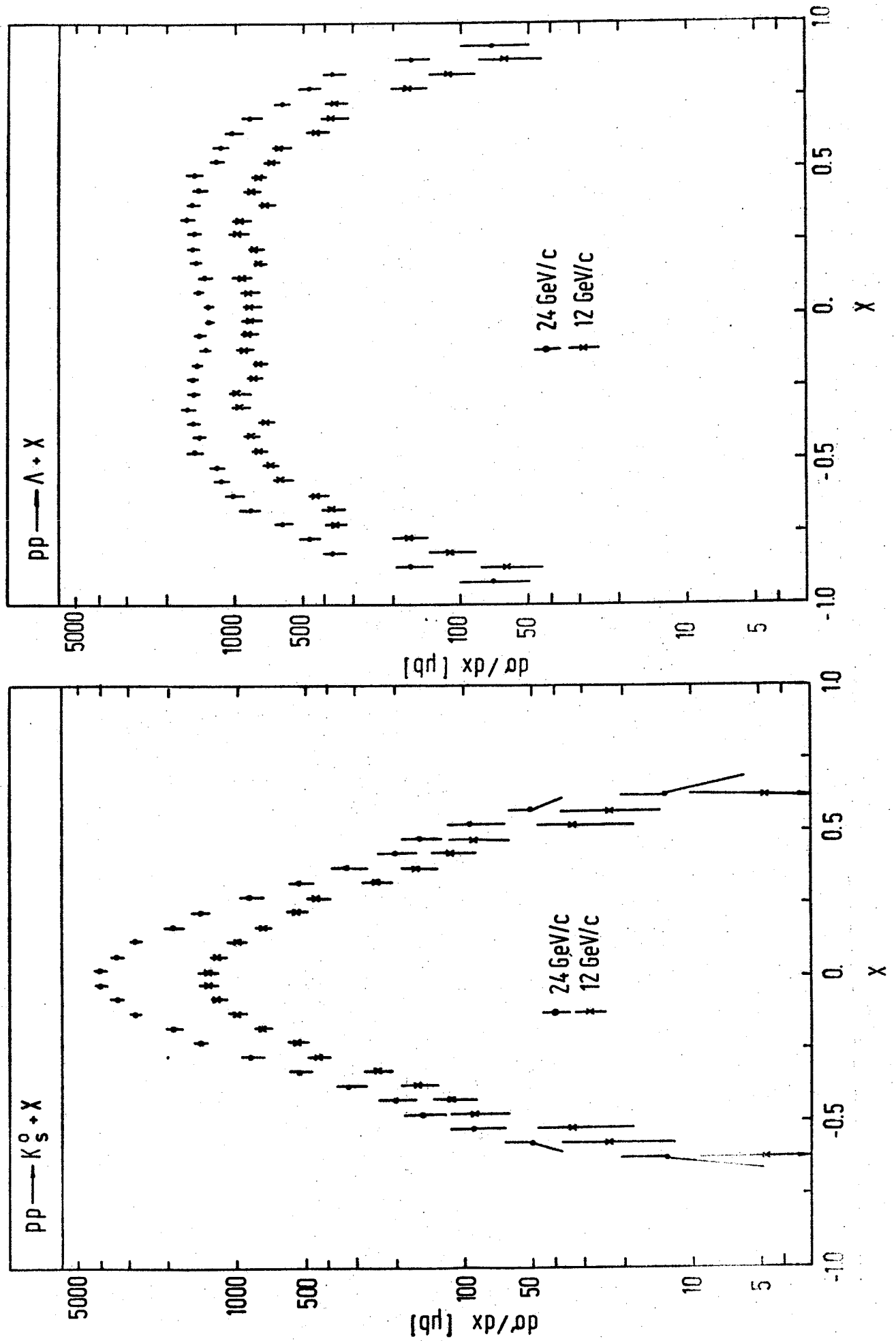


Abb. 13

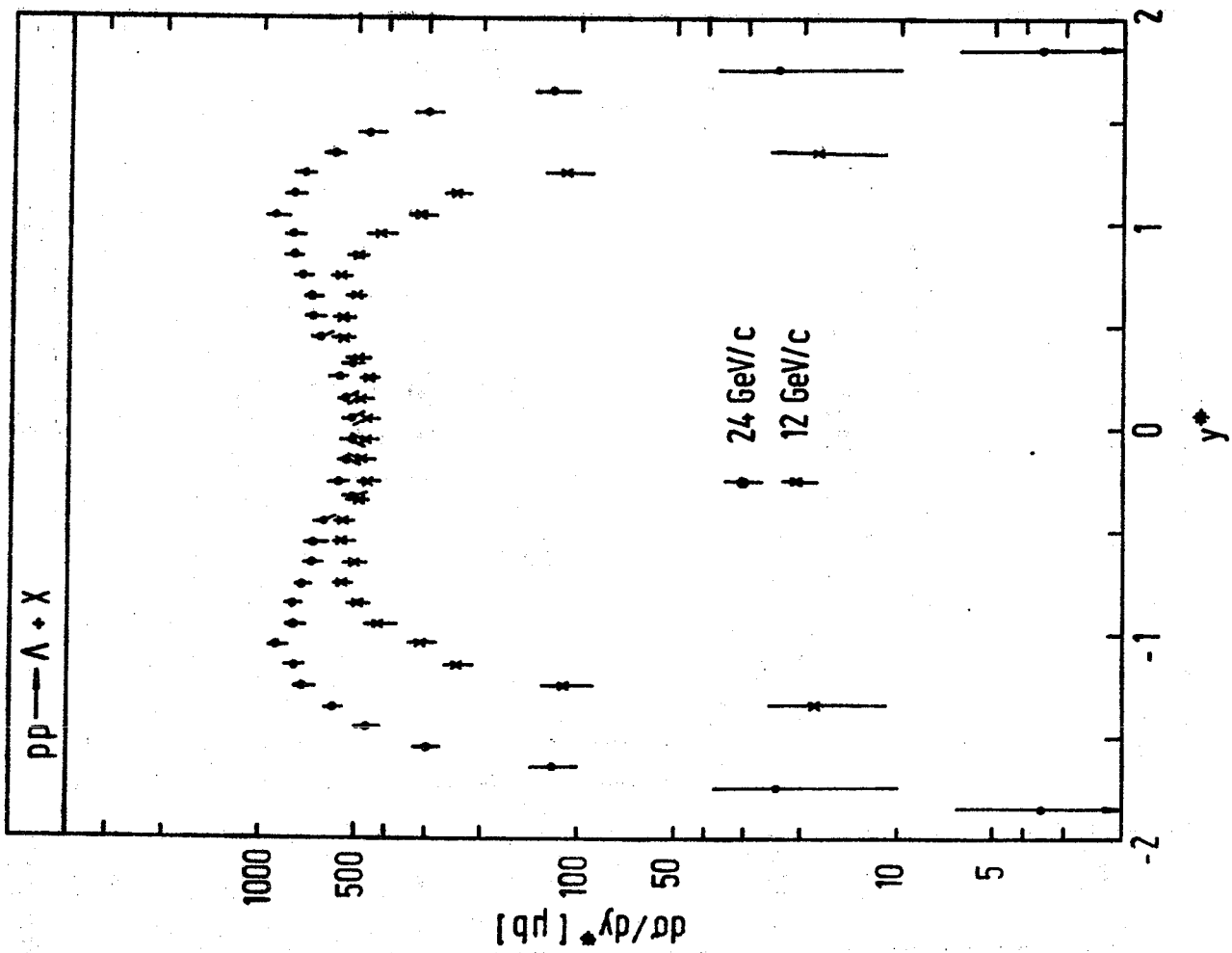
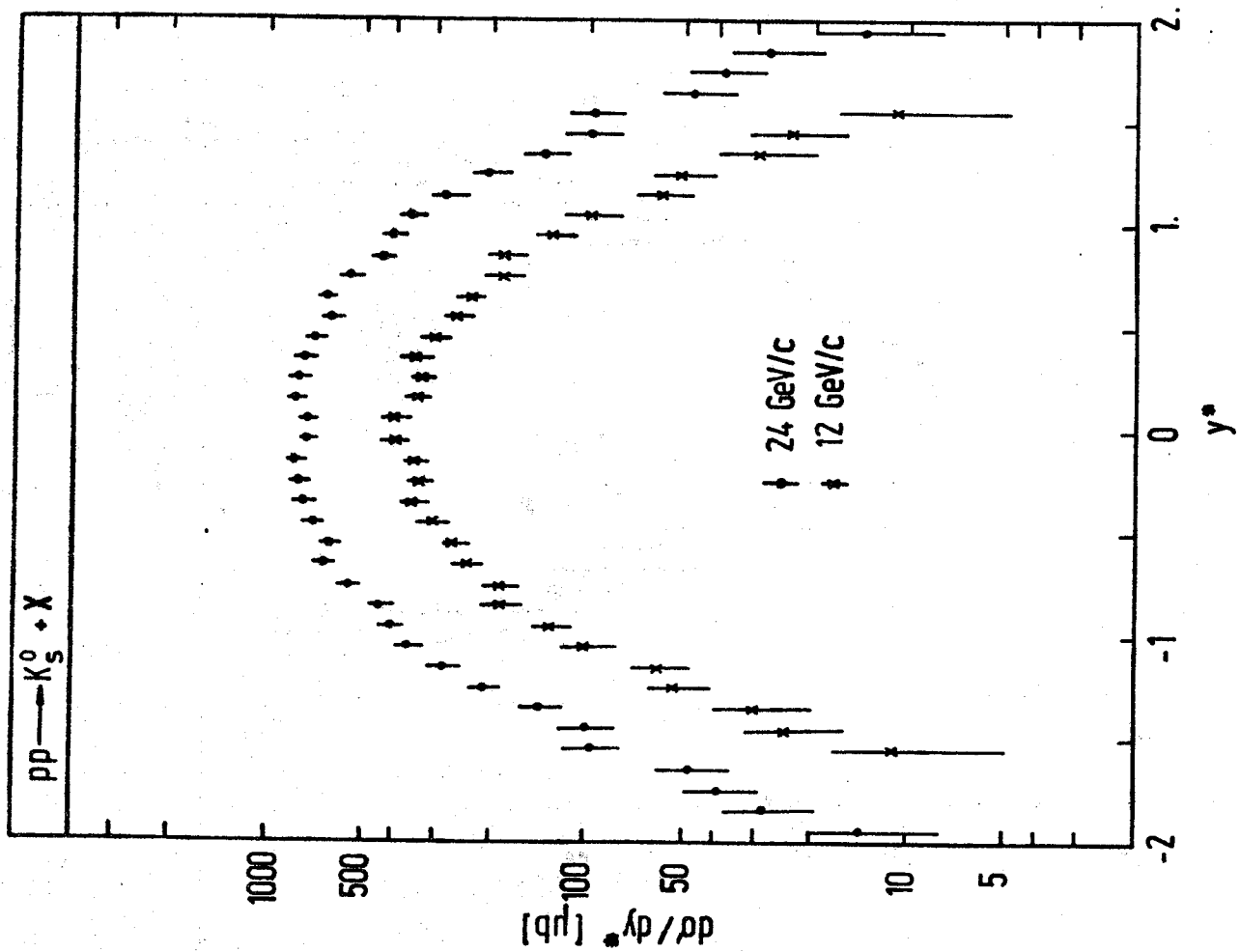
