

680

Interner Bericht  
DESY F1-73/11  
August 1973

DESY-Bibliothek

10. OKT. 1973

Inklusive Erzeugung von  $\pi^0$ -Mesonen und seltsamen Teilchen  
in pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls

von

Harm Fesefeldt



Inklusive Erzeugung von  $\pi^0$ -Mesonen und seltsamen Teilchen  
in pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls

von  
Harm Fesefeldt

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



<u>Inhaltsverzeichnis</u>		<u>Seite</u>
	<u>Zusammenfassung</u>	1
I	<u>Einleitung</u>	4
II	<u>Experimentelles Verfahren</u>	
	1. Allgemeiner Überblick	6
	2. Strahl und Blaskammer	6
	3. Musterung und Vormessung	8
	4. Messung und geometrische Rekonstruktion	12
	5. Kinematische Analyse	14
III	<u>Technische Untersuchungen der inklusiven Reaktionen</u>	
	1. Nachmeßverluste	18
	2. Kinematische Doppeldeutigkeiten	18
	3. Geometrische Verluste	22
	4. Musterungsverluste	24
	5. Doppelerzeugung von seltsamen Teilchen	28
	6. Bestimmung der $\pi^0$ -Multiplizitäten aus Elektronenpaaren	30
	7. Inklusive Resonanzerzeugung	32
IV	<u>Terminologie und Kinematik der inklusiven Reaktionen</u>	36
V	<u>Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte und Multiplizitäten</u>	
	1. Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte	38
	2. Multiplizitäten	44
	3. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten einiger exklusiver Reaktionen	47
	4. Korrelationen zwischen Mesonen	48
VI	<u>Differentielle Wirkungsquerschnitte</u>	
	1. Energieabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte	53
	2. Die Meson-Verteilungen	54
	3. Die Hyperon-Verteilungen	59
	4. Abhängigkeit der Target-Proton-Fragmente vom Strahlteilchen	61
	5. Diskussion der Ergebnisse	62

		<u>Seite</u>
VII	<u>Danksagungen</u>	65
VIII	<u>Literaturverzeichnis</u>	66
IX	<u>Abbildungsverzeichnis</u>	68
X	<u>Abbildungen</u>	

### Zusammenfassung

Die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte der inklusiven Reaktionen  $pp \rightarrow c X$  ( $c = \pi^0, K_S^0, K^{*+}(890), \Lambda, \bar{\Lambda}, \Sigma^+, \Sigma^-$ ) bei Strahlimpulsen von 12 und 24 GeV/c werden in einem Experiment mit der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer untersucht und mit Ergebnissen anderer Experimente zwischen 6 und 1500 GeV/c Strahlimpuls verglichen.

Die Auswertung der Ereignisse und die Korrekturen auf Verluste von seltsamen Teilchen werden diskutiert.

Es wird eine Methode zur Bestimmung der  $\pi^0$ -Multiplizitäten aus den Elektronenpaarbildungen von Photonen angegeben. Bei Energien zwischen 12 und 24 GeV/c hängt die  $\pi^0$ -Erzeugung nur schwach von der Zahl der gleichzeitig erzeugten negativen  $\pi^-$ -Mesonen ab. Die mittleren  $\pi^0$ -Multiplizitäten betragen  $1.18 \pm 0.08$  bei 12 GeV/c und  $1.75 \pm 0.10$  bei 24 GeV/c und liegen damit zwischen den Multiplizitäten der  $\pi^-$ -Mesonen mit  $0.71 \pm 0.02$  bei 12 GeV/c und  $1.10 \pm 0.02$  bei 24 GeV/c und den  $\pi^+$ -Mesonen mit  $1.44 \pm 0.02$  bei 12 GeV/c und  $1.86 \pm 0.03$  bei 24 GeV/c. Bei höheren Energien dagegen werden durch starke Korrelationen etwa gleich viele  $\pi^0$ - und  $\pi^-$ -Mesonen in einer Wechselwirkung erzeugt. Die Korrelationen zwischen der Erzeugung von  $\pi^0$ - und  $\pi^-$ -Mesonen sowie zwischen der Erzeugung von  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Mesonen werden mit Wirkungsquerschnitten exklusiver Reaktionen der Art

$$pp \rightarrow NN (n_+ \pi^+) (n_- \pi^-) (n_0 \pi^0)$$

mit vorgegebener Zahl von  $\pi^+$ -,  $\pi^-$ - und  $\pi^0$ -Mesonen verglichen.

Das Energieverhalten der Multiplizitäten und totalen Erzeugungswirkungsquerschnitte wird untersucht. Die Erzeugungswirkungsquerschnitte der  $\pi^-$ - und  $\pi^0$ -Mesonen steigen zwischen 12 und 24 GeV/c jeweils um etwa einen Faktor 1.6 an, während die Wirkungsquerschnitte der  $\pi^+$ -Mesonen mit einem Faktor 1.3 einen relativ geringeren Zuwachs aufweisen. Eine ähnliche Ladungsabhängigkeit des relativen Anstiegs der Erzeugungswirkungsquerschnitte mit der Energie ergeben Abschätzungen über die Erzeugungsraten aller K- und  $K^*(890)$ -Mesonen. Die Wirkungsquerschnitte der  $K^-$ - bzw.  $K^{*-}$ -Mesonen steigen

prozentual am stärksten an, die Wirkungsquerschnitte der  $K^+$ - bzw.  $K^{*+}$ -Mesonen steigen prozentual am schwächsten an. Die Wirkungsquerschnitte der  $\bar{K}^0$ -Mesonen steigen etwas stärker als die der  $K^0$ -Mesonen an.

Einen schwächeren relativen Anstieg mit der Energie im Vergleich zu den K-Mesonen zeigen die Erzeugungswirkungsquerschnitte der Hyperonen mit Faktoren zwischen 1.5 und 1.9 bei Erhöhung des Strahlimpulses von 12 auf 24 GeV/c. Die Wirkungsquerschnitte für Antihyperon-Erzeugung sind bei 12 GeV/c innerhalb der Meßfehler mit Null verträglich, während bei 24 GeV/c für das  $\bar{\Lambda}$ -Hyperon ein Wirkungsquerschnitt von  $0.021 + 0.004$  mb gemessen wird.  
 $- 0.010$

Der Wirkungsquerschnitt für die gesamte  $K\bar{K}$ -Erzeugung wird zu  $0.47 \pm 0.07$  mb bei 12 GeV/c und  $1.43 \pm 0.15$  mb bei 24 GeV/c abgeschätzt und ist damit zwar bei beiden Energien kleiner als der Wirkungsquerschnitt für die gesamte KY-Erzeugung mit  $1.77 \pm 0.06$  mb bei 12 GeV/c und  $2.87 \pm 0.11$  mb bei 24 GeV/c, steigt jedoch mit der Energie prozentual stärker an als der KY-Wirkungsquerschnitt.

Parametrisierungen der Abhängigkeit der Multiplizität von der Energie legen bei Strahlimpulsen zwischen 12 und 205 GeV/c eine  $\ln s$ -Abhängigkeit für die  $\Lambda$ -Hyperonen und eine  $s^{1/2}$ -Abhängigkeit für die  $K_S^0$ -Mesonen nahe.

Energieunabhängigkeit der differentiellen invarianten Wirkungsquerschnitte für die  $K_S^0$ -Mesonen und für die Hyperonen wird bei Strahlimpulsen zwischen 12 und 24 GeV/c nicht beobachtet und kann für Strahlimpulse zwischen 24 und 205 GeV/c noch nicht geschlossen werden. Der starke Anstieg der Wirkungsquerschnitte bei der zentralen  $K^0$ -Erzeugung kann auf den starken Anstieg der Wirkungsquerschnitte der  $K\bar{K}$ -Erzeugung zurückgeführt werden. Die  $K_S^0$ -Mesonen des semiinklusiven Prozesses  $pp \rightarrow K_S^0 Y X$  zeigen energieunabhängige differentielle Wirkungsquerschnitte zwischen 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls. Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $\Lambda$ -Hyperonen bei 205 GeV/c Strahlimpuls legen nahe, daß der

bei Proton-Verteilungen beobachtete "leading-particle"-Effekt die Verteilungen aller Hyperonen bei höheren Energien ebenfalls prägen wird.

Das Transversalimpulsverhalten der Mesonen und Baryonen wird untersucht. Für große  $p_T^2$  können die Verteilungen durch

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = a \cdot e^{-b \cdot p_T^2}$$

beschrieben werden, wobei die Steigung  $b \approx 3 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  nur schwach von der Teilchenart und nicht nachweisbar vom Strahl-impuls abhängt. Der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  ist für alle Teilchen außer den  $\pi$ -Mesonen um oder etwas größer als 400 MeV/c.

## I. Einleitung

Untersuchungen über exklusive Reaktionen der Art  $ab \rightarrow c_1 c_2 \dots c_n$  mit fester Teilchenzahl im Endzustand standen bis vor einigen Jahren im Mittelpunkt der theoretischen und experimentellen Arbeit in der Hochenergiephysik. Die Erhöhung der verfügbaren Einschußenergien auf 500 GeV/c in Beschleunigern und umgerechnet 1500 GeV/c in Speicherringen und die damit verbundene Erhöhung der Teilchenzahl im Endzustand bringt jedoch fast unüberwindliche Schwierigkeiten in der Messung, Analyse und theoretischen Deutung von exklusiven Prozessen.

Inklusive Reaktionen der Art  $ab \rightarrow c X$ , wobei X für alle zusätzlich zu c erzeugten Teilchen steht, wurden bis vor einigen Jahren nur von einigen Experimenten mit Ein-Arm-Spektrometern gemessen. Theoretische Modelle gingen von Amplituden exklusiver Reaktionen aus und erhielten Aussagen über die inklusive Reaktion durch Summierung der Amplitudenquadrate aller die inklusive Reaktion zusammensetzenden exklusiven Prozesse (z.B. multiperiphere Modelle). Diese sogenannte mikroskopische Betrachtungsweise wurde dann in den Jahren 1969 und 1970 teilweise abgelöst durch eine sogenannte makroskopische Betrachtungsweise in Arbeiten von Feynman, Yang und Mitarbeitern und Mueller. In diesen Modellen werden direkt Aussagen über die invarianten Wirkungsquerschnitte der inklusiven Reaktion gemacht, ohne die einzelnen exklusiven Prozesse überhaupt zu kennen. Mit Hilfe dieser Modellvorstellungen erhofft man ein einfaches Schema der hadronischen Wechselwirkungen bei hohen Energien zu erhalten.

Untersuchungen über die Wirkungsquerschnitte von Protonen und geladenen  $\pi$ - und K-Mesonen aus inklusiven Reaktionen sind seitdem sowohl von Zählerexperimenten als auch von Blasenkammerexperimenten bis hin zu den derzeit höchsten erreichbaren Energien von etwa  $\sqrt{s} = 50$  GeV/c durchgeführt worden. Anders ist die experimentelle Situation bei den neutralen  $\pi$ - und K-Mesonen, den Neutronen und Hyperonen, sowie dem gesamten Bereich der inklusiven Resonanzzeugung. Wegen der Schwierigkeit des experimentellen Nachweises dieser Teilchen und des geringen Wirkungsquerschnitts liegen bis jetzt nur wenige Ergebnisse vor.

In dieser Arbeit soll über die inklusive Erzeugung von  $\pi^0$ - und  $K_S^0$ -Mesonen und  $\Lambda^-$ ,  $\bar{\Lambda}^-$ ,  $\Sigma^+$ - und  $\Sigma^-$ -Hyperonen in pp-Wechselwirkungen bei 12 und 24 GeV/c Laborimpuls berichtet werden. Die Daten stammen aus einem Experiment der Bonn-Hamburg-München-Kollaboration in der 2m-Wasserstoffblasenkammer am CERN-Protonen-Synchrotron in Genf. Die Auswertung dieses Experiments ist noch nicht abgeschlossen. Daher stand bei Anfertigung dieser Arbeit nur ein Teil der insgesamt erwarteten Datenmenge zur Verfügung.

Die Blasenkammetechnik ist zur Untersuchung von seltsamen Teilchen mit einer Lebensdauer von ca.  $10^{-10}$  sec. Eigenzeit gut geeignet, da ein Zerfall in geladene Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit innerhalb der Kammer stattfindet und somit meßbar ist. Die in diesem Experiment schon erreichte hohe Statistik erlaubt darüber hinaus auch noch die Untersuchung der inklusiven Erzeugung von einigen seltsamen Resonanzen wie  $K^*(890)$  und  $\Sigma^*(1385)$ .

Die  $\pi^0$ -Mesonen können in der Blasenkammer mit Hilfe der Photonen aus dem Zerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$  über die  $e^+e^-$ -Paarerzeugung nachgewiesen werden.

Die vorliegende Arbeit ist in 6 Kapitel gegliedert. In Kap.II wird die Auswertung der Ereignisse diskutiert, besonders im Hinblick auf die Zerfälle der seltsamen Teilchen und die Elektronenpaarbildungen der Photonen. Kap.III befaßt sich mit Musterungskorrekturen und der Hypothesenauswahl bei mehrdeutigen Zerfällen. In Kap.IV wird ein kurzer Abriß über Definitionen und Variable bei inklusiven Reaktionen gegeben. Erzeugungswirkungsquerschnitte und Multiplizitäten werden in Kap.V bestimmt und mit Messungen bei höheren Energien verglichen. In Kap.VI schließlich wird die Energieabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte untersucht.

## II. Experimentelles Verfahren

### II.1 Allgemeiner Überblick

Das Experiment wird in Zusammenarbeit der Labors Physikalisches Institut der Universität Bonn, II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY Hamburg, Max Planck - Institut für Physik und Astrophysik München, am CERN-Protonen-Synchrotron in Genf durchgeführt.

Die in der 2m-Wasserstoffblasenkammer aufgenommenen Bilder werden in festgelegten Anteilen auf die Labors aufgeteilt und in teilweise getrennten, aber aufeinander abgestimmten Auswerteketten analysiert.

In den folgenden Teilen dieses Kapitels sollen die einzelnen Schritte der Hamburger Auswertung (Abb.1) kurz skizziert werden, soweit sie für die nachfolgenden Ausführungen wichtig sind.

### II.2 Strahl und Blasenammer

Der Strahlaufbau ist bei 12 GeV/c und 24 GeV/c etwas verschiedenen. Beim 12 GeV/c-Strahl werden die im Synchrotron hoch beschleunigten Protonen durch schnelle Ejektion auf ein externes Target gelenkt. Die Sekundärteilchen werden einer Impulsanalyse und einer Massenseparation in Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren unterzogen. Bevor der Strahl die Blasenammer erreicht, wird das Profil vertikal auseinandergefächert, damit auf den photographischen Aufnahmen möglichst wenig Strahlspuren übereinander laufen.

Beim 24 GeV/c-Strahl wird dagegen ein internes Target benutzt. Außerdem entfällt die Massenseparation, da beim Aufprall der Synchrotron-Protonen mit etwas mehr als 24 GeV/c Impuls auf das Target die dabei entstehenden positiv geladenen Sekundärteilchen mit genau 24 GeV/c Impuls ausnahmslos Protonen sind.

Einzelheiten über die Strahlführung findet man bei (LAZ68), sowie speziell für dieses Experiment bei (HEL73).

Über die CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer ist wiederholt ausführlich berichtet worden (HBC2M). Die wichtigsten Eigenschaften der Kammer, soweit sie für die geometrische Rekonstruktion von Interesse sind, sollen im folgenden kurz skizziert

werden. Die eigentliche Kammer ist ein länglicher Edelstahlkörper, dessen beide Längsseiten durch zwei große Glasfenster geschlossen sind, durch die man die Spuren beleuchten und photographieren kann. Jedes Fenster ist 2.20 m lang, 77 cm hoch und etwa 17 cm dick. Der Strahleintritt in die Kammer ist in der Weise auf den Expansionszyklus des Wasserstoffs abgestimmt, daß kurz vor dem Minimum der Kammerdruckkurve die Wechselwirkungen in der Kammer stattfinden, kurz nach dem Minimum beleuchtet und photographiert werden. Die Arbeitstemperatur liegt zwischen 25 und 27<sup>o</sup> K. Die einmal gewählte Temperatur muß auf  $\pm 0.05^{\circ}$  K konstant gehalten werden, damit die Größe der Blasen im Moment der Aufnahme und ihre Anzahl pro Längeneinheit konstant bleiben. Die zu diesem Zweck nötigen Wärmeaustauscher erzeugen allerdings Wärmeströmungen in der Kammer, die zusammen mit den durch die Expansion und Rekompensation erzeugten Turbulenzen die optische Abbildung verschlechtern. Die Beleuchtung erfolgt durch 3 punktförmige Lichtquellen, die durch Kondensorenlinen auf eine kleine Fläche innerhalb der drei Kamerapositionen abgebildet werden. Die in die Kammer eintretenden Strahlen des Blasenstreulichtes werden außer durch die Blasenwand noch durch zwei das Vakuum abgrenzende Fenster gebrochen. Da die Kammer in gewissen Zeitabständen zwecks Wartung und Reparatur auseinander- und anschließend wieder zusammengebaut wird, müssen die für die geometrische Rekonstruktion äußerst wichtigen geometrischen Parameter der Kammer immer wieder neu bestimmt werden. Da diese Messungen eigentlich im Betriebszustand der Kammer erfolgen müssten, dieses aber aus technischen Gründen nur beschränkt möglich ist, wurden in diesem Experiment für diese Parameter Näherungswerte benutzt und mit Hilfe der Bezugsmarkennmessungen auf den Photos selbst filmweise verbessert. Auf diese Weise können auch während einer Runperiode von 6-14 Tagen auftretende Veränderungen der geometrischen Parameter berücksichtigt werden. Dieses Problem wird in Kap.II.4 diskutiert.

### II.3 Musterung und Vormessung

Bei der photographischen Aufnahme werden zusammen mit den Reaktionen die auf den Glasfenstern der Kammer eingeritzten Bezugsmarken auf den Film abgebildet. Das Aufsuchen der Wechselwirkungen und Zerfälle auf den Photos wird auf einer durch 4 der Bezugsmarken in Kamera 2 definierten Fläche durchgeführt. Die sekundären Zerfälle der seltsamen Teilchen und die Elektronenpaare werden darüber hinaus noch in einer zusätzlichen Musterungsfläche registriert. Eine seitliche Begrenzung ist in der Standardauswertung nicht vorgesehen. Der so in der Kammer eindeutig definierte Raum wird bei der Auswahl der Ereignisse zur Analyse der seltsamen Teilchen jedoch noch geringfügig verändert. Wir kommen in Kap.III auf diesen Punkt zurück.

Die Film-,Bild-und Ereignisnummern werden zusammen mit einer codierten Beschreibung des Ereignisses (Topologie-Identifikation) über eine PDP-8 auf ein Magnetband geschrieben (HEL73). Zusätzlich werden die Koordinaten der Vertexpunkte, Zerfallspunkte und Stoppunkte sowie zweier zusätzlicher Punkte auf jeder Spur des Ereignisses in allen 3 Ansichten grob vermessen. Während die Vertexkoordinaten zur eindeutigen Identifikation des Ereignisses wichtig sind, wird die gesamte Vorinformation als Meßhilfe für die automatische Bildmeßanlage HPD benötigt. Die Transformation der Koordinaten auf ein eindeutig definiertes Bezugssystem wird durch Messung von mindestens 2 Bezugsmarken ermöglicht.

Bei den Elektronenpaaren werden die auslaufenden Spuren nicht gemessen. Elektronenpaare sind definiert durch den verschwindenden Öffnungswinkel zwischen den auslaufenden Spuren, minimale Ionisation der auslaufenden Spuren sowie durch einen hinreichend kleinen Impuls mindestens einer der auslaufenden Spuren. Da diese Unterscheidung zwischen Elektronenpaaren und Zerfällen von seltsamen Teilchen auf der visuellen Basis nicht immer möglich ist, werden solche Prozesse in Zweifelsfällen zunächst als Zerfälle von seltsamen Teilchen behandelt und die Entscheidung der späteren kinematischen Analyse vorbehalten.

Ebenso wird ein offensichtlicher Pion-Zerfall

$$\text{II.3.1} \quad \pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} \nu \quad , \quad \mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu \bar{\nu}$$

nicht gemustert und gemessen. Dieses Kriterium sollte aber die in dieser Arbeit allein interessierenden Zerfälle der geladenen Hyperonen nicht beeinflussen. Wir kommen auf dieses Problem bei der Behandlung der Musterungskorrekturen zurück.

Als Topologie-Identifikation dient die Zahl der vom Primärvertex auslaufenden Spuren hadronischer Teilchen, sowie die Anzahlen der positiven und neutralen Zerfälle von seltsamen Teilchen. Diese Identifikation ist also, soweit es sich um Ereignisse mit seltsamen Teilchen handelt, nur von technischem, nicht aber von physikalischem Interesse.

Bei der Musterung können Ereignisse also einmal überhaupt übersehen werden, zum anderen können Ereignisse mit einer falschen Topologie-Identifikation versehen werden. Die häufigsten systematischen Fehlerquellen sind im folgenden noch einmal aufgelistet.

1. Spuren von elastisch gestreuten Protonen mit geringem Longitudinalimpuls im Laborsystem bilden mit der einlaufenden Strahlspur nahezu einen rechten Winkel. Die auf den Film projizierten Spuren dieser Anstoßprotonen sind häufig so kurz, daß systematisch Ereignisse mit 2 geladenen auslaufenden Spuren übersehen werden.
2. Spuren von Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen, die in unmittelbarer Nähe des primären Vertex zerfallen, werden als auslaufende Spuren des primären Ereignisses angesehen.
3. Ebenfalls werden Zerfälle von geladenen seltsamen Teilchen nicht erkannt, wenn sie in unmittelbarer Nähe des Primärvertex zerfallen oder wenn der Impulsübertrag auf das geladene Teilchen des Zerfalls klein ist.
4. Durch die Projektion der Raumkurven in die Bildebene können die von Null verschiedenen Öffnungswinkel von Zerfällen neutraler seltsamer Teilchen zu Zerfällen mit scheinbar verschwindendem Öffnungswinkel werden und somit bei Minimumionisation der auslaufenden Spuren Elektronenpaare vortäuschen.
5. Durch die Projektion der Raumkurven in eine Ebene können Zerfälle geladener Teilchen zu einer Spur mit kaum sich

ändernder Krümmung werden und somit höchstens noch durch eine Änderung der Ionisation als Zerfälle erkennbar sein. Dieser Effekt erschwert insbesondere die Musterung des  $p \pi^0$ -Zerfalls des  $\Sigma^+$ -Hyperons.

Die Ergebnisse dieser Musterung werden in einem Musterungsvergleichsprogramm mit den Ergebnissen einer zweiten unabhängig durchgeführten Musterung verglichen und bei Differenzen einer dritten Vergleichsmusterung unterzogen. Das Programm REAP prüft die Vormessung auf Vollständigkeit und auf Verträglichkeit mit den Musterungsinformationen. Eine neue Vormessung wird ausgeführt, wenn die 1. Musterung oder die Vormessung fehlerhaft war.

Bezeichnet  $N_1$  bzw.  $N_2$  die in der 1. bzw. 2. Musterung gefundenen Ereigniszahlen,  $N_{12}$  die sowohl in der 1. als auch in der 2. Musterung gefundenen Ereignisse, so ist

$$\text{II.3.2} \quad N = \frac{N_1 N_2}{N_{12}}$$

die wahre Anzahl der Ereignisse, wenn keine systematischen Fehler vorliegen. Als Musterungsausbeuten bezeichnet man die Verhältnisse

$$\text{II.3.3} \quad G_i = \frac{N_i}{N} 100 \% \quad , \quad i = 1, 2$$

Diese Musterungsausbeuten sind für die Summe aus neutralen seltsamen Teilchen und Elektronenpaaren sowie für alle Ereignisse mit mehr als 2 auslaufenden geladenen Spuren in Tab. 1 angegeben. (Nur diese Zahlen können zunächst als frei von systematischen Fehlern angesehen werden)

Tabelle 1

Musterungsausbeuten für neutrale Zerfälle( $V^0$ ) und Elektronenpaare(EP) sowie Ereignisse mit mehr als 2 auslaufenden Spuren bei einmaliger Musterung.

	12 GeV/c		24 GeV/c	
	$G_1$	$G_2$	$G_1$	$G_2$
EP + $V^0$	86%	88%	89%	87%
Ereignisse mit n 4	95%	97%	94%	96%

Es zeigt sich, daß die Musterungsausbeuten für Elektronenpaare und Zerfälle neutraler Teilchen kleiner als die Musterungsausbeuten der primären Wechselwirkungen sind. Wie eine eingehende Analyse zeigte, handelt es sich bei den übersehenen Prozessen hauptsächlichst um Photonen, deren Paarbildungsspuren inmitten der durchgehenden Strahlspuren verliefen. Auch hierbei handelt es sich also um Verluste mit einer bestimmten kinematischen Konfiguration. Es wird daher angenommen, daß die zufälligen Musterungsverluste bei Zerfällen von Teilchen und Bildung von Elektronenpaaren gleich den Musterungsverlusten von Ereignissen mit mehr als 2 auslaufenden Spuren sind. Auf die kinematisch bestimmbaren Musterungsverluste wird in Kapitel III eingegangen. Die topologischen Wirkungsquerschnitte wurden für dieses Experiment unter Berücksichtigung aller Musterungsverluste und Dalitzpaar-Korrekturen bestimmt (BL073) und sind in Tab.2 angegeben.

Tabelle 2

Topologische Wirkungsquerschnitte in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\sigma_2$	$22.50 \pm 0.12$	$17.00 \pm 0.15$
$\sigma_4$	$13.20 \pm 0.10$	$12.55 \pm 0.10$
$\sigma_6$	$3.450 \pm 0.041$	$6.711 \pm 0.071$
$\sigma_8$	$0.381 \pm 0.013$	$2.175 \pm 0.038$
$\sigma_{10}$	$0.013 \pm 0.002$	$0.404 \pm 0.016$
$\sigma_{12}$		$0.041 \pm 0.005$
$\sigma_{14}$		$0.005 \pm 0.002$
$\sigma_{16}$		$0.002 \pm 0.001$
$\sigma_{2,inelastisch}$	$12.70 \pm 0.25$	$8.70 \pm 0.25$
$\sigma_{inelastisch}$	$29.75 \pm 0.25$	$30.60 \pm 0.25$
$\sigma_{elastisch}$	$9.85 \pm 0.20$	$8.30 \pm 0.20$
$\sigma_{total}$	$39.6 \pm 0.1$	$38.9 \pm 0.1$

## II.4 Messung und geometrische Rekonstruktion

Zusammen mit den vorgemessenen Spuren der Ereignisse werden die photographischen Abbilder aller auf den Innenseiten der beiden großen Blaskammerfenster aufgeritzten Bezugsmarken von der automatischen Bildmessaanlage HPD (MUE73) vermessen. Nach Beendigung der Messung eines Films in allen drei Kameras werden aus den relativen Koordinaten dieser Bezugsmarken die geometrischen Parameter der Kammer zum Zeitpunkt der Aufnahme dieses Films mit Hilfe des Programms PYTHON (PYT69) bestimmt. Dieses Verfahren schließt einerseits fehlerhafte Geometrie-rechnung bei unbemerkt gebliebenen Veränderungen der Blaskammerparameter aus und eliminiert auf der anderen Seite mögliche durch die Messapparatur und durch die Lagerung der Filme bedingte nichtlineare Verzerrungen.

Zunächst werden mit Hilfe einer linearen Abbildung die X- und Y-Koordinaten der Bezugsmarken für jedes Bild auf ein gemeinsames System transformiert, da die Bilder in der Messvorrichtung nicht exakt gleich positioniert sein müssen. Durch Mittelwertbildung über alle Bilder des Films erhält man eine optimale Bestimmung der relativen Lage der Bezugsmarken auf dem Film. Die Abbildung auf die Fenster der Blaskammer kann in folgende Schritte unterteilt werden:

1. Lineare Transformation vom HPD-System in das photographische Abbild eines noch zu beschreibenden Blaskammersystems auf den Film ("Refer-System").

$$\text{II.4.1} \quad \begin{pmatrix} X_{\text{Ref}}^{ij} \\ Y_{\text{Ref}}^{ij} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11}^j & c_{12}^j \\ c_{21}^j & c_{22}^j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{\text{HPD}}^{ij} \\ Y_{\text{HPD}}^{ij} \end{pmatrix}$$

wobei  $(X_{\text{HPD}}^{ij}, Y_{\text{HPD}}^{ij})$  die Koordinaten der  $i$ -ten Bezugsmarke in der  $j$ -ten Kamera sind ( $i=1, \dots, 25; j=1, 2, 3$ ).

2. Nichtlineare Transformation vom "Refer-System" in das sogenannte "ideale System".

$$\text{II.4.2} \quad \begin{aligned} X_{\text{id}}^{ij} &= f_1(a_1^j, \dots, a_n^j, X_{\text{Ref}}^{ij}, Y_{\text{Ref}}^{ij}) \\ Y_{\text{id}}^{ij} &= f_2(a_1^j, \dots, a_n^j, X_{\text{Ref}}^{ij}, Y_{\text{Ref}}^{ij}) \end{aligned}$$

Diese nichtlineare Transformation korrigiert auf Verzerrungen durch Linsenfehler und andere nichtlineare Abbildungsfehler (Turbulenzen, Wärmeströmung, nicht planparallele Kammerfenster u.a.).

3. Nichtlineare Abbildung durch die Kammerfenster und Kammermedien in ein Blasenkammerensystem mit Ursprung auf der Innenseite des kameraseitigen großen Fensters, mit der Fenster-ebene als X-Y-Ebene und der optischen Achse als Z-Achse.

$$\text{II.4.3} \quad \begin{pmatrix} X_{ch}^{ij} \\ Y_{ch}^{ij} \end{pmatrix} = \left( \sum_{m=1}^M d_m / F(n_m, Z_o^j, X_{id}^{ij}, Y_{id}^{ij}) \right) \begin{pmatrix} X_{id}^{ij} \\ Y_{id}^{ij} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} X_o^j \\ Y_o^j \end{pmatrix}$$

Hierbei sind  $(X_o^j, Y_o^j, Z_o^j)$  die jeweiligen Kamerakoordinaten,  $d_m$  bzw.  $n_m$  die Dicken bzw. Brechungsindizes der verschiedenen von den Strahlen durchlaufenen M Medien. Die Funktion F ist gegeben durch

$$\text{II.4.4} \quad F = ( Z_o^j n_m^2 + (n_m^2 - 1)(X_{id}^{ij^2} + Y_{id}^{ij^2}) )^{1/2}$$

Einige der in dieser Abbildung auftretenden Parameter werden durch Minimalisierung der Abstände der auf dem Film gemessenen, in die Kammer projizierten Bezugsmarken und der durch mechanische und optische Methoden vor dem Zusammenbau der Kammer gemessenen Bezugsmarken für jeden Film neu bestimmt. Die Brechungsindizes und Dicken der Fenster werden in die Anpassungen fest eingesetzt. Die Werte wurden (HBC2M) entnommen.

Die die nichtlinearen Verzerrungen ausgleichenden Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  in der Transformation II.4.2 wurden für dieses Experiment eingehend untersucht. Es wurden empirisch Polynome gefunden, die den Genauigkeitsansprüchen dieses Experiments genügten. Es muß hierbei beachtet werden, daß diese Transformation außer bekannten Linsenverzerrungen alle nicht verstandenen Effekte in der optischen Abbildung ausgleichen müssen. Die funktionale Abhängigkeit kann insbesondere nicht vollständig begründet werden. Für die Standardauswertung wurden folgende Polynome verwendet (die Indizes i und j sind in der folgenden Formel weggelassen. Für  $X_{Ref}$  bzw.  $Y_{Ref}$  ist einfach X bzw. Y gesetzt.)

$$\text{II.4.5} \quad \begin{aligned} X_{id} &= X + a_1 X^2 + a_2 XY + a_3 Y^2 + a_4 X^2 Y + a_5 (X^2 + Y^2) X \\ Y_{id} &= Y + a_6 X^2 + a_7 XY + a_8 Y^2 + a_9 XY^2 + a_5 (X^2 + Y^2) Y \end{aligned}$$

Mit den so bestimmten geometrischen und optischen Parametern wird die nachfolgende Rekonstruktion der Ereignisse im Programm THRESH (THR68) mit einer Messgenauigkeit für Bezugs-  
marken von etwa 20-35  $\mu\text{m}$  je nach Lage in der Blaskammer durchgeführt.

### II.5 Kinematische Analyse

Die in der Musterung gefundenen sichtbaren Zerfälle werden, wie in Abschnitt II.3 und II.4 beschrieben, zusammen mit dem Primärereignis gemessen und geometrisch rekonstruiert. Eine allgemeine Beschreibung der kinematischen Analyse und Ionisationsanalyse findet man bei (MOE72). In dieser Arbeit sollen nur die für die seltsamen Teilchen wichtigen Punkte dieses Teils der Auswertung diskutiert werden.

Folgende Massenhypothesen der Zerfälle werden im Kinematik-Programm GRIND (GRI68) untersucht:

$$\begin{aligned} \text{II.5.1} & \quad K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \text{II.5.2} & \quad \Lambda \rightarrow p \pi^- \\ \text{II.5.3} & \quad \bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ \bar{p} \\ \text{II.5.4} & \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu \\ \text{II.5.5} & \quad K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \\ \text{II.5.6} & \quad \rightarrow \pi^+ \pi^0 \\ \text{II.5.7} & \quad \Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n \\ \text{II.5.8} & \quad \rightarrow p \pi^0 \\ \text{II.5.9} & \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \nu \\ \text{II.5.10} & \quad K^- \rightarrow \mu^- \nu \\ \text{II.5.11} & \quad \rightarrow \pi^- \pi^0 \\ \text{II.5.12} & \quad \Sigma^- \rightarrow \pi^- n \end{aligned}$$

Bei den neutralen seltsamen Teilchen werden aus den kartesischen Koordinaten des Wechselwirkungspunktes als Erzeugungspunkt des Teilchens und den kartesischen Koordinaten des Zerfallspunktes die Winkelkoordinaten der Flugrichtung bestimmt, sodaß bei Annahme bestimmter Massen alle kinematischen

Parameter bis auf den Impulsbetrag des neutralen Teilchens gemessen oder berechnet sind. Es kann damit eine  $\chi^2$ -Anpassung mit 3 Freiheitsgraden (3-C-Fit) durchgeführt werden. Führt keine der 3 Hypothesen II.5.1 bis II.5.3 zu einer erfolgreichen Anpassung, so werden Anpassungen noch einmal ohne Benutzung der Winkelkoordinaten der Flugrichtung mit nur noch einem Freiheitsgrad durchgeführt.

In Abb.2 sind die Anzahlen der Hypothesen in Abhängigkeit vom Abstand des Wechselwirkungspunktes und des Zerfallspunktes gezeigt. Ersichtlich liegen die Anpassungen mit einem Freiheitsgrad bei kleinen Zerfallslängen. Dieses hat seine Begründung darin, daß bei gleichen Fehlern der kartesischen Koordinaten des Wechselwirkungspunktes die Fehler der Winkelkoordinaten der Flugrichtung größer sind und somit vom Programm als schlecht gemessen angesehen werden. Diese Zerfälle wurden noch einmal daraufhin untersucht, ob der gemusterte Wechselwirkungspunkt wirklich der Erzeugungsort des Teilchens war, oder ob das Teilchen durch ein anderes Ereignis oder durch eine sekundäre Wechselwirkung entstanden war. Nur etwa 1% dieser Zerfälle führten zu Anpassungen mit 3 Freiheitsgraden bei Annahme eines anderen auf dem gleichen Bild photographisch aufgenommenen Erzeugungsortes. Daher darf angenommen werden, daß Verluste durch Zuordnung der Zerfälle zu einem falschen Wechselwirkungspunkt vernachlässigbar gering sind.

Ist keine Anpassung mit einer der 3 Hypothesen II.5.1 bis II.5.3 möglich, so wird der sekundäre Prozeß als Elektronenpaarbildung eines Photons betrachtet.