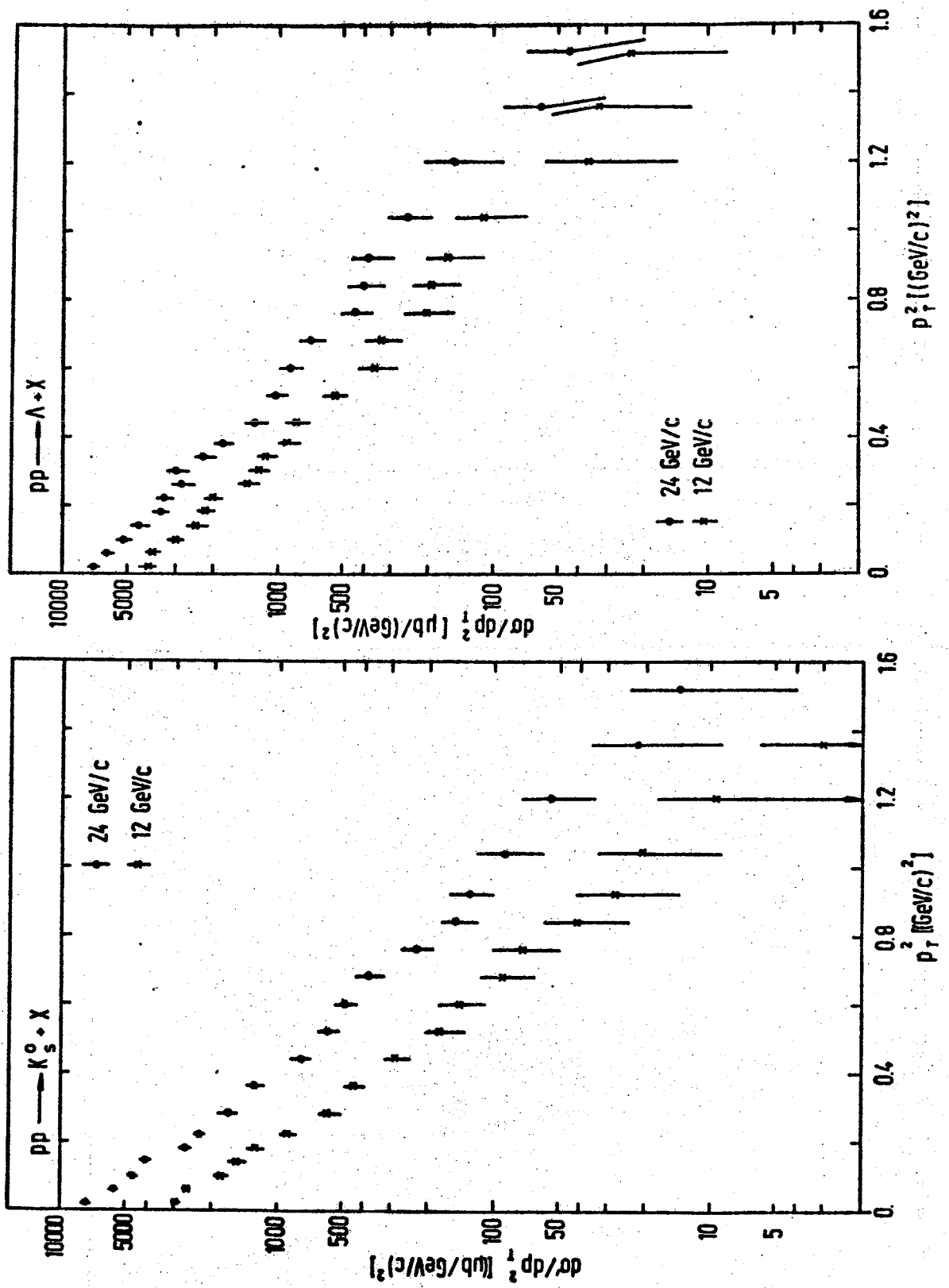
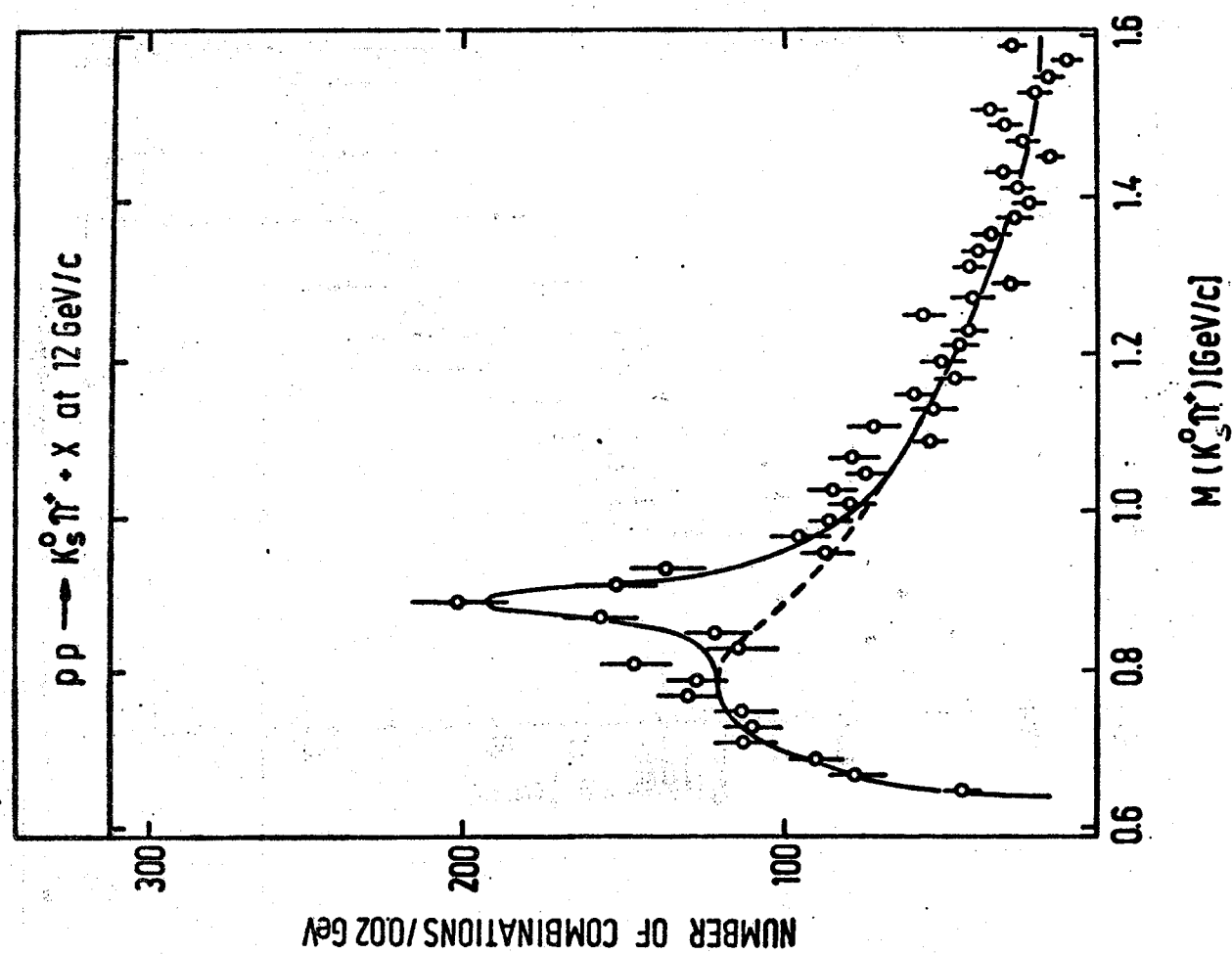
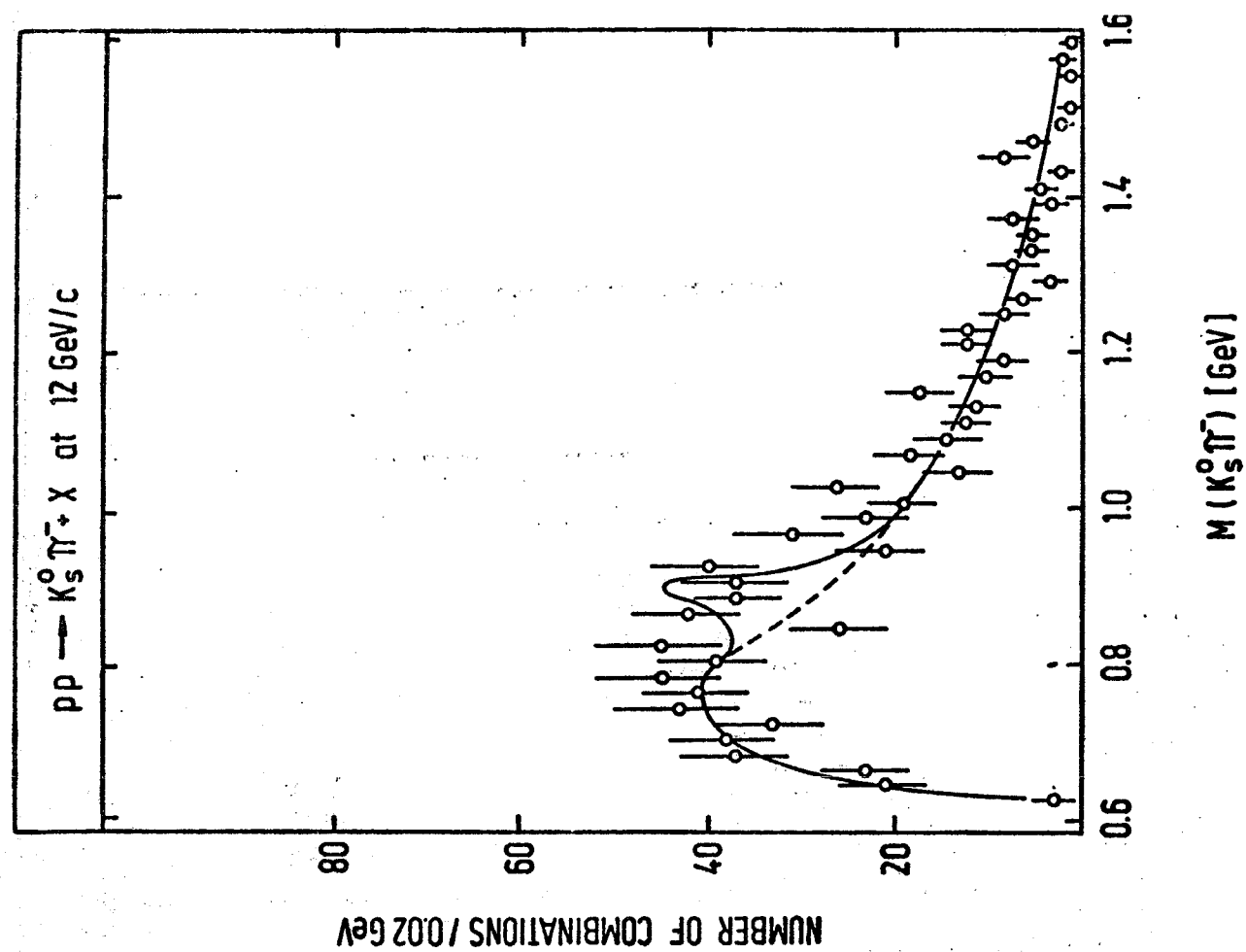
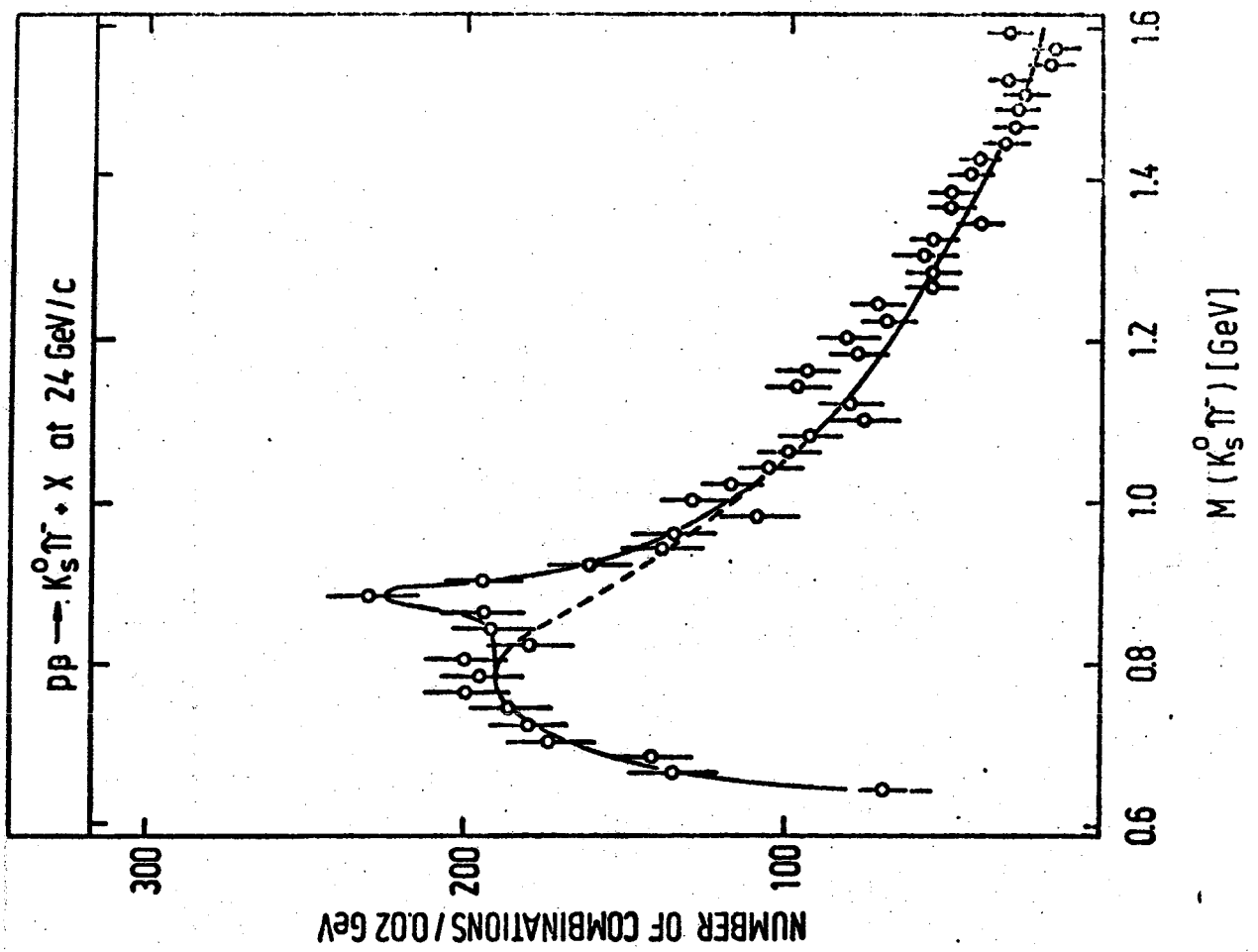
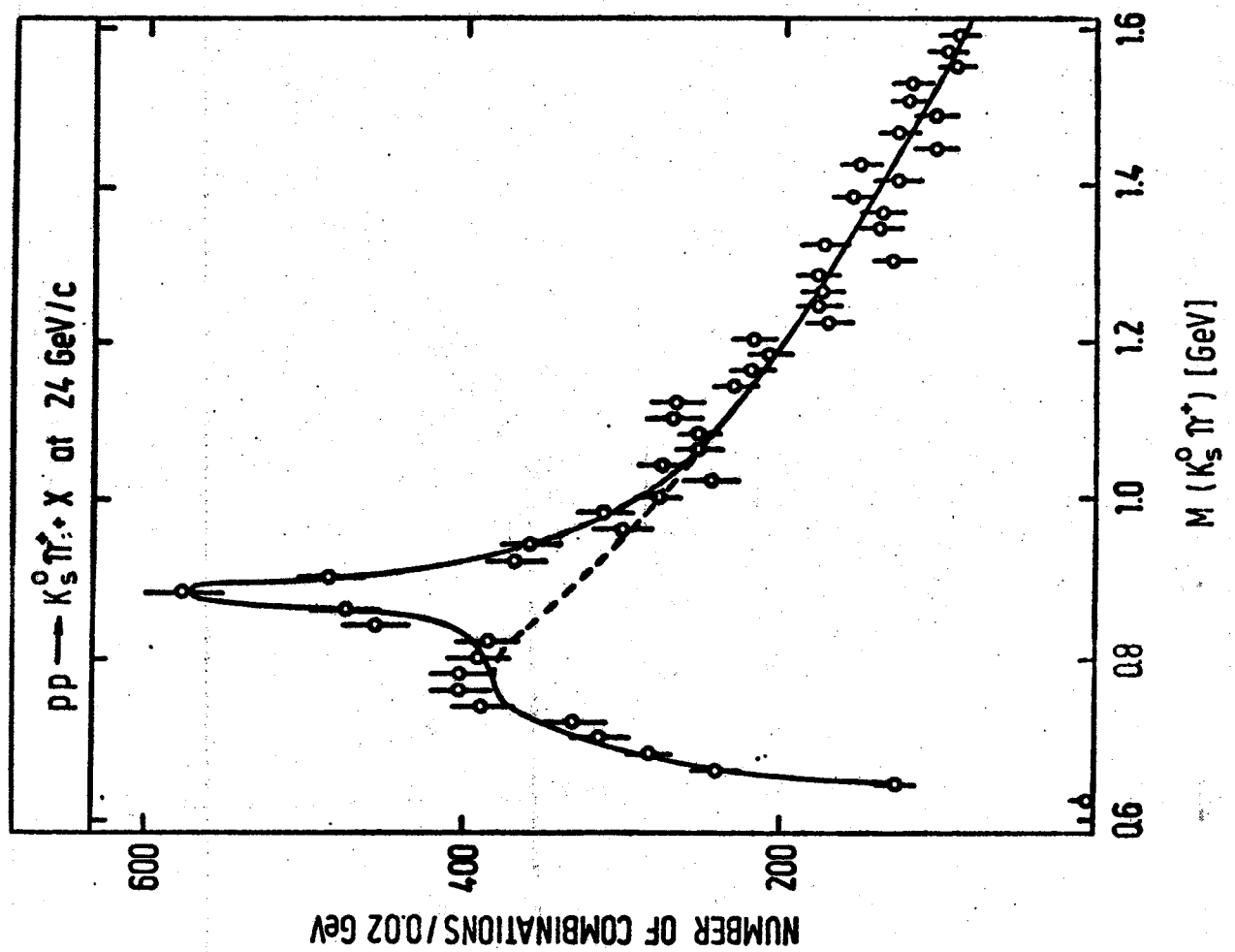
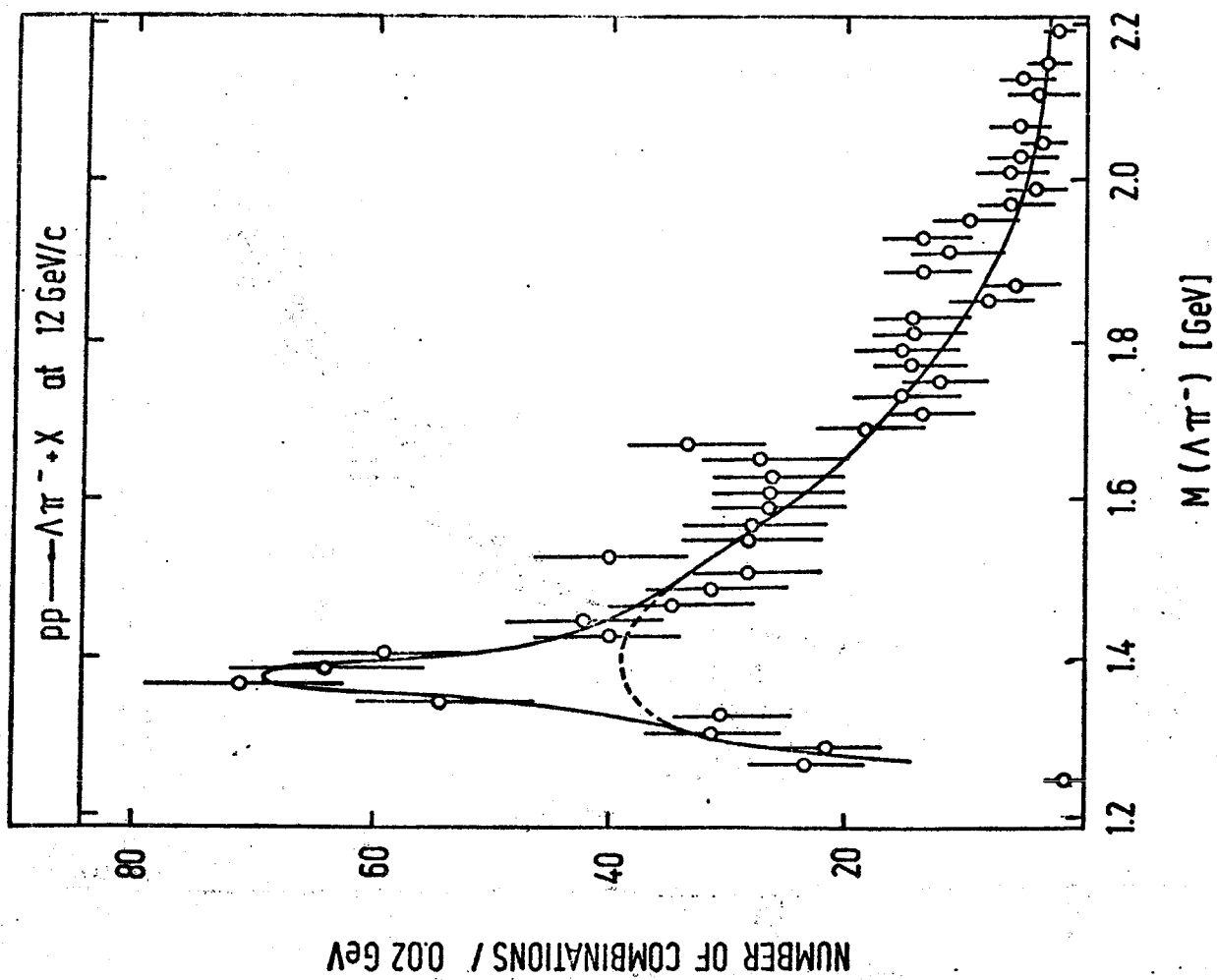
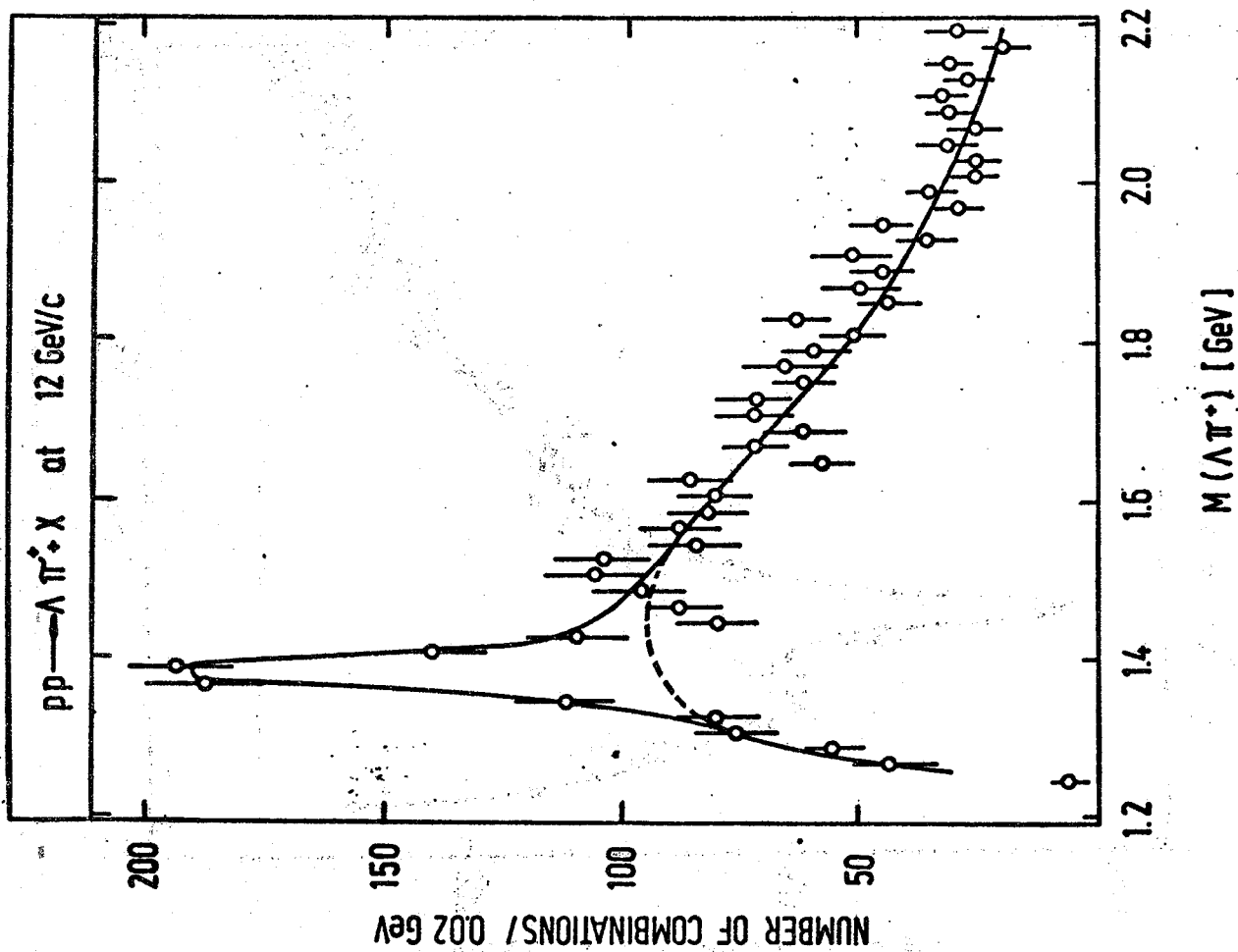


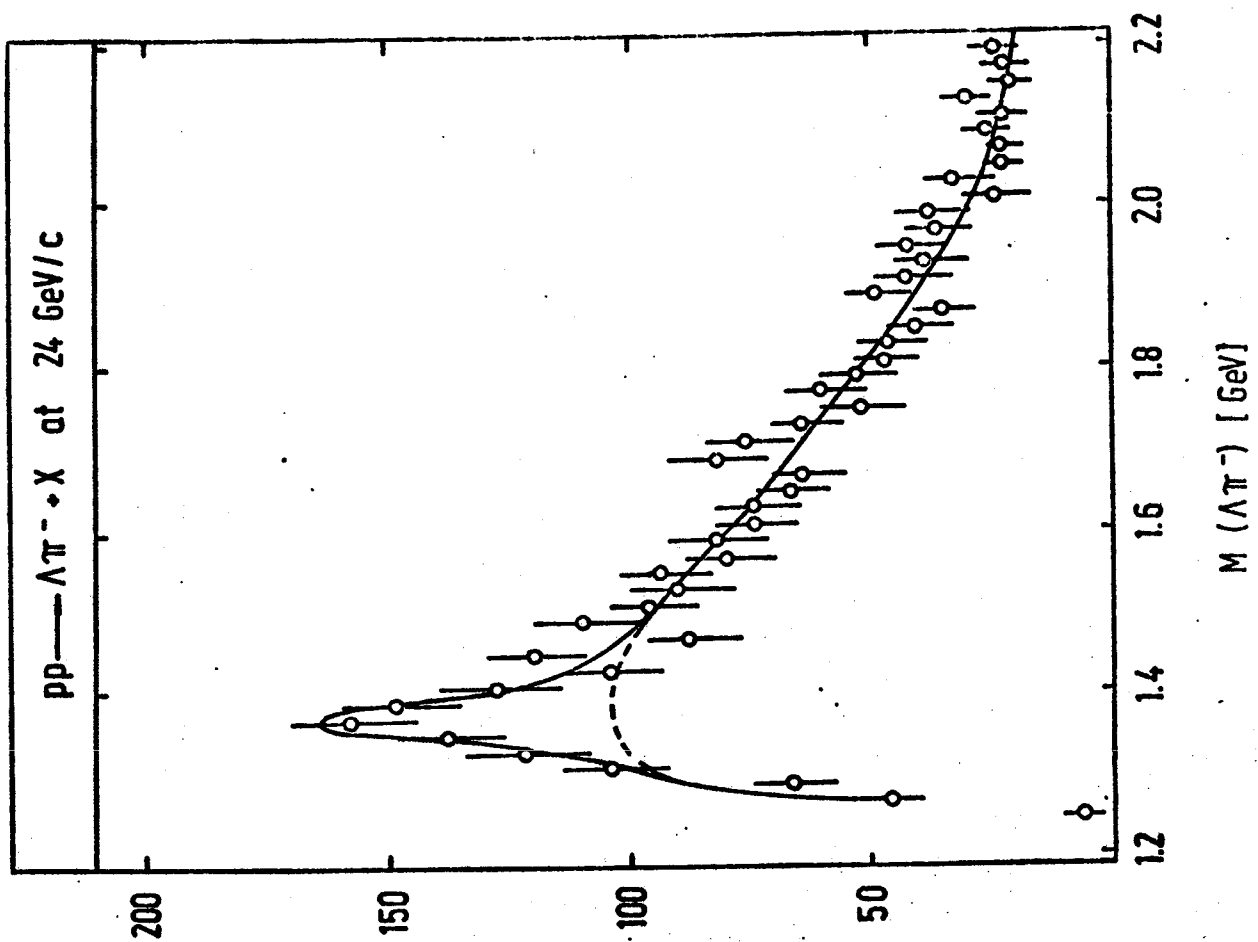