Ähnlich sind die Verhältnisse bei der kinematischen Analyse der sekundären geladenen seltsamen Teilchen. Hierbei werden Anpassungen mit den Massenhypothesen II.5.4 bis II.5.12 versucht. Während man bei vollständig gemessenem Zerfall einen Freiheitsgrad in der  $\chi^2$ -Anpassung zur Verfügung hat, ist bei kleinen Zerfallslängen der Impuls des Teilchens nicht meßbar, sodaß die  $\chi^2$ -Anpassung zur Lösung eines Gleichungssystems entartet. Wie Abb.3 zeigt, ist dieser Effekt bei den  $\Sigma^+$ -Hypothesen ausgeprägter als bei den  $\Sigma^-$ -Hypothesen.

Darüber hinaus ist die Lösung des Gleichungssystems zunächst doppeldeutig, sofern nicht eine der Lösungen als kinematisch unphysikalisch ausgeschlossen werden kann.

Zu jedem Zerfall eines geladenen oder neutralen Teilchens erhält man also eine oder mehrere Massenhypothesen mit möglicherweise zwei kinematisch verschiedenen Impusllösungen. Diese Spurparameter werden nun benutzt, um für die anderen auslaufenden Teilchen der Primärwechselwirkung ebenfalls eine Massen Anpassung vorzunehmen. Bei der Auswahl der Hypothesen für die primäre pp-Wechselwirkung wird vorausgesetzt, daß höchstens 2 seltsame Teilchen mit entgegengesetzter Seltsamkeits-Quantenzahl erzeugt werden. Diese Annahme ist bei den relativ niedrigen Schwerpunktsenergien dieses Experiments im Vergleich zu den hohen Energieschwellen für die Erzeugung von 4 seltsamen Teilchen gerechtfertigt. Voraussetzung dafür, daß überhaupt eine Hypothese mit seltsamen Teilchen gerechnet wird, ist aber immer, daß mindestens ein sichtbarer Zerfall in der Musterung gefunden wird und die kinematische Analyse dieses sekundären Zerfalls die Massenhypothese eines seltsamen Teilchens nicht ausschließt. Auf unsichtbare neutrale Zerfälle sowie Zerfälle außerhalb der Kammer muß also immer korrigiert werden.

Alle Ereignisse mit einem  $\Lambda$ -Hyperon im Endzustand werden auch mit der entsprechenden  $\Sigma^0$ -Hypothese gerechnet, wobei das  $\Sigma^0$ -Hyperon nach ca.  $10^{-14}$  sec. Eigenzeit praktisch im Primärvertex gemäß



zerfällt. Zwischen dem durch starke Wechselwirkung erzeugten und dem durch den elektromagnetischen  $\Sigma^0$ -Zerfall erzeugten  $\Lambda$ -Hyperon kann im allgemeinen auch dann nicht unterschieden werden, wenn außer dem Photon und eventuell durch ihre Zerfälle sichtbaren neutralen seltsamen Teilchen keine weiteren neutralen Teilchen bei der primären Wechselwirkung erzeugt werden, da die Massenauflösung zur Trennung von  $\Lambda$ -Hyperon und  $\Sigma^0$ -Hyperon nicht ausreicht (siehe auch Kap. III.5). Diese Unterscheidung ist daher bei der Untersuchung inklusiver  $\Lambda$ -Erzeugung nicht möglich.

Im Programm SELDEC werden die Massenhypothesen auf ihre Verträglichkeit mit der vom HPD gemessenen Ionisation der einzelnen Spuren geprüft (MOE72). Außerdem wird bei schlecht oder fehlerhaft gemessenen Ereignissen teils vom Programm, teils auf den Musterungstischen entschieden, ob das Ereignis noch einmal die Auswertekette durchlaufen soll, oder ob es mit den zur Verfügung stehenden technischen Mitteln nicht meßbar ist. Ereignisse, die auch beim zweitenmal die Auswertekette fehlerhaft durchlaufen, werden nicht noch einmal gemessen. Die notwendigen Korrekturen hierzu werden im nächsten Kapitel behandelt.

Für die Untersuchung der inklusiven Reaktionen werden im allgemeinen die massenabhängigen Geometriegrößen verwendet. Eine Ausnahme bilden jedoch die neutralen seltsamen Teilchen sowie die geladenen seltsamen Teilchen bei ungemessenem Impuls. In diesen Fällen müssen für die Untersuchung der inklusiven Reaktionen die kinematischen Anpassungsergebnisse des sekundären Zerfalls benutzt werden.

### III. Technische Untersuchungen der inklusiven Reaktionen

#### III.1 Nachmeßverluste

Im vorigen Kapitel wurde erwähnt, daß nicht alle Ereignisse unbeanstandet die gesamte Auswertekette durchlaufen. An Hand einer zum zweitenmal gemessenen Ereignismenge konnte nachgewiesen werden, daß keine bestimmten kinematischen Konfigurationen des Zerfalls bevorzugt zu Nachmessungen führen. Aus der in der Musterung gefundenen Anzahl von Ereignissen einer bestimmten Topologie, unter Beachtung der Umgruppierungen der Ereignisse in eine andere Topologie nach der kinematischen Analyse, und der in der physikalischen Analyse benutzten Anzahl von Ereignisse dieser Topologie, wurde die Durchgangsrate in Abhängigkeit von der Spurzahl und der Zahl der seltsamen Teilchen bestimmt. Es zeigte sich, daß die Durchgangswahrscheinlichkeit nur gering von der Anzahl der neutralen Zerfälle abhängt. Wesentlich häufiger treten dagegen Verluste bei Ereignissen mit geladenen seltsamen Teilchen auf.

Daher wurden die zur Umrechnung von Ereigniszahlen in Wirkungsquerschnitte notwendigen  $\mu$ barn-Äquivalente in Abhängigkeit von der Topologie der Ereignisse bestimmt. Für die am häufigsten auftretenden Topologien sind sie allerdings nur geringfügig größer als die in Tab.3 angegebenen Werte für 2-Spur-Ereignisse.

Tabelle 3

$\mu$ barn-Äquivalente/Ereignis für 2-Spur-Ereignisse

<u>12 GeV/c</u>	<u>24 GeV/c</u>
0.2049	0.3565

#### III.2 Kinematische Doppeldeutigkeiten

Wie in Kap.II.5 ausgeführt wurde, kann dem Zerfall eines seltsamen Teilchens auf Grund der kinematischen Analyse und der Ionisationsanalyse nicht immer eine eindeutige Massenhypothese zugeordnet werden.

Wir wenden uns zunächst den neutralen Teilchen zu. In Tab.4 sind in den Spalten von links nach rechts die gesamte Zahl der neutralen Zerfälle, die Zahl der Zerfälle mit einer Massenhypothese, sowie schließlich die Zahlen der Zerfälle mit 2 und mehr Massenhypothesen aufgeführt.

Tabelle 4

Hypothesen der neutralen seltsamen Teilchen.

	$V^0$	$K_S^0$	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	$K_S^0/\Lambda$	$K_S^0/\bar{\Lambda}$	$\Lambda/\bar{\Lambda}$	$K_S^0/\Lambda/\bar{\Lambda}$
12 GeV/c	4206	1661	2376	5	163	1	-	-
24 GeV/c	3702	1920	1566	7	198	11	-	-

Eine  $\Lambda$ -und  $\bar{\Lambda}$ -Anpassung tritt ebenso wie Anpassungen aller 3 Massenhypothesen nicht auf. Dieses Verhalten läßt sich in einfacher Weise durch die Kinematik des sekundären Zerfalls verstehen. In Abb.4 ist der Transversalimpuls gegen den Longitudinalimpuls des positiven auslaufenden Teilchens des Zerfalls bezüglich der Richtung des neutralen Teilchens aufgetragen. Für einen festen Impuls  $p$  des  $V^0$  müssen die auslaufenden Teilchen im Laborsystem auf den gezeichneten Ellipsen liegen. Bei kleinen Impulsen des neutralen Teilchens ( $p \leq 300$  MeV/c) kann eine Mehrdeutigkeit nur zwischen der  $\Lambda$ -und  $\bar{\Lambda}$ -Hypothese auftreten. Bei derart niedrigen Impulsen sorgt aber der Ionisationsvergleich zwischen  $\pi^+$  und  $p$  sowie  $\pi^-$  und  $\bar{p}$  für eine klare Auflösung dieser Mehrdeutigkeit. Oberhalb etwa 300 MeV/c Impuls des  $V^0$  treten nur noch Mehrdeutigkeiten zwischen  $K_S^0$ -und  $\Lambda$ -Hypothesen sowie  $K_S^0$ -und  $\bar{\Lambda}$ -Hypothesen an den Schnittpunkten der Kurven auf. Die Zerfälle unterscheiden sich nur noch durch die Massen des positiven Teilchens bei  $K_S^0/\Lambda$ -Mehrdeutigkeit sowie durch die Massen des negativen Teilchens bei  $K_S^0/\bar{\Lambda}$ -Mehrdeutigkeit. Eine Ionisationsanalyse kann also nur noch dann durchgeführt werden, wenn der Impuls dieses Teilchens klein ist (etwa  $\leq 1.5$  GeV/c) und natürlich die Ionisation dieser Spur überhaupt gemessen ist.  $K_S^0/\Lambda$ - und  $K_S^0/\bar{\Lambda}$ -Mehrdeutigkeiten erwarten wir also

auf Grund der Kinematik bei Transversalimpulsen von etwa  $p_T = 100 \text{ MeV}/c$ , d.h. also nahe der Phasenraumgrenze des  $\Lambda$ -bzw.  $\bar{\Lambda}$ -Zerfalls. Diese Behauptung wird für die  $K_S^0/\Lambda$ -Ambiguität durch Abb 5a und 5b bestätigt. Aufgetragen ist die Transversalimpulsverteilung, integriert über den Longitudinalimpuls, für die eindeutigen und mehrdeutigen Zerfälle. Die eingezeichneten Kurven stellen die bei isotropem Zerfall im Ruhesystem des  $V^0$  folgenden Verteilungen dar. (Bis auf eine durch kleine Polarisierungseffekte bedingte mögliche Asymmetrie zerfallen auch die Hyperonen isotrop) Wegen der Meßgenauigkeit sind die experimentellen Verteilungen an ihren Phasenraumgrenzen  $p_T^{\text{max}} = 206 \text{ MeV}/c$  für das  $K_S^0$ -Meson bzw.  $p_T^{\text{max}} = 100 \text{ MeV}/c$  für das  $\Lambda$ -Hyperon nicht scharf begrenzt. Man sieht, daß die experimentellen Verteilungen nur dann mit isotroper Zerfallswinkelverteilung konsistent sind, wenn man alle  $K_S^0/\Lambda$ -Mehrdeutigkeiten als eindeutige  $\Lambda$ -Anpassungen betrachtet. Bei 24 GeV/c kann man darüber hinaus eine Verunreinigung der eindeutigen  $K_S^0$ -Anpassungen von etwa 2%  $\Lambda$ -Zerfällen abschätzen.

Bei den  $\bar{\Lambda}$ -Anpassungen und ihren Mehrdeutigkeiten mit  $K_S^0$ -Hypothesen ist eine solche auf statistischen Aussagen beruhende Methode nicht möglich. Bei einigen Zerfällen konnte eine andere Hypothese nicht ausgeschlossen werden. Die Angaben für die Wirkungsquerschnitte sind daher als obere Grenzen aufzufassen.

Die Mehrdeutigkeiten bei den geladenen seltsamen Teilchen sind unübersichtlicher. Bei den 0-C-Anpassungen der positiven Teilchen insbesondere treten bis zu 10 Hypothesen für einen Zerfall auf. (Für jede Hypothese II.5.4 bis II.5.9 kann es 2 Impuslöösungen geben) Wir beschränken uns daher zunächst auf die 1-C-Anpassungen. Die auftretenden Mehrdeutigkeiten sind in Tab.5 zusammengestellt.

Wie wir bereits in Abb.3 an Hand der  $\Sigma^\pm \rightarrow \pi^\pm n$ -Hypothesen gesehen haben, bilden diese Zerfälle ausschließlich das Gebiet bei großen Zerfallslängen.

Tabelle 5

1-C-Fit-Mehrdeutigkeiten bei den geladenen seltsamen Teilchen.

	$v^+$		$v^-$	
	12 GeV/c	24 GeV/c	12 GeV/c	24 GeV/c
$\pi$	568	211	184	73
$K \rightarrow \mu \nu$	150	128	39	47
$K \rightarrow \pi \pi$	101	55	18	21
$\Sigma \rightarrow n \pi$	157	100	203	135
$\Sigma \rightarrow p \pi$	55	28		
$\pi/K \rightarrow \mu \nu$	-	-	-	-
$\pi/K \rightarrow \pi \pi$	1	1	1	1
$\pi/\Sigma \rightarrow \pi n$	10	1	1	1
$\pi/\Sigma \rightarrow p \pi$	1	1		
$K \rightarrow \mu \nu / K \rightarrow \pi \pi$	87	54	21	32
$K \rightarrow \mu \nu / \Sigma \rightarrow \pi n$	27	37	34	45
$K \rightarrow \mu \nu / \Sigma \rightarrow p \pi$	15	11		
$K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow \pi n$	9	13	11	17
$K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow p \pi$	6	7		
$\Sigma \rightarrow \pi n / \Sigma \rightarrow p \pi$	6	3		
$\pi/K \rightarrow \mu \nu / K \rightarrow \pi \pi$	5	-	-	-
$\pi/K \rightarrow \mu \nu / \Sigma \rightarrow \pi n$	-	-	-	-
$\pi/K \rightarrow \mu \nu / \Sigma \rightarrow p \pi$	-	-		
$\pi/K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow \pi n$	-	-	-	-
$\pi/K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow p \pi$	1	1		
$\pi/\Sigma \rightarrow \pi n / \Sigma \rightarrow p \pi$	1	1		
$K \rightarrow \mu \nu / K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow \pi n$	15	21	18	10
$K \rightarrow \mu \nu / K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow p \pi$	25	18		
$K \rightarrow \mu \nu / \Sigma \rightarrow \pi n / \Sigma \rightarrow p \pi$	-	-		
$K \rightarrow \pi \pi / \Sigma \rightarrow \pi n / \Sigma \rightarrow p \pi$	1	1		

Unter der Annahme, daß alle Zerfälle mit 1-C-Fit-Mehrdeutigkeit zwischen  $\Sigma$ - und K-Hypothesen in Tab.5 eigentlich  $\Sigma$ -Zerfälle sind, legte die Abb.3 bereits die Vermutung nahe, daß die überwiegende Zahl der Zerfälle mit 0-C-Fit-Mehrdeutigkeiten ebenfalls  $\Sigma$ -Zerfälle sind. Denn nur unter dieser Annahme werden die Zerfallslängenverteilungen sowohl der  $\Sigma$ -Hyperonen als auch der K-Mesonen physikalisch sinnvoll nach kleinen Zerfallslängen hin fortgesetzt.

Wir wollen diese Behauptung noch eingehender diskutieren. Die Häufigkeit des Auftretens der Mehrdeutigkeiten kann man wie bei den neutralen Teilchen an Hand der Verteilung des Transversalimpulses gegen den Longitudinalimpuls des geladenen Teilchens des Zerfalls bezüglich der Flugrichtung des seltsamen Teilchens diskutieren. Diese Kurven sind in Abb.6 für 4 Impulse des einlaufenden seltsamen Teilchens dargestellt. Der Zerfall des  $\pi$ -Mesons wird bei niedrigen Impulsen immer eindeutig analysiert.  $\pi$ -Mesonen mit großen Impulsen dagegen zerfallen nicht im Blasenkammer Volumen, können daher nicht als Zerfall registriert werden. Mehrdeutigkeiten zwischen den zwei K-Hypothesen treten bei allen Impulsen auf, Mehrdeutigkeiten zwischen den zwei  $\Sigma^+$ -Hypothesen dagegen nur bei kleinen Impulsen, können aber durch den Ionisationsvergleich zwischen  $\pi^+$  und p unterschieden werden. Mehrdeutigkeiten zwischen den K-Hypothesen und den  $\Sigma^-$ -Hypothesen können bei allen Impulsen auftreten, zumal im Falle der  $\Sigma^- \rightarrow \pi^- n^-$  Hypothese kein Ionisationsvergleich mit dem  $\mu$  oder  $\pi$  der K-Hypothesen möglich ist. In den Abbildungen 7a und 7b sind, wie in Abb.5 für neutrale Teilchen, die Transversalimpulsverteilungen für die eindeutigen und mehrdeutigen Hypothesen der geladenen Teilchen gezeigt. Die eingezeichneten Kurven stellen wieder die bei isotropem Zerfall im Ruhesystem des  $V^+$  folgenden Verteilungen dar. Konsistenz zwischen diesen Kurven und den experimentellen Verteilungen ist nur dann vorhanden, wenn man alle Zerfälle, die außer  $\Sigma^-$ -Hypothesen noch K-Hypothesen bekommen haben, als  $\Sigma^-$ -Zerfälle betrachtet. Ein weiteres Argument für dieses Vorgehen wird noch im übernächsten Teil III.4 dieses Kapitels diskutiert.

### III.3 Geometrische Verluste

Nicht alle seltsamen Teilchen zerfallen innerhalb des Blasenkammer Volumens. Man kann aber eine vom Impuls abhängige Wahrscheinlichkeit dafür angeben, daß das Teilchen innerhalb einer gewissen Strecke zerfällt. Bezeichnet t die Eigenzeit im Ruhesystem des Teilchens und  $\tau$  die mittlere Lebenszeit, so ist die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall

zur Zeit  $t$  durch

$$\text{III.3.1} \quad P(t) = (1/\tau) e^{-t/\tau}$$

gegeben. Rechnet man die Eigenzeit  $t$  in Zerfallslänge  $L$  und Impuls  $p$  im Laborsystem um, so gilt

$$\text{III.3.2} \quad t/\tau = (m_0/(c\tau)) \int_0^L ds/p(s) .$$

Für neutrale Teilchen hängt der Impuls  $p$  nicht von der zurückgelegten Wegstrecke  $s$  ab, sodaß

$$\text{III.3.3} \quad P(L,p) = (1/\tau) e^{-(m_0/c\tau)(L/p)} .$$

Für geladene Teilchen muß man dagegen das Integral III.3.2 numerisch mit Hilfe von Tabellen auswerten. Die bedingte Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines neutralen Teilchens mit der Zerfallslänge  $L$  bei vorgegebenem Impuls  $p$  ist dann

$$\text{III.3.4} \quad P(L|p) = m_0/(c\tau p) e^{-(m_0/c\tau)(L/p)} .$$

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Zerfall innerhalb der Strecke  $L_{\text{pot}}$  stattfindet, ist also durch

$$\text{III.3.5} \quad P(L \leq L_{\text{pot}} | p) = 1 - e^{-(m_0/c\tau)(L_{\text{pot}}/p)}$$

gegeben.

Nimmt man also als Länge  $L_{\text{pot}}$  den Abstand des Erzeugungspunktes vom Schnittpunkt der verlängerten Teilchenspur mit den Begrenzungsflächen des Musterungsvolumens, so kann mit dem reziproken Wert dieser Wahrscheinlichkeit als Gewicht auf alle außerhalb dieses Volumens zerfallenden Teilchen korrigiert werden. Das bereits in Kap. II.2 erwähnte zusätzliche Musterungsvolumen sorgt dafür, daß die maximal mögliche Zerfallslänge  $L_{\text{pot}}$  praktisch immer größer als 25 cm ist. Das gesamte Musterungsvolumen einschließlich des zusätzlichen Musterungsvolumens wurde so gewählt, daß die auslaufenden Spuren des Zerfalls eine mindestens 20 cm lange meßbare Spur in Vorwärtsrichtung und eine mindestens 5 cm lange meßbare Spur in horizontaler und vertikaler Richtung haben. Diese geometrischen Verluste bei großen Zerfallslängen sind für alle in dieser

Arbeit interessierenden seltsamen Teilchen ( $K_S^0, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^-$ ) wegen der kleinen mittleren Zerfallszeiten von  $\tau \approx 10^{-10}$  sec. Eigenzeit ( $c\tau$  zwischen 2 und 7 cm) klein gegenüber den im nächsten Teil dieses Abschnitts zu besprechenden Musterungsverlusten bei kleinen Zerfallslängen.

Auf der anderen Seite beruht auf den geometrischen Verlusten jedoch die Tatsache, daß von den geladenen K-Mesonen und von den langlebigen  $K_L^0$ -Mesonen mit ihren um etwa zwei Zehnerpotenzen größeren mittleren Zerfallszeiten nur ein Bruchteil in der 2m-Blaskammer als Zerfälle registriert werden können. Die Korrekturen auf die geometrischen Verluste der Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen werden in Abschnitt III.6 behandelt.

### III.4 Musterungsverluste

Bereits in Kap.II.2 wurde auf mögliche Musterungsverluste hingewiesen. Diese Verluste müssen quantitativ untersucht werden und durch Bewichtung der gefundenen Ereignisse korrigiert werden. Die Musterungsverluste bei kleinen Zerfallslängen beruhen auf der Schwierigkeit, die Zerfallsspuren neutraler Teilchen von den Spuren direkt in der Wechselwirkung erzeugter Teilchen zu unterscheiden. Da für neutrale Teilchen die Eigenzeit im Ruhesystem des Teilchens durch

$$\text{III.4.1} \quad t = (m_0/c)(L/p) \quad .$$

gegeben ist, sind bei nicht zu breitem Impulsspektrum Verluste bei kleinen Zerfallslängen gleichbedeutend mit Verlusten bei kleinen Zerfallszeiten. Aus der Abb.8 ersieht man, daß Verluste für Zerfallszeiten  $t \lesssim 0.5 \cdot 10^{-10}$  sec für  $K_S^0$  und  $\Lambda$  auftreten. Die eingezeichneten Geraden stellen die theoretischen Verteilungen III.3.1 mit fest eingesetzter mittlerer Lebenszeit  $\tau$  (PDG72a) dar. Man erkennt außerdem, daß die bei größeren Zerfallszeiten auftretenden geometrischen Verluste verschwindend klein sind.

Um auf diese Verluste zu korrigieren, verwerfen wir alle Ereignisse, deren Zerfallslänge kleiner als eine vorgegebene Mindestlänge  $L_{\text{cut}}$  ist und bewichten alle anderen Zerfälle

mit dem reziproken Wert der Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen mit einer Fluglänge zwischen  $L_{\text{cut}}$  und  $L_{\text{pot}}$  zerfällt. Diese Wahrscheinlichkeit ist statt III.3.5 durch

$$\text{III.4.2} \quad P(L_{\text{cut}} \leq L \leq L_{\text{pot}} | p) = e^{-(m_0/c\tau)(L_{\text{cut}}/p)} - e^{-(m_0/c\tau)(L_{\text{pot}}/p)}$$

gegeben. Den Wert für  $L_{\text{cut}}$  bestimmen wir für feste Impulse aus den Zerfallslängenverteilungen. Denn nur für festen Impuls haben diese Verteilungen gemäß III.3.3 exponentielle Form. Die  $L_{\text{cut}}$ -Werte liegen je nach Impuls zwischen 0 und 1 cm für die  $K_S^0$ -Mesonen sowie 0 und 2 cm für die  $\Lambda$ -Hyperonen. Diese Schnitte werden allerdings nicht in der eigentlichen Zerfallslänge in der Blaskammer durchgeführt, sondern in der Projektion der Teilchenbahn auf die Musterungsebene, denn allein diese projizierte Länge ist für die Verluste verantwortlich. Dadurch werden die  $L_{\text{cut}}$ -Werte nicht nur schwach impulsabhängig, sondern auch noch abhängig vom Dipwinkel der Spur auf die vertikale X-Y-Ebene. Bei den geladenen Teilchen ist eine derartige Korrektur weniger sinnvoll, da Musterungsverluste bis hin zu 10 cm Zerfallslänge auftreten. Die scheinbar kleinen Verluste in der Zerfallszeitverteilung Abb.9 des  $\Sigma^+$ -Hyperons im Vergleich zu der Verteilung des  $\Sigma^-$ -Hyperons dürfen nicht darüber hinwegtäuschen, daß in der  $\Sigma^+$ -Hyperon-Verteilung bei kleinen Zerfallslängen ein einziger Zerfall öfter mit zwei Hypothesen beiträgt als in der  $\Sigma^-$ -Hyperon-Verteilung. Außerdem sind in der  $\Sigma^+$ -Hyperon-Verteilung Zerfälle mit nicht aufklärbaren Mehrdeutigkeiten mit  $p\pi^0$ -Zerfällen enthalten. Unter der Annahme, daß die geringen Ambiguitäten der 1-C-Anpassungen und die geometrischen Verluste sich etwa ausgleichen, werden nun alle Hypothesen bei kleinen Zerfallslängen so bewichtet, daß die Zerfallszeitverteilung der theoretischen Form III.3.1 gehorcht. Dieses Verfahren ist gegenüber der bei den neutralen Teilchen benutzten Methode weniger gut, da die Gewichte sehr unterschiedlich sind. Die neutralen Teilchen erhalten dagegen alle etwa gleiche Gewichte. In Tab.6 sind die mittleren Gewichte dieser Korrektur angegeben.

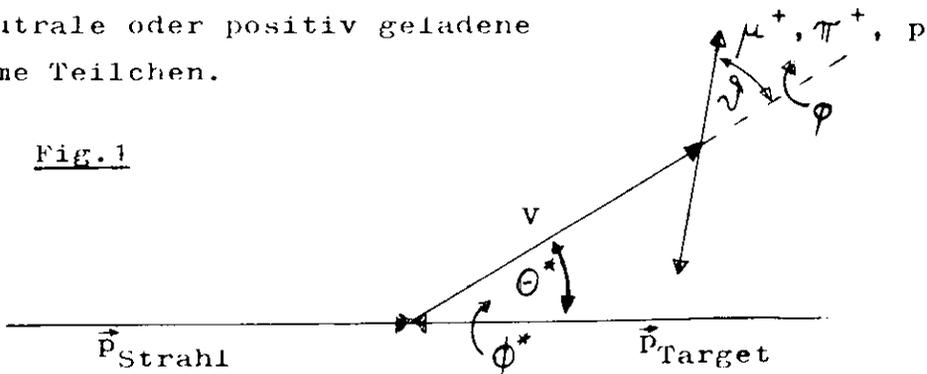
Tabelle 6

Gewichte auf geometrische Verluste und Musterungsverluste bei kleinen Zerfallslängen. (Bei den geladenen Teilchen sind Ambiguitäten-Korrekturen eingeschlossen)

	$K_s^0$	$\Lambda$	$\Sigma^+$	$\Sigma^-$
12 GeV/c	1.09	1.14	0.85	1.28
24 GeV/c	1.14	1.22	1.12	1.60

Für die Untersuchung der weiteren Musterungsverluste müssen die kinematischen Variablen der Erzeugung und des Zerfalls der Teilchen definiert werden. Fig.1 bezieht sich auf neutrale oder positiv geladene seltsame Teilchen.

Fig.1



$\Theta^*$  ist der Winkel zwischen der V-Flugrichtung und dem Strahlproton im Gesamtschwerpunktsystem. Wegen der Symmetrie des Anfangszustandes der Reaktion muß der Cosinus dieses Winkels symmetrisch bezüglich  $\cos \Theta^* = 0$  verteilt sein.  $\phi^*$  ist der Winkel zwischen der Projektion der Flugrichtung des Teilchens in eine Ebene senkrecht zum Strahlproton und der Projektion der optischen Achse in diese Ebene. Die Verteilung dieses Winkels muß trivialerweise isotrop sein.  $\nu$  ist der Winkel zwischen der Flugrichtung des Teilchens und der Flugrichtung des positiven Zerfallsteilchens im Ruhesystem des seltsamen Teilchens. In diesem Winkel sollte man die in Kap.II.2 erwähnten Verluste bei den geladenen Teilchen finden, daß nämlich bei kleinen Impulsüberträgen auf die auslaufenden Teilchen der Zerfälle diese sekundären Spuren dieselbe Flug-

richtung haben wie die seltsamen Teilchen und somit nicht als Zerfälle erkannt werden.  $\varphi$  schließlich ist der Winkel zwischen der Projektion der positiven Zerfallsspur in eine Ebene senkrecht zur Flugrichtung des seltsamen Teilchens und der Projektion der optischen Achse in diese Ebene. Die Verteilung dieses Winkels sollte isotrop sein. Bei  $\varphi \approx 0$  und  $\varphi \approx \pi$  jedoch können die in Kap II.2 erwähnten Verluste durch Verwechslungen von Elektronenpaaren und neutralen seltsamen Teilchen sowie durch Übersehen der Zerfallsspur bei Zerfällen geladener Teilchen sichtbar sein. Die Verteilungen dieser 4 kinematischen Größen sind in den Abbildungen 10 und 11 für die neutralen Teilchen sowie in den Abbildungen 12 und 13 für die 1-C-Anpassungen der geladenen Teilchen gezeigt. Die Verteilungen mit allen Korrekturen sind bei den neutralen Teilchen schraffiert gezeichnet. Bis auf geringe  $\varphi$ -Winkel-Verluste treten bei den geladenen Teilchen und den  $K_S^0$ -Mesonen keine weiteren signifikanten Verluste auf. Die entsprechenden  $\varphi$ -Winkel-Verluste der  $\Lambda$ -Hyperonen sind stark vom Laborimpuls des Teilchens abhängig. Dieser Sachverhalt ist insofern verständlich, als für schnelle  $\Lambda$ -Hyperonen der Winkel zwischen den auslaufenden Teilchen des Zerfalls aus kinematischen Gründen im Mittel kleiner ist als für langsame  $\Lambda$ -Hyperonen und somit eine Verwechslung mit Elektronenpaaren bei fast allen  $\varphi$ -Winkeln möglich ist. Man kann aber klar schließen, daß fast nur  $\Lambda$ -Hyperonen als Elektronenpaare gemustert werden, nicht aber  $K_S^0$ -Mesonen. Korrigiert man die  $\varphi$ -Winkel-Verteilung impulsabhängig, so kann damit ebenfalls ein großer Teil der Verluste für  $\cos\theta^* \lesssim 1$  erklärt werden. Denn die Erzeugung in Richtung des Strahlprotons im Gesamtschwerpunktsystem entspricht großen Impulsen im Laborsystem. Die verbleibenden Verluste bei  $\cos\theta^* \approx 1$  müssen durch Symmetrisierung der Verteilung korrigiert werden. Tab.7 gibt die mittleren Gewichte für diese Musterungskorrekturen an.

Tabelle 7

Mittlere Gewichte für Musterungskorrekturen

	$K_S^0$	$\Lambda$	$\Sigma^+$	$\Sigma^-$
12 GeV/c	1.03	1.20	-	-
24 GeV/c	1.07	1.44	-	-

Alle Angaben über Wirkungsquerschnitte der folgenden Kapitel schließen die nicht sichtbaren neutralen Zerfälle

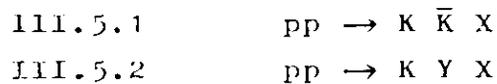


ein. Im Falle des  $\Sigma^+$ -Hyperons werden in den folgenden Ausführungen nur die  $\pi^+n$ -Zerfälle berücksichtigt, sodaß eine Korrektur auf den  $p \pi^0$ -Zerfall in allen Wirkungsquerschnitten enthalten ist. Die Werte für die Verzweigungsverhältnisse wurden (PDG73a) entnommen.

Korrekturen auf den Zerfall des langlebigen  $K_L^0$ -Mesons werden dagegen nur dann durchgeführt, wenn keine Indizierung angegeben ist.

### III.5 Doppelerzeugung von seltsamen Teilchen

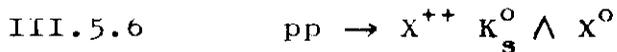
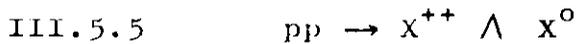
Die Wahrscheinlichkeit dafür, die Zerfälle der beiden seltsamen Teilchen der Prozesse



in der Blaskammer zu beobachten, ist durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten gegeben. Daher erhält man die Doppelerzeugung aus den Ereignissen mit 2 sichtbaren Zerfällen durch Bewichtung eines Ereignisses mit dem Produkt der Einzelgewichte der Zerfälle. Die Einzelgewichte jedoch wurden zum Teil auf Grund statistischer Aussagen über das kinematische Verhalten der Zerfälle gewonnen. Es muß daher geprüft werden, ob die Doppelerzeugung richtig durch das Produkt der Einzelgewichte korrigiert wird. Dieses ist mit hinreichender Genauigkeit nur möglich für die Reaktion



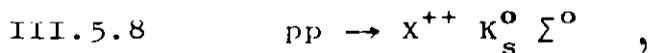
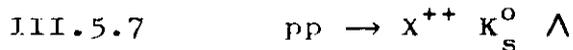
In Abb.14 ist die fehlende effektive Masse des Systems  $X^0$  aus neutralen Teilchen in den Reaktionen



bei 12 GeV/c gezeigt.

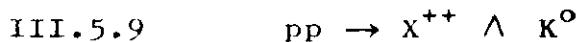
Die Abbildungen 14a und 14b wurden hergestellt, indem alle Massenhypothesen eines Ereignisses, bei dem mindestens ein  $K_S^0$ -Meson bzw.  $\Lambda$ -Hyperon gefunden wurde, mit dem Korrekturgewicht dieses Teilchens bewichtet wurde. In der Abb. 14c dagegen werden die Hypothesen mit dem Produkt der Einzelgewichte der beiden sichtbaren Zerfälle bewichtet.

Wir beobachten in Abb. 14b die Reaktionen

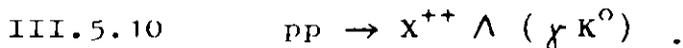


wobei zwischen  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  nicht getrennt werden kann.

In der Reaktion

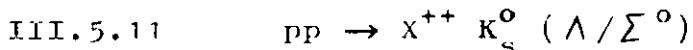


in Abb. 14a ist die Reaktion III.5.8 jedoch lediglich als Untergrund vorhanden



Die effektive Masse des neutralen  $(\gamma K^0)$ -Systems ist größer als die  $K^0$ -Masse.

Schließlich beobachten wir in Abb. 14c direkt die Doppelerzeugung



bei verschwindender fehlender Masse.

An die Massenverteilungen in den 3 Abbildungen wurden nun Gaußfunktionen für jedes nicht gesehene neutrale Teilchen bzw. für die Erhebungen bei verschwindender Masse angepaßt. Als Zwangsbedingung wurde verlangt, daß der Wirkungsquerschnitt der Reaktion III.5.11 mit allen Anpassungen kompatibel ist. Daraus ergeben sich die in die Abbildungen eingezeich-

neten Untergrundverteilungen. Dieses Verfahren wurde einzeln für Ereignisse mit unterschiedlicher Zahl geladener Teilchen durchgeführt. Die Doppelerzeugung von seltsamen Teilchen wird also durch das Produkt der Gewichte der einzelnen Zerfälle richtig korrigiert.

### III.6 Bestimmung der $\pi^0$ -Multiplizitäten aus Elektronenpaaren

Die Paarbildung von Photonen in der Blasenkammer

#### III.6.1 $\gamma \rightarrow e^+ e^-$

ist bei hohen Photonenergien der einzige signifikante Wechselwirkungsprozess von Photonen mit dem Wasserstoff. In diesem Experiment wurden lediglich die Paarbildungsvertices gemessen, sodaß eine Bestimmung der Photonenergie nicht möglich ist. Unter der Annahme jedoch, daß alle Photonen aus Zerfällen

#### III.6.2 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

stammen, kann man Rückschlüsse auf die Erzeugung von neutralen Pionen machen.

Mit Hilfe eines Simulationsverfahrens wird unter Annahme einer den geladenen Pionen ähnlichen Erzeugungswahrscheinlichkeit die Laborwinkel-Verteilung der Photonen bestimmt und mit den experimentell gemessenen Verteilungen verglichen. Dieses Verfahren soll im folgenden mit Hilfe der Fig.2 diskutiert werden.