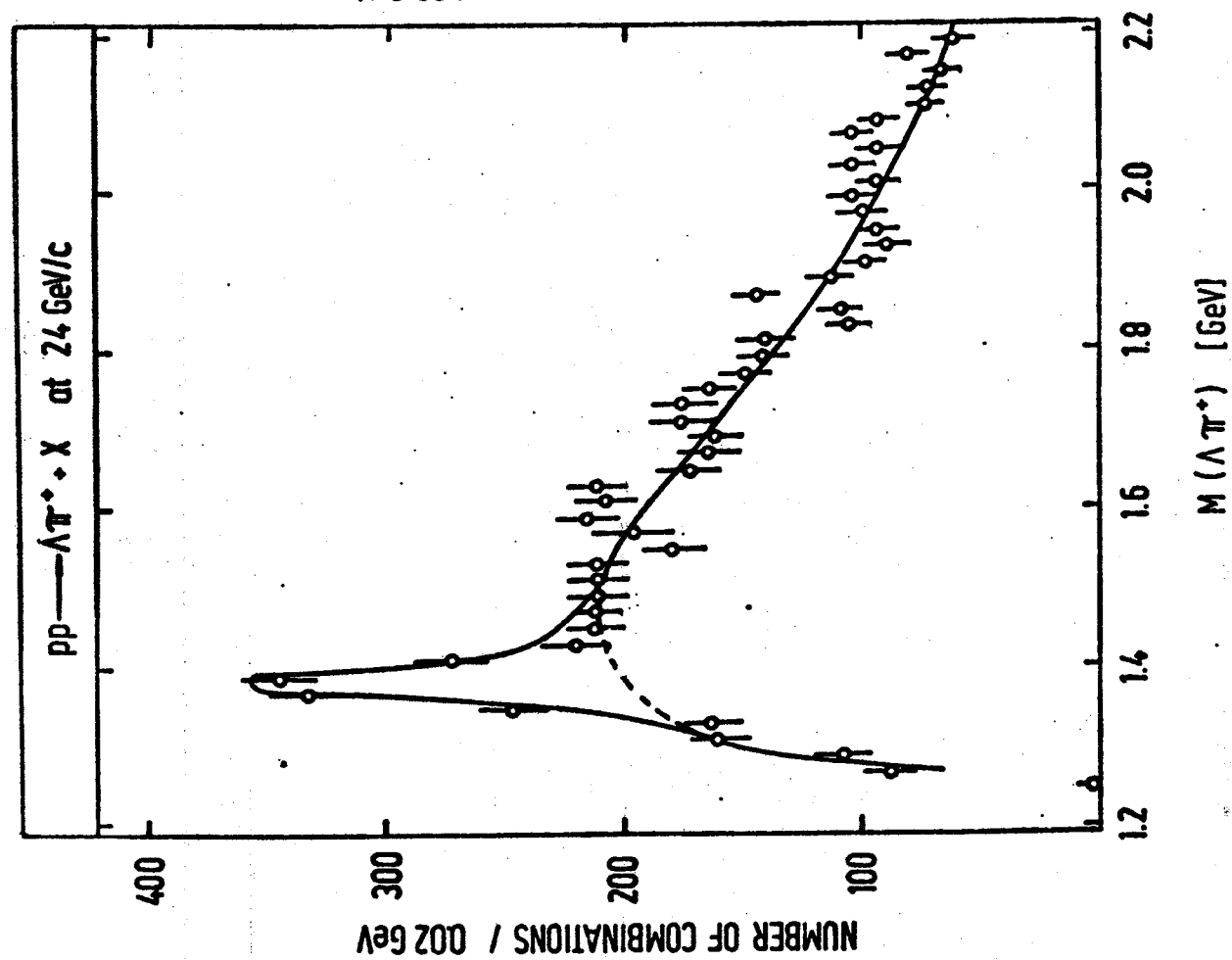
Abb. 14











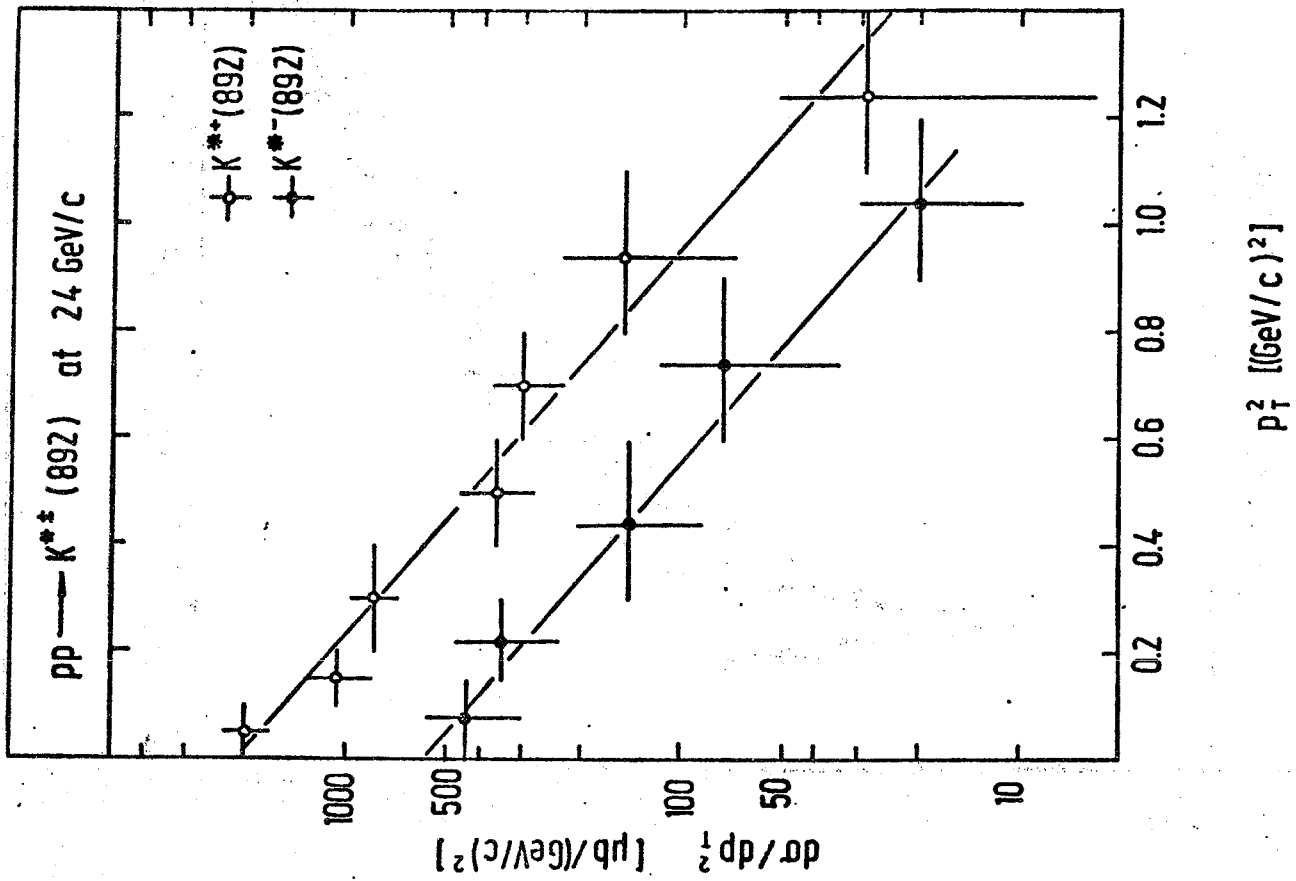
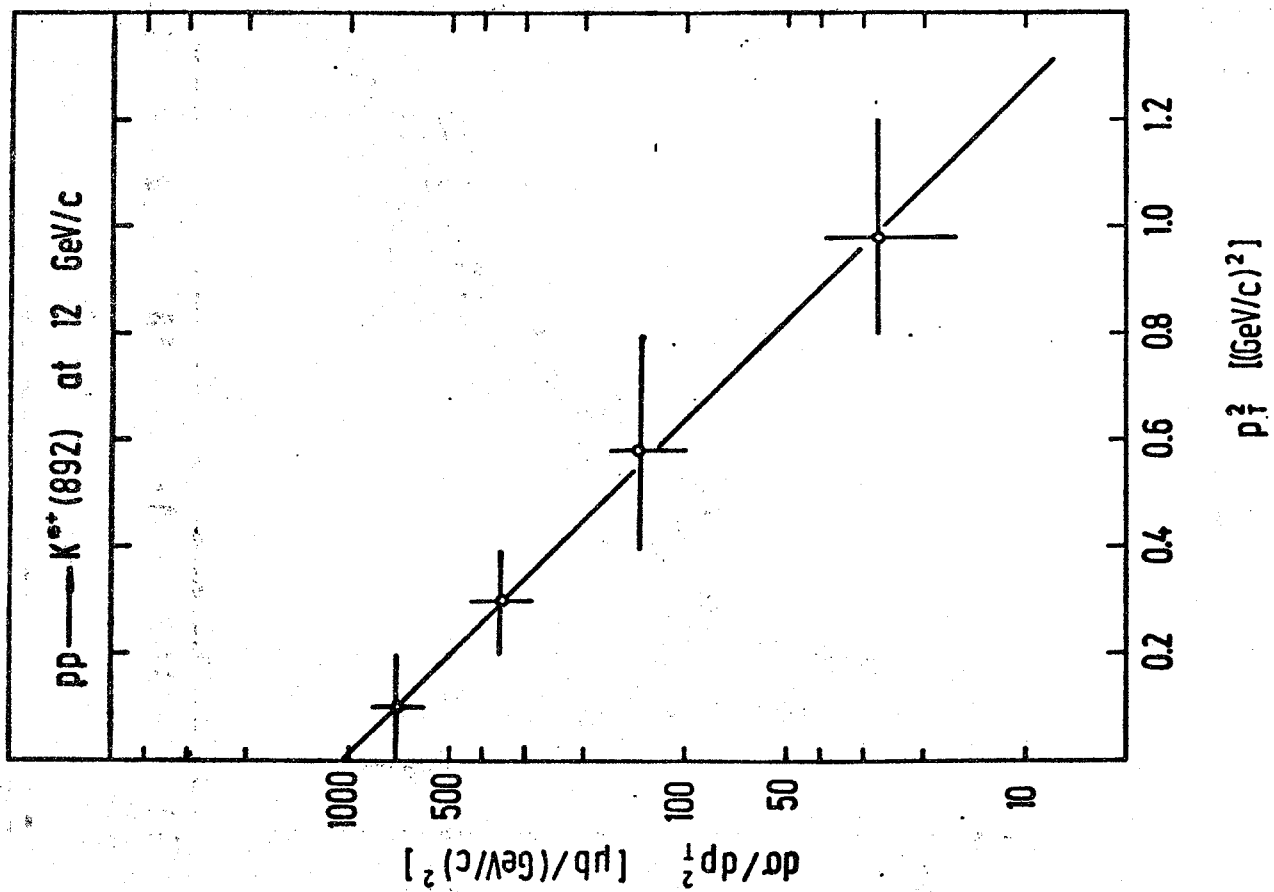