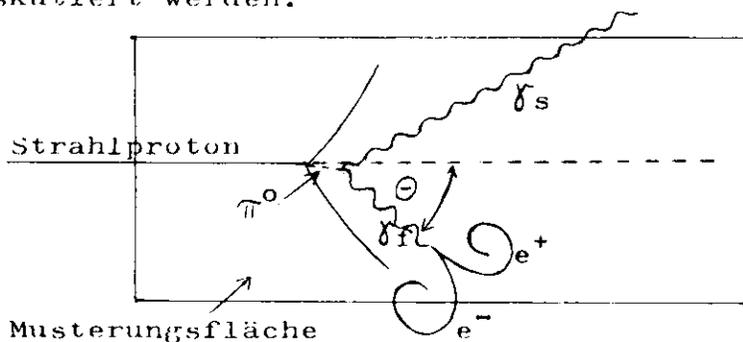


Fig.2

Zur Simulation des  $\pi^0$ -Spektrums wurden die  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Spektren benutzt. Das  $\pi^0$ -Meson zerfällt praktisch im Erzeugungsvortex ( $c\tau = 2.5 \cdot 10^{-6}$  cm) mit einer in seinem Ruhesystem isotropen Winkelverteilung in 2 Photonen. (Andere Zerfälle werden vernach-

lässigt.) Gemäß dem Paarbildungswirkungsquerschnitt in Wasserstoff (KNA70) wird die zurückgelegte Wegstrecke der Photonen bis zur Wechselwirkung statistisch bestimmt. Die Laborwinkel-Verteilungen derjenigen Photonen, die innerhalb des experimentell verfügbaren Musterungsvolumens eine Paarbildung machen, werden mit den Winkelverteilungen der experimentell gemessenen Photonen verglichen.

Dieses Verfahren wird in Abhängigkeit von der Zahl der auslaufenden geladenen Teilchen durchgeführt. In Abb.15 werden diese Anpassungen mit den experimentellen Verteilungen des Winkels  $\Theta$  (Fig.2) verglichen. Musterungsverluste treten bei einigen Verteilungen insbesondere für kleine Winkel auf. Da bei diesen Winkeln aber gerade die als Elektronenpaare gemusterten  $\Lambda$ -Hyperonen liegen, täuschen die Abbildungen sicherlich zu kleine Verluste vor. Die Verluste bei den Elektronenpaaren scheinen durch die  $\Lambda$ -Verunreinigung gerade wieder ausgeglichen zu werden. In einer speziell auf Elektronenpaare und neutrale seltsame Teilchen durchgeführten Musterung auf einigen Filmen des Experiments konnte nachgewiesen werden, daß die Musterungsausbeuten vergleichbar mit denen für primäre Wechselwirkungen in Tab.1 sind. Im Rahmen der Genauigkeit des Simulationsverfahrens kann daher auf Korrekturen verzichtet werden. Die mittleren Wahrscheinlichkeiten für die Paarbildung eines aus einem  $\pi^0$ -Zerfall herrührenden Photons im Musterungsvolumen der Kammer sind in Abhängigkeit von der Zahl der auslaufenden geladenen Spuren der primären Wechselwirkung in Tab.8 angegeben.

Tabelle 8

Paarbildungswahrscheinlichkeiten für Photonen aus Ereignissen mit  $n_{ch}$  geladenen Teilchen in Prozent.

$n_{ch}$	12 GeV/c	24 GeV/c
2	$3.38 \pm 0.15$	$3.97 \pm 0.22$
4	$3.29 \pm 0.07$	$3.91 \pm 0.08$
6	$3.16 \pm 0.07$	$3.87 \pm 0.10$
8	$3.00 \pm 0.09$	$3.70 \pm 0.10$
10	$2.88 \pm 0.12$	$3.60 \pm 0.15$

Diese Wahrscheinlichkeiten nehmen einmal mit steigender Energie des Strahlprotons zu, zum anderen mit wachsender Zahl der auslaufenden geladenen Teilchen ab. Beides hat seinen Grund darin, daß der Paarbildungswirkungsquerschnitt mit steigender Photonenergie anwächst.

Unter der Annahme, daß alle Photonen aus dem Zerfall II.6.2 stammen, können die Multiplizitäten

$$\text{III.6.3} \quad \langle \pi^0 \rangle = \frac{\text{Anzahl der } \pi^0\text{-Mesonen}}{\text{Anzahl der inelastischen Ereignisse}}$$

bestimmt werden.

### III.7 Inklusive Resonanzzeugung

Die Untersuchung der Eigenschaften inklusiver Verteilungen von Resonanzen hat in dieser Arbeit insbesondere zwei Aspekte. Zum einen können die von der Masse und weiteren Quantenzahlen abhängigen Eigenschaften inklusiver Verteilungen untersucht werden, zum anderen können die inklusiven Verteilungen der stabilen Teilchen ( $K_S^0, \Lambda, \Sigma^\pm$ ) zum Teil aus ihrer Eigenschaft als Zerfallsteilchen einer Resonanz verstanden werden.

Die Kaonen und Hyperonen können aus Zerfällen folgender Resonanzen stammen:

$$\text{III.7.1} \quad pp \rightarrow K^* X, \quad K^* \rightarrow K \pi$$

$$\text{III.7.2} \quad pp \rightarrow M^* X, \quad M^* \rightarrow K \bar{K}$$

$$\text{III.7.3} \quad pp \rightarrow Y^* X, \quad Y^* \rightarrow Y \pi$$

$$\text{III.7.4} \quad pp \rightarrow N^* X, \quad N^* \rightarrow Y K$$

In der inklusiven Reaktion III.7.1 kann das  $K^*$ -Meson 4 verschiedene Zustände haben (mit  $K^*$  wird im folgenden immer die Resonanz mit der Masse  $M(K^*) = 890 \text{ MeV}$  gemeint):

$$\text{III.7.5} \quad |K^{*+}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |K^+ \pi^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |K^0 \pi^+\rangle$$

$$\text{III.7.6} \quad |K^{*0}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |K^0 \pi^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |K^+ \pi^-\rangle$$

$$\text{III.7.7} \quad |\bar{K}^{*0}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |\bar{K}^0 \pi^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |K^- \pi^+\rangle$$

$$\text{III.7.8} \quad |K^{*-}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |K^- \pi^0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\bar{K}^0 \pi^-\rangle$$

Die Zustände III.7.5 und III.7.8 können also untersucht werden, indem die effektiven Massen aller in der Blasenkammer zerfallenden  $K_S^0$ -Mesonen mit allen geladenen Teilchen gebildet werden, für die eine  $\pi$ -Meson-Hypothese nicht ausgeschlossen werden kann. Bewichtet werden alle Kombinationen mit dem Korrekturgewicht des  $K_S^0$ -Mesons, mit den aus den Überlagerungen

$$\text{III.7.9} \quad |K^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} |K_S^0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |K_L^0\rangle$$

$$\text{III.7.10} \quad |\bar{K}^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} |K_S^0\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |K_L^0\rangle$$

bestimmbaren Gewichten auf nicht gemusterte Zerfälle des langlebigen  $K_L^0$ -Mesons, sowie mit den sich aus den Clebsch-Gordon-Koeffizienten in III.7.5 und III.7.8 ergebenden Gewichten auf Zerfälle in die Ladungszustände  $|K^\pm \pi^0\rangle$ .

Bei diesem Verfahren ist der Untergrund analytisch nicht bestimmbar und stark beeinflusst durch Reflexionen der  $(K^0 K^\pm)$ -Massenverteilungen der assoziierten Produktionen. Die insbesondere bei 24 GeV/c ausgeprägte Anhäufung bei  $M(K_S^0 \pi^+) = 0.77$  GeV in Abb.16 und Abb.17 kann durch  $K^\pm$ -Reflexionen erklärt werden, da in der mit dem  $\Lambda$ -Hyperon assoziierten  $K^*$ -Produktion diese Anhäufung nicht vorhanden ist.  $K^{*+}$ -Produktion ist bei 12 und 24 GeV/c stark ausgeprägt, während  $K^{*-}$ -Produktion erst zwischen 12 und 24 GeV/c einzusetzen beginnt.

Die inklusiven Verteilungen der  $K^{*+}(890)$ -Resonanz gewinnt man nun, indem an die Verteilungen der effektiven Massen in Intervallen der kinematischen Variablen des  $K^*$ -Mesons über einem handgezogenen Untergrund Breit-Wigner-Resonanzfunktionen angepaßt werden.

Betrachtet man die entsprechenden Massenverteilungen der Prozesse

$$\text{III.7.11} \quad pp \rightarrow K^{*+} \bar{K}^0 X$$

$$\text{III.7.12} \quad pp \rightarrow K^{*+} Y X$$

$$\text{III.7.13} \quad pp \rightarrow K^{*-} K^0 X$$

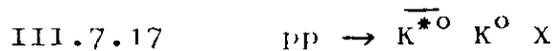
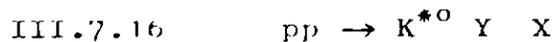
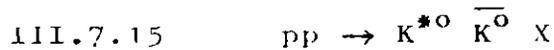
so ist in den Verteilungen ersichtlich, daß  $K^{*+}$ -Produktion bei 12 GeV/c weitgehend über die Reaktion III.7.12 verläuft,

bei 24 GeV/c dagegen assoziierte Produktion gemäß III.7.11 und III.7.13 einzusetzen beginnt. Bei 12 GeV/c ist  $K^{*-}$ -Produktion überhaupt nicht vorhanden, da die entsprechenden Prozesse



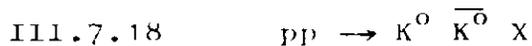
auf Grund der kleinen Antihyperon-Wirkungsquerschnitte nicht auftreten.

Überträgt man diese Aussagen auf die Prozesse



so stammt das  $K^{*0}$ -Meson bei 12 GeV/c ausschließlich aus der Reaktion III.7.16, während  $\bar{K}^{*0}$ -Produktion bei dieser Energie nicht auftritt. Dieses wird durch die entsprechenden Massenverteilungen bestätigt. Quantitative Abschätzungen der Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse werden im nächsten Abschnitt gegeben. Insbesondere muß noch untersucht werden, ob aus den Prozessen III.7.15 und III.7.16 die inklusive Reaktion III.7.1 mit III.7.6 konstruiert werden kann.

In der Reaktion III.7.2 können überhaupt nur Resonanzen in der  $(K^0 K^0)$ -Masse des Prozesses



untersucht werden, da mögliche Strukturen in den  $(K^0 K^{\pm})$ -Massenverteilungen der anderen  $K\bar{K}$ -Reaktionen durch den starken  $\bar{\pi}$ -Meson-Anteil völlig verdeckt werden. Die  $(K_S^0 K_S^0)$ -Massenverteilung in Abb.18 deuten auf  $S^*(1000)$ -Erzeugung, wobei die Zerfallswinkelverteilung der  $K_S^0$ -Mesonen für Ereignisse mit  $M(K_S^0 K_S^0) \lesssim 1.2$  GeV mit Isotropie verträglich ist und damit zumindest S-Wellen-Erzeugung nahelegt. Die bei 24 GeV/c auftretende zweite Anhäufung kann  $f(1260)$  bzw.  $A_2(1310)$ -Produktion oder Reflexion der bei 24 GeV/c einsetzenden  $KK^*$ -Produktion sein. Als  $S^*$ -Ereignisse werden im folgenden

Reaktionen bezeichnet, bei denen die  $(K_S^0 K_S^0)$ -Masse kleiner als 1.2 GeV ist.

Reaktion III.7.3 wird im wesentlichen aus den  $\Sigma^*(1385)$ -Resonanzen mit dem Verzweigungsverhältnis

$$\text{III.7.19} \quad (\Sigma^* \rightarrow \Lambda \pi) / (\Sigma^* \rightarrow \Sigma \pi) = 9/1$$

gebildet. Die  $\Sigma^{*0}$ -Resonanz kann für inklusive Untersuchungen sofort ausgeschlossen werden, da sie einmal nur über die schon aus technischen Gründen beeinflussten  $\Sigma^\pm$ -Hyperonen inklusiv gebildet werden kann, zum anderen nur schwer von dem  $\Sigma \pi$ -Zerfall des  $\Lambda'(1400)$ -Hyperons zu trennen ist.

$\Lambda'$ -Resonanzen werden aber stark gebildet, wie am Beispiel des  $\Lambda'(1520)$  und des  $\Lambda'(1670)$  in den  $\Sigma^\pm \pi^\mp$ -Massenverteilungen gesehen werden kann. Die  $\Sigma^{*\pm}$ -Resonanzen können dagegen klar in den  $(\Lambda \pi^\pm)$ -Massenverteilungen (Abb.19 für  $\Sigma^{*+}$ ) erkannt werden. Die eingezeichneten Kurven stellen untere und obere Grenzen des Untergrundes dar. Diese Unsicherheit des Untergrundes wird in den Fehlerangaben bei den Wirkungsquerschnitten berücksichtigt.

Die Reaktion III.7.4 dagegen wird aus mehreren  $N^*$ -Resonanzen mit Massen zwischen 1.7 und 2.2 GeV gebildet. In den Verteilungen der  $(K_S^0 Y)$ -Massen sind in diesem Massengebiet Anhäufungen sichtbar, die aber keinerlei Aussagen über Unterstrukturen erlauben. Wenn im folgenden von  $N^*$ -Ereignissen die Rede ist, werden damit einfach Reaktionen mit  $M(KY) \leq 2.2$  GeV gemeint.

IV Terminologie und Kinematik der inklusiven Reaktionen

Der invariante Ein-Teilchen-Wirkungsquerschnitt der Reaktion

$$\text{IV.1} \quad a + b \rightarrow c + X$$

läßt sich als Produkt aus einem Phasenraumfaktor und einer Strukturfunktion schreiben.

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

Bei unpolarisiertem Anfangszustand sind die inklusiven Wirkungsquerschnitte invariant bei Rotation um die Strahlachse, sodaß man statt der 3 Impulskomponenten des Teilchens c bei fester Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  nur 2 unabhängige Variable hat.

Die verschiedenen theoretischen Vorstellungen über die Strukturfunktion  $f(s, \vec{p})$  bevorzugen jeweils verschiedene kinematische Variable. Die in Yang's Fragmentations-Modell (YAN69) benutzten Longitudinalimpulse  $p_L$  und Transversalimpulse  $p_T$  im Ruhesystem des Targetteilchens und im Ruhesystem des Strahlteilchens sind die zunächst einfachsten Variablen.

$$\text{IV.3} \quad f(s, p_L, p_T^2) = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_L dp_T^2}$$

In der von Feynman in seinem Parton-Bremsstrahlungs-Modell (FEY69) vorgeschlagenen Variablen

$$\text{IV.4} \quad x = \frac{2p_L^*}{\sqrt{s}},$$

wobei  $p_L^*$  der Longitudinalimpuls im Gesamtschwerpunktsystem der Reaktion ist, schreibt sich die Strukturfunktion:

$$\text{IV.5} \quad f(s, x, p_T^2) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2}$$

Eine weitere oft benutzte Variable ist die Rapidität  $y$ .

$$\text{IV.6} \quad y = \operatorname{arctanh} \frac{p_L}{E} = \operatorname{arcsinh} \frac{p_L}{(p_T^2 + m^2)^{1/2}}$$

Die Strukturfunktion in diesen Variablen

$$\text{IV.7} \quad f(s, y, p_T^2) = \frac{1}{\tilde{h}} \frac{d^2 \sigma}{dy dp_T^2}$$

unterscheidet sich in verschiedenen durch longitudinale Lorentztransformationen ineinander überführbaren Systemen nur durch eine Translation in Richtung der  $y$ -Achse.

Auf die oben zitierten Modelle von Feynman und Yang wird im Zusammenhang mit einem Energievergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Kap.VI.1 eingegangen.

V Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte und Multiplizitäten

V.1 Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden die totalen Erzeugungswirkungsquerschnitte der seltsamen Teilchen, der  $\pi$ -Mesonen und einiger Resonanzen diskutiert. Die Wirkungsquerschnitte einiger Doppelproduktionen von seltsamen Teilchen werden bestimmt. Abschätzungen über einige nicht direkt meßbare Reaktionen werden durchgeführt, um daraus Angaben über die totale  $K^\pm$ -Erzeugung abzuleiten. Schließlich wird die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte diskutiert und bei einigen Reaktionen mit Messungen anderer Experimente verglichen.

In Tab.9 und 10 sind zunächst die gemessenen Erzeugungswirkungsquerschnitte der Mesonen und Baryonen angegeben.

Tabelle 9

Erzeugungswirkungsquerschnitte der Mesonen in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\pi^+$	$42.7 \pm 0.7$	$56.8 \pm 0.9$
$\pi^0$	$35.2 \pm 2.4$	$53.5 \pm 3.1$
$\pi^-$	$21.1 \pm 0.4$	$33.8 \pm 0.6$
$K^0/\bar{K}^0$	$1.15 \pm 0.03$	$2.51 \pm 0.06$
$K^{*+}(890)$	$0.25 \pm 0.03$	$0.59 \pm 0.08$
$K^{*-}(890)$	$0.02 \pm 0.02$	$0.15 \pm 0.03$
$S^*(1000)$	$0.016 \pm 0.003$	$0.033 \pm 0.005$

Tabelle 10

Erzeugungswirkungsquerschnitte der Baryonen in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
P	$37.5 \pm 0.6$	$37.9 \pm 0.6$
$\Lambda / \Sigma^0$	$1.12 \pm 0.03$	$1.76 \pm 0.05$
$\Sigma^+$	$0.49 \pm 0.02$	$0.85 \pm 0.03$
$\Sigma^-$	$0.16 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.02$
$\bar{\Lambda} / \bar{\Sigma}^0$	$0.003 \pm 0.001$	$0.021 \pm 0.004$
$\Sigma^{*+}(1385)$	$0.11 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.03$
$\Sigma^{*-}(1385)$	$0.05 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.02$

Die Erzeugungswirkungsquerschnitte der  $\pi^+$ -Mesonen steigen um einen Faktor 1.3 zwischen 12 und 24 GeV/c an, während die  $\pi^0$ -Mesonen und  $\pi^-$ -Mesonen beide einen Zuwachs mit einem Faktor 1.5 bis 1.6 aufweisen. Die  $K^0/\bar{K}^0$ -Mesonen in Tab.9 steigen dagegen um etwa einen Faktor 2.2 an. Außer den mit der Energie konstanten Proton-Wirkungsquerschnitten und den durch Schwelleneffekte stark ansteigenden  $\bar{\Lambda}/\bar{\Sigma}^0$ -Wirkungsquerschnitten wächst die Erzeugung aller Baryonen in Tab.10 um Faktoren zwischen 1.6 und 1.9 an. Der relative Zuwachs ist umso größer, je größer die Masse des Teilchens ist.

Durch Bewichtung der Ereignisse mit dem Produkt der Korrekturgewichte beider gesehenen Zerfälle erhält man die in Tab.11 und Tab.12 angegebenen Wirkungsquerschnitte der Reaktionstypen

- V.1.1  $pp \rightarrow K^0 \bar{K}^0 X$   
 V.1.2  $pp \rightarrow K^0 Y X$

Tabelle 11

Erzeugungswirkungsquerschnitte der  $K\bar{K}$ -Reaktionen in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K^0 \bar{K}^0$	$0.12 \pm 0.01$	$0.42 \pm 0.03$
$K^+ \bar{K}^0$	$0.13 \pm 0.05$	$0.25 \pm 0.10$
$K^0 K^-$	$0.10 \pm 0.04$	$0.32 \pm 0.10$

Tabelle 12

Erzeugungswirkungsquerschnitte der KY-Reaktionen in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K^0 (\Lambda/\Sigma^0)$	$0.42 \pm 0.01$	$0.70 \pm 0.03$
$K^+ (\Lambda/\Sigma^0)$	$0.70 \pm 0.04$	$1.06 \pm 0.06$
$K^0 \Sigma^+$	$0.17 \pm 0.02$	$0.25 \pm 0.03$
$K^+ \Sigma^+$	$0.32 \pm 0.03$	$0.60 \pm 0.05$
$K^0 \Sigma^-$	$0.09 \pm 0.01$	$0.15 \pm 0.05$
$K^+ \Sigma^-$	$0.07 \pm 0.02$	$0.13 \pm 0.05$

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

$$V.1.3 \quad pp \rightarrow K^+ \bar{K}^0 X$$

$$V.1.4 \quad pp \rightarrow K^0 K^- X$$

in Tab.11 werden abgeschätzt, indem zunächst gemäß

$$V.1.5 \quad \sigma(K^+ \bar{K}^0 X) + \sigma(K^0 K^- X) = \sigma(K^0 / \bar{K}^0 X) - \sigma(K^0 YX) - 2 \sigma(K^0 \bar{K}^0 X)$$

der Wirkungsquerschnitt der Summe beider Reaktionen bestimmt wird. Mit einem statistischen Verfahren wird nun bei allen Ereignissen, bei denen außer einem  $K_S^0$ -Meson kein weiteres seltsames Teilchen gemustert wurde, eine Abschätzung über das  $K^+ / K^-$ -Verhältnis bei den geladenen Spuren durchgeführt. Zusammen mit V.1.5 berechnet man dann die in Tab.11 angegebenen Werte.

Die  $K^+ Y$ -Wirkungsquerschnitte in Tab.12 erhält man aus der Beziehung

$$V.1.6 \quad \sigma(K^+ YX) = \sigma(YX) - \sigma(K^0 YX)$$

Unter der Annahme

$$V.1.7 \quad \sigma(K^+ K^- X) = \sigma(K^0 \bar{K}^0 X) \quad ,$$

können mit

$$V.1.8 \quad \sigma(K^+ X) = \sigma(K^+ K^- X) + \sigma(K^+ \bar{K}^0 X) + \sigma(K^+ YX)$$

$$V.1.9 \quad \sigma(K^0 X) = \sigma(K^0 \bar{K}^0 X) + \sigma(K^0 K^- X) + \sigma(K^0 YX)$$

$$V.1.10 \quad \sigma(\bar{K}^0 X) = \sigma(K^0 \bar{K}^0 X) + \sigma(K^+ \bar{K}^0 X)$$

$$V.1.11 \quad \sigma(K^- X) = \sigma(K^+ K^- X) + \sigma(K^0 K^- X)$$

die in Tab.13 angegebenen Wirkungsquerschnitte für die K-Mesonen abgeschätzt werden.

Tabelle 13

Erzeugungswirkungsquerschnitte der K-Mesonen in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K^+$	$1.34 \pm 0.07$	$2.46 \pm 0.10$
$K^0$	$0.90 \pm 0.05$	$1.84 \pm 0.13$
$\bar{K}^0$	$0.25 \pm 0.05$	$0.67 \pm 0.11$
$K^-$	$0.22 \pm 0.06$	$0.74 \pm 0.15$

Aus diesen Werten kann das  $K^+/K^-$ -Verhältnis zu  $6.1 \pm 2.0$  bei 12 GeV/c und  $3.3 \pm 0.6$  bei 24 GeV/c abgeschätzt werden. Diese Resultate stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit Ergebnissen von Zählerexperimenten bei diesen Energien überein (PDG72). Das  $K^0/\bar{K}^0$ -Verhältnis von  $3.6 \pm 0.6$  bei 12 GeV/c und  $2.7 \pm 0.4$  bei 24 GeV/c ist bei beiden Energien etwas kleiner als das  $K^+/K^-$ -Verhältnis.

Durch Addition aller  $K\bar{K}$ -bzw.  $KY$ -Erzeugungswirkungsquerschnitte erhält man die in Tab.14 angegebenen Werte für die totale Erzeugung von seltsamen Teilchen.

Tabelle 14

Erzeugungswirkungsquerschnitte für seltsame Teilchen  
in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K \bar{K}$	$0.47 \pm 0.07$	$1.43 \pm 0.15$
$K Y$	$1.77 \pm 0.06$	$2.87 \pm 0.11$

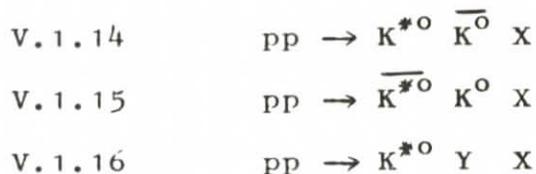
Aus der Summe dieser Ergebnisse und den Werten für die totalen inelastischen Wirkungsquerschnitte in Tab.2 ergibt sich, daß bei 12 GeV/c bei etwa 7.5% und bei 24 GeV/c bei etwa 14% der inelastischen Ereignisse seltsame Teilchen produziert werden. Der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit seltsamen Teilchen steigt also um etwa einen Faktor 2 von  $2.24 \pm 0.09$  mb bei 12 GeV/c auf  $4.30 \pm 0.18$  mb bei 24 GeV/c an.

Als Ergänzung zur Tab.9 können die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

$$V.1.12 \quad pp \rightarrow K^{*0}(890) X$$

$$V.1.13 \quad pp \rightarrow \bar{K}^{*0}(890) X$$

abgeschätzt werden. Aus den  $(K^+ \pi^-)$ - und  $(K^- \pi^+)$ -Massenverteilungen lassen sich die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen



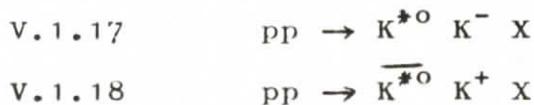
in Tab.15 bestimmen.

Tabelle 15

Inklusive Resonanzerzeugungs-Wirkungsquerschnitte in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K^{*+} \bar{K}^0$	0.014 + 0.006 - 0.014	0.08 ± 0.04
$K^{*0} \bar{K}^0$	0.012 + 0.004 - 0.008	0.15 ± 0.07
$\bar{K}^{*0} K^0$	0.036 + 0.012 - 0.030	0.15 ± 0.07
$K^{*-} K^0$	0.007 + 0.003 - 0.007	0.08 ± 0.03
$K^{*0} (\Lambda/\Sigma^0)$	0.10 ± 0.02	0.28 ± 0.04
$K^{*+} (\Lambda/\Sigma^0)$	0.16 ± 0.02	0.23 ± 0.03
$K^{*0} \Sigma^+$	0.04 ± 0.01	0.15 ± 0.05
$K^{*+} \Sigma^+$	0.05 ± 0.02	0.08 ± 0.03
$K^{*0} \Sigma^-$	0.02 ± 0.01	0.04 ± 0.02
$K^{*+} \Sigma^-$	0.05 ± 0.02	0.08 ± 0.03

Zum Vergleich sind in Tab.15 die Ergebnisse für  $K^{*+}\bar{K}^0$ -,  $K^{*-}K^0$ - und  $K^{*+}Y$ -Produktion mit aufgeführt. Dagegen ist wegen unmöglicher Identifizierung der  $K^\pm$ -Mesonen die Messung der Reaktionen



nicht möglich. Da die übrigen  $K^*K$ -Reaktionen jedoch ungefähr gleiche Wirkungsquerschnitte haben, diese sogar im Vergleich zu den  $K^{*0}Y$ -Reaktionen klein sind, können die Werte für die Prozesse V.1.17 und V.1.18 durch den Mittelwert der  $K^*K$ -Wirkungsquerschnitte in Tab.15 approximiert werden. Durch Summierung erhält man die in Tab.16 angegebenen Werte für

$K^{*0}$ - und  $\overline{K}^{*0}$ - Produktion. Die Werte für  $K^{*+}$ - und  $K^{*-}$ - Produktion sind aus Tab.9 übernommen.

Tabelle 16

Erzeugungswirkungsquerschnitte der  $K^*$ -Mesonen in mb

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K^{*+}$	$0.25 \pm 0.03$	$0.59 \pm 0.08$
$K^{*0}$	$0.17 \pm 0.04$	$0.77 \pm 0.15$
$\overline{K}^{*0}$	$0.07 + 0.02$ $- 0.05$	$0.30 + 0.10$ $- 0.20$
$K^{*-}$	$0.02 + 0.01$ $- 0.02$	$0.15 \pm 0.03$

Wir beobachten qualitativ das gleiche Teilchenverhalten im Anstieg der Wirkungsquerschnitte mit der Energie wie bei den K-Mesonen in Tab.13. Der  $K^+$ -bzw.  $K^{*+}$ -Wirkungsquerschnitt steigt prozentual am schwächsten an, die  $K^0$ -bzw.  $K^{*0}$ - und  $\overline{K}^0$ -bzw.  $\overline{K}^{*0}$ - Wirkungsquerschnitte haben vergleichbaren prozentualen Zuwachs, während die  $K^-$ -bzw.  $K^{*-}$ - Wirkungsquerschnitte den stärksten prozentualen Zuwachs haben. Diese Aussagen sind quantitativ für die  $K^*$ -Resonanzen wegen der großen Fehler der Wirkungsquerschnitte nicht völlig abgesichert. Die Ergebnisse in Tab.16 geben aber immerhin einen Eindruck von der steigenden Bedeutung der  $K^*$ -Produktion bei 24 GeV/c Impuls gegenüber 12 GeV/c Impuls.

Im Energievergleich der einzelnen Reaktionen in den Tabellen 9 bis 16 und in Abb.20 zeigt sich, daß die Wirkungsquerschnitte bei Prozessen mit einem Hyperon im Endzustand mit einem Faktor 1.5 bis 1.9 zwischen 12 und 24 GeV/c ansteigen, unabhängig vom Teilchen selbst und den Quantenzahlen des assoziiert erzeugten K-Mesons. Antihyperon-Produktion scheint bei 12 GeV/c Strahlimpuls gerade erst einzusetzen. Die Wirkungsquerschnitte der  $K\overline{K}$ -Reaktionen steigen mit Faktoren zwischen 2 und 4 an, die Wirkungsquerschnitte der  $K^*\overline{K}$ - und  $\overline{K}^*K$ - Produktionen sogar um Faktoren größer als 4.

Dieses Verhalten kann in den Abbildungen 21a, 21b und 22 für  $K^0/\bar{K}^0$ -,  $\Lambda/\Sigma^0$ -,  $\Sigma^\pm$ - und  $\bar{\Lambda}/\bar{\Sigma}^0$ - Erzeugung in einem größeren Energiebereich bis zu 205 GeV/c Strahlimpuls verfolgt werden. Die Werte bei den anderen Energien wurden (YOH72), (SBC72) und (CHA73) entnommen. Während bei niedrigen Energien die Wirkungsquerschnitte für  $K^0/\bar{K}^0$ - und  $\Lambda/\Sigma^0$ - Erzeugung noch von gleicher Größenordnung sind, ist bei 205 GeV/c der  $K^0/\bar{K}^0$ -Wirkungsquerschnitt bereits um einen Faktor 4 größer als der  $\Lambda/\Sigma^0$ -Wirkungsquerschnitt.

In der Abb. 21a ersieht man, daß der Anstieg des Wirkungsquerschnitts für  $K^0/\bar{K}^0$ - Erzeugung bis zu 205 GeV/c Strahlimpuls noch linear in  $\sqrt{s}$  verläuft, während die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der Hyperonen bereits zwischen 12 und 24 GeV/c in einen ungefähr logarithmischen Anstieg überzugehen scheint.

Wir kommen im nächsten Teil dieses Kapitels und bei der Diskussion der differentiellen Verteilungen in Kap. VI noch einmal auf die Energieabhängigkeit der Teilchenerzeugung zurück.

## V.2 Multiplizitäten

Die Multiplizität eines Teilchens  $c$  kann definiert werden durch

$$V.2.1 \quad \langle n_c \rangle \sigma_{inel.} = \int f(s, \vec{p}) \frac{d\vec{p}}{E}$$

oder

$$V.2.2 \quad \langle n_c \rangle \sigma_{inel.} = \sigma(a b \rightarrow c \dot{x})$$

Mit Hilfe der letzten Formel V.2.2 werden die in Tab. 17 angegebenen Multiplizitäten für die seltsamen Teilchen und geladenen  $\pi$ -Mesonen bestimmt. Die Werte für die  $\pi^0$ -Mesonen wurden direkt mit Hilfe des in Kap. III.6 angegebenen Verfahrens bestimmt. Im letzteren Fall wurden gerade umgekehrt die Wirkungsquerschnitte aus den Multiplizitäten berechnet.

Tabelle 17

Multiplizitäten der Mesonen und Hyperonen

	12 GeV/c		24 GeV/c	
$\pi^+$	1.44	$\pm 0.02$	1.86	$\pm 0.03$
$\pi^0$	1.18	$\pm 0.08$	1.75	$\pm 0.10$
$\pi^-$	0.71	$\pm 0.02$	1.10	$\pm 0.02$
$K^0/\bar{K}^0$	0.039	$\pm 0.001$	0.084	$\pm 0.002$
$K^+$	0.046	$\pm 0.003$	0.082	$\pm 0.003$
$K^0$	0.031	$\pm 0.002$	0.061	$\pm 0.004$
$\bar{K}^0$	0.009	$\pm 0.002$	0.022	$\pm 0.004$
$K^-$	0.008	$\pm 0.002$	0.025	$\pm 0.005$
$K^{*+}$	0.009	$\pm 0.001$	0.020	$\pm 0.003$
$K^{*0}$	0.006	$\pm 0.001$	0.026	$\pm 0.005$
$\bar{K}^{*0}$	0.0024	$\pm 0.0007$ $\pm 0.0020$	0.010	$\pm 0.003$ $\pm 0.007$
$K^{*-}$	0.0007	$\pm 0.0004$ $\pm 0.0007$	0.005	$\pm 0.001$
<hr/>				
$\Lambda/\Sigma^0$	0.038	$\pm 0.001$	0.059	$\pm 0.002$
$\Sigma^+$	0.0167	$\pm 0.0007$	0.028	$\pm 0.001$
$\Sigma^-$	0.0055	$\pm 0.0004$	0.0093	$\pm 0.0007$
$\bar{\Lambda}/\bar{\Sigma}^0$	0.0001	$\pm 0.0001$	0.0007	$\pm 0.0001$ $\pm 0.0004$
$\Sigma^{*+}$	0.0038	$\pm 0.0007$	0.007	$\pm 0.001$
$\Sigma^{*-}$	0.0017	$\pm 0.0004$	0.0027	$\pm 0.0007$

Die in multiperipheren Modellen und Fragmentationsmodellen für  $s \rightarrow \infty$  enthaltene Aussage

$$V.2.3 \quad \langle n_c \rangle = A_c \ln s + C_c$$

beschreibt bei niedrigen Energien die experimentellen Daten für die Multiplizität der gesamten geladenen Teilchen in pp-Reaktionen nicht richtig (BRA72). In allen diesen Theorien ist jedoch die Annahme  $\langle p_L \rangle \gg \langle p_T \rangle$  enthalten, die zumindest in dem hier interessierenden Energiebereich nicht erfüllt ist. Für  $\langle p_L \rangle \sim \langle p_T \rangle$  steigt der Phasenraum allein schon mit  $s^{1/3}$  an,

sodaß bei von 1 verschiedenem Matrixelement Parametrisierungen der Form

$$V.2.4 \quad \langle n_c \rangle = B_c s^{1/n} + D_c, \quad n = 2,3$$

bei niedrigen Energien durchaus sinnvoll erscheinen. Die in der Tab.17 gezeigten Ergebnisse für die Multiplizitäten der  $\pi^0$ - und  $K^0/\bar{K}^0$ -Mesonen sowie der  $\Lambda/\Sigma^0$ -Hyperonen sind in Abb.23 zusammen mit Ergebnissen eines Experimentes bei 19 GeV/c und eines Experimentes bei 205 GeV/c Strahlimpuls gegen  $s^{1/2}$ ,  $s^{1/3}$  und  $\ln s$  aufgetragen. Es zeigt sich, daß die  $K^0/\bar{K}^0$ -Mesonen mit  $s^{1/2}$  ansteigen, während die Multiplizität der  $\Lambda/\Sigma^0$ -Hyperonen durch  $\ln s$ -Abhängigkeit besser beschrieben werden kann. Nimmt man dieses Energieverhalten auch für alle anderen K-Mesonen und Hyperonen an, so ergeben Parametrisierungen der Form V.2.3 und V.2.4 für  $A_c$  bzw.  $B_c$  die in Tab.18 angegebenen Werte.

Tabelle 18

Energieabhängigkeit der Multiplizitäten

$\langle n_c \rangle = B_c s^{1/2} + D_c$	$B_c$	$\langle n_c \rangle = A_c \ln s + C_c$	$A_c$
$K^0/\bar{K}^0$	$0.024 \pm 0.001$	$\Lambda/\Sigma^0$	$0.032 \pm 0.003$
$K^+$	$0.019 \pm 0.002$	$\Sigma^+$	$0.018 \pm 0.002$
$K^0$	$0.016 \pm 0.002$	$\Sigma^0$	$0.006 \pm 0.001$
$\bar{K}^0$	$0.007 \pm 0.002$	$\Sigma^{*+}$	$0.005 \pm 0.001$
$K^-$	$0.009 \pm 0.003$	$\Sigma^{*-}$	$0.002 \pm 0.001$
$K^{*+}$	$0.006 \pm 0.002$		
$K^{*0}$	$0.010 \pm 0.003$		
$\bar{K}^{*0}$	$0.004 \pm 0.001$		
$K^{*-}$	$0.002 \pm 0.001$		

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen bei den K-Mesonen und  $K^*$ -Resonanzen die Werte für Teilchen des gleichen Isospin-Dupletts überein, während sich die Werte für Teilchen und Antiteilchen zumindest bei den K-Mesonen erheblich unterscheiden. Bei den  $\pi^0$ -Mesonen ist eine Entscheidung über das

Energieverhalten der Multiplizität wegen der großen experimentellen Fehler nicht möglich. Die in Abb.24 eingezeichnete Gerade durch die Meßpunkte von Speicherring-Experimenten stellt eine logarithmische Anpassung der Autoren (NEU71) dar, die jedoch nicht zu niedrigeren Energien fortgesetzt werden kann.

### V.3 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten einiger exklusiver Reaktionen

Ein großer Anteil des Wirkungsquerschnitts sowohl der K-Meson-Erzeugung als auch der Hyperon-Erzeugung kann durch die Wirkungsquerschnitte einiger exklusiver Reaktionen erklärt werden.

Führt man das in Kap.III.5 diskutierte Verfahren in Abhängigkeit von der Zahl der auslaufenden geladenen Spuren durch, so können die in Tab.19 und Tab.20 angegebenen Wirkungsquerschnitte für  $\Lambda K^0$ - und  $\Lambda K^+$ -Erzeugung bei 2- und 4-Stern-Ereignissen bestimmt werden.

Tabelle 19

Wirkungsquerschnitte für  $(\Lambda/\Sigma^0)K^0$ -Erzeugung in  $\mu\text{b}$

Reaktion	12 GeV/c	24 GeV/c
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^0\pi^+$	$144 \pm 15$	$92 \pm 10$
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^0\pi^+\pi^0$	$62 \pm 20$	$114 \pm 30$
$n(\Lambda/\Sigma^0)K^0\pi^+\pi^+$	$20 \pm 12$	$56 \pm 20$
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^0\pi^+\pi^+\pi^-$	$62 \pm 20$	$66 \pm 24$
$n(\Lambda/\Sigma^0)K^0\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-$	$33 \pm 12$	$86 \pm 30$

Tabelle 20

Wirkungsquerschnitte für  $(\Lambda/\Sigma^0)K^+$ -Erzeugung in  $\mu\text{b}$

Reaktion	12 GeV/c	24 GeV/c
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^+$	$92 \pm 10$	$57 \pm 10$
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^0$	$71 \pm 15$	
$n(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^+$	$123 \pm 20$	
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^+\pi^-$	$150 \pm 30$	$144 \pm 30$
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^+\pi^-\pi^0$	$154 \pm 30$	
$n(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^+\pi^+\pi^-$	$130 \pm 20$	
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	$23 \pm 6$	$43 \pm 15$
$p(\Lambda/\Sigma^0)K^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$	$26 \pm 6$	

Bei 24 GeV/c konnten in Tab.20 wegen Untergrundschwierigkeiten nicht alle Werte angegeben werden. In Abb.25 werden die Werte von zwei dieser Reaktionen mit den Ergebnissen von Experimenten bei niedrigeren Energien verglichen (PDG 70). Man erkennt, daß die Wirkungsquerschnitte der exklusiven Reaktionen mit niedriger Energieschwelle bei 12 GeV/c gerade auf dem Schwellenmaximum liegen, bei größerer Zahl auslaufender Teilchen auf der ansteigenden Flanke des Schwellenmaximums. Bei den exklusiven Reaktionen ohne seltsame Teilchen ist man dagegen bei kleiner Zahl auslaufender Teilchen bereits weit von der Energieschwelle entfernt und kommt erst bei 6 bis 8 Teilchen im Endzustand in den Bereich des Schwellenmaximums.

Durch Vergleich mit Tab.12 erkennt man außerdem, daß die Summe der in Tab.19 angegebenen Wirkungsquerschnitte für 5 exklusive Reaktionen etwa 70% bei 12 GeV/c und etwa 50% bei 24 GeV/c des gesamten  $(\Lambda/\Sigma^0)K^0$ -Erzeugungswirkungsquerschnittes bildet.

Die Wirkungsquerschnitte der exklusiven  $K^0\bar{K}^0$ -Kanäle sind bei Energien zwischen 12 und 24 GeV/c noch zu klein, um mit diesem Verfahren abgeschätzt zu werden. Denn es werden nur die Ereignisse benutzt, bei denen in der Musterung beide  $K_S^0$ -Mesonen gesehen wurden. Da aber die Energieschwellen noch höher liegen als bei den  $K\Lambda$ -Kanälen, darf angenommen werden, daß auch hier zumindest ähnliches Energieverhalten der Wirkungsquerschnitte der exklusiven Reaktionen vorliegt.

#### V.4 Korrelationen zwischen Mesonen

Multiplizitäts-Verteilungen gehören zu den wichtigsten Untersuchungen bei hochenergetischen Reaktionen. Exakt gemessen worden sind in den letzten Jahren besonders die experimentell leicht zugänglichen Multiplizitäten der gesamten geladenen Teilchen in Abhängigkeit von der Energie und in Abhängigkeit von der Anzahl der erzeugten negativen Teilchen. In neuerer Zeit sind im Rahmen der Forschung über inklusive Reaktionen weitere Multiplizitätsverteilungen gemessen worden, insbesondere die Multiplizitäten der neutralen Pionen in

Abhängigkeit von der Energie und in Abhängigkeit von der Anzahl der gleichzeitig erzeugten negativen Pionen. Diese Korrelationen zwischen  $\pi^0$ - und  $\pi^-$ -Mesonen und weitere Korrelationen zwischen  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Mesonen mit Folgerungen auf die Wirkungsquerschnitte einiger exklusiver Reaktionen werden in diesem Abschnitt diskutiert.

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $n_+$  positiven,  $n_-$  negativen und  $n_0$  neutralen Pionen kann durch

$$V.4.1 \quad p(n_+, n_-, n_0) = P(N) p(n_+, n_-, n_0 | N)$$

dargestellt werden, wobei  $P(N)$  die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $N = n_+ + n_- + n_0$  Mesonen und  $p(n_+, n_-, n_0 | N)$  die bedingte Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $n_+$ ,  $n_-$  und  $n_0$  Mesonen des jeweiligen Ladungszustandes bei genau  $N$  erzeugten Mesonen ist. Die in verschiedenen Arbeiten in der Literatur diskutierten Modelle (z.B. (BER72), (CAN71)) unterscheiden sich sowohl in den Annahmen über  $P(N)$  als auch über  $p(n_+, n_-, n_0 | N)$ , lassen sich jedoch in ihren Aussagen über die Multiplizitätsverteilungen

$$V.4.2 \quad \langle n_0 \rangle_{n_-} = E(n_0 | n_-) = \sum_{n_0} n_0 p(n_0 | n_-)$$

fast immer in leidliche Übereinstimmung mit den experimentellen Daten sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Energien bringen (HOR72). Insbesondere kann der in Abb.26 gezeigte lineare Anstieg bei höheren Energien  $\geq 30$  GeV/c durch Isospin-Eigenschaften von Pionen-Clustern erklärt werden. Die Einschränkung des gesamten Isospins des Pionen-Systems auf kleine Werte erfordert einfach eine Zunahme der Anzahl der neutralen Pionen mit der Zahl der erzeugten negativen Pionen. Qualitativ kann aus diesen Überlegungen die Wahrscheinlichkeit V.4.1 bei Annahme gleicher Anzahl von erzeugten positiven und negativen Pionen durch

$$V.4.3 \quad p(n_+, n_0) = \frac{3}{2\pi \sigma_1 \sigma_2} \exp\left(-\frac{(2n_- + n_0 - \langle \pi \rangle)^2}{2\sigma_1^2}\right) \exp\left(-\frac{(n_- - n_0)^2}{2\sigma_2^2}\right)$$

ausgedrückt werden. Der erste Faktor gibt die bei niedrigen Energien vorherrschende Verteilung der Gesamtzahl der Pionen um einen Mittelwert  $\langle \tilde{n} \rangle$  an, während der zweite Faktor den den Isospin des Pionen-Systems beschränkenden Prozeß beschreibt. Aus V.4.3 berechnet sich der Erwartungswert V.4.2 zu

$$V.4.4 \quad \langle n_0 \rangle_{n_-} = a n_- + b$$

mit

$$V.4.5 \quad a = \frac{\sigma_1^2 - 2\sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad b = \frac{\sigma_2^2 \langle \tilde{n} \rangle}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$$

Die experimentellen Werte für a und b zeigen, daß bei 12 GeV/c  $1/\sigma_2^2 \lesssim 2(1/\sigma_1^2)$  und bei 24 GeV/c  $1/\sigma_2^2 \gtrsim 2(1/\sigma_1^2)$ . Bei 12 GeV/c sind beide Erzeugungsprozesse etwa gleich stark, während bei 24 GeV/c ein Überwiegen des den Isospin beschränkenden Prozesses einsetzt.

Wie von (DRI73) ausgeführt wurde, kann eine detaillierte Untersuchung der Produktionsmechanismen der  $\tilde{\pi}^0$ -Mesonen jedoch nur mit Hilfe der höheren Multiplizitätsmomente  $E(n_0(n_0-1)\dots(n_0-k) | n_-)$  vorgenommen werden, insbesondere an Hand der das zweite Moment enthaltenden Funktion

$$V.4.6 \quad f_2 = E(n_0(n_0-1) | n_-) - E^2(n_0 | n_-)$$

Die experimentelle Bestimmung dieses Wertes ist jedoch auf Grund der geringen  $\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Experiment nicht möglich. Wir kommen noch einmal auf diesen Punkt zurück.

Die Abhängigkeit der Proton-Multiplizitäten von der Anzahl der gleichzeitig erzeugten negativen Teilchen kann durch Integration der inklusiven Proton-Verteilungen ermittelt werden

$$V.4.7 \quad \langle n_p \rangle = \frac{1}{\sigma_{inel.}} \int f(s, \vec{p}_p) \frac{d\vec{p}_p}{E_p}$$

und ist in Tab.21 zusammen mit den  $\tilde{\pi}^0$ -Multiplizitäten angegeben.

Tabelle 21

Multiplizitäten der Protonen und  $\pi^0$ -Mesonen in  
Abhängigkeit von der Zahl der geladenen Teilchen  $n_{ch}$

$n_{ch}$	12 GeV/c		24 GeV/c	
	$\langle n_o \rangle$	$\langle n_p \rangle$	$\langle n_o \rangle$	$\langle n_p \rangle$
2	$1.27 \pm 0.10$	$1.05 \pm 0.03$	$1.60 \pm 0.10$	$1.05 \pm 0.04$
4	$1.13 \pm 0.05$	$1.38 \pm 0.02$	$1.71 \pm 0.05$	$1.27 \pm 0.02$
6	$1.22 \pm 0.05$	$1.53 \pm 0.03$	$1.94 \pm 0.05$	$1.34 \pm 0.03$
8	$0.76 \pm 0.10$	$1.71 \pm 0.05$	$2.01 \pm 0.10$	$1.40 \pm 0.04$
10	$0.64 \pm 0.30$	$1.79 \pm 0.21$	$0.63 \pm 0.15$	$1.55 \pm 0.08$
total	$1.18 \pm 0.08$	$1.26 \pm 0.02$	$1.75 \pm 0.10$	$1.24 \pm 0.02$

Aus diesen Werten lassen sich die entsprechenden Ergebnisse für die Multiplizitäten der  $\pi^+$ -Mesonen aus Gründen der Ladungserhaltung ausrechnen

$$V.4.8 \quad \langle n_+ \rangle_{n_-} = 2 + n_- - \langle n_p \rangle_{n_-}$$

Aus den Proton-Multiplizitäten und den  $\pi^0$ -Multiplizitäten läßt sich ein Verfahren zur Abschätzung von exklusiven Wirkungsquerschnitten der Reaktionen

$$V.4.9 \quad pp \rightarrow pp (n_- \pi^+) (n_- \pi^-) (n_o \pi^0)$$

$$V.4.10 \quad pp \rightarrow pn((n_-+1) \pi^+)(n_- \pi^-)(n_o \pi^0)$$

$$V.4.11 \quad pp \rightarrow nn((n_-+2) \pi^+)(n_- \pi^-)(n_o \pi^0)$$

konstruieren. Bezeichnet man mit  $q$  die Wahrscheinlichkeit, daß eines der Protonen des Anfangszustandes die Wechselwirkung wiederum als Proton verläßt, so können die Wahrscheinlichkeiten für die 3 Reaktionstypen

$$V.4.12 \quad pp \rightarrow pp X$$

$$V.4.13 \quad pp \rightarrow pn X$$

$$V.4.14 \quad pp \rightarrow nn X$$

bei Annahme bestimmter Faktorisierungseigenschaften durch  $q^2$ ,  $2q(1-q)$  und  $(1-q)^2$  angegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit  $q$  ist mit der Proton-Multiplizität verknüpft durch

$$V.4.15 \quad q = \langle n_p \rangle / 2$$

und ist damit ebenso wie die Proton-Multiplizität von der Zahl der gleichzeitig erzeugten negativen Teilchen abhängig.

Mit den  $q_{n_-}$  - Werten und den topologischen Wirkungsquerschnitten in Tab.2 erhält man die in Abb.27 gezeigten Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen V.4.12 bis V.4.14. Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen V.4.9 bis V.4.11 mit fester Anzahl neutraler Pionen können aus den  $\pi^0$ -Multiplizitäten unter Annahme einer Verteilungsfunktion  $p(n_0)$  ermittelt werden. Die in den Abbildungen 28a bis 28c gewählte Poisson-Verteilung

$$V.4.16 \quad p(n_0) = e^{-\langle n_0 \rangle} \frac{\langle n_0 \rangle^{n_0}}{n_0!}$$

beschreibt die mit anderen Methoden ermittelten Reaktionswirkungsquerschnitte ((KOB73), (MOE72), (HEL73)) bei großen  $n_-$ -Werten befriedigend gut, während insbesondere im  $pn$ -Kanal mit  $n_-=0$  eine in Abb.28b gestrichelt gezeichnete abgeschätzte Kurve die Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $pp \rightarrow pn \pi^+$  besser beschreibt. Qualitativ läßt sich aus den Abbildungen jedoch für die Werte der Funktion V.4.6 der Schluß ziehen, daß für kleine  $n_-$ -Werte  $f_2 < 0$  ist, während für große  $n_-$ -Werte  $f_2$  nicht stark von Null verschieden sein kann. Denn die Poisson-Verteilung ergibt  $f_2 = 0$ .

Die in Abb.29 gezeigte Verteilung der  $K^0/\bar{K}^0$ -Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der negativen Teilchen zeigt bei niedrigen Energien einen durch Phasenraumeffekte bedingten starken Abfall, während bei höheren Energien die  $K^0/\bar{K}^0$ -Erzeugung unabhängig von der Erzeugung der  $\pi$ -Mesonen zu sein scheint. Interessanter allerdings wäre die Messung der Korrelation zwischen  $K^0/\bar{K}^0$ -Mesonen und  $K^\pm$ -Mesonen. Die Schwierigkeit liegt hierbei darin, daß  $K^0/\bar{K}^0$ -Mesonen vorzugsweise von Blaskammer-Experimenten gemessen werden, die Messung der  $K^\pm$ -Mesonen dagegen ausschließlich von Zählerexperimenten durchgeführt wird.

## VI Differentielle Wirkungsquerschnitte

### VI.1 Energieabhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Vorstellungen über die Energieabhängigkeit der Teilchen-erzeugung in hochenergetischen Reaktionen wurden erstmals im Rahmen des multiperipheren Modells (AFS62) entwickelt. Insbesondere wurden endliche Wirkungsquerschnitte für  $s \rightarrow \infty$  vorausgesagt. Jedoch erst auf Grund der Hypothesen von Feynman (FEY69) und Yang (YAN69) über das asymptotische Verhalten der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte

$$\text{VI.1.1} \quad f(s, \vec{p}_c) = E_c \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}_c} ,$$

verbunden mit der Erweiterung der verfügbaren Energien auf bis zu 50 GeV Schwerpunktsenergie durch die CERN-Speicherringe, wurde die eigentliche Forschung über inklusive Verteilungen eingeleitet. Diesen zunächst nur das Grenzverhalten für  $s \rightarrow \infty$  beschreibenden Ideen folgten dann Modelle über die inklusiven Erzeugungsmechanismen bei endlichen Energien. (Regge-Modelle, thermodynamische Modelle, Fragmentationsmodelle, multiperiphere Modelle u.a.).

Die Hypothese der "limiting fragmentation" (HLF) von Yang und Mitarbeitern läßt sich für die Reaktion

$$\text{VI.1.2} \quad a b \rightarrow c X$$

folgendermaßen formulieren:

$$\text{VI.1.3} \quad \lim_{s \rightarrow \infty} f(s, \vec{p}_c) \rightarrow f_a(\vec{p}_c) > 0$$

wenn  $p_c$  im Ruhesystem von a endlich ist,  
und

$$\text{VI.1.4} \quad \lim_{s \rightarrow \infty} f(s, \vec{p}_c) \rightarrow f_b(\vec{p}_c) > 0$$

wenn  $p_c$  im Ruhesystem von b endlich ist.

Die Scaling-Hypothese von Feynman sagt aus, daß

$$VI.1.5 \quad \lim_{s \rightarrow \infty} f(s, x_c, p_{cT}^2) \rightarrow g(x_c, p_{cT}^2) > 0$$

für alle Werte von  $x$  und  $p_{cT}^2$ .

Beide Hypothesen fordern also für hohe Energien eine von  $s$  unabhängige von Null verschiedene Grenzfunktion. Für  $x=0$  macht die HLF-Hypothese jedoch keine Aussage. Dieses asymptotische Grenzverhalten ist inzwischen für die in pp-Wechselwirkungen erzeugten geladenen  $\pi^-$ - und K-Mesonen sowie Protonen von Beschleunigerenergien bis hin zu Speicherringenergien experimentell untersucht worden. Die Ergebnisse legen die Vermutung nahe, daß man sich zumindest bei Energien von etwa  $s^{1/2} = 50$  GeV/c im asymptotischen Gebiet befindet. Für die mit anderen Strahlteilchen ( $\gamma$ ,  $e$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $\bar{p}$ ) erzeugten geladenen nicht-seltsamen Teilchen kann dieses bisher nicht mit Sicherheit ausgesagt werden, da der verfügbare Energiebereich noch zu klein ist. Bei den seltsamen Teilchen verhinderten Schwierigkeiten beim Nachweis mit Zählertechniken die Messung bei höheren Energien. Für diese Teilchen ist die Blaskammer bis jetzt praktisch die einzig mögliche Meßapparatur. Es gibt einige wenige Untersuchungen im Energiebereich bis zu 30 GeV/c Laborimpuls für  $\pi^\pm p^-$ ,  $K^\pm p^-$  und pp-Wechselwirkungen. Von den geplanten Untersuchungen am NAL-500 GeV/c-Beschleuniger liegen bisher nur einige vorläufige Ergebnisse eines Experiments bei 205 GeV/c Laborimpuls vor (CHA73).

## VI.2 Die Meson-Verteilungen

Die über  $p_T^2$  integrierten lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte

$$VI.2.1 \quad g(s, x) = \int f(s, x, p_T^2) dp_T^2$$

sind in Abb.30 für die  $K_S^0$ -Mesonen bei 12 und 24 GeV/c gezeigt. Die Form der Verteilungen ist bei beiden Energien ähnlich. Die Wirkungsquerschnitte steigen im Zentralbereich  $x \approx 0$  um etwa 85% an, während man den geringsten Energieanstieg mit

40% im Fragmentationsbereich um  $|x| \approx 0.35$  beobachtet. Der bei  $|x| \geq 0.4$  dann wieder einsetzende stärkere Zuwachs ist statistisch nicht signifikant. Bei 24 GeV/c Laborimpuls von Allaby et al. (ALL72) gemessene  $K^+$ -Spektren zeigen ebenfalls keine Abnahme der Steigung im logarithmischen Maßstab bei großen  $|x|$ -Werten. Insgesamt ist der Zuwachs mit der Energie kleiner als der Anstieg des totalen inklusiven Wirkungsquerschnitts mit einem Faktor 2.2. Dieses findet durch die Bewichtung  $E^*/\sqrt{s}$  seine Erklärung. Die Energie der Teilchen wächst im Mittel nicht linear mit  $\sqrt{s}$  an.

Die in der gleichen Abbildung gezeigten  $\pi^\pm$ -Mesonen zeigen im gesamten Bereich eine Zunahme von nur etwa 5 bis 15% bei den  $\pi^+$ -Mesonen sowie 20 bis 30% bei den  $\pi^-$ -Mesonen. Bei beiden ist wie bei den  $K_S^0$ -Mesonen die relative Zunahme im Zentralbereich größer als im Fragmentationsbereich. Eine vergleichende Betrachtung mit CERN-Speicherring-Experimenten zeigt, daß der Anstieg der Wirkungsquerschnitte der  $\pi^\pm$ -Mesonen von 24 GeV/c zu Speicherring-Energien noch etwa ebenso groß ist wie der von 12 auf 24 GeV/c (BRA72).

Ein entsprechender Energievergleich zwischen 24 GeV/c und 205 GeV/c ist für die  $K_S^0$ -Mesonen in Abb.31 gezeigt. In diesen Verteilungen sind alle Wirkungsquerschnitte durch den asymptotischen totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}} = 39 \text{ mb}$  für pp-Wechselwirkungen dividiert. Man beobachtet einen Anstieg um einen Faktor 4 zwischen 24 und 205 GeV/c, was ungefähr dem Anstieg des totalen inklusiven Wirkungsquerschnitts für  $K_S^0$ -Erzeugung entspricht.

Zur Untersuchung der Fragmentation zeigen wir in Abb.32 die Verteilungen in der Laborrapidität  $y^{\text{lab}}$  für die  $\pi^\pm$ -Mesonen und die  $K_S^0$ -Mesonen.

$$\text{VI.2.2} \quad \frac{d\sigma}{dy} = \pi \int f(s, y, p_T^2) dp_T^2$$

Die dem Punkte  $x=0$  entsprechenden Symmetriepunkte der Laborrapidität sind durch

$$\text{VI.2.3} \quad y_s^{\text{lab}} = \begin{array}{ll} 1.62 & \text{bei } 12 \text{ GeV/c} \\ 1.97 & \text{bei } 24 \text{ GeV/c} \end{array}$$

gegeben. Die Verteilungen sind nach größeren Werten symmetrisch fortgesetzt zu denken. Im Fragmentationsgebiet ist für  $y^{\text{lab}} \lesssim 0.5$  innerhalb der Fehler zwischen 12 und 24 GeV/c für die  $K_s^0$ -Mesonen keine signifikante Energieabhängigkeit festzustellen. Bei Annäherung an den zentralen Bereich dagegen werden die Wirkungsquerschnitte bei 24 GeV/c um etwa 70% größer als die Wirkungsquerschnitte bei 12 GeV/c. Die Verteilungen der  $\pi^\pm$ -Mesonen in der gleichen Abbildung zeigen Energieunabhängigkeit für die  $\pi^+$ -Mesonen im gesamten Bereich sowie für die  $\pi^-$ -Mesonen für  $y^{\text{lab}} < 0.5$ .

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$\text{VI.2.4} \quad \frac{2E^*}{\pi \sqrt{s}} \frac{d^2 \sigma}{dx dp_T^2} \cong \frac{1}{\Delta p_T^2} \int_{\Delta p_T^2} f(s, x, p_T^2) dp_T^2$$

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

in Abb.33 und Abb.34 zeigen keine wesentlich verschiedene Energieabhängigkeit als die integrierten Verteilungen selbst.

Die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von dem Quadrat des Transversalimpulses  $p_T^2$

$$\text{VI.2.5} \quad \frac{d\sigma}{dp_T^2} = \pi \int f(s, y, p_T^2) dy$$

in Abb.35 für die 3 Energien 12, 24 und 205 GeV/c zeigen die exponentielle Abhängigkeit

$$\text{VI.2.6} \quad \frac{d\sigma}{dp_T^2} = a e^{-b p_T^2}$$

mit abnehmender Steigung  $b$  für große Transversalimpulse.

Für  $p_T^2 < 0.3$  (GeV/c)<sup>2</sup> ist zwischen 12 und 24 GeV/c Strahlimpuls die Steigung  $b = 6.0 \pm 0.2$  (GeV/c)<sup>-2</sup> konstant und zeigt auch bei 205 GeV/c kein grundsätzlich verschiedenes Verhalten. Für große  $p_T^2$  beobachtet man dagegen eine leichte Abnahme der Steigung von  $b = 5.2 \pm 0.5$  (GeV/c)<sup>-2</sup> bei 12 GeV/c zu  $b = 3.5 \pm 1.0$  (GeV/c)<sup>-2</sup> bei 24 GeV/c Strahlimpuls.

In diesem  $p_T^2$ -Bereich sind bei 205 GeV/c die statistischen Fehler zu groß für eine vergleichende Aussage.

Statt gegen  $p_T^2$  ist in Abb.36 der differentielle Wirkungsquerschnitt VI.2.5 gegen  $p_T$  aufgetragen. Der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  beträgt  $397 \pm 8$  MeV/c bei 12 GeV/c und  $405 \pm 12$  MeV/c bei 24 GeV/c.

Sowohl die Steigung der  $p_T^2$ -Verteilung bei kleinen Transversalimpulsen als auch die mittleren Transversalimpulse der  $K_S^0$ -Mesonen sind signifikant verschieden von den entsprechenden Größen der  $\pi$ -Mesonen (BRA72). Bedes hat seinen Grund in den bei kleinen Transversalimpulsen liegenden Zerfallspionen aus Resonanzen mit kleinem Q-Wert und kleiner Masse. Diese Resonanzpionen vergrößern auf der einen Seite den Steigungsparameter bei kleinen Transversalimpulsen, verkleinern auf der anderen Seite die mittleren Transversalimpulse.

In Abb.37 bis Abb.39 vergleichen wir die Verteilungen der  $K_S^0$ -Mesonen mit denen der  $K^{*+}(890)$ -Mesonen und denen der  $S^*(1000)$ -Mesonen. Die Laborrapiditäts-Verteilungen in Abb.37 zeigen ähnliche Energieabhängigkeit wie die der  $K_S^0$ -Mesonen, bis auf das bei 24 GeV/c sichtbar werdende Fragmentationsmaximum bei  $y^{lab}=1.6$ . Die Lage dieses die bevorzugte Vorwärts- bzw. Rückwärtserzeugung im CMS kennzeichnende Maximum hängt außer von der Einschußenergie von der Masse des Teilchens ab und kann daher bei den leichteren Mesonen so dicht am Symmetriepunkt liegen, daß es nicht mehr in Erscheinung tritt. Die exponentielle Steigung der  $p_T^2$ -Verteilung für kleine Transversalimpulse ist für das  $K^{*+}$ -Meson mit  $b = 4 \pm 1.5$  (GeV/c) $^{-2}$  bei 12 GeV/c und 24 GeV/c etwas kleiner als die der  $K_S^0$ -Mesonen, während die Steigung der  $S^*$ -Verteilungen mit  $b = 8 \pm 2$  (GeV/c) $^{-2}$  zwischen der der  $K_S^0$ -Mesonen und der der Pionen liegt. Bei großen Transversalimpulsen ist ein Vergleich mit den leichteren Mesonen nicht möglich, die exponentiellen Steigungen sind jedoch mit dem für alle Teilchen universell angenommenen Wert  $b = 3$  (GeV/c) $^{-2}$  verträglich. Die mittleren Transversalimpulse der  $K^{*+}$ -Mesonen sind innerhalb der Fehler mit denen der  $K_S^0$ -Mesonen gleich.

Zum Schluß dieses Abschnitts sollen einige Strukturen der  $K_S^0$ -Verteilungen näher untersucht werden. Die K-Mesonen können einmal Zerfallsteilchen eines Isobars oder Fragment eines isobar-ähnlichen Zustandes sein,

$$\text{VI.2.7} \quad N^* \rightarrow Y K$$

$$\text{VI.2.8} \quad N^* \rightarrow Y K^* \quad , \quad K^* \rightarrow K \pi$$

zum anderen können sie in  $K\bar{K}$ -Paaren entweder auch als Fragment eines höheren Isobars

$$\text{VI.2.9} \quad N^* \rightarrow N M^* \quad , \quad M^* \rightarrow K \bar{K}$$

oder innerhalb einer multiperipheren Kette erzeugt werden. In Abb.40 sind die  $y^{\text{lab}}$ -Verteilungen der  $K_S^0$ -Mesonen getrennt für die Erzeugungskanäle

$$\text{VI.2.10} \quad pp \rightarrow K_S^0 Y X$$

$$\text{VI.2.11} \quad pp \rightarrow K_S^0 K_S^0 X$$

gezeigt. In Reaktion VI.2.10 ist typisches Fragmentationsverhalten festzustellen. Der starke Anstieg im  $K_S^0$ -Wirkungsquerschnitt bei  $x \approx 0$  ist allein auf  $K\bar{K}$ -Erzeugung zurückzuführen. Die Transversalimpulsverteilungen zeigen für kleine  $p_T^2$  eine etwas größere Steigung von  $b = 8 \pm 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  bzw.  $b = 7 \pm 1 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  für 12 bzw. 24 GeV/c bei der Reaktion VI.2.11 gegenüber  $b = 5 \pm 0.8 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  bei der Reaktion VI.2.10. Im unteren Teil der Abbildung sind handgezeichnete Anpassungen an die Meßpunkte für 2 Massenbereiche des  $(K_S^0 K_S^0)$ -Systems gezeigt, und zwar einmal für die  $K_S^0$ -Mesonen aus der  $S^*(1000)$ -Anhäufung, zum anderen für  $K_S^0$ -Mesonen, die nicht aus dem  $S^*$ -Bereich stammen. Erstere zeigen in der Laborrapidity eine den  $S^*$ -Mesonen ähnliche, etwas in das zentrale Gebiet verschobene Verteilung, sowie eine exponentielle  $p_T^2$ -Abhängigkeit mit der Steigung  $b = 10 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ . Die  $K_S^0$ -Mesonen mit großer  $(K_S^0 K_S^0)$ -Masse dagegen sind für den starken Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Energie im Zentralbereich verantwortlich und zeigen ein der Reaktion VI.2.10 ähnliches Transversalimpulsverhalten. Ein Teil dieser

Ereignisse bei 24 GeV/c stammen sicher aus den Erzeugungsprozessen



wobei die  $K_S^0$ -Mesonen aus  $K^*$ -Resonanzzerfällen wegen des kleinen Q-Wertes mit kleinerem Transversalimpuls als dem der  $K^*$ -Resonanz selbst emittiert werden. Eine genauere Untersuchung der Erzeugungsmechanismen der  $K\bar{K}$ -Kanäle konnte jedoch wegen zu kleiner Statistik nicht durchgeführt werden.

### VI.3 Die Hyperon-Verteilungen

Die über  $p_T^2$  integrierten Wirkungsquerschnitte VI.2.1 für das Proton und die Hyperonen  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$  sind in Abb.41 gezeigt. Während die Wirkungsquerschnitte der Protonen mit steigender Energie abnehmen, steigen die Wirkungsquerschnitte um 5-60% bei den  $\Lambda$ -Hyperonen, um 15-100% bei den  $\Sigma^+$ -Hyperonen sowie um 20-200% bei den  $\Sigma^-$ -Hyperonen. Die Wirkungsquerschnitte der  $\bar{\Lambda}$ -Hyperonen sind entsprechend den Bemerkungen in Kap.III.2 als obere Grenze aufzufassen. Die Rolle der Baryonen als führendes Teilchen eines Fragmentationsclusters nimmt vom Proton über das  $\Sigma^+$ - und dem  $\Lambda$ - zum  $\Sigma^-$ -Hyperon ab. Dieses Verhalten ist insofern verständlich, als bei Einfach-oder Doppelfragmentation mit Pomeron-Austausch zur Aufrechterhaltung der Ladung und der Seltsamkeits-Quantenzahl die  $\Sigma^-$ -Erzeugung mit der Bildung von mindestens einem  $K^+$  und einem  $\pi^+$  begleitet sein muß, die  $\Lambda$ - bzw.  $\Sigma^+$ -Erzeugung dagegen nur jeweils ein weiteres  $K^+$  bzw.  $K^0$  erfordert, während das Proton ohne Abgabe von Fragmenten die Reaktion verlassen kann. Dieser "leading particle"-Effekt bildet sich bei höheren Energien auch bei den  $\Lambda$ -Hyperonen aus, wie in Abb.42 gezeigt wird.

Das Fragmentationsverhalten der Baryonen kann besser in der Laborrapiditäts-Verteilung Abb.43 untersucht werden. Die Proton-Verteilungen sind für  $y^{\text{lab}} < 0.2$  energieunabhängig und fallen bis zum Symmetriepunkt für 12 GeV/c um 40% zwischen 12 und 24 GeV/c ab. Bei den Hyperonen erwartet man bei höheren Energien eine Ausprägung des bei den Protonen bereits klar

sichtbaren "leading particle"-Effektes, sodaß eine Aussage über Energieunabhängigkeit verfrüht erscheint.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von  $p_T^2$  in Abb.44 zeigen für  $p_T^2 > 0.3$  für alle Teilchen rein exponentielles Verhalten mit Steigungen zwischen  $b=2.5 \pm 0.3$  (GeV/c)<sup>-2</sup> für das  $\Sigma^+$ -Hyperon bei 24 GeV/c und  $b=3.9 \pm 0.2$  (GeV/c)<sup>-2</sup> für das  $\Lambda$ -Hyperon bei 12 und 24 GeV/c.

Die  $\bar{\Lambda}$ -Verteilungen müssen bei dieser Betrachtung wegen zu kleiner Statistik ausgeschlossen werden. Bemerkenswert ist, daß bei den  $\Lambda$ -Hyperonen keine Anhäufung bei kleinen Transversalimpulsen beobachtet wird. Der Grund hierfür wird darin zu suchen sein, daß die  $\Sigma^\pm$ -Hyperonen aus Resonanzzerfällen mit kleinem Zerfallsimpuls im Ruhesystem der Resonanz stammen können,

$$\text{VI.3.1} \quad \Sigma^*(1385) \rightarrow \Sigma \pi \quad p = 117 \text{ MeV/c}$$

$$\text{VI.3.2} \quad \Lambda'(1405) \rightarrow \Sigma \pi \quad p = 142 \text{ MeV/c}$$

während die  $\Lambda$ -Hyperonen nur Resonanzen mit größerem Zerfallsimpuls bilden.

$$\text{VI.3.3} \quad \Sigma^*(1385) \rightarrow \Lambda \pi \quad p = 208 \text{ MeV/c}$$

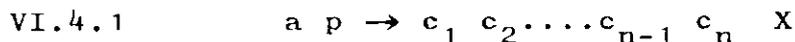
$$\text{VI.3.4} \quad N^* \rightarrow \Lambda K \quad p \gtrsim 200 \text{ MeV/c}$$

Außer in der absoluten Höhe unterscheidet sich die Form der Verteilungen bei 12 und 24 GeV/c nicht erheblich.

Die  $p_T^2$ -Verteilungen der  $\Lambda$ -Hyperonen bei 6, 12, 24 und 205 GeV/c Strahlimpuls in Abb.45 zeigen eine Abnahme der exponentiellen Steigung  $b$  zwischen 6 und 12 GeV/c. Energieunabhängigkeit der Steigung  $b$  zwischen 24 und 205 GeV/c kann wegen zu großer experimenteller Unsicherheit bei 205 GeV/c nicht geprüft werden. Die mittleren Transversalimpulse der Verteilungen Abb.46 liegen für alle Hyperonen zwischen 400 und 450 MeV/c und sind damit etwas größer als die entsprechenden Werte für die Protonen mit  $\langle p_T \rangle = 393.9 \pm 0.4$  MeV/c bei 12 GeV/c und  $\langle p_T \rangle = 388.1 \pm 0.6$  MeV/c bei 24 GeV/c.

#### VI.4 Abhängigkeit der Target-Proton-Fragmente vom Strahlteilchen

Die Unabhängigkeit der Eigenschaften der Fragmente  $c_1, c_2, \dots, c_{n-1}, c_n$  des Targetprotons von den Quantenzahlen des Strahlteilchens in der Reaktion



folgt aus dem Muellerschen Regge-Bild (MUE70) bei Faktorisierung der Residuums-Funktion des Pomerons.