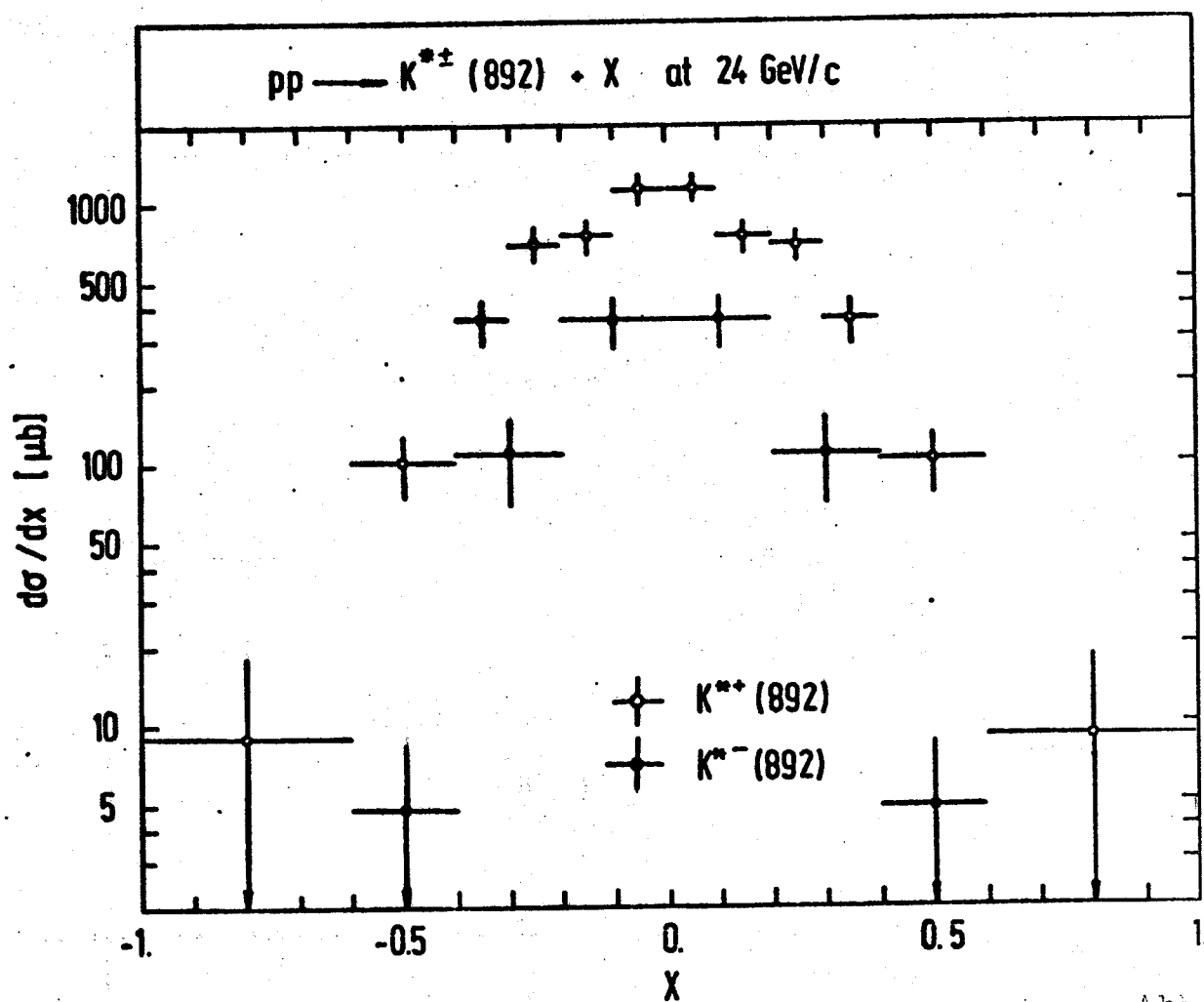
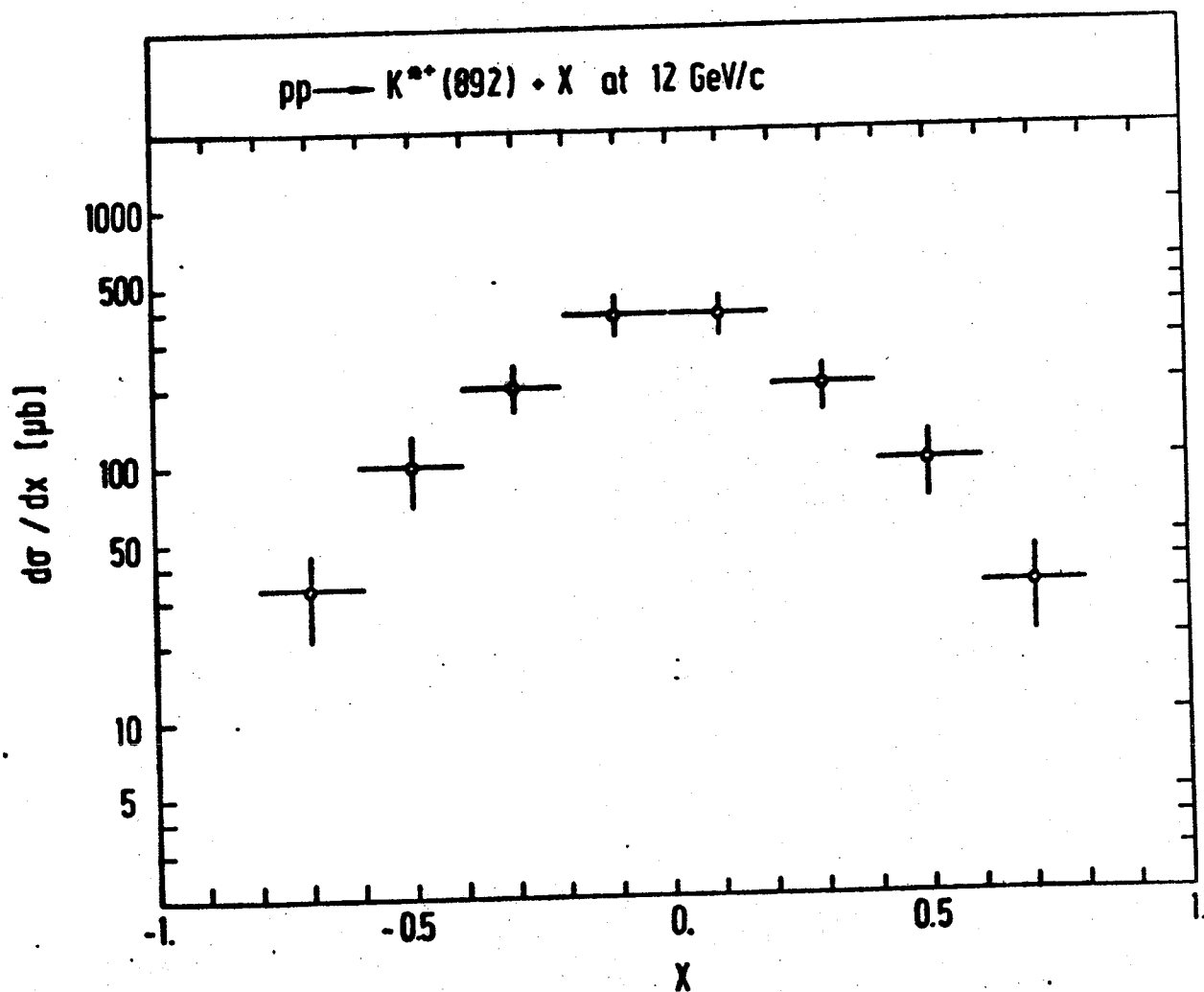
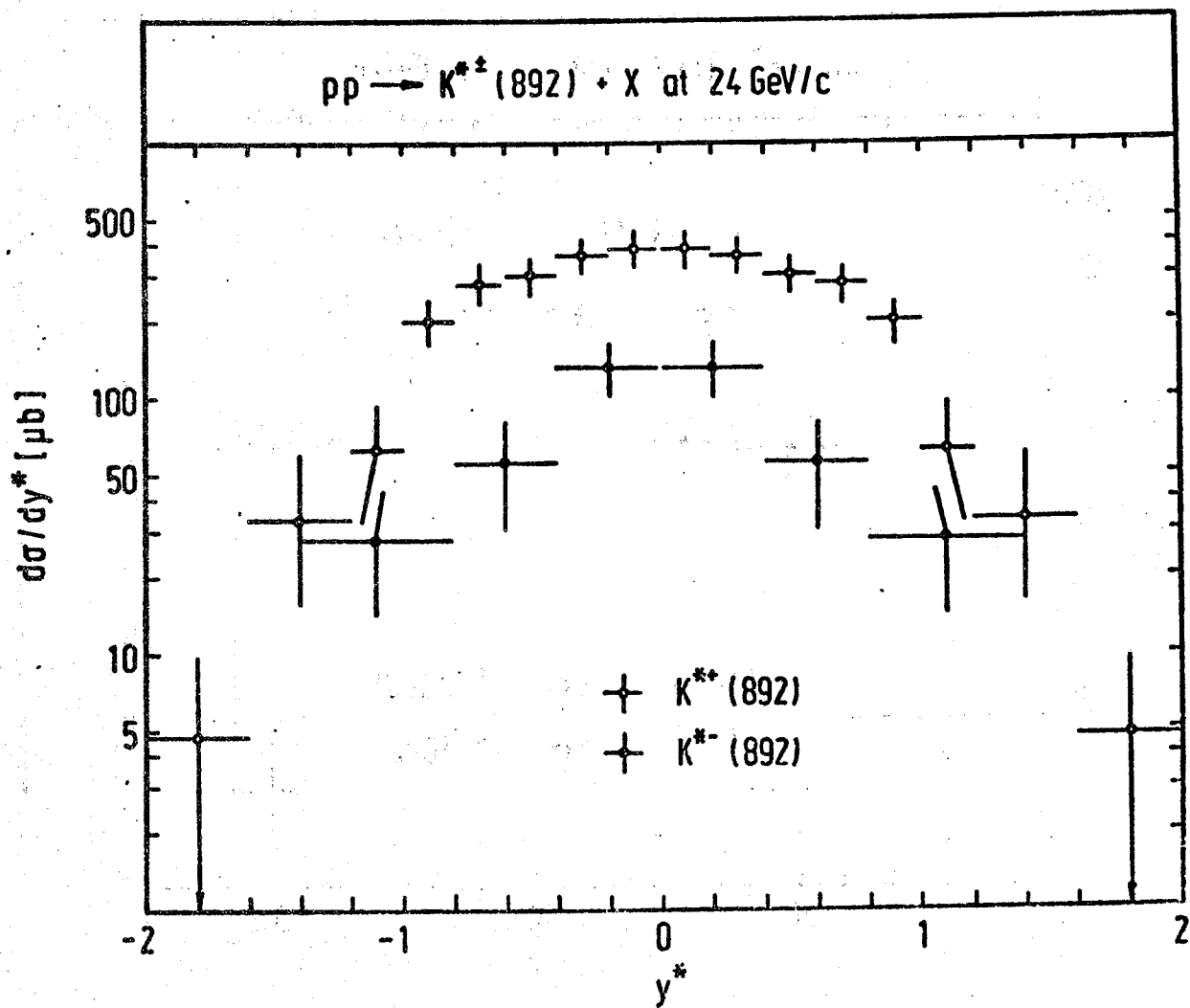
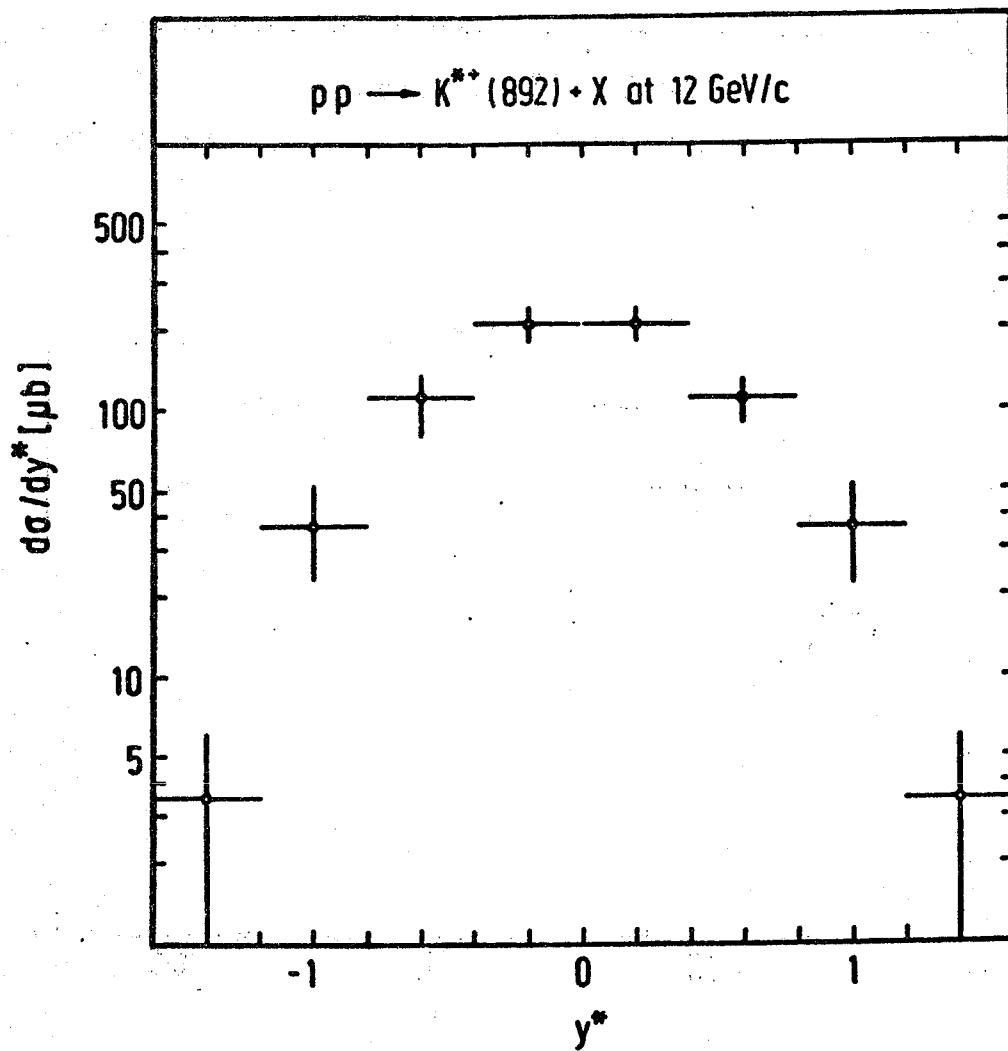
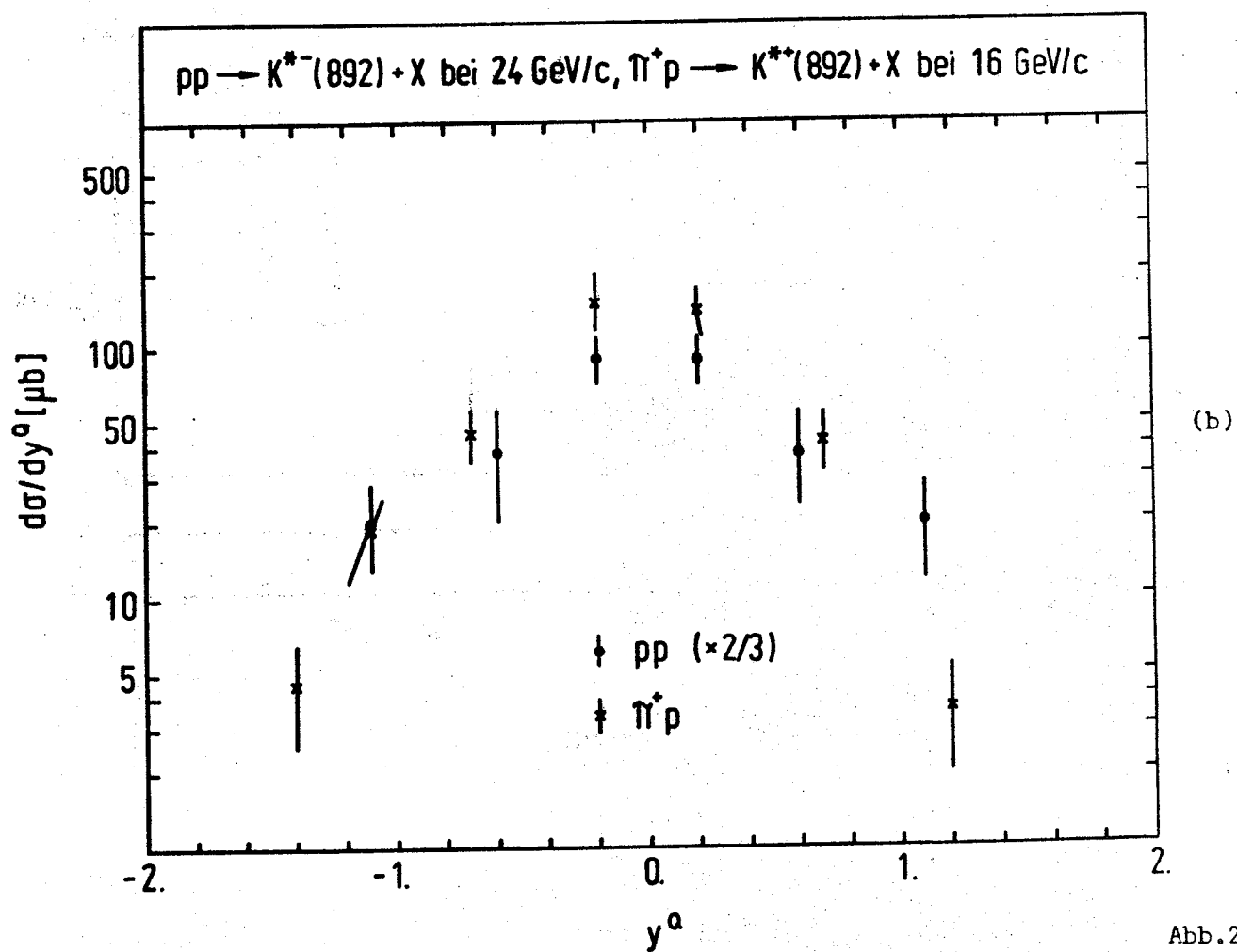
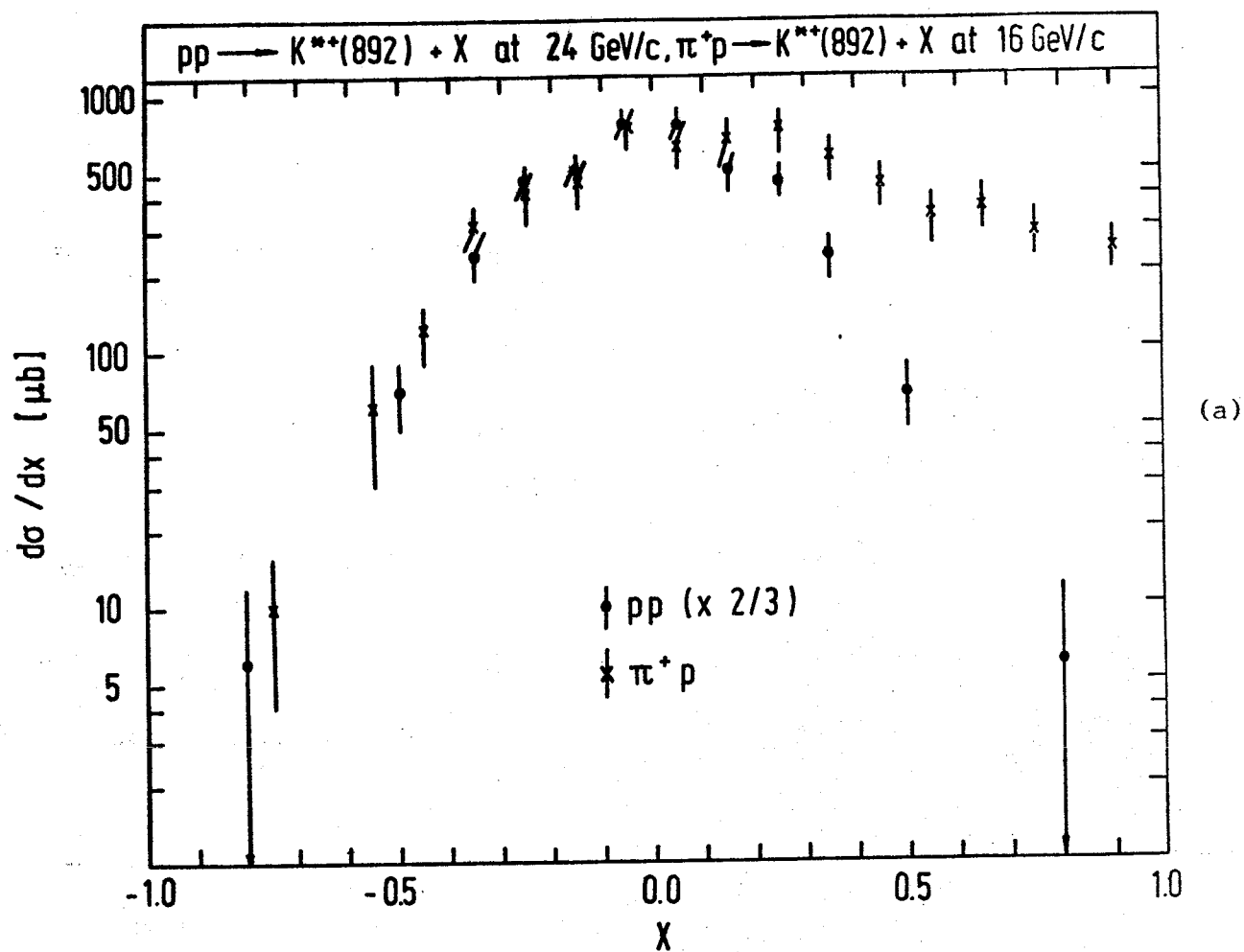


Abb.20







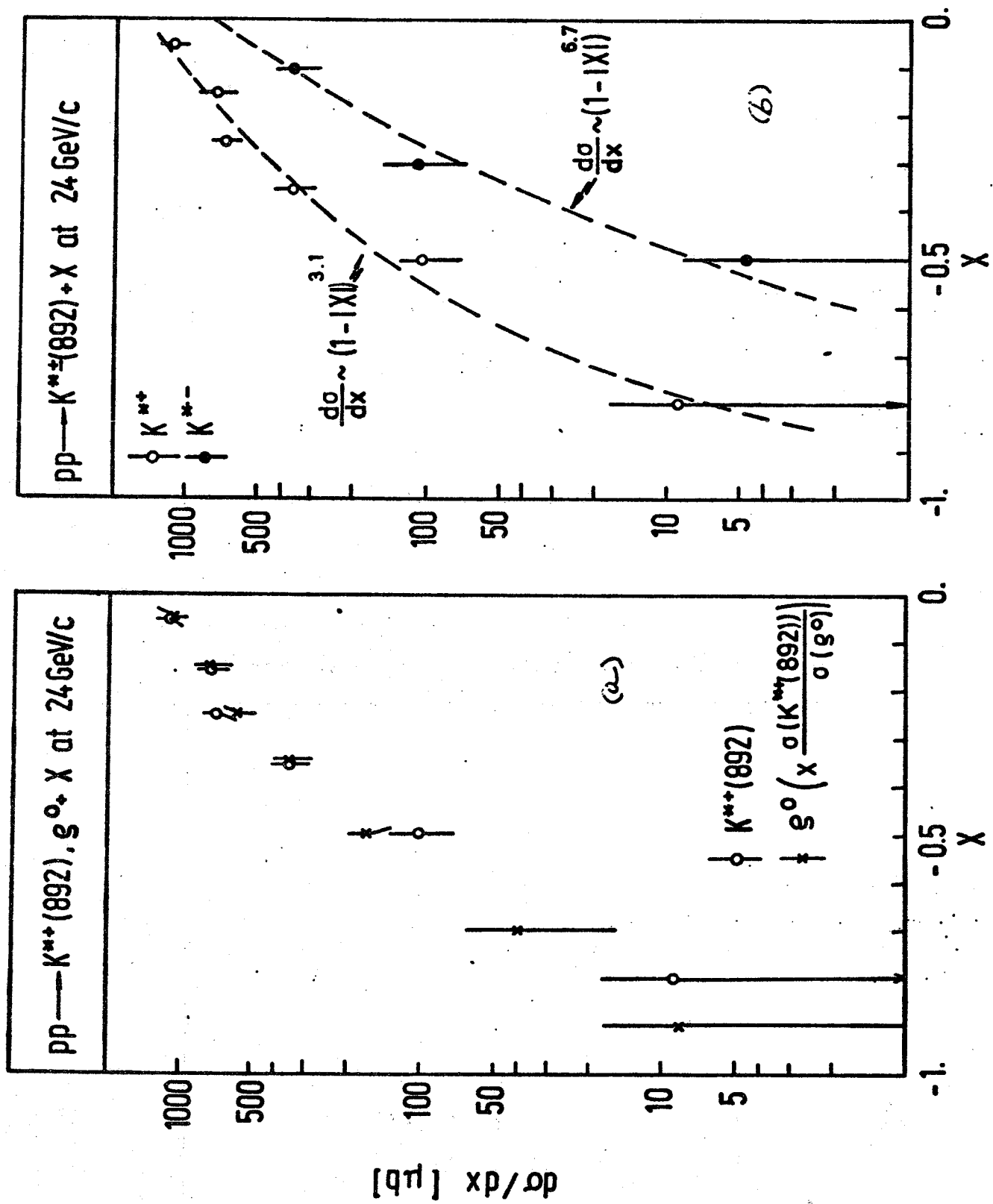