Wir untersuchen diese Aussage an Hand der durch den totalen Wirkungsquerschnitt dividierten Verteilung in  $x$

$$\text{VI.4.2} \quad g(s, x) = \frac{1}{\sigma_{ap}} \int f(s, x, p_T^2) dp_T^2$$

für die  $K_S^0$ -Mesonen und die  $\Lambda$ -Hyperonen in den Abbildungen 47 und 48. Bis auf das  $\pi^+p$ -Experiment bei 6 GeV/c erfüllen die in den Abbildungen zusammengestellten Experimente die Forderung nach ungefähr gleicher Schwerpunktsenergie mit  $\sqrt{s'} = 4.93$  GeV für  $K^+p$  und  $\sqrt{s'} = 4.96$  GeV für  $pp$  im unteren Energiebereich sowie  $\sqrt{s'} = 6.49$  GeV für  $\pi^+p$  und  $\sqrt{s'} = 6.84$  GeV für  $pp$  im höheren Energiebereich.

Die Verteilungen der  $K_S^0$ -Mesonen in Abb.47 zeigen im Fragmentationsbereich des Protons nur größenordnungsmäßige Übereinstimmung. Bei höheren Energien (22 GeV/c  $\pi^+p$ , 24 GeV/c  $pp$ ) sind um  $x \approx -0.5$  Abweichungen um einen Faktor 3 zu beobachten. Bei den niedrigeren Energien (6 GeV/c  $\pi^+p$ , 12 GeV/c  $pp$ ) ist zu beachten, daß bei einem Strahlimpuls von  $p_{\text{Lab}} = 12$  GeV/c für die  $\pi^+p$ -Wechselwirkung die Wirkungsquerschnitte noch weiter ansteigen und somit auch hier keine befriedigende Übereinstimmung zu erwarten ist. Es ist anzunehmen, daß Pomeron-Austausch bei Beschleuniger-Energien noch nicht dominierend ist und somit gerade in der Nähe der Phasenraumgrenze  $x \approx -1$  der Austausch anderer Trajektorien eine entscheidende Rolle spielt.

Etwas besser funktioniert dieses Konzept bei den  $\Lambda$ -Hyperonen in Abb.48. Insbesondere die Wirkungsquerschnitte der  $\pi^+p$ - und der  $pp$ -Wechselwirkung bei 22 bzw. 24 GeV/c unterscheiden sich für  $x < -0.3$  nicht merklich.

### VI.5 Diskussion der Ergebnisse

Im Energiebereich zwischen 12 und 24 GeV/c zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte sowohl der Mesonen als auch der Hyperonen im allgemeinen noch beträchtliche Energieabhängigkeit.

Bei den  $K_S^0$ -Mesonen ist die Zunahme der Wirkungsquerschnitte vor allem auf Teilchen mit kleinem CMS-Longitudinalimpuls der Reaktionen



zurückzuführen. Da die Multiplizitäten der  $K_S^0$ -Mesonen bei Ereignissen mit großer Zahl auslaufender Teilchen stark mit der Energie zunehmen, muß angenommen werden, daß die starke Energiezunahme der Wirkungsquerschnitte auf das Einsetzen von Prozessen zurückzuführen ist, die gerade ihre Energieschwelle zwischen 12 und 24 GeV/c überwinden. Wirkungsquerschnitte von Prozessen der Art



sind bei 12 GeV/c innerhalb der Meßfehler mit Null verträglich, steigen bis 24 GeV/c jedoch beträchtlich an.  $K_S^0$ -Mesonen aus dem semiinklusiven Prozeß



zeigen im gesamten Fragmentationsgebiet keine Zunahme der Wirkungsquerschnitte mit der Energie. Wie in Kap.V.3 diskutiert wurde, liegen sogar hier noch die Wirkungsquerschnitte der die Reaktion VI.5.3 bildenden exklusiven Prozesse zwischen 12 und 24 GeV/c teils auf dem Maximum, teils auf der ansteigenden Flanke der Energieschwelle.

Ein beträchtlicher Anteil der Energiezunahme der Wirkungsquerschnitte muß daher auf Schwelleneffekte zurückgeführt werden.

Die Untersuchung der  $p_T^2$ -Verteilungen bestätigt das bei fast allen Teilchen und allen Energien beobachtete exponentielle Gesetz für große  $p_T^2$

$$\text{VI.5.4} \quad \frac{d\sigma}{dp_T^2} = a e^{-b p_T^2}$$

mit  $b \approx 3-4 (\text{GeV}/c)^{-2}$  in Tab.22.

Tabelle 22

Steigung  $b$  im exponentiellen Gesetz VI.5.4 für  $p_T^2 > 0.3(\frac{\text{GeV}}{c})^2$

	12 GeV/c	24 GeV/c
$K_S^0$	$5.2 \pm 0.5$	$3.5 \pm 1.0$
p	$3.6 \pm 0.1$	$3.5 \pm 0.1$
$\Lambda$	$3.9 \pm 0.2$	$3.9 \pm 0.3$
$\Sigma^+$	$2.8 \pm 0.4$	$2.5 \pm 0.3$
$\Sigma^-$	$2.7 \pm 0.3$	$2.7 \pm 0.4$

Die von diesem Gesetz abweichende Struktur bei kleinen Transversalimpulsen ist für das unterschiedliche Verhalten der mittleren Transversalimpulse  $\langle p_T \rangle$  in Tab.23 bei den verschiedenen Teilchen verantwortlich.

Tabelle 23

Mittlere Transversalimpulse  $\langle p_T \rangle$  in MeV/c

	12 GeV/c	24 GeV/c
$\pi^+$	$309.7 \pm 0.7$	$326.6 \pm 1.1$
$\pi^-$	$296.3 \pm 0.7$	$315.5 \pm 0.9$
$K_S^0$	$398 \pm 5$	$405 \pm 9$
p	$393.9 \pm 0.4$	$388.1 \pm 0.6$
$\Lambda$	$440 \pm 10$	$435 \pm 13$
$\Sigma^+$	$400 \pm 15$	$420 \pm 20$
$\Sigma^-$	$430 \pm 18$	$450 \pm 25$

Die extrem großen Steigungen der  $\hat{\pi}$ -Mesonen bei kleinen Transversalimpulsen ziehen die  $\langle p_T \rangle$  -Werte stark nach unten, während die mittleren Transversalimpulse aller anderen Teilchen um oder etwas größer als 400 MeV/c sind.

## VII Danksagungen

Herrn Prof.M.W.Teucher danke ich für die Möglichkeit, in seiner Blaskammergruppe diese Arbeit anfertigen zu können.

Für viele Diskussionen und Hinweise danke ich besonders Herrn Dr.V.Blobel und Herrn Dr.P.Söding.

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

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

Für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen möchte ich Frau H.Siegner herzlich danken.

Diese Arbeit wurde vom Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft unterstützt.

VIII Literaturverzeichnis

- AFS62 D. Amati, S. Fubini und A. Stanghellini,  
Nuovo Cimento 26, 896 (1962)
- ALL72 J.V. Allaby et al., CERN-Rom-Kollaboration,  
Beitrag zur Oxford-Konferenz, Oxford (1972)
- BER72 E.L. Berger et al., ANL/HEP 7240, Argonne (1972)
- BHM72 Bonn-Hamburg-München-Kollaboration,  
Interner Bericht DESY-F1-72/1 (1972)  
und Beitrag zur Oxford-Konferenz, Oxford (1972)
- BLO73 Bonn-Hamburg-München-Kollaboration,  
V. Blobel, private Mitteilung, Hamburg (1973)
- BRA72 A. Brandt, Diplomarbeit, Interner Bericht  
DESY F1-72/3, Hamburg (1972)
- CAM73 J.H. Campbell et al., ANL/HEP 7311, Argonne (1973)
- CAN71 L. Caneschi und A. Schwimmer, Phys.Rev. D3, 1588 (1971)
- CHA72 G. Charlton et al., Phys.Rev.Letters 29, 1759 (1972)
- CHA73 G. Charlton et al., ANL/HEP 7245, Argonne (1973)
- CRE72 D.J. Crennell et al., Phys.Rev.Letters 28, 643 (1972)
- DRI73 D. Drijard und S. Pokorski, CERN/D-PH II/PHYS 73-2
- FEY69 R.P. Feynman, Phys.Rev.Letters 23, 1415 (1969)
- GRI68 Programm GRIND, CERN TC program library manual,  
vol.2, Genf (1968)
- HBC2M Handbuch der CERN-2m-Wasserstoffblasenkammer,  
Genf (1972)
- HEL73 B.W. Hellwig, Dissertation, Interner Bericht,  
DESY F1-73/2, Hamburg (1973)
- HOR72 D. Horn und A. Schwimmer, AEC Research and Development  
Report, CAIT 68-372 (1972)
- KNA70 T.M. Knasel, DESY-70/3, Hamburg (1970)
- KOB73 Bonn-Hamburg-München-Kollaboration,  
P. Kobe, private Mitteilung Hamburg (1973)
- LAZ68 P. Lazeyras, CERN/D-PH II/BEAM/68-9, Genf (1968)
- MOE72 D. Moenkemeyer, Dissertation, Interner Bericht  
DESY F1-72/2, Hamburg (1972)
- MUE70 A.H. Mueller, Phys.Rev. D1, 2963 (1970)

- MUE73 H.J.Mück, H.H.Nagel und F.Selonke, DESY-73/7,  
Hamburg (1973)
- NEU71 G.Neuhofer et al., Phys.Lett.37B,438 (1971)  
und Phys.Lett.38B, 51 (1972)
- PDG70 Particle data group, UCRL-20000 NN (1970)
- PDG72 Particle data group, LBL-80 (1972)
- PDG72a Particle data group, Particle Properties, April 1972
- PYT69 Programm PYTHON, CERN TC program library manual,  
vol.3, Genf (1969)
- SBC71 Scandinavian Bubble Chamber Collaboration,  
Nucl.Phys. B27, 285 (1971)
- SBC72 Scandinavian Bubble Chamber Collaboration,  
Beitrag zur Batavia-Konferenz, Batavia (1972)
- STO72 S.Stone et al., UR-875-349, Rochester (1972)
- THR68 Programm THRESH, CERN TC program library manual,  
vol.2, Genf (1968)
- YAN69 C.N.Yang et al., Phys.Rev. 188, 2159, (1969)
- YOH72 Y.Oh und G.A.Smith, Nucl.Phys. B49, 13 (1972)

IX Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1 Schematische Darstellung der Blaskammer und des Datenflusses.
- Abb. 2 Verteilungen der Zerfallslängen im Laborsystem für die neutralen seltsamen Teilchen. Schraffiert eingezeichnet sind die Verteilungen der Ereignisse mit 1-C-Anpassung bei schlecht bestimmbareren Winkelkoordinaten der Flugrichtung.
- Abb. 3 Verteilungen der Zerfallslängen im Laborsystem für die geladenen seltsamen  $\Sigma$ -Hyperonen mit  $\pi n$ -Zerfallshypothese. Schraffiert eingezeichnet sind die Verteilungen der Ereignisse mit 0-C-Anpassung bei ungemessenem Impuls des Hyperons.
- Abb. 4 Kinematik des  $K^0$ -,  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Zerfalls im Laborsystem bei 4 verschiedenen Impulsen des seltsamen Teilchens.
- Abb. 5 Verteilungen der Transversalimpulse des positiv geladenen Zerfallsteilchens bezüglich der Flugrichtung des neutralen seltsamen Teilchens (siehe Abb.4) für eindeutige und mehrdeutige Zerfälle bei (a) 12 GeV/c und (b) 24 GeV/c.
- Abb. 6 Kinematik der  $\pi^{\pm}$ -,  $K^{\pm}$ - und  $\Sigma^{\pm}$ -Zerfälle im Laborsystem bei 4 verschiedenen Impulsen des seltsamen Teilchens.
- Abb. 7 Verteilungen der Transversalimpulse des positiv geladenen Zerfallsteilchens bezüglich der Flugrichtung des seltsamen Teilchens für eindeutige und mehrdeutige Zerfälle der positiv geladenen seltsamen Teilchen bei (a) 12 GeV/c und (b) 24 GeV/c.
- Abb. 8 Verteilungen der Eigenzeit für  $K_S^0$ -Meson und  $\Lambda$ -Hyperon. Die Steigungen der eingezeichneten Geraden sind Präzisionsmessungen anderer Experimente und wurden (PDG72a) entnommen.
- Abb. 9 Wie Abb.8 für  $\Sigma^+$ - und  $\Sigma^-$ -Hyperon.
- Abb.10 Verteilungen der kinematischen Variablen der Erzeugung und des Zerfalls für  $K_S^0$ -Mesonen. Die Definition der Variablen wird im Text (Kap.III4) behandelt.

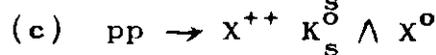
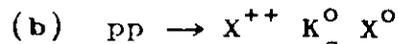
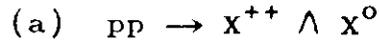
Die schraffiert gezeichneten Histogramme stellen Musterungskorrekturen dar.

Abb.11 Wie Abb.10 für die  $\Lambda$ -Hyperonen.

Abb.12 Wie Abb.10 für die 1-C-Anpassungen der  $\Sigma^+$ -Hyperonen mit  $\pi^+$ n-Zerfall.

Abb.13 Wie Abb.10 für die 1-C-Anpassungen der  $\Sigma^-$ -Hyperonen.

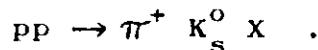
Abb.14 Verteilungen der effektiven Masse des Systems  $X^0$  aus neutralen Teilchen in den Reaktionen



bei 12 GeV/c.  $X^{++}$  ist dabei das System der gesamten geladenen Teilchen. Die Kurven sind die im Text (Kap.III.5) diskutierten Untergrundverteilungen.

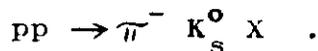
Abb.15 Verteilungen des Erzeugungswinkels  $\Theta$  der gemusterten Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen bezüglich der Richtung des Strahlprotons im Laborsystem, in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen. Die eingezeichneten Kurven stellen die im Text (Kap.III.6) beschriebenen Anpassungen dar.

Abb.16 Verteilungen der effektiven Masse des  $(\pi^+ K_S^0)$ -Systems in der inklusiven Reaktion



Die Kurven sind handgezeichnete untere(---) und obere (—) Grenzen des Untergrundes.

Abb.17 Verteilungen der effektiven Masse des  $(\pi^- K_S^0)$ -Systems in der inklusiven Reaktion



Die Kurven sind handgezeichnete Untergrund-Abschätzungen.

Abb.18 Verteilungen der effektiven Masse des  $(K_S^0 K_S^0)$ -Systems in der inklusiven Reaktion

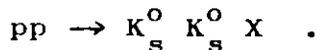
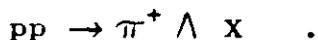


Abb.19 Verteilungen der effektiven Masse des  $(\pi^+ \Lambda)$ -Systems in der inklusiven Reaktion



Die Kurven sind handgezeichnete untere und obere Grenzen des Untergrundes.

Abb.20 Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte der  $\pi^-$ -,  $K^-$ -,  $K^{*-}$ - sowie  $K\bar{K}$ - und  $KY$ -Produktion bei 12 und 24 GeV/c. Die Geraden stellen handgezeichnete Verbindungslinien zwischen den Meßpunkten der beiden Energien dar.

Abb.21 Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte der Reaktionen  
 (a)  $pp \rightarrow (\Lambda / \Sigma^0) X$  und  $pp \rightarrow (K^0 / \bar{K}^0) X$   
 (b)  $pp \rightarrow \Sigma^+ X$  und  $pp \rightarrow \Sigma^- X$   
 in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ . Die Ergebnisse der anderen Experimente wurden (YOH72), (SBC72) und (CHA73) entnommen.

Abb.22 Totale Erzeugungswirkungsquerschnitte der Reaktion  
 $pp \rightarrow (\bar{\Lambda} / \bar{\Sigma}^0) X$   
 in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ . Zum Vergleich sind die bereits in Abb.21 gezeigten Wirkungsquerschnitte für  $(K^0 / \bar{K}^0)$ -,  $(\Lambda / \Sigma^0)$ -,  $\Sigma^+$ - und  $\Sigma^-$ -Produktion aufgetragen. Das Ergebnis bei 205 GeV/c Strahlimpuls wurde (CHA73) entnommen.

Abb.23  $\pi^0$ -,  $(K^0 / \bar{K}^0)$ - und  $(\Lambda / \Sigma^0)$ - Multiplizitäten in Abhängigkeit von  $s^{1/2}$ ,  $s^{1/3}$  und  $\ln s$ . Die Geraden stellen handgezeichnete Anpassungen dar. Bei 12 GeV/c ist innerhalb der Zeichengenauigkeit  $\sigma(K^0 / \bar{K}^0) \approx \sigma(\Lambda / \Sigma^0)$ .

Abb.24  $\pi^0$ -Multiplizitäten in Abhängigkeit von  $\ln s$  in einem Energiebereich von 12 bis 1500 GeV/c Laborimpuls. Die Gerade durch die Meßpunkte bei Speicher-ring-Energien ist eine Anpassung der Autoren. Die Ergebnisse der anderen Experimente wurden (SBC71), (CHA72) und (NEU71) entnommen.

Abb.25 Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

$$(a) pp \rightarrow p K^+ (\Lambda / \Sigma^0)$$

$$(b) pp \rightarrow p K^0 (\Lambda / \Sigma^0) \pi^+$$

in Abhängigkeit vom Laborimpuls des Strahlprotons. Die Ergebnisse bei den niedrigen Energien wurden (PDG70) entnommen. Die Kurven sind handgezeichnete Anpassungen an die Meßwerte.

Abb.26  $\pi^0$ -Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten geladenen Teilchen für Experimente zwischen 12 und 205 GeV/c Laborimpuls. Die Daten der Experimente bei 12,4 und 205 GeV/c wurden (CAM73) und (CHA72) entnommen.

Abb.27 Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  

$$pp \rightarrow pp X$$

$$pp \rightarrow pn X$$

$$pp \rightarrow nn X$$

in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten negativen Teilchen. Das Verfahren zur Bestimmung der Kurven wird im Text (Kap.V.4) erläutert.

Abb.28 Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen

- (a)  $pp \rightarrow pp (n_- \pi^+) (n_- \pi^-) (n_0 \pi^0)$
- (b)  $pp \rightarrow pn((n_+ + 1) \pi^+) (n_- \pi^-) (n_0 \pi^0)$
- (c)  $pp \rightarrow nn((n_+ + 2) \pi^+) (n_- \pi^-) (n_0 \pi^0)$

in Abhängigkeit von der Zahl der erzeugten negativen und neutralen Pionen. Die Kurven werden im Text (Kap.V.4) erläutert.

Abb.29  $K^0/\bar{K}^0$ - Multiplizitäten in Abhängigkeit von der Zahl der gleichzeitig erzeugten geladenen Teilchen für 12,24 und 205 GeV/c Laborimpuls. Die Ergebnisse bei 205 GeV/c wurden (CHA73) entnommen.

Abb.30 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

- $pp \rightarrow K_s^0 X$
- $pp \rightarrow \pi^+ X$
- $pp \rightarrow \pi^- X$

für 12 und 24 GeV/c in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen  $x = 2 p_L^*/\sqrt{s}$ .

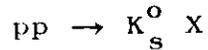
Abb.31 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion

$$pp \rightarrow K_s^0 X$$

für 12,24 und 205 GeV/c in Abhängigkeit der Feynman-Variablen  $x$ . Die Meßwerte wurden durch den totalen pp-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot} = 39 \text{ mb}$  dividiert.

Abb.32 Wie Abb.30 , in Abhängigkeit von der Laborrapidität  $y_{lab}$ .

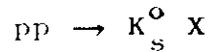
Abb.33 Über Intervalle des Transversalimpulses gemittelte differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion



in Abhängigkeit von der Laborrapidität  $y_{lab}$ .

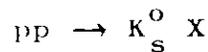
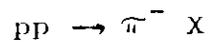
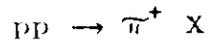
Abb.34 Wie Abb.33, in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen  $x$ .

Abb.35 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion



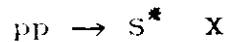
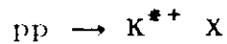
für 12,24 und 205 GeV/c in Abhängigkeit des Quadrates des Transversalimpulses.

Abb.36 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen



in Abhängigkeit vom Transversalimpuls  $p_T$ .

Abb.37 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktionen

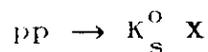


bei 12 und 24 GeV/c in Abhängigkeit der Laborrapidität  $y_{lab}$ .

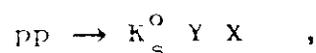
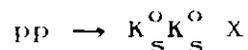
Abb.38 Wie Abb.37, in Abhängigkeit vom Quadrat des Transversalimpulses.

Abb.39 Wie Abb.37, in Abhängigkeit vom Transversalimpuls  $p_T$ .

Abb.40 Differentielle Wirkungsquerschnitte der  $K_S^0$ -Mesonen aus der inklusiven Reaktion

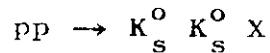


sowie aus den semiinklusiven Reaktionen



in Abhängigkeit von der Laborrapidität und vom Quadrat des Transversalimpulses. Die im untersten Teil der

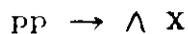
Abbildung gezeigten Kurven sind handgezeichnete Anpassungen für die  $K_S^0$ -Wirkungsquerschnitte aus der Reaktion



mit  $M(K_S^0 K_S^0) < 1.2$  sowie  $M(K_S^0 K_S^0) > 1.2$  GeV.

Abb.41 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Protonen und Hyperonen bei 12 und 24 GeV/c in Abhängigkeit der Feynman-Variablen  $x = 2 p_L^*/\sqrt{s}$ . Die  $\bar{\Lambda}$ -Wirkungsquerschnitte sind als obere Grenzen aufzufassen.

Abb.42 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion

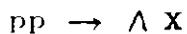


bei 6, 12, 24 und 205 GeV/c in Abhängigkeit der Feynman-Variablen  $x$ . Die Meßwerte wurden durch den totalen asymptotischen pp-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot} = 39$  mb dividiert.

Abb.43 Wie Abb.41, in Abhängigkeit von der Laborrapidität.

Abb.44 Wie Abb.41, in Abhängigkeit vom Quadrat des Transversalimpulses.

Abb.45 Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion



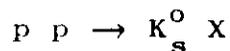
bei 6, 12, 24 und 205 GeV/c in Abhängigkeit des Quadrates des Transversalimpulses.

Abb.46 Wie Abb.41, in Abhängigkeit des Transversalimpulses.

Abb.47 Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen

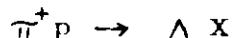


bei 6 und 22 GeV/c,

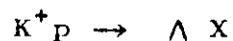


bei 12 und 24 GeV/c in Abhängigkeit von der Feynman-Variablen  $x$ . Die Meßwerte wurden durch die jeweiligen totalen Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+ p$ - bzw.  $pp$ -Wechselwirkungen dividiert.

Abb.48 Differentielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen



bei 6 und 22 GeV/c,



bei 12.7 GeV/c und

$$pp \rightarrow \Lambda X$$

bei 12 und 24 GeV/c in Abhängigkeit der Feynman-Variablen  $x$ . Die Meßwerte wurden durch die jeweiligen totalen Wirkungsquerschnitte für  $\pi^+p^-$ ,  $K^+p^-$  bzw.  $pp$ -Wechselwirkungen dividiert.

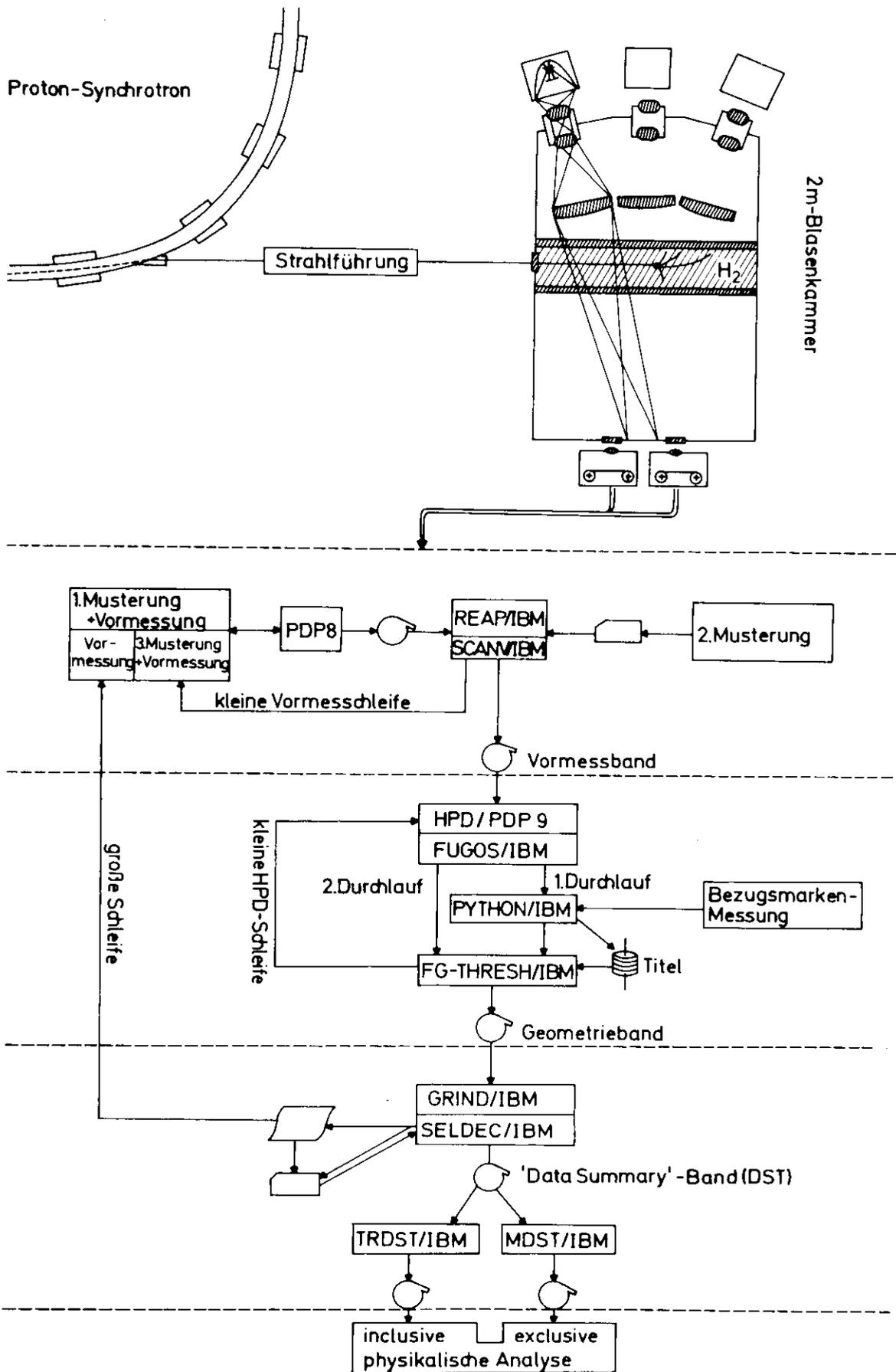


Abb.1

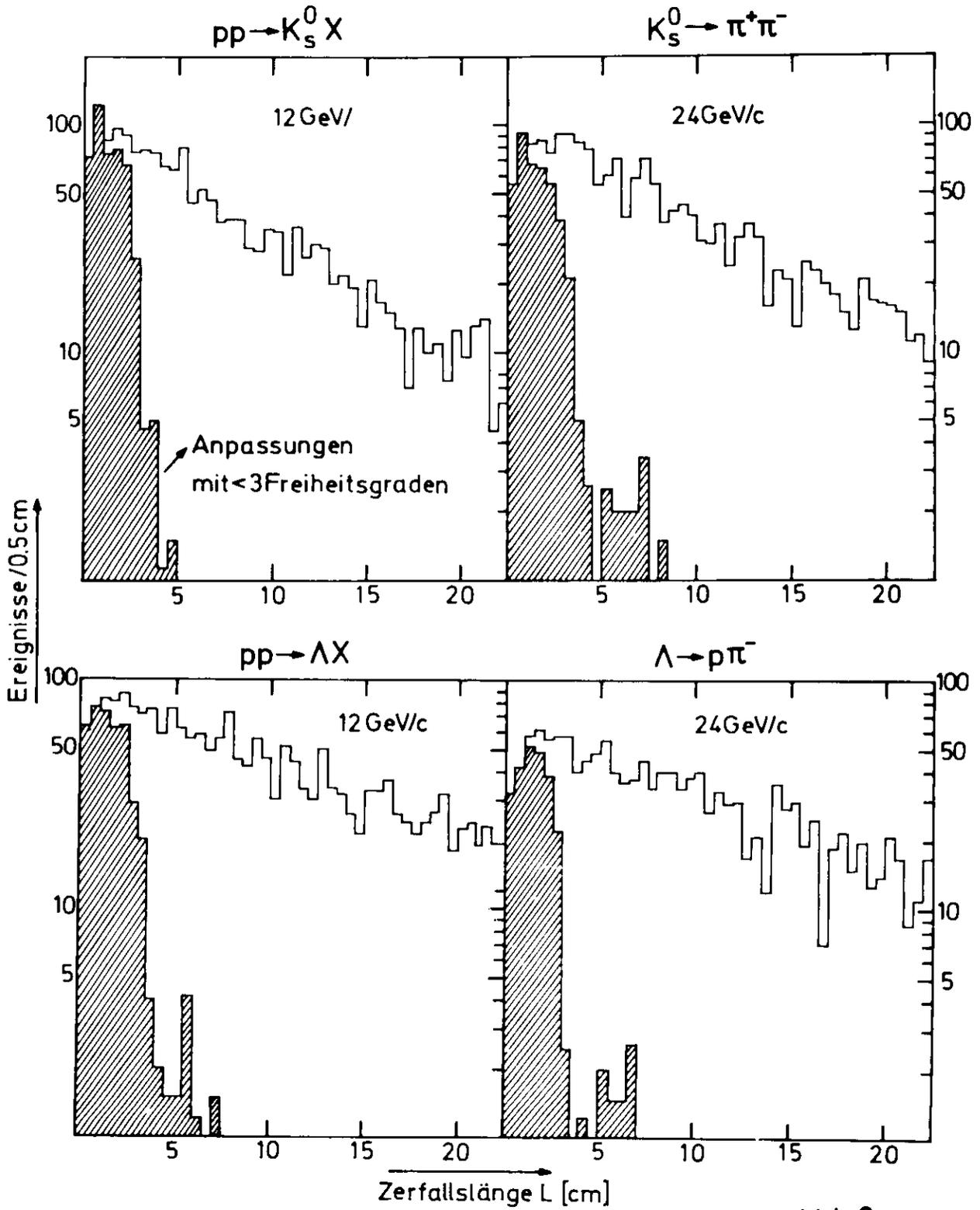


Abb.2

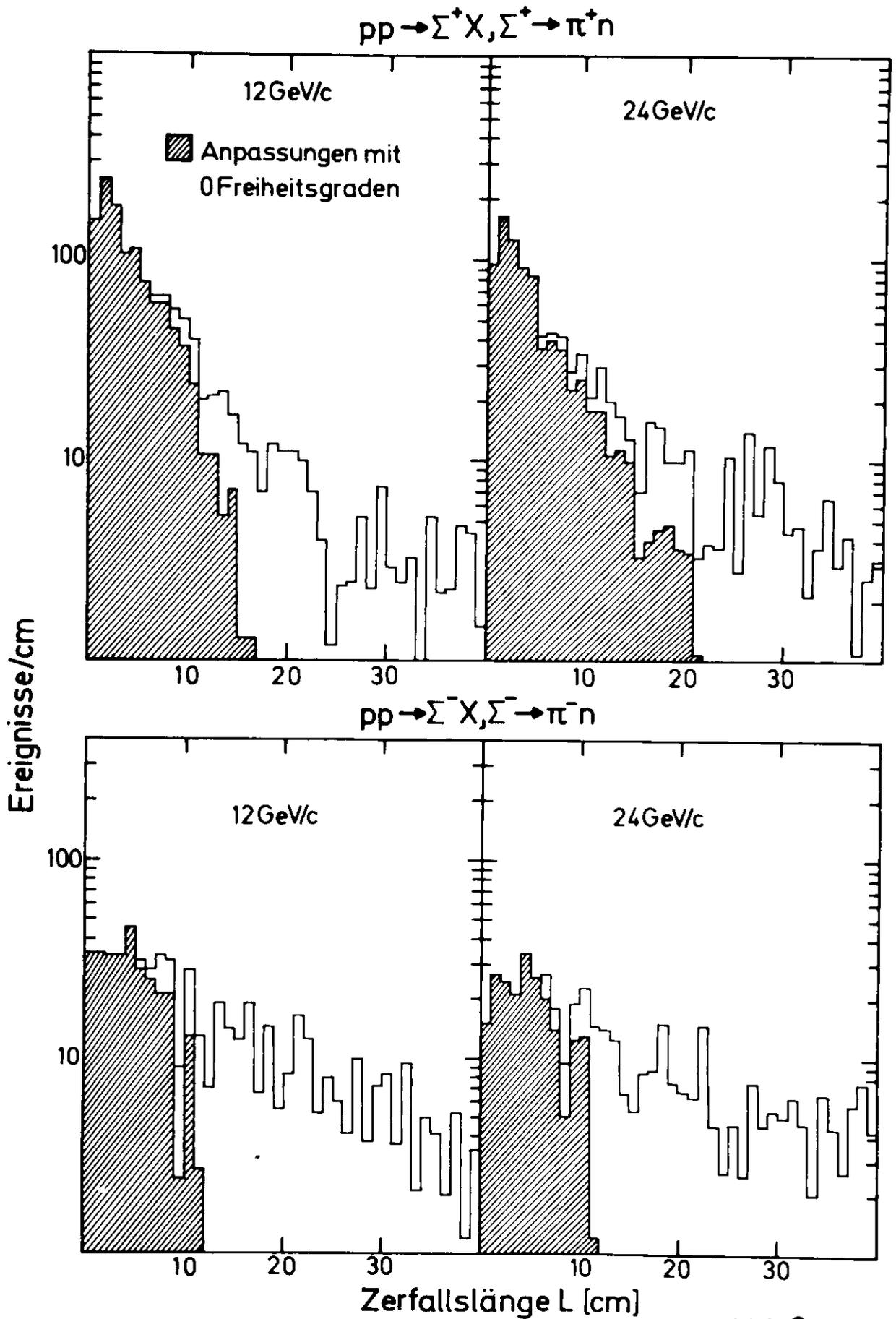


Abb.3

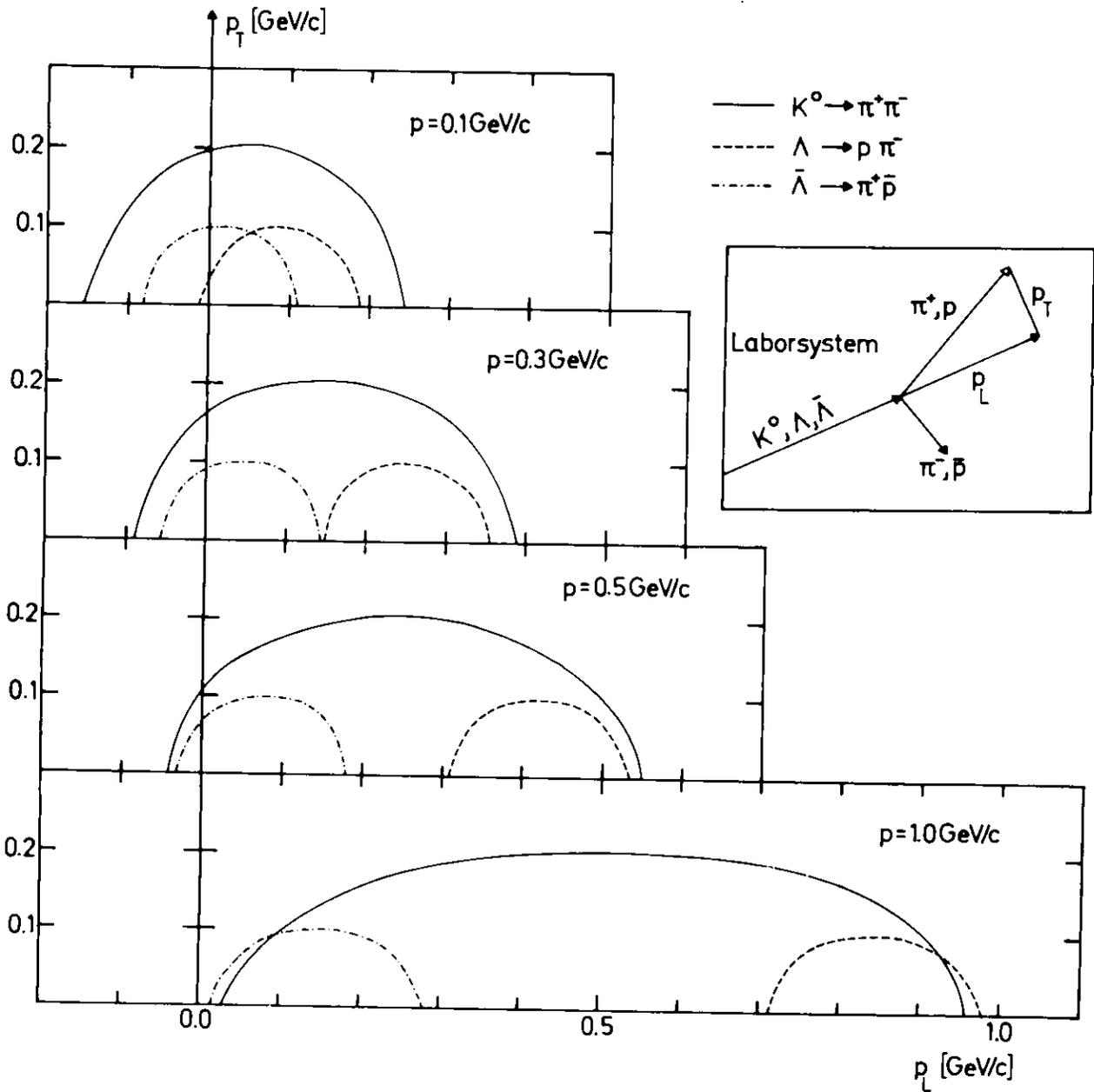


Abb.4

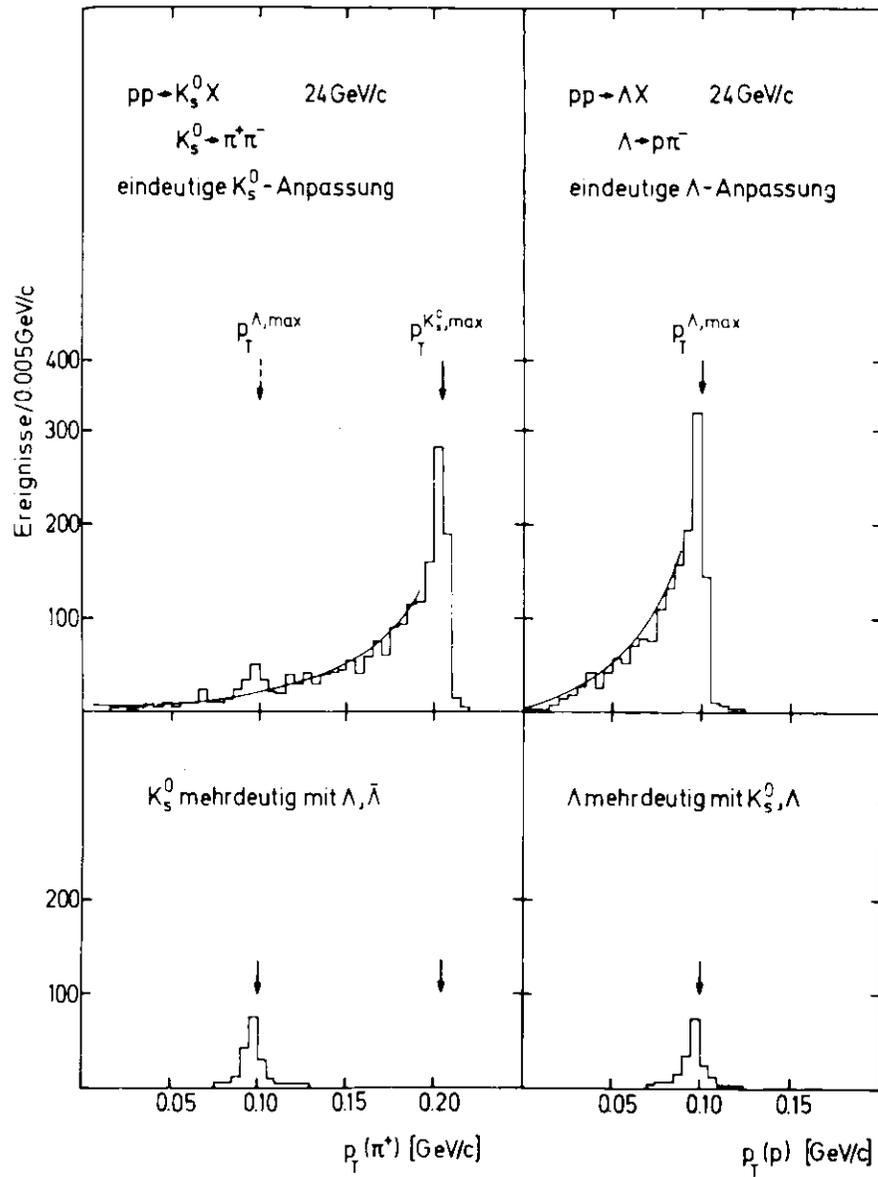


Abb.5b

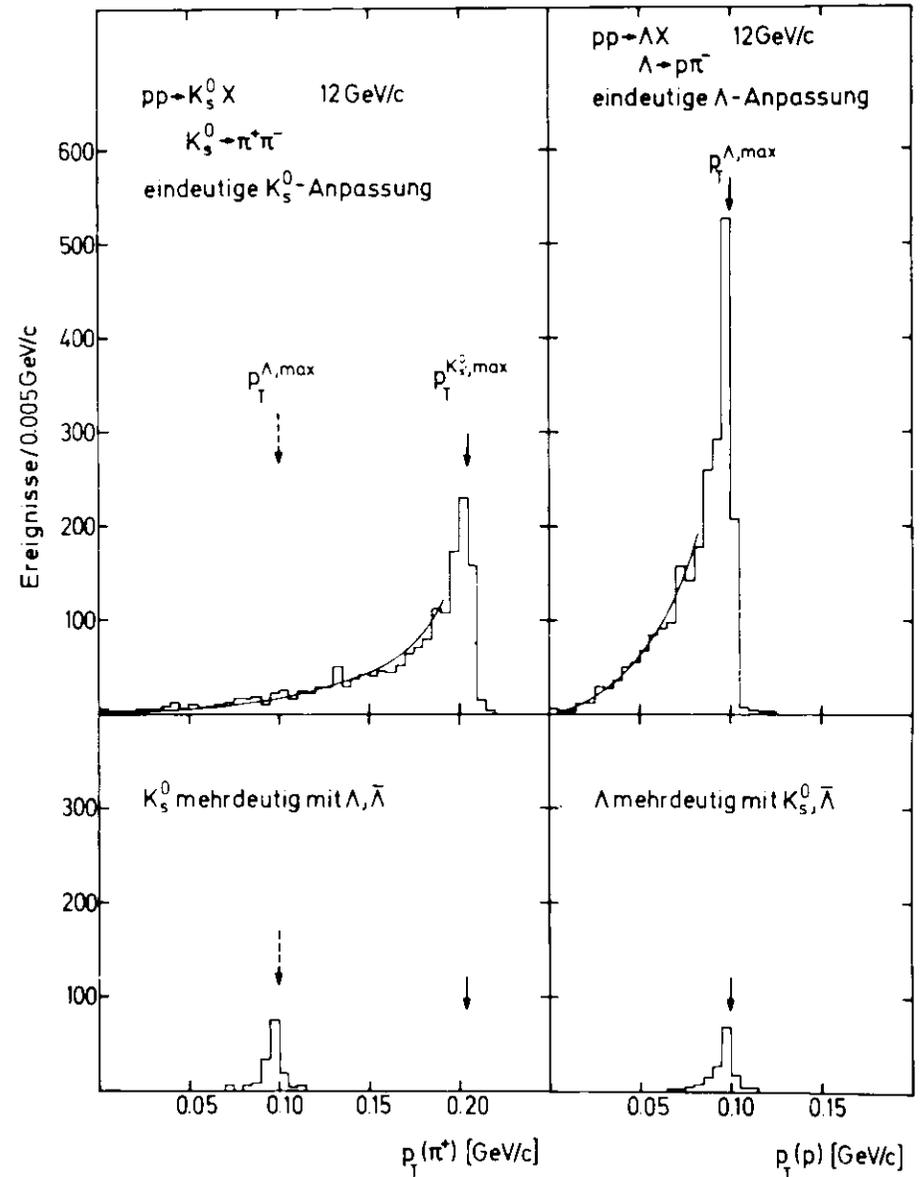


Abb.5a

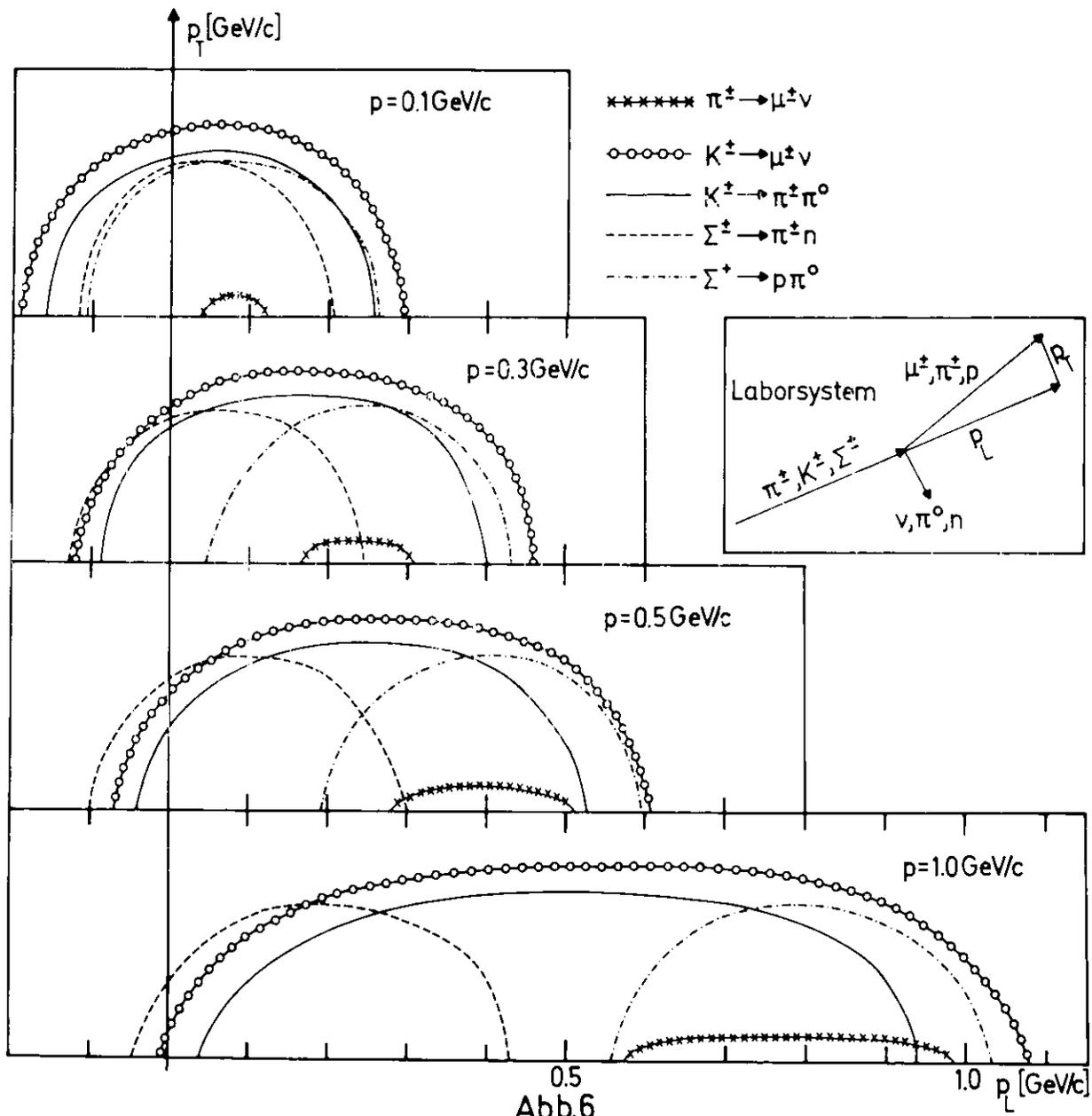


Abb.6

$pp \rightarrow V^* X$  12 GeV/c

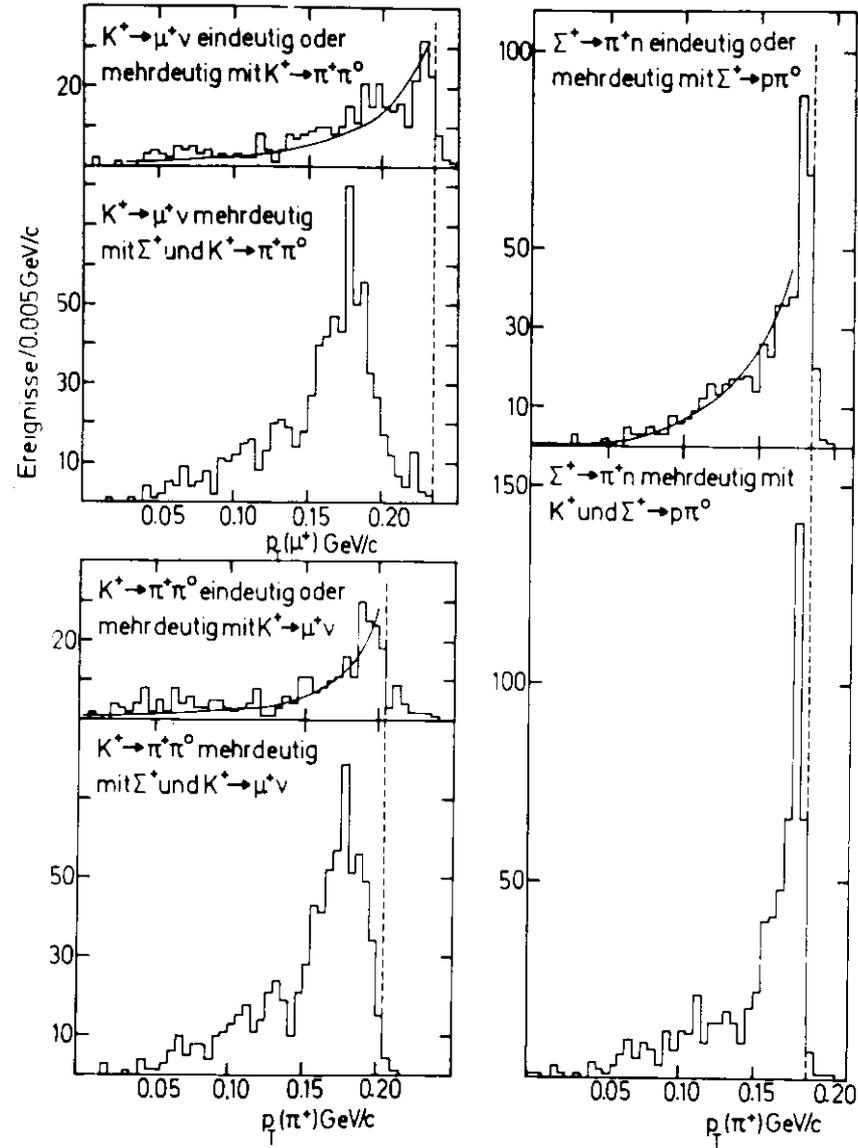


Abb.7a

$pp \rightarrow V^* X$  24 GeV/c

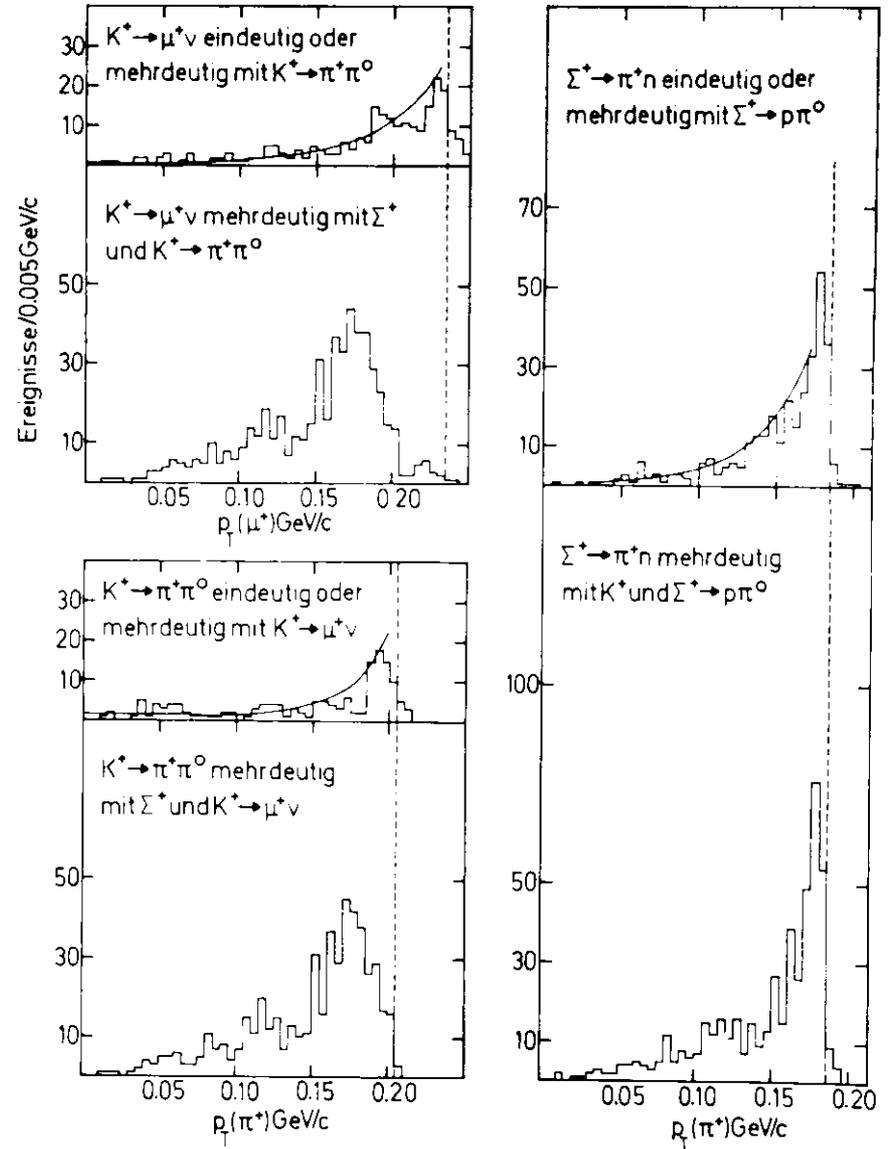


Abb.7b

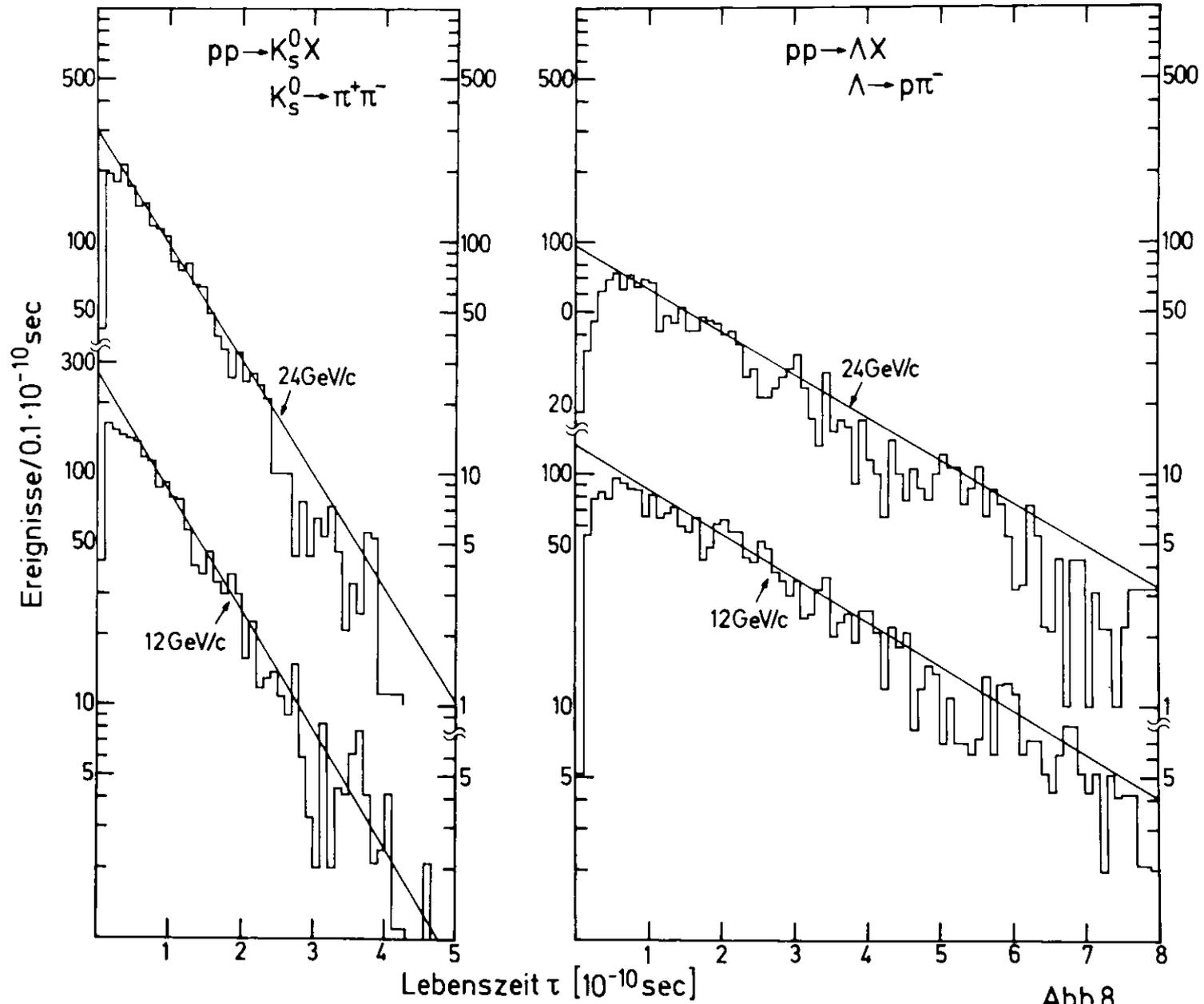


Abb.8

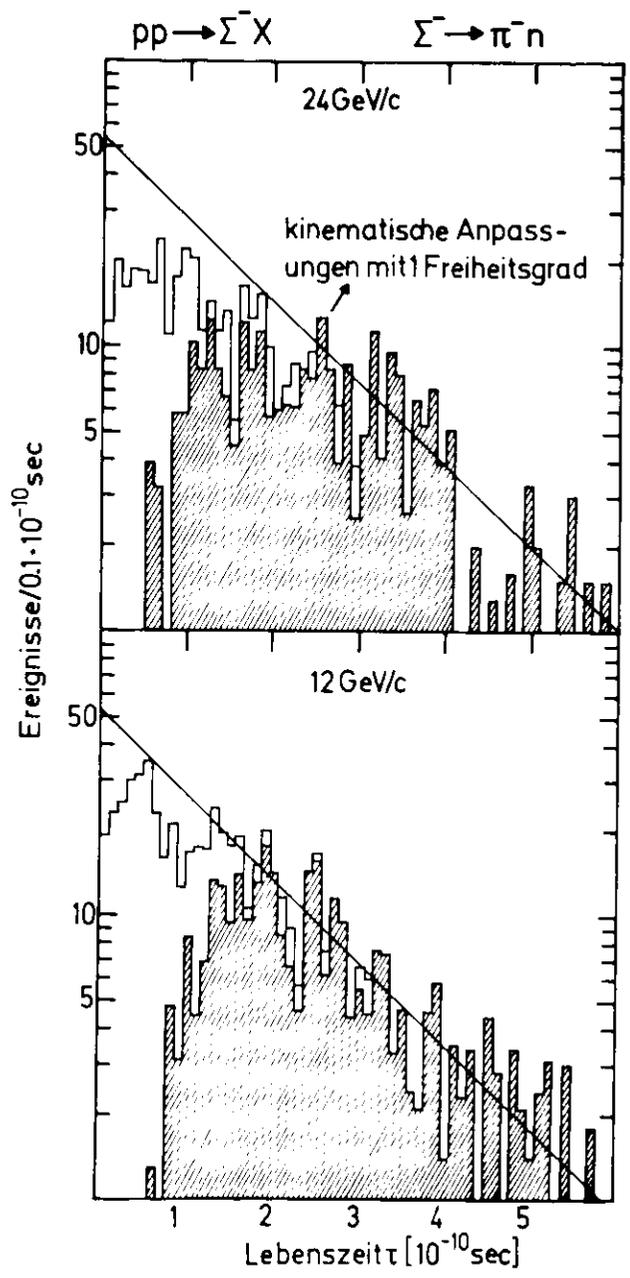
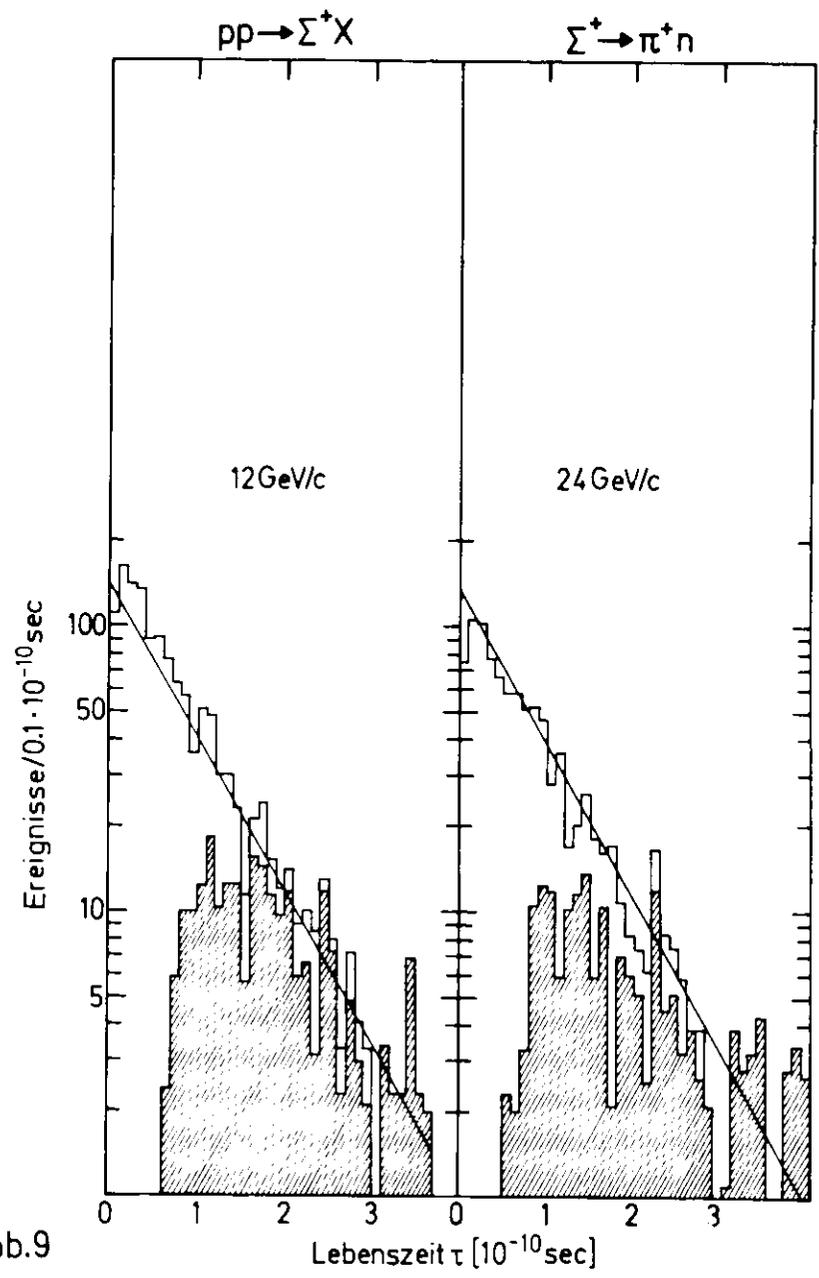