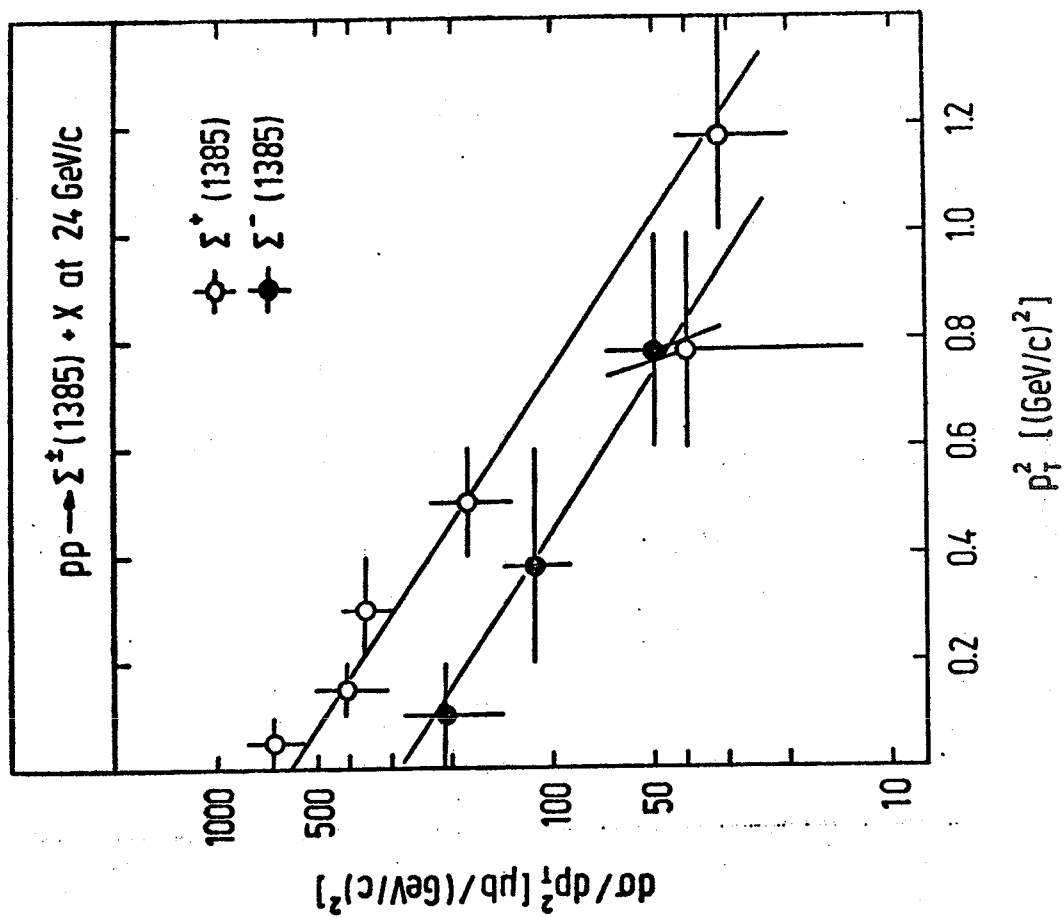
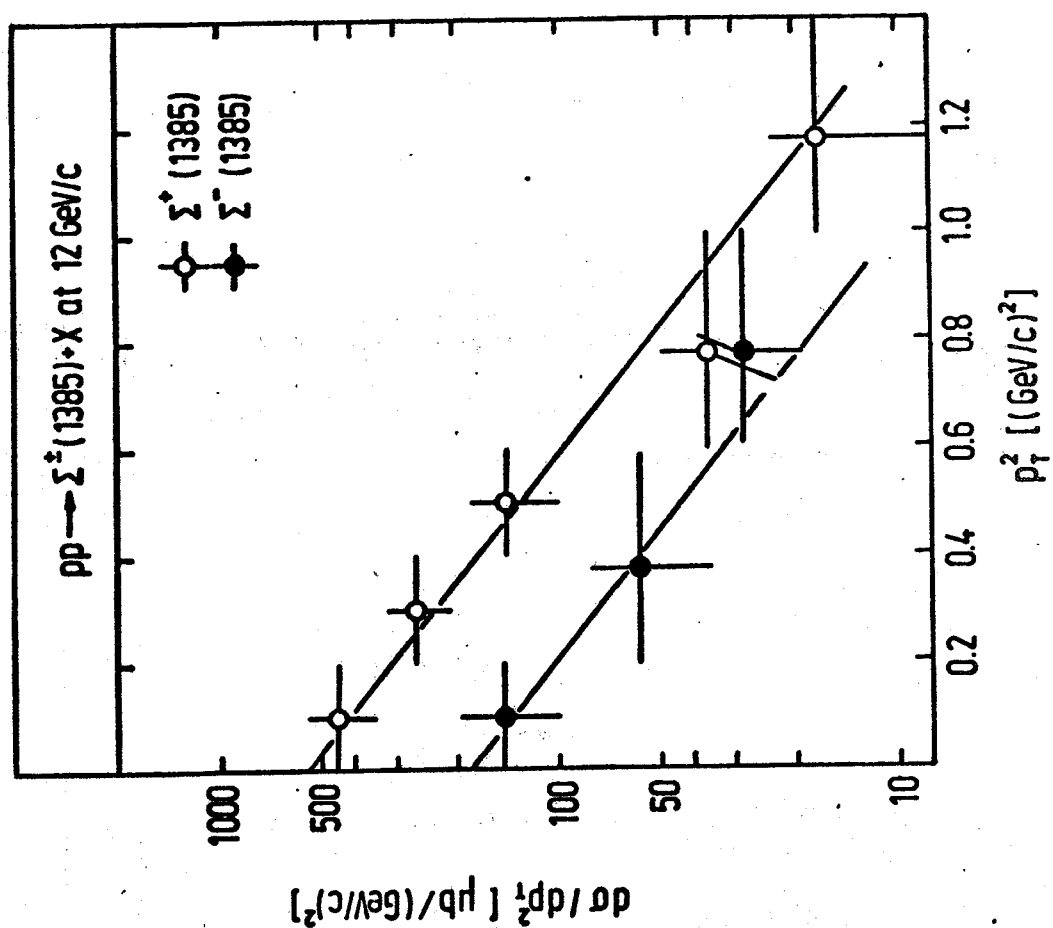
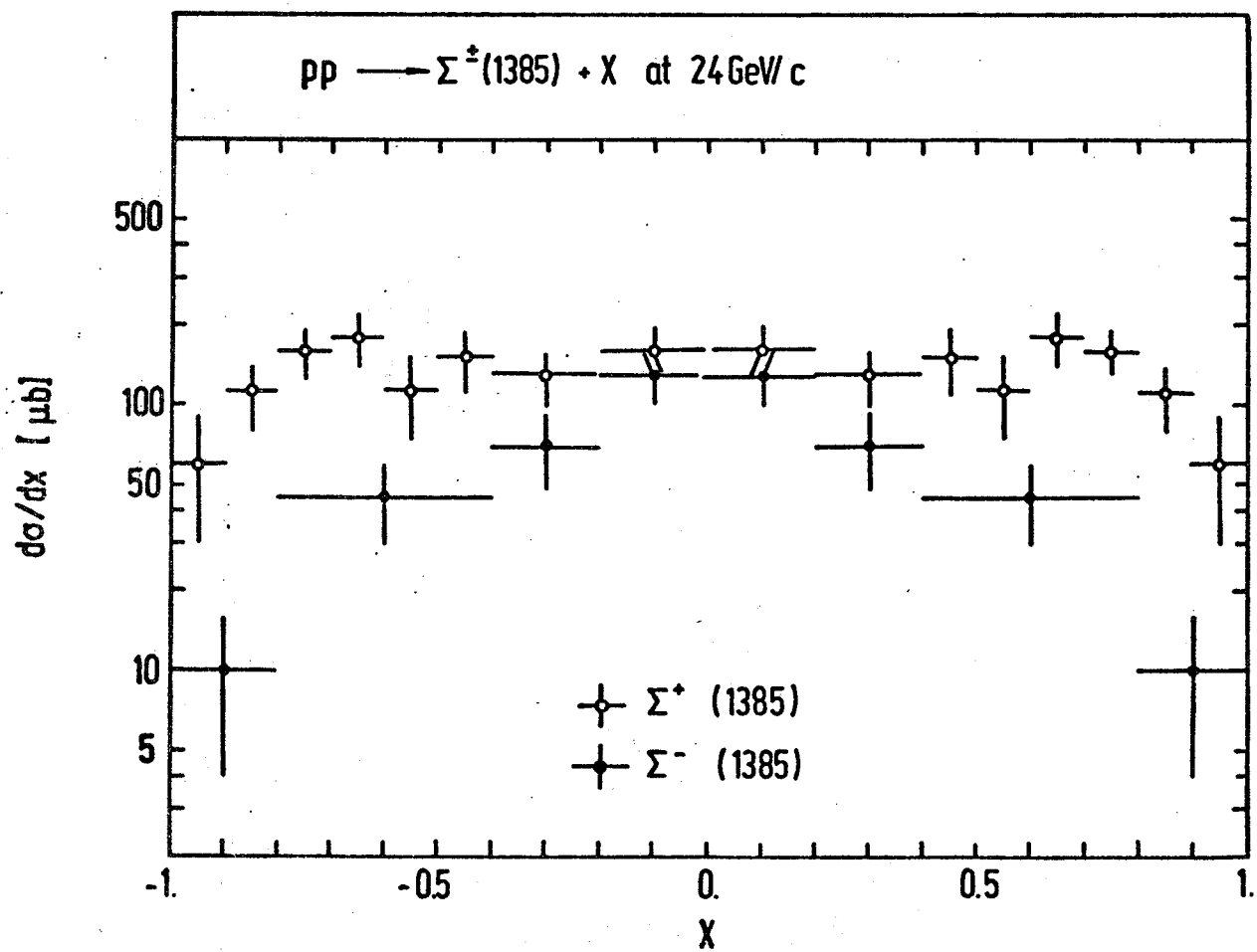
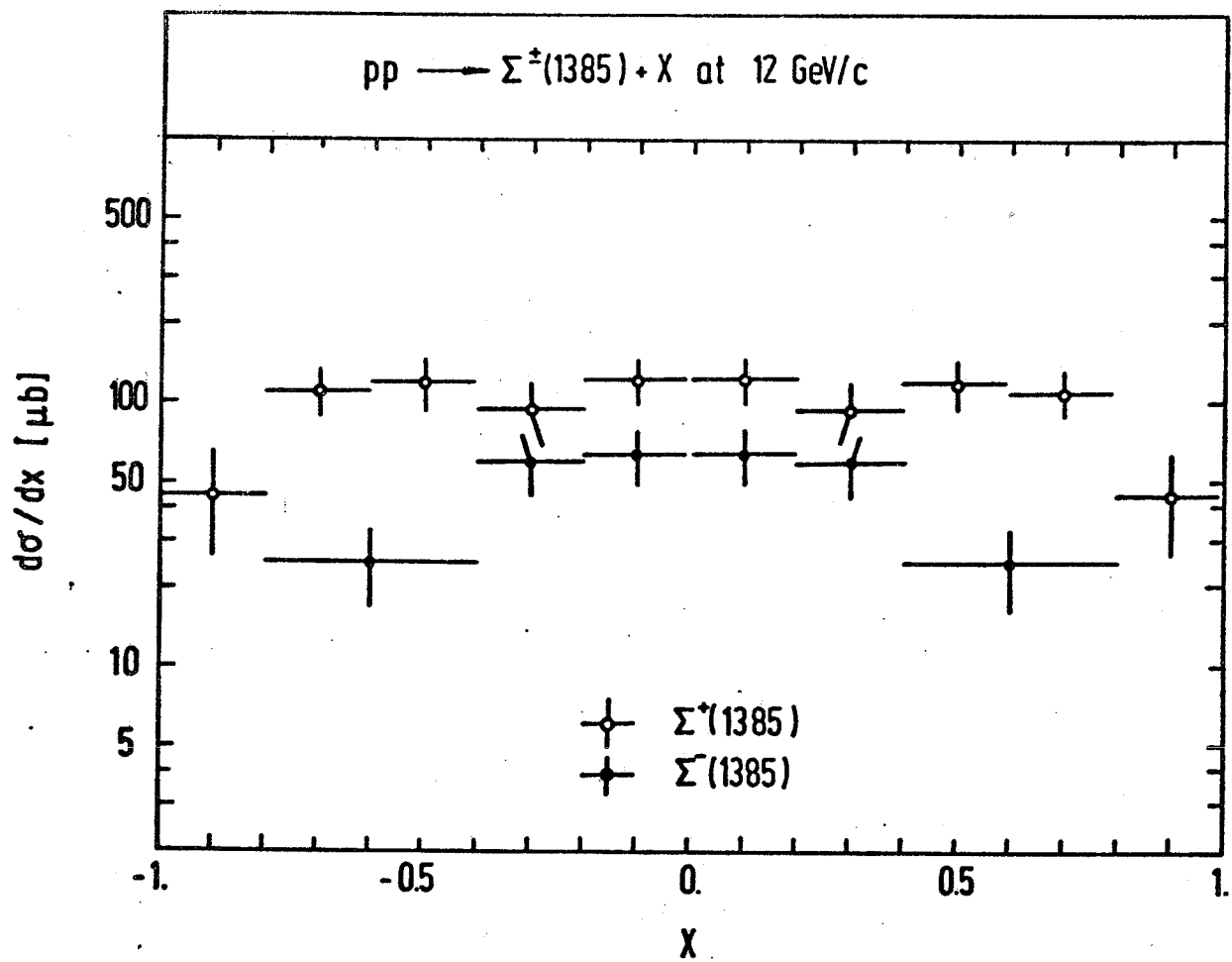