Abb.9





12 GeV/c

24 GeV/c

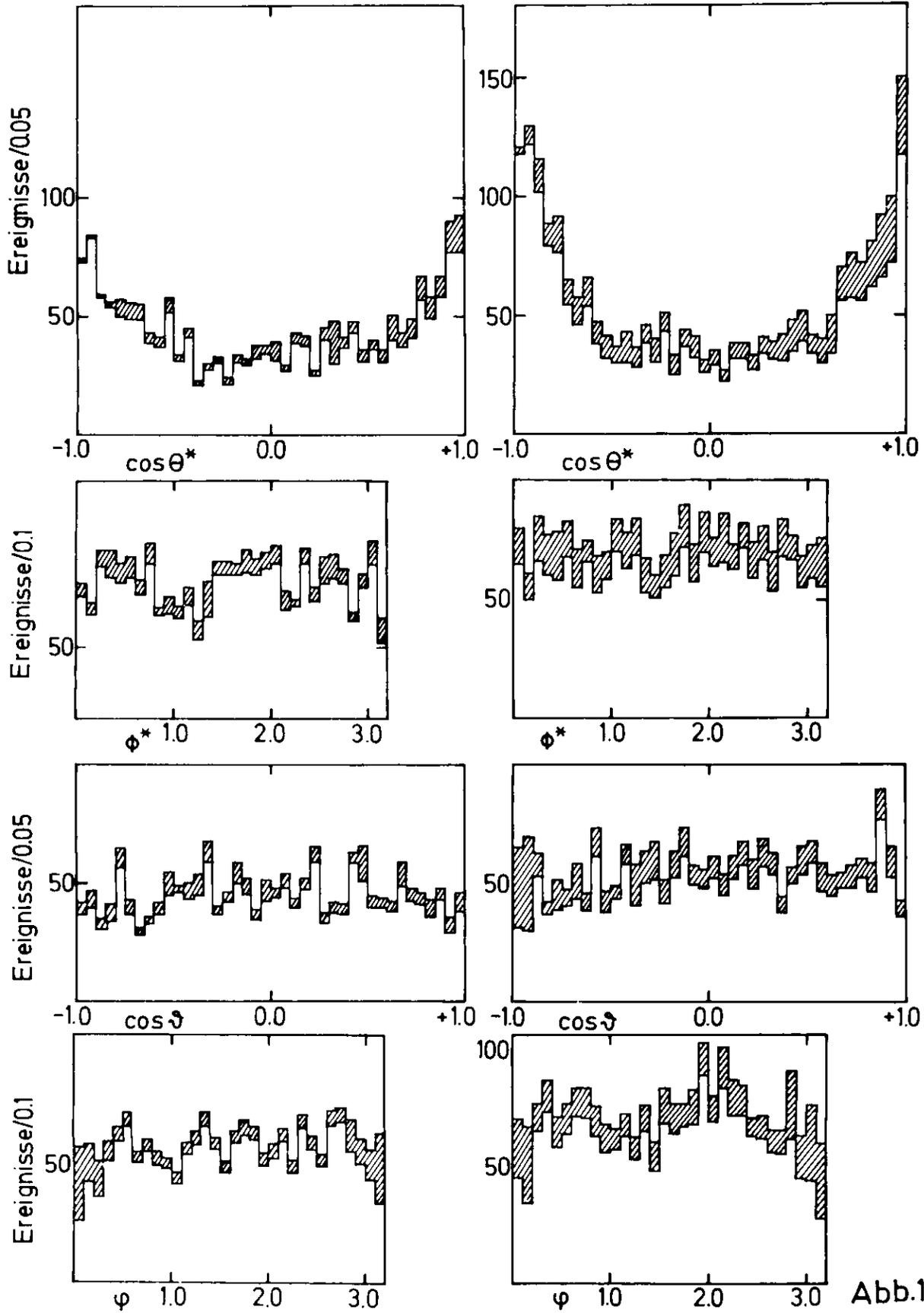


Abb.10

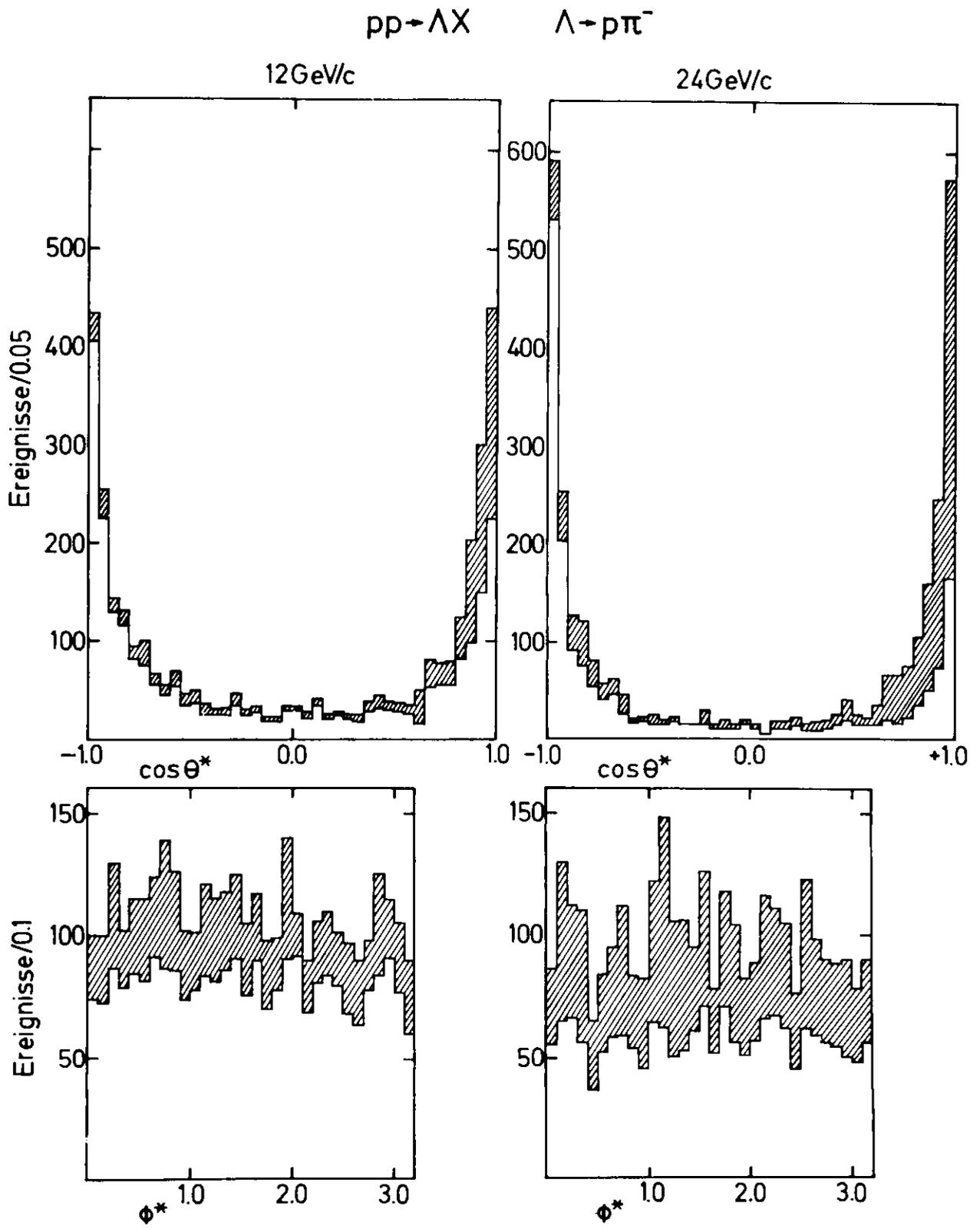


Abb.11a

$pp \rightarrow \Lambda X$

$\Lambda \rightarrow p\pi^-$

12 GeV/c

24 GeV/c

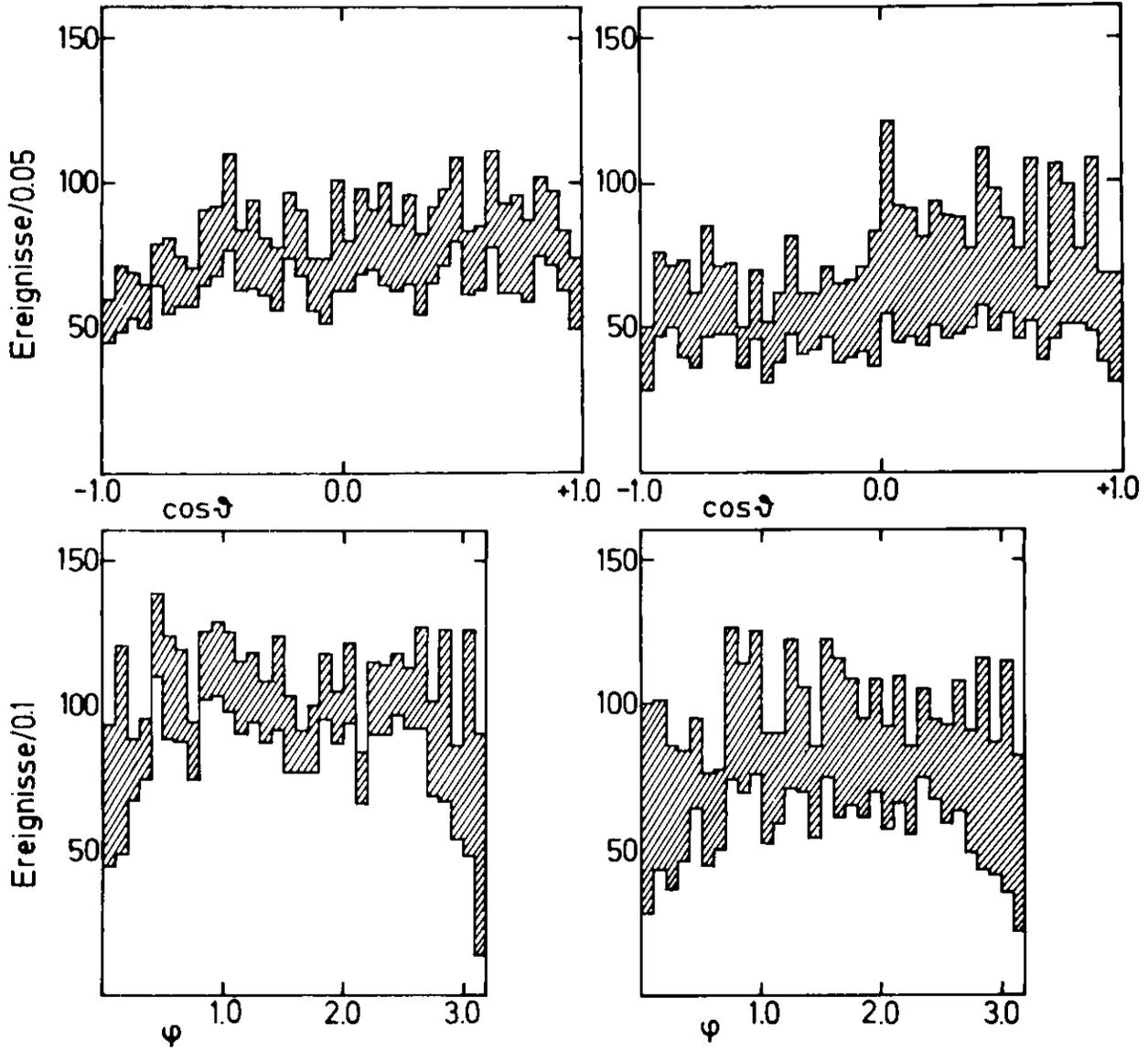


Abb.11b

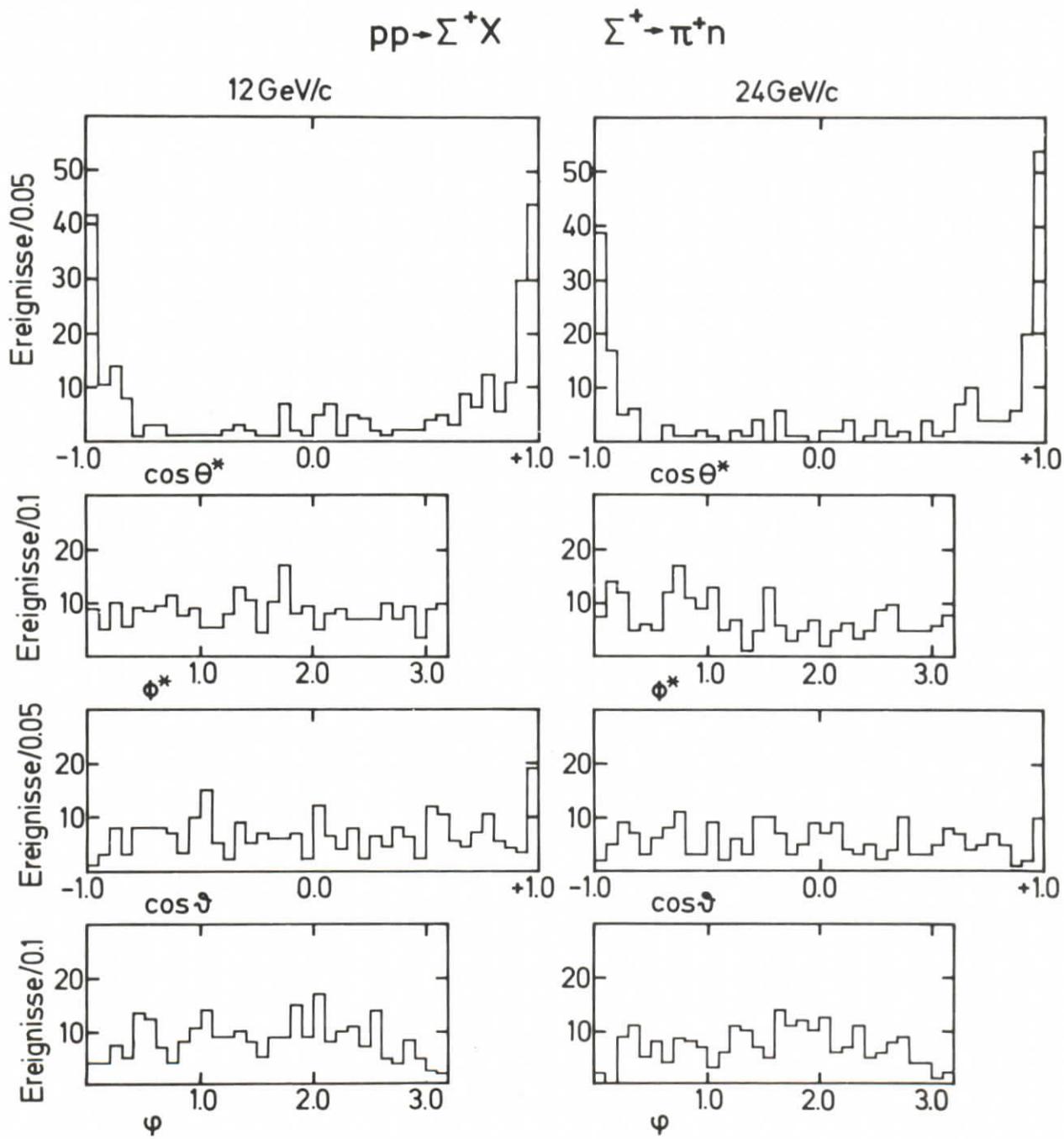


Abb.12

$pp \rightarrow \Sigma^- X$

$\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$

12 GeV/c

24 GeV/c

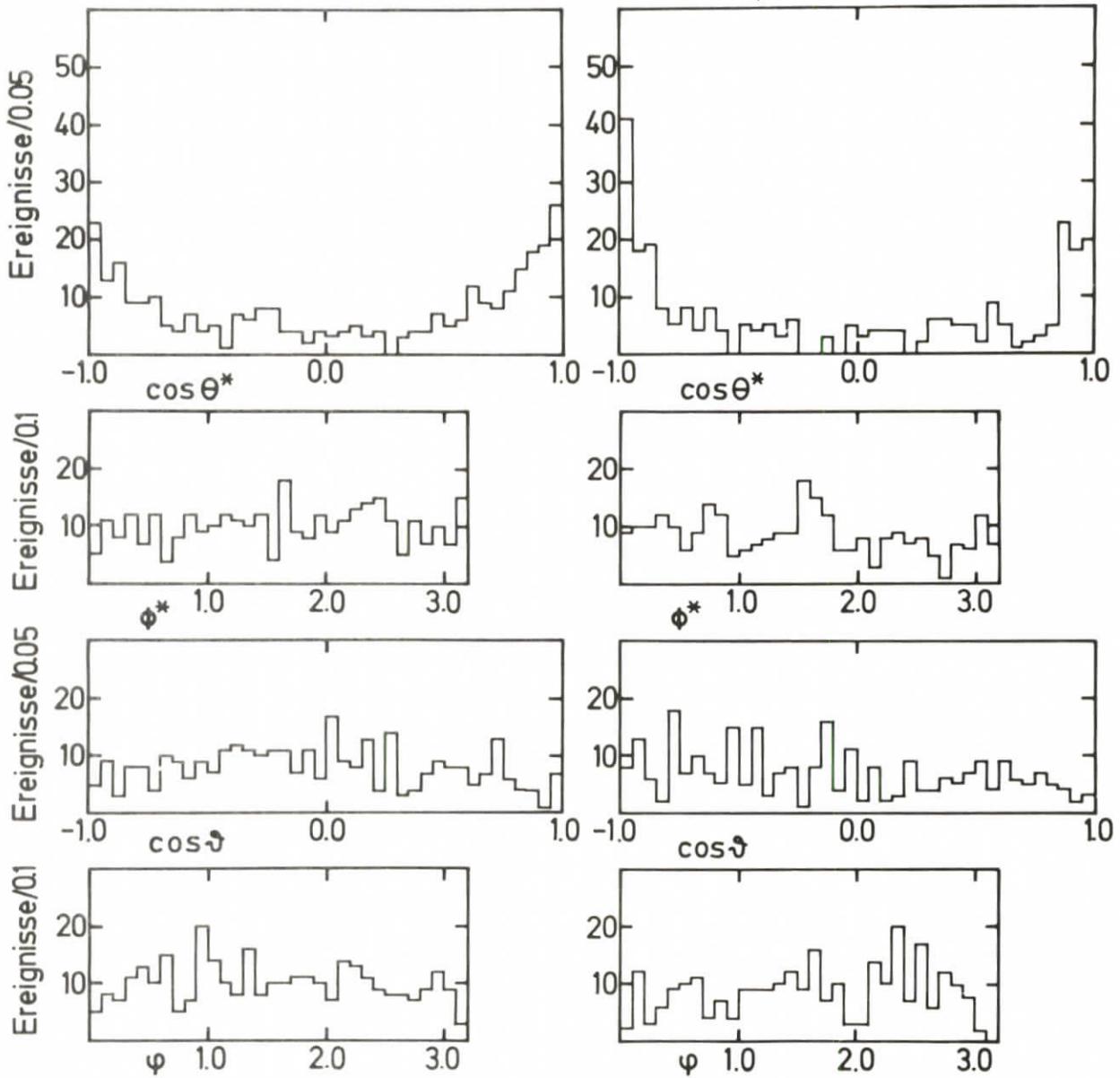


Abb.13

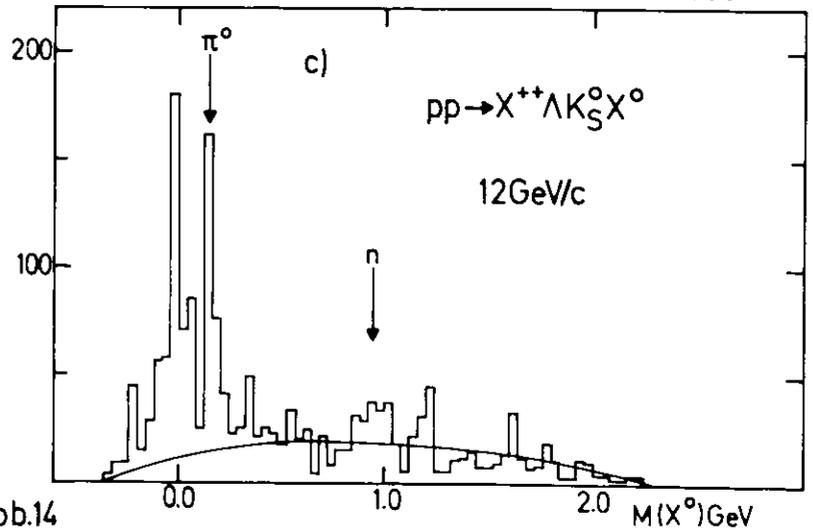
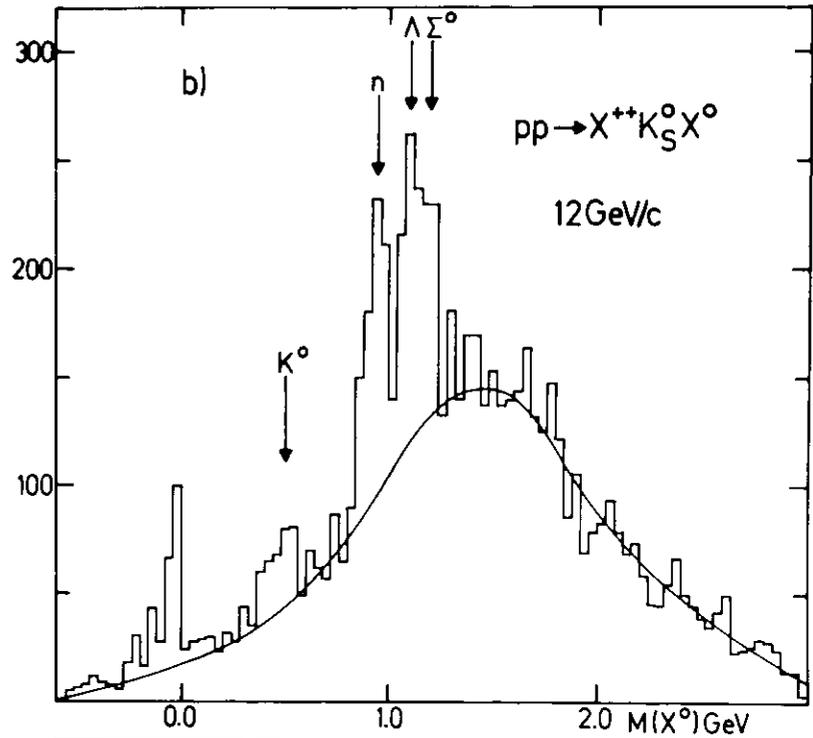
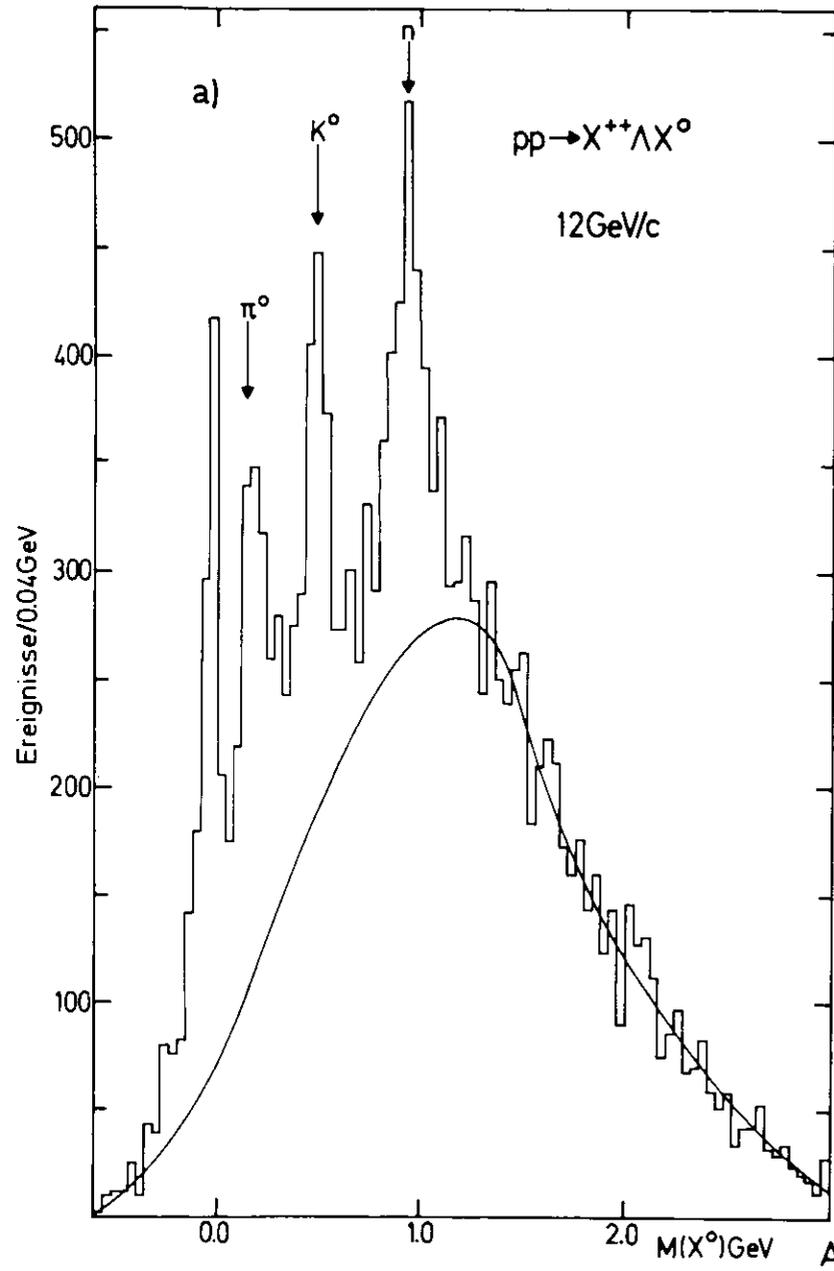


Abb.14

$pp \rightarrow \gamma X$

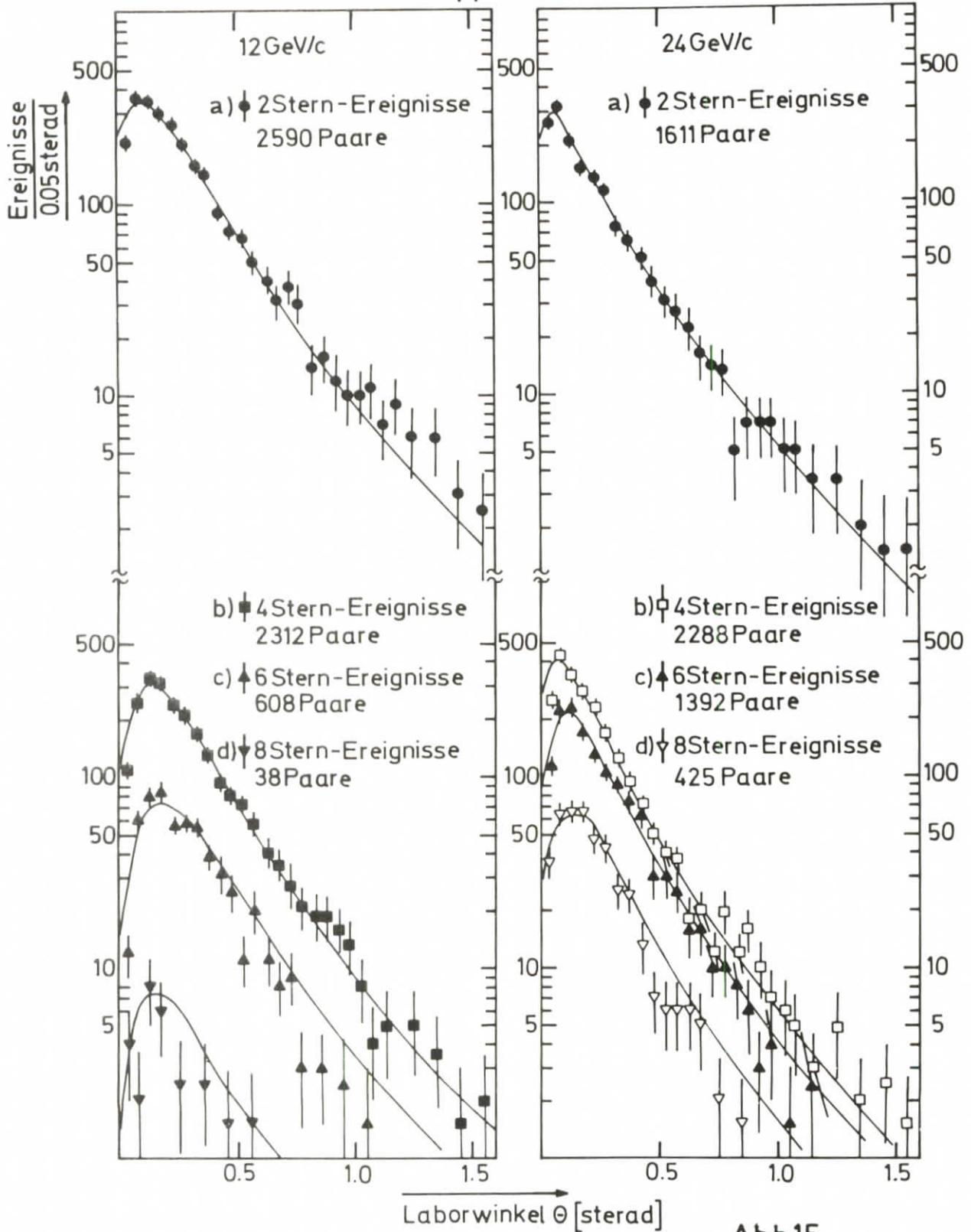


Abb.15

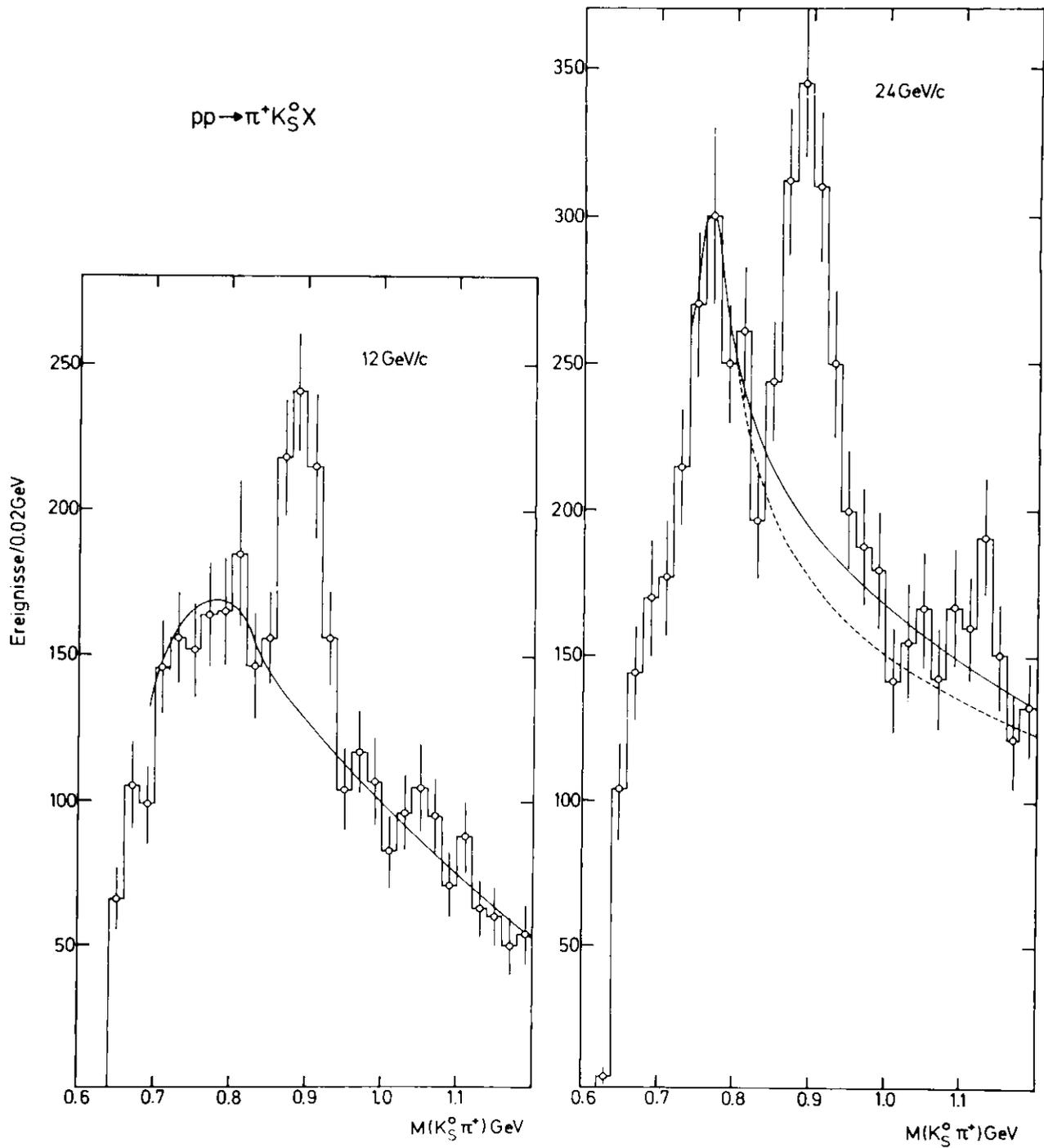
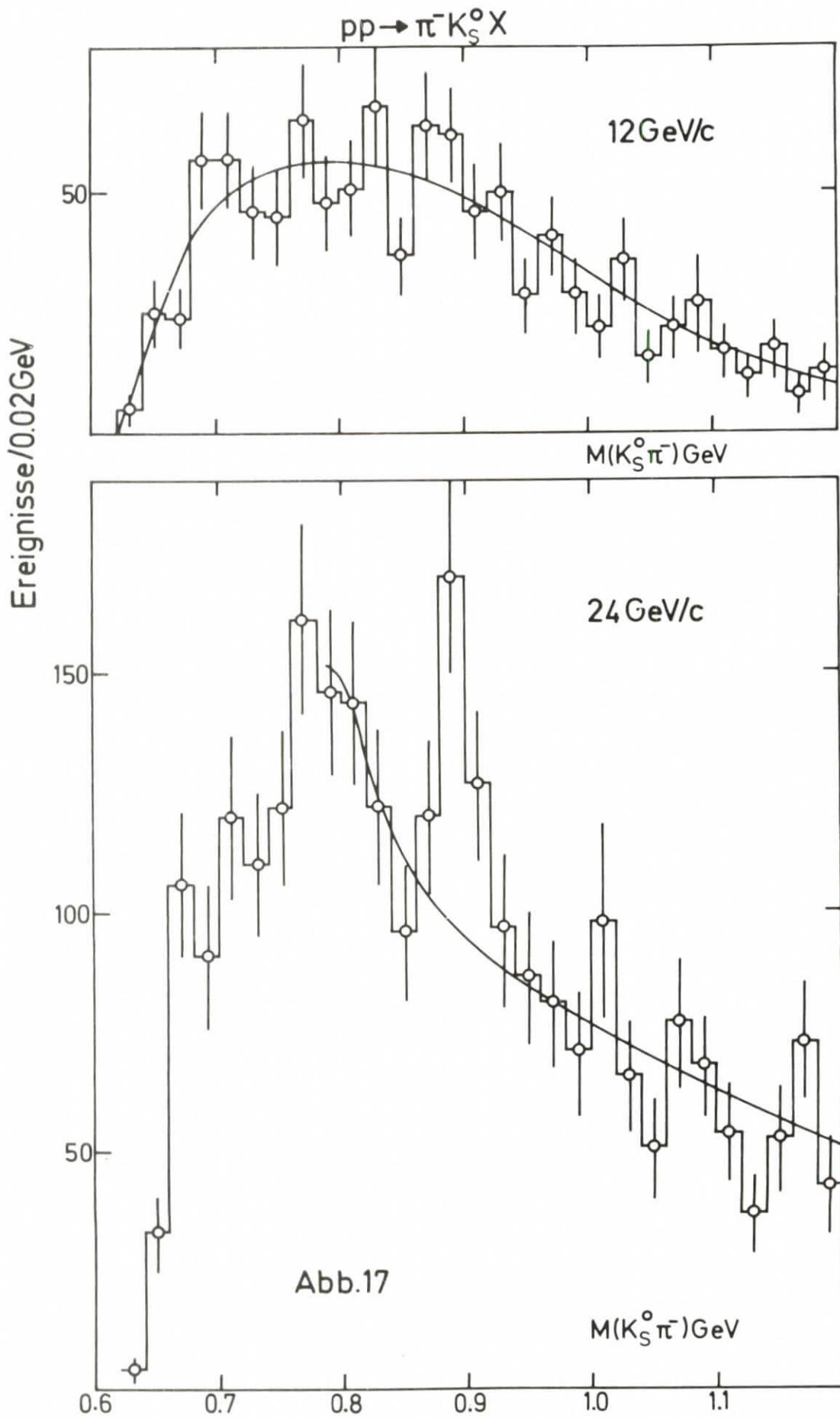


Abb.16



$pp \rightarrow K_S^0 K_S^0 X$

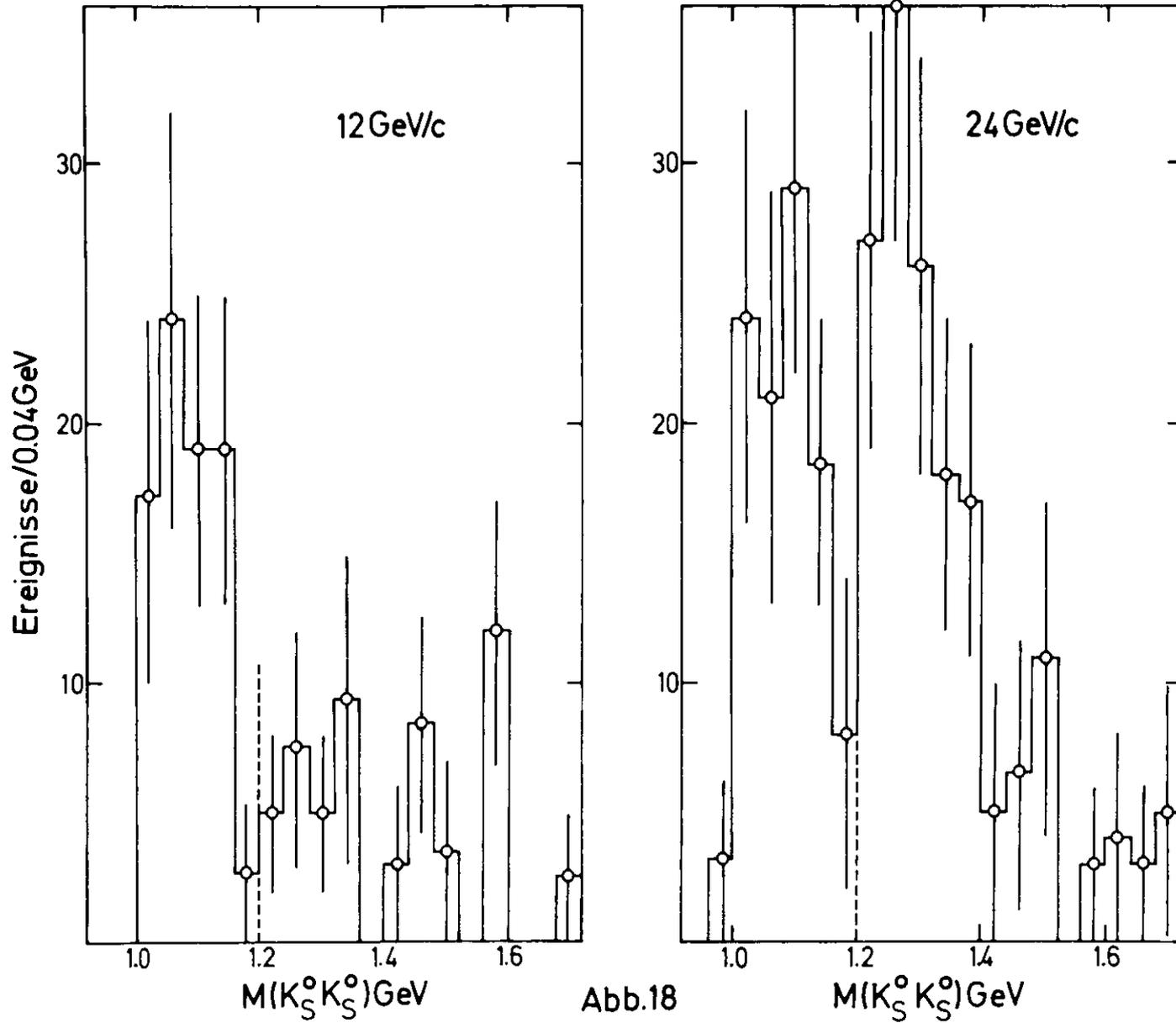


Abb.18

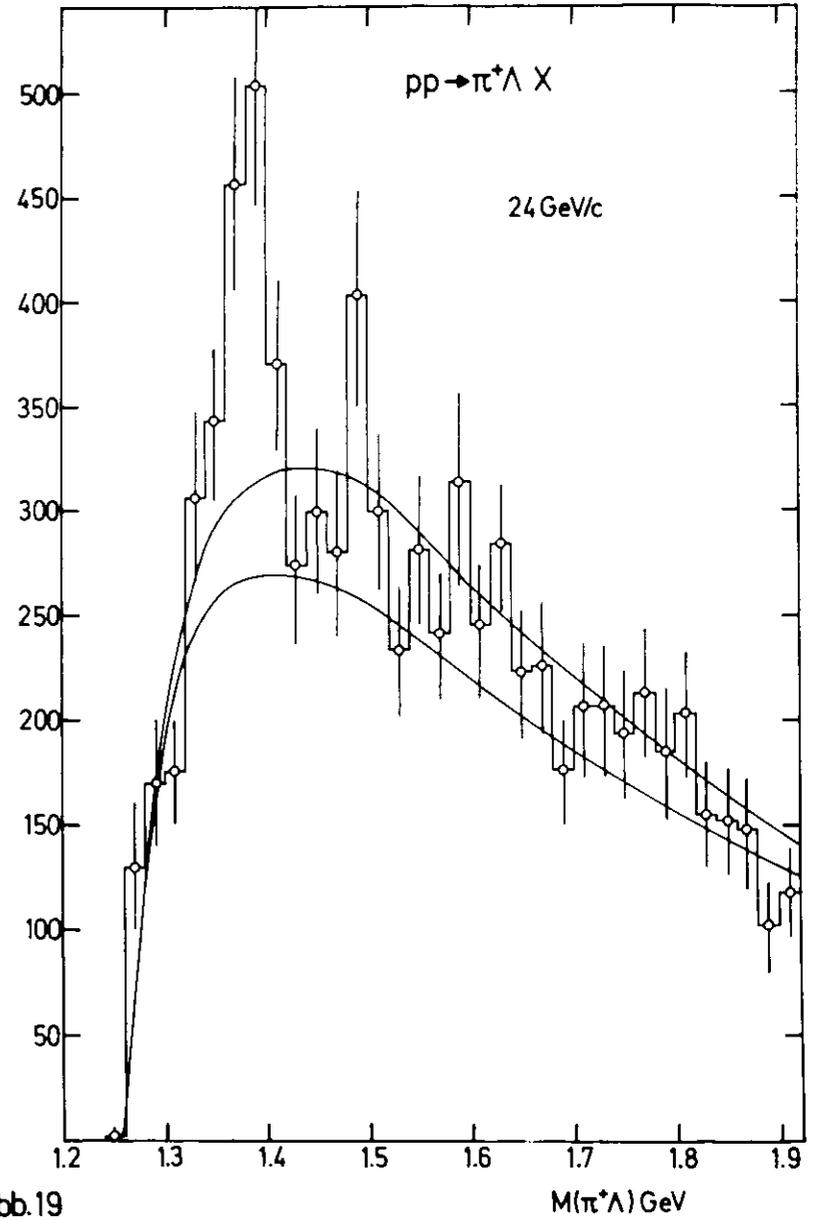
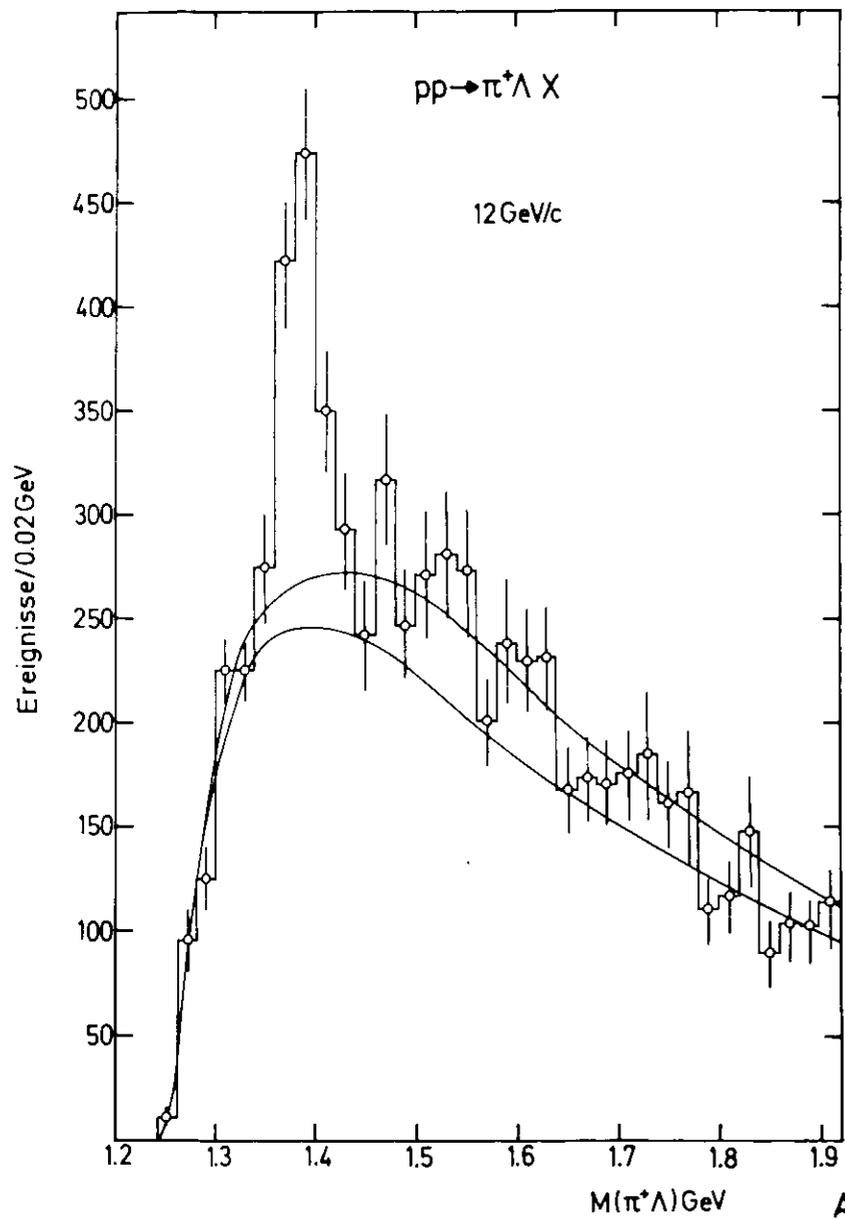