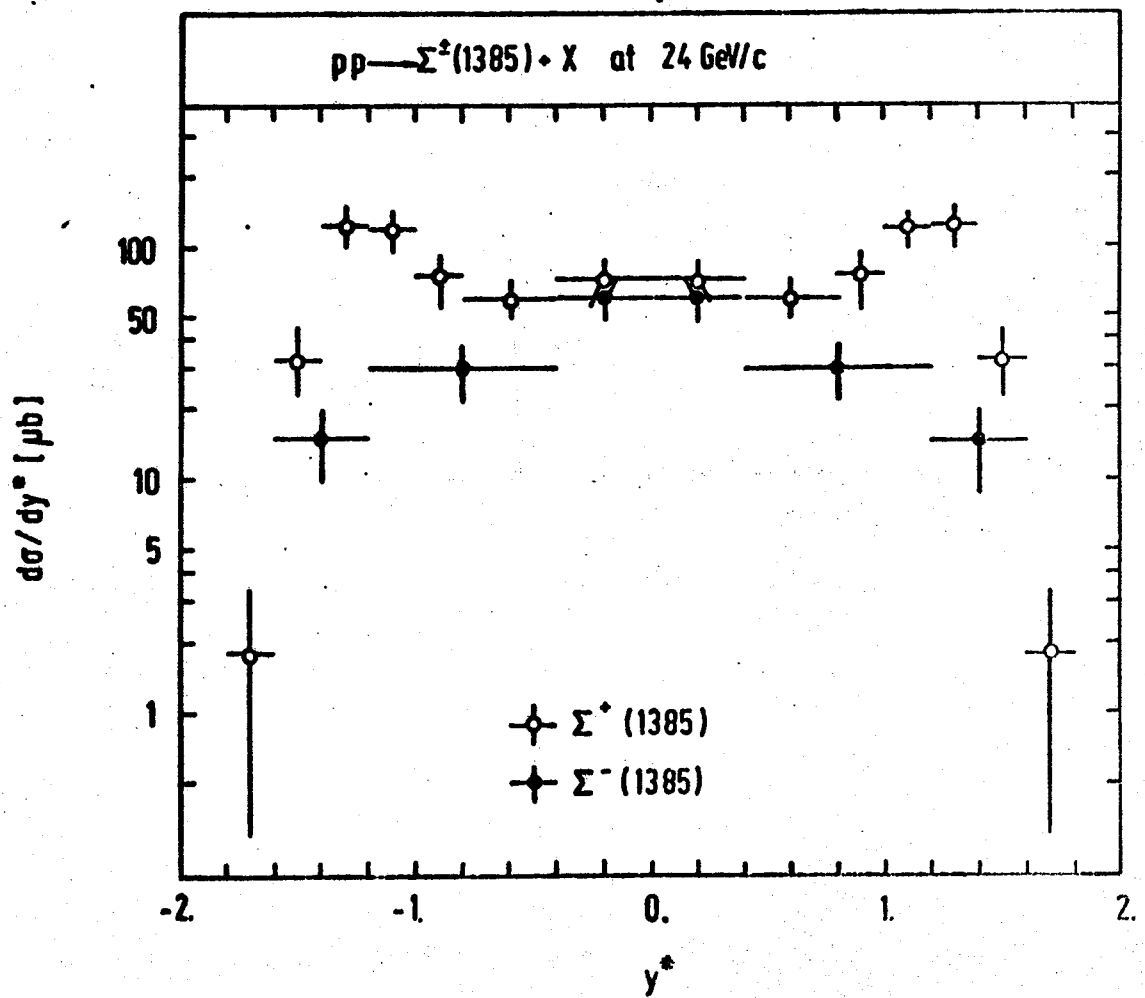
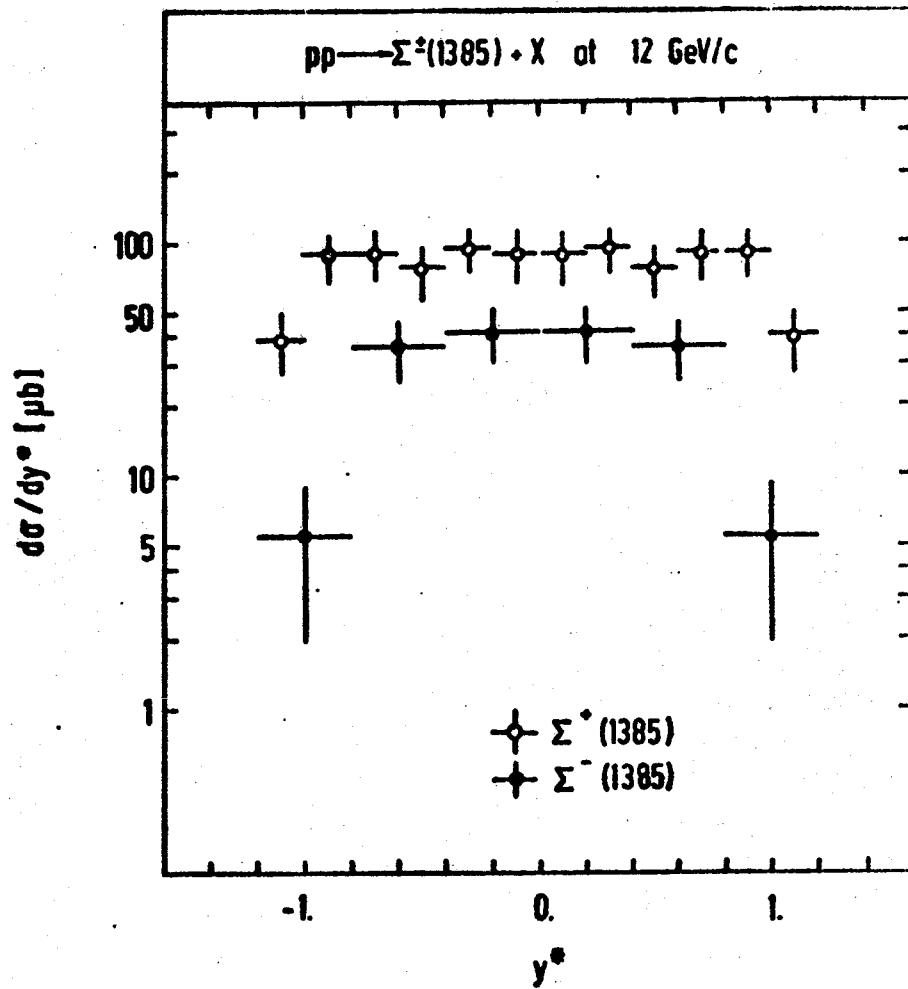


Abb. 24







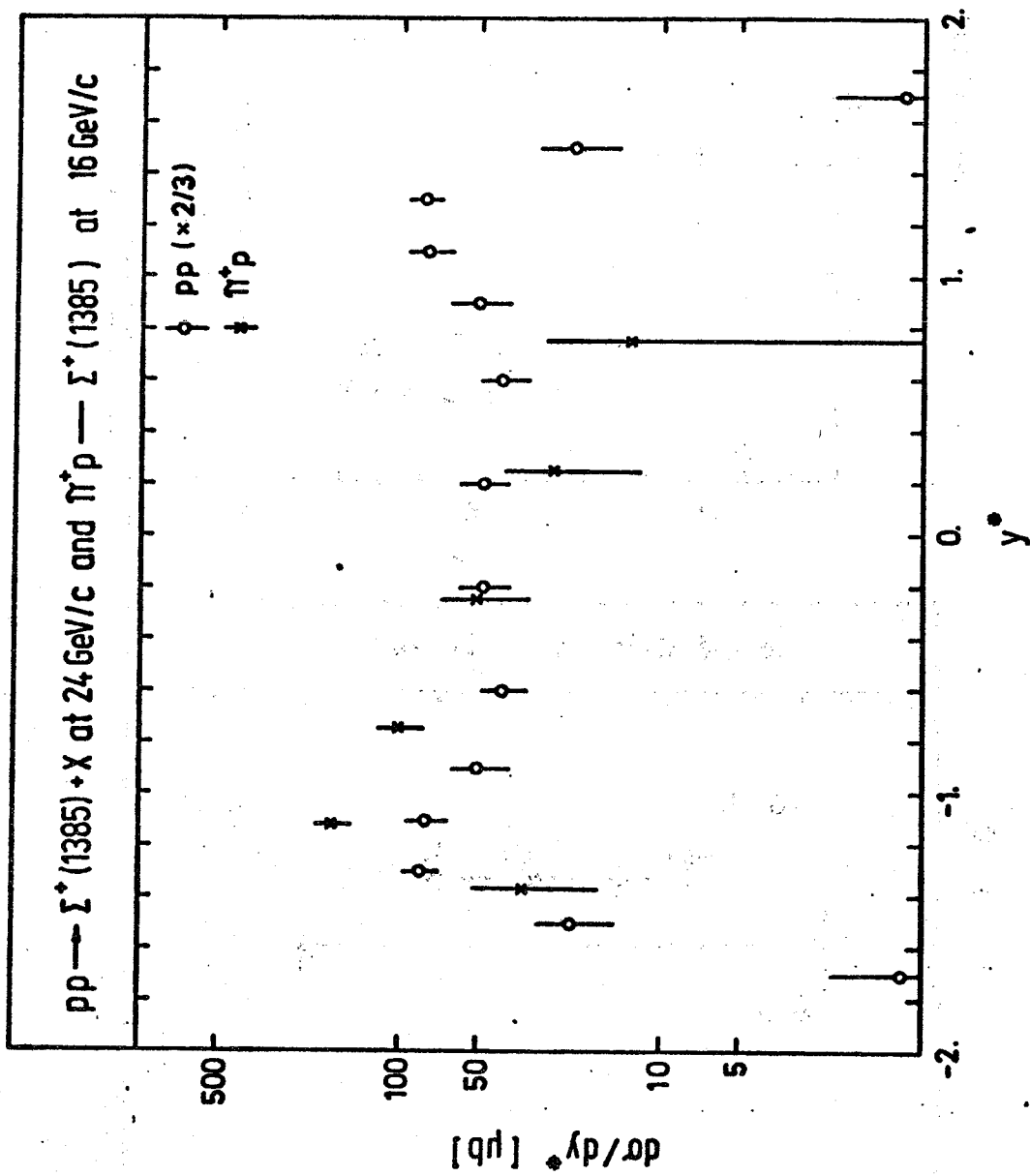


Abb. 28