Abb.19

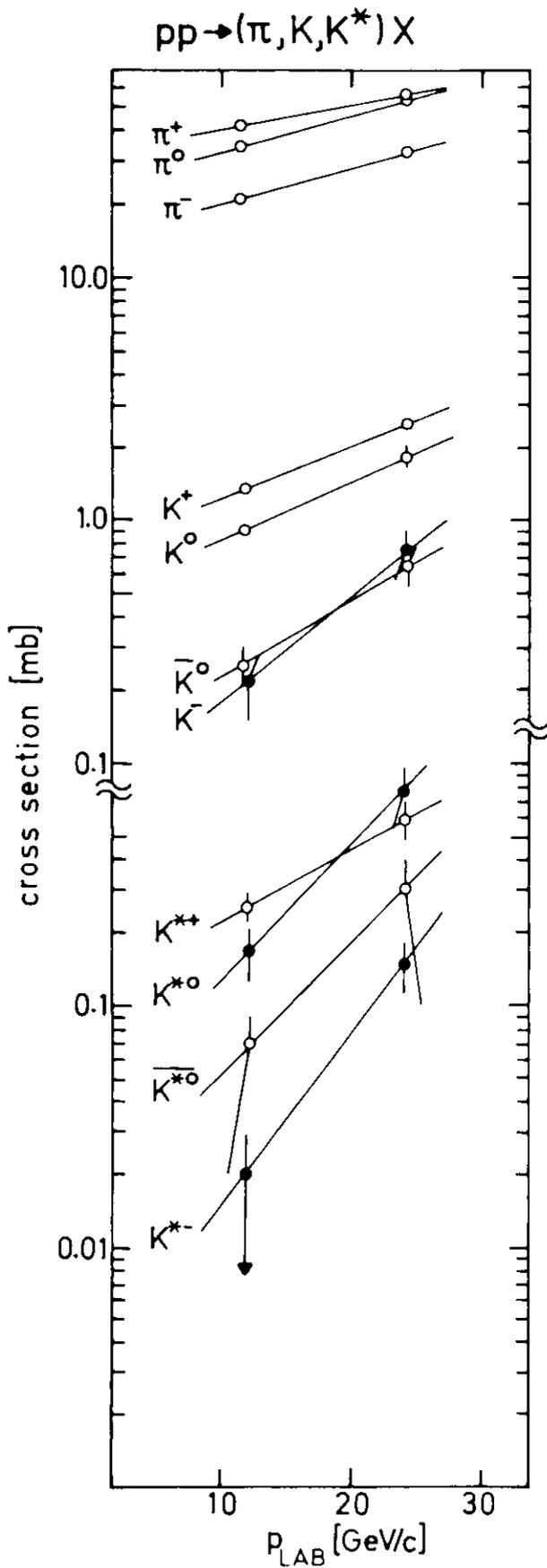
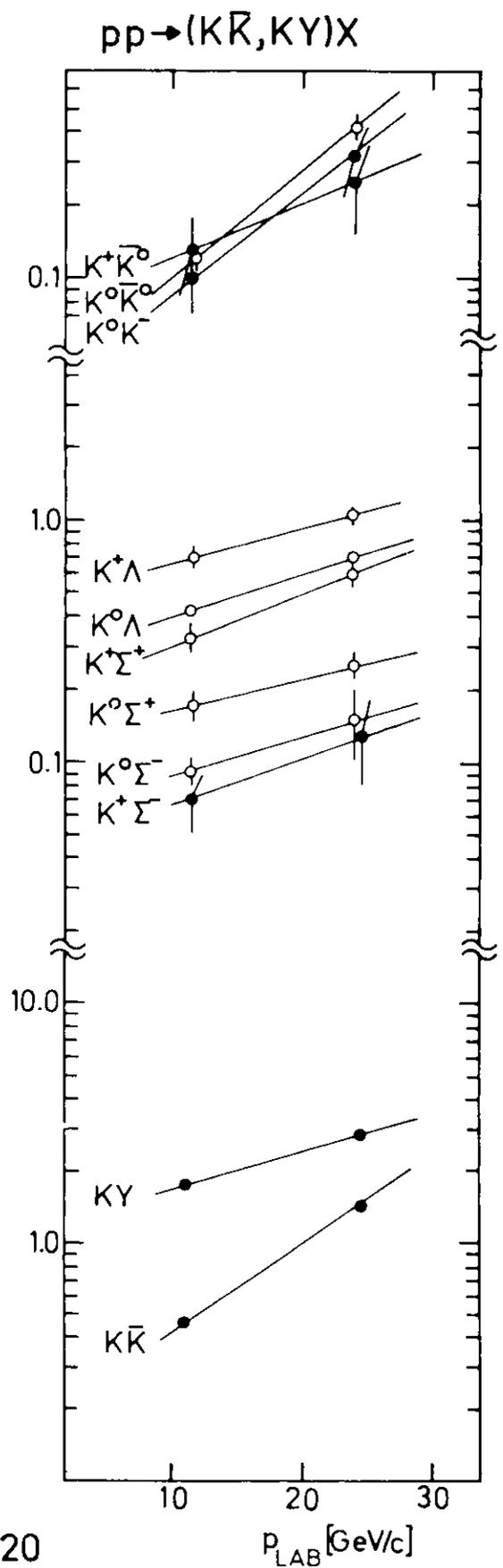


Abb.20



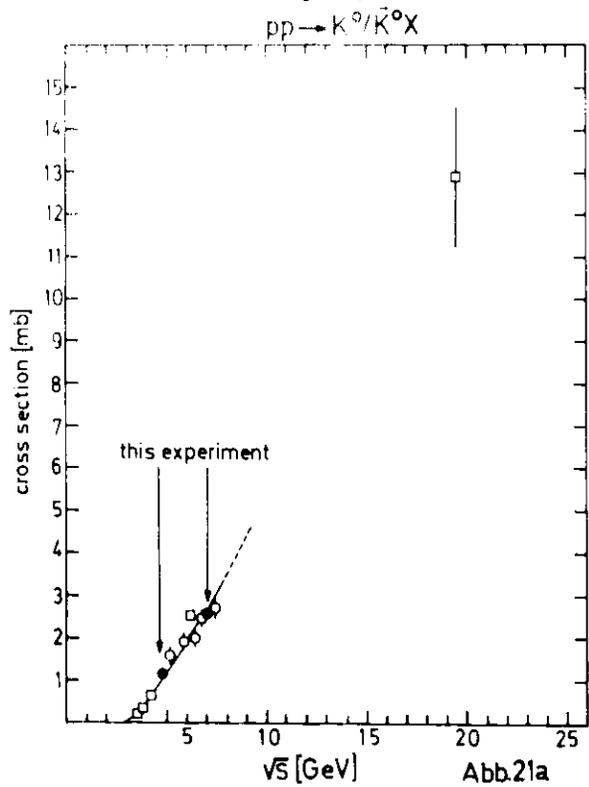
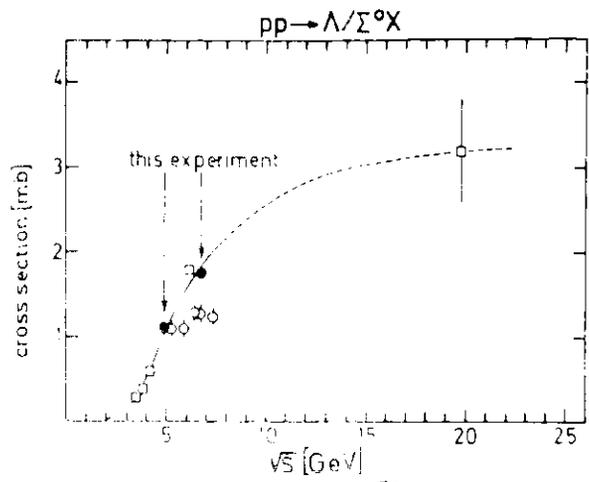


Abb.21a

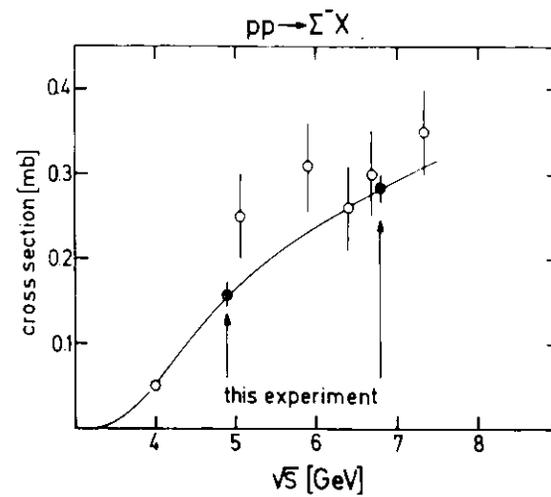
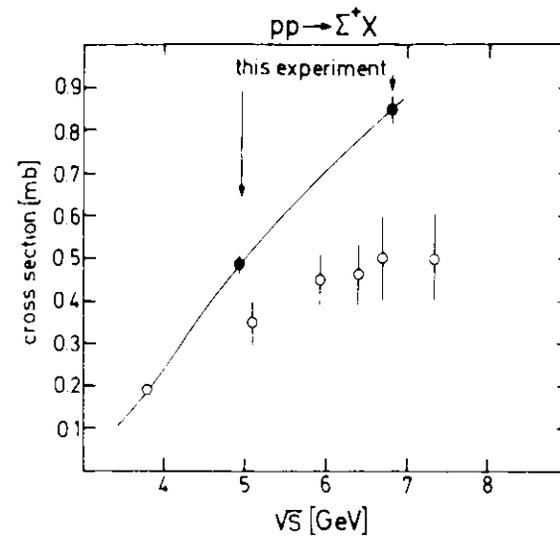


Abb.21b

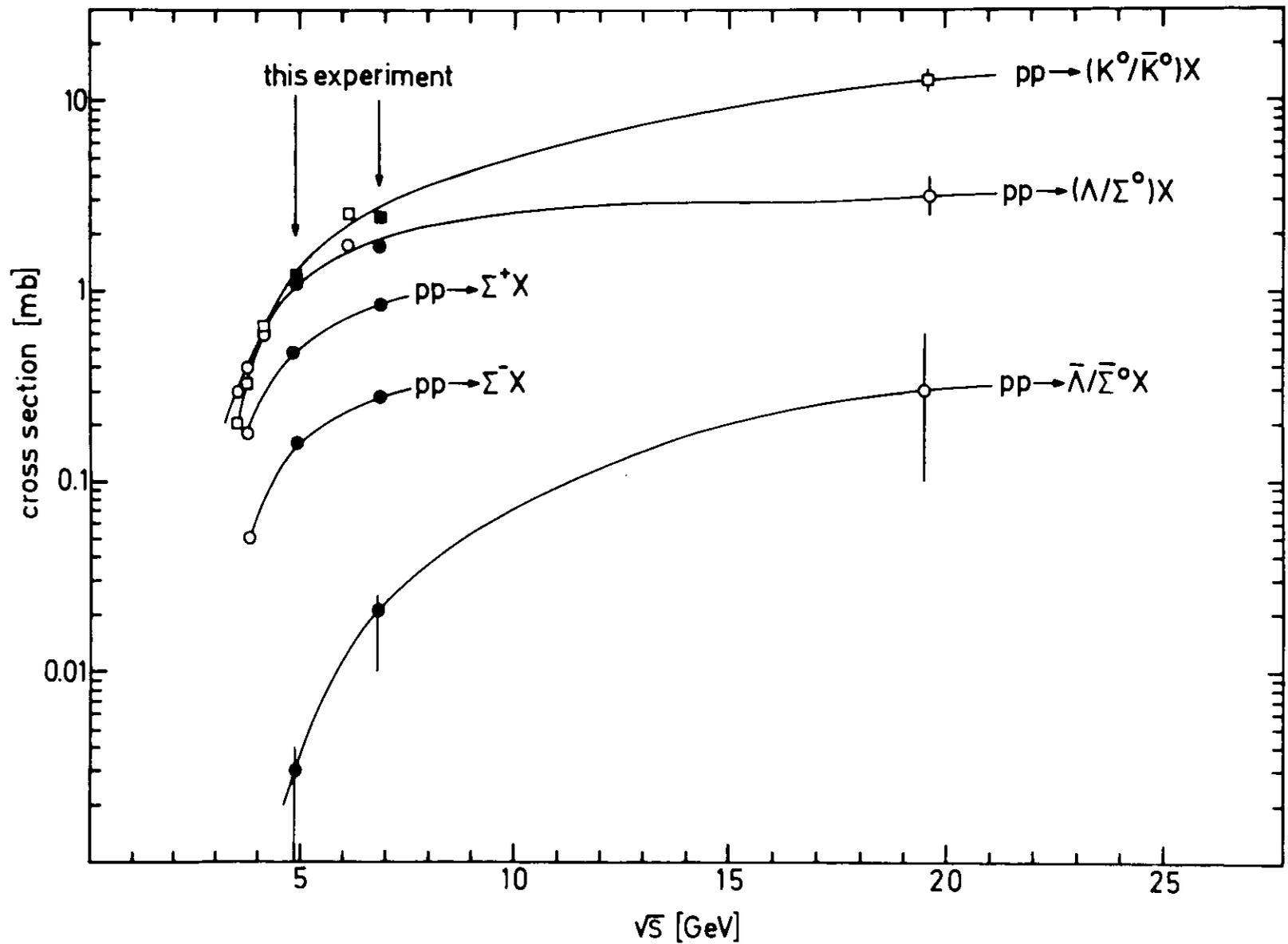


Abb.22

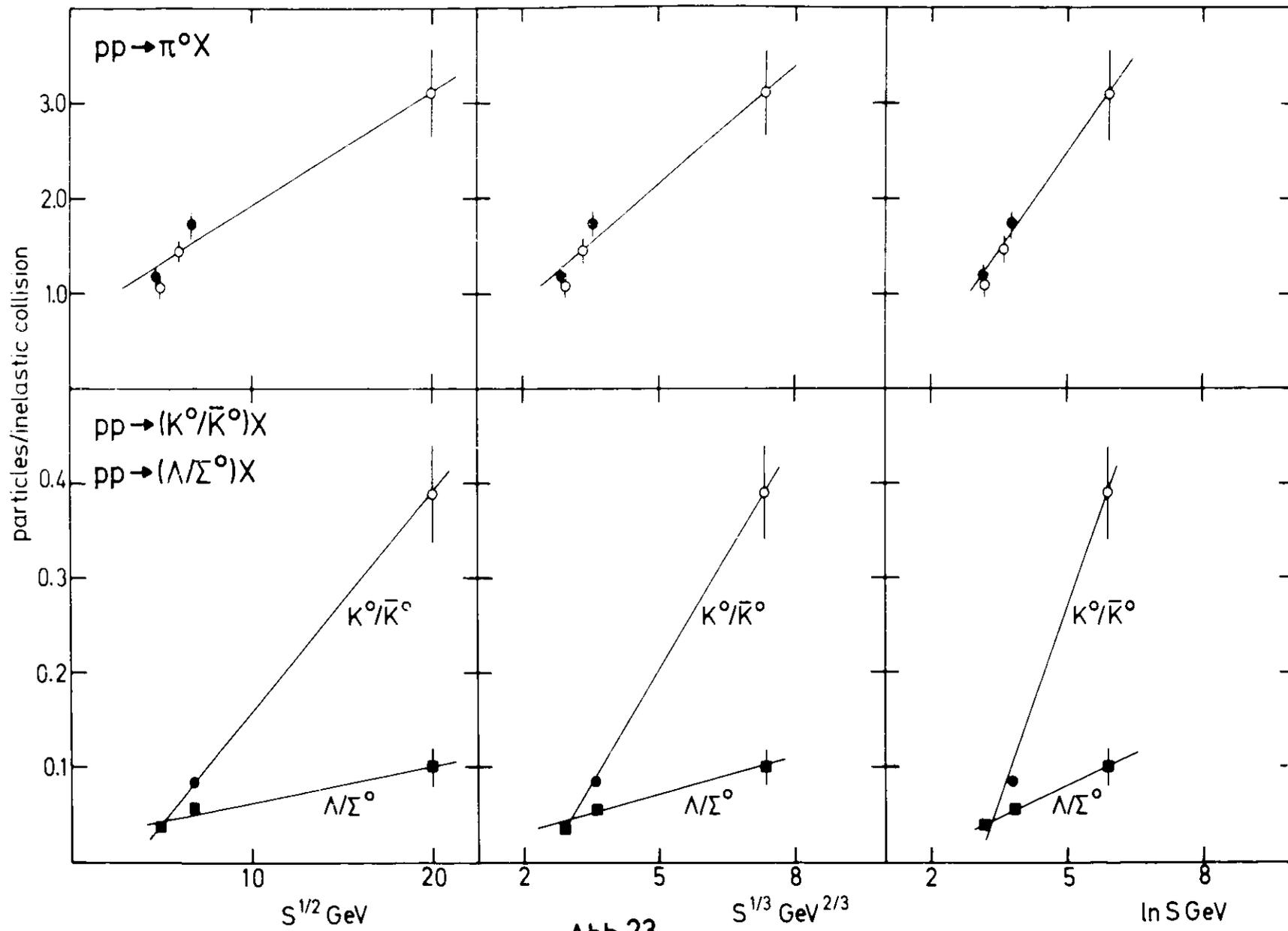


Abb.23

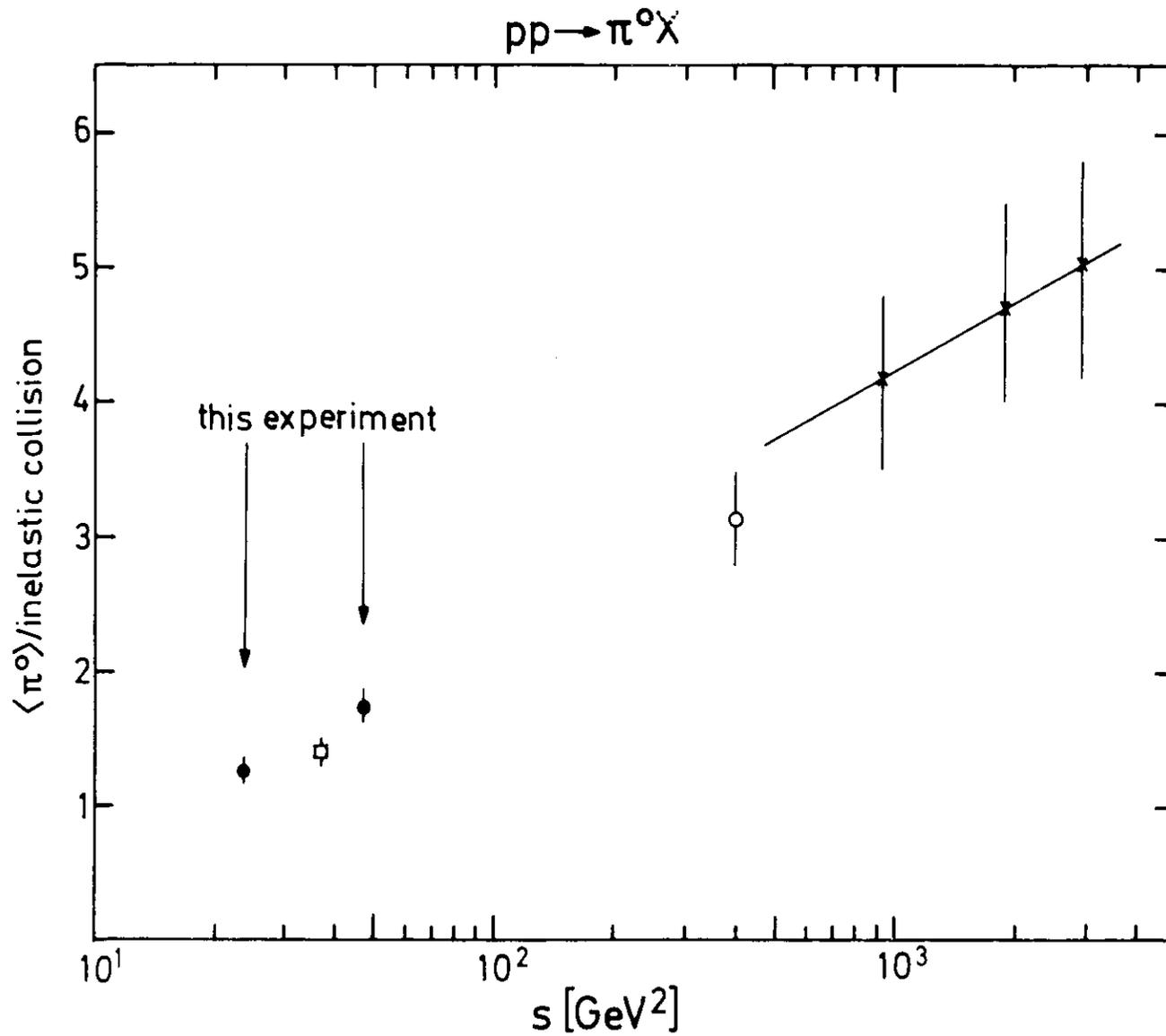
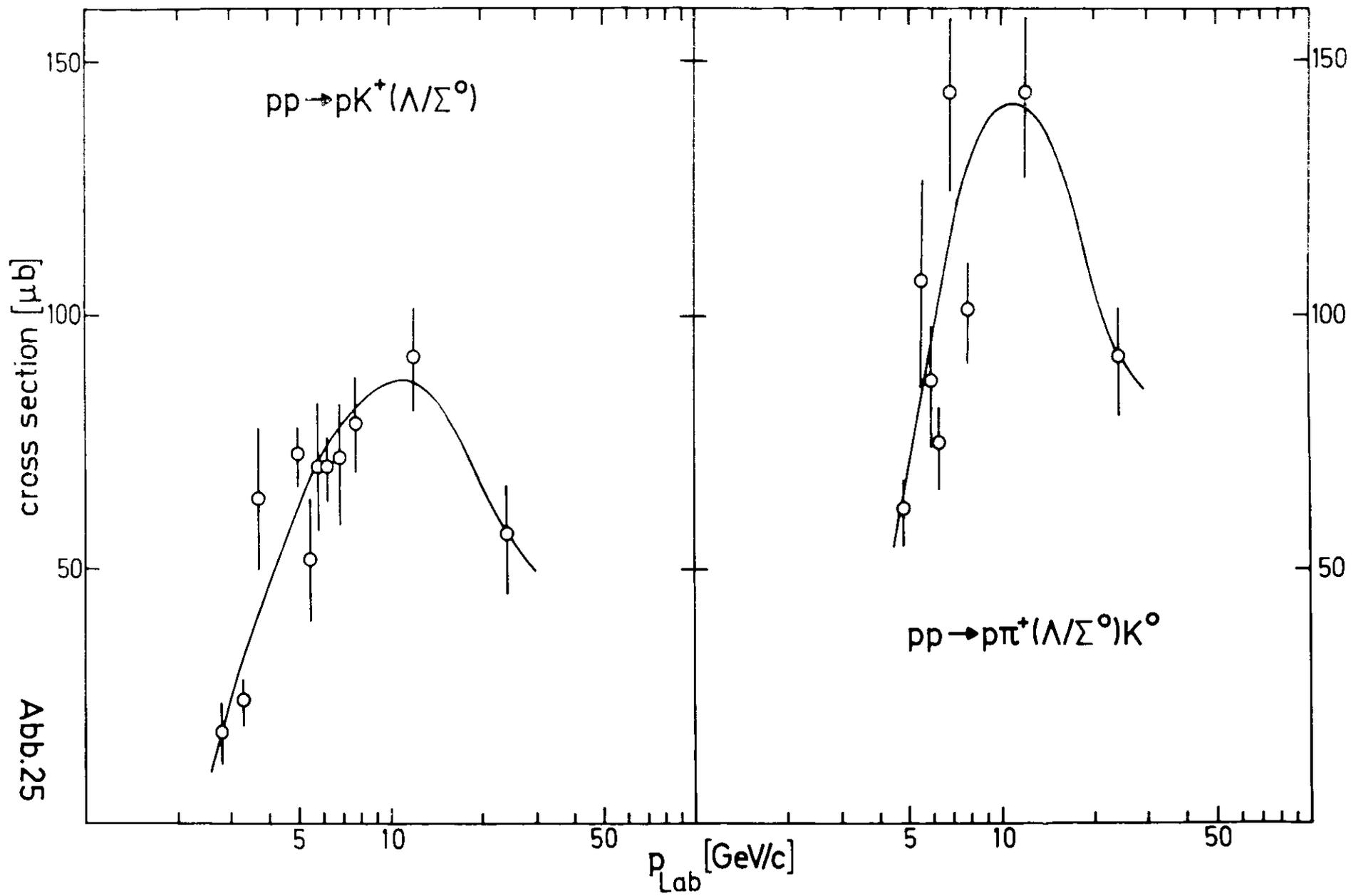


Abb. 24



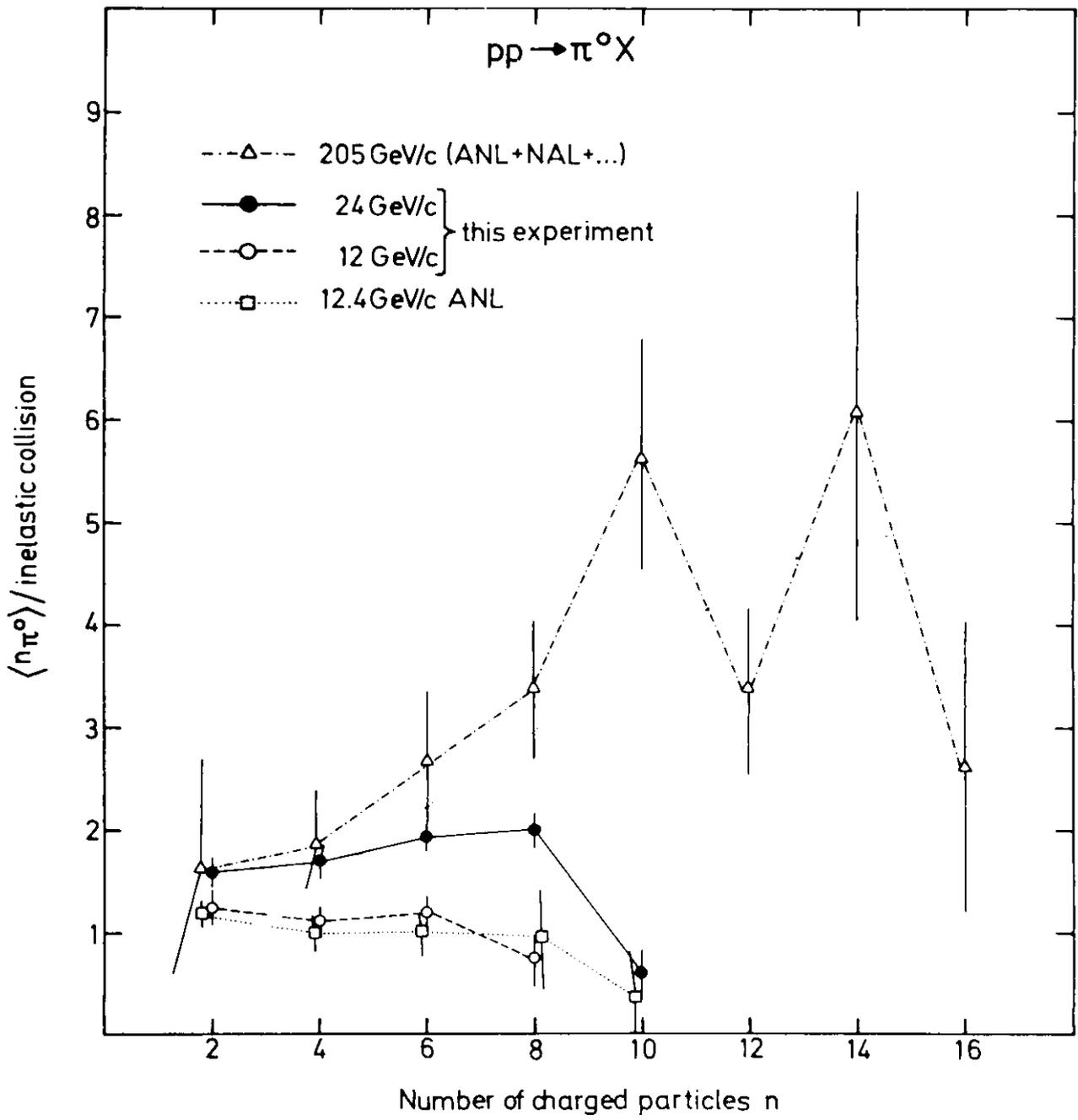


Abb.26

pp → NNX

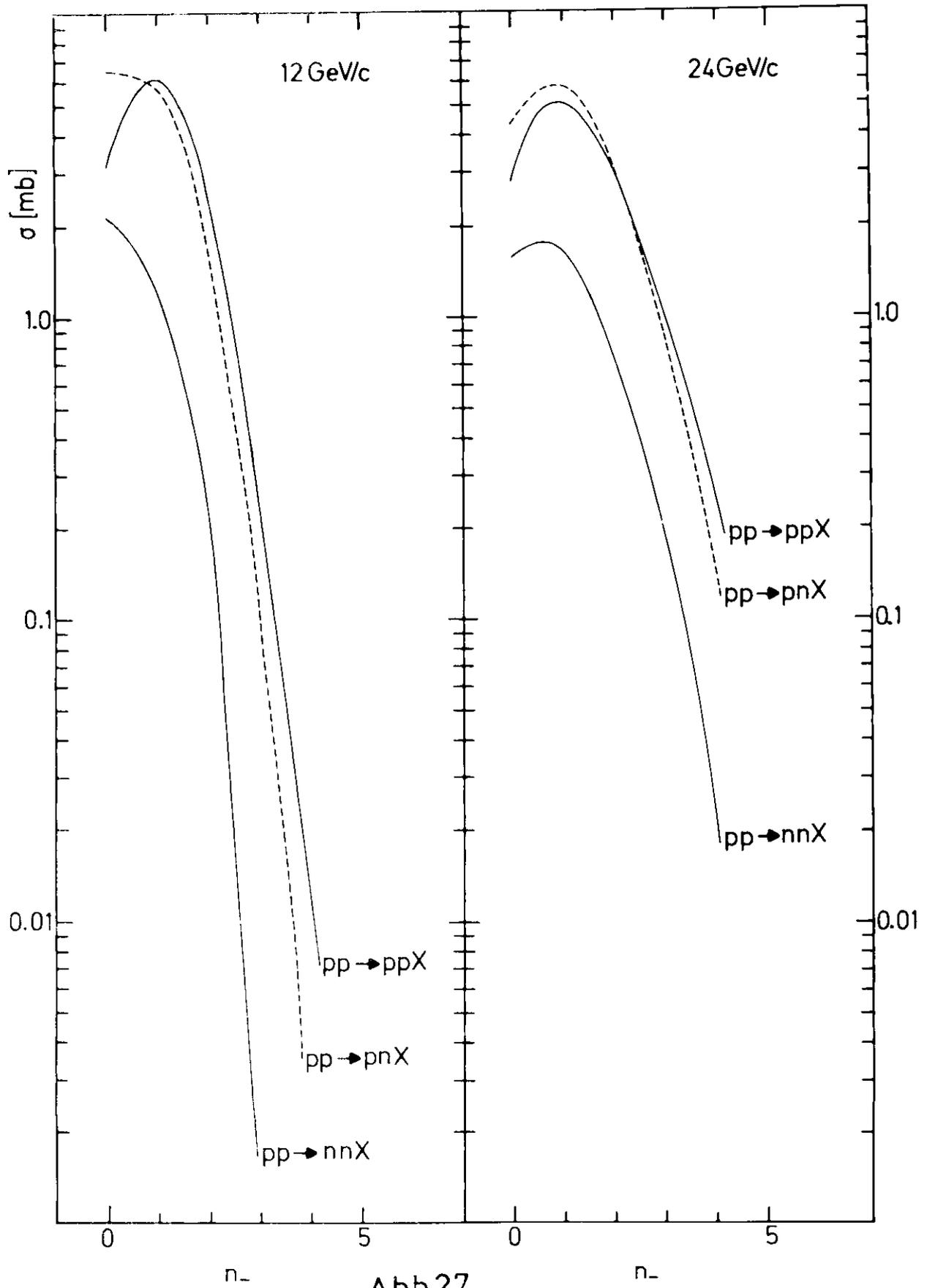


Abb.27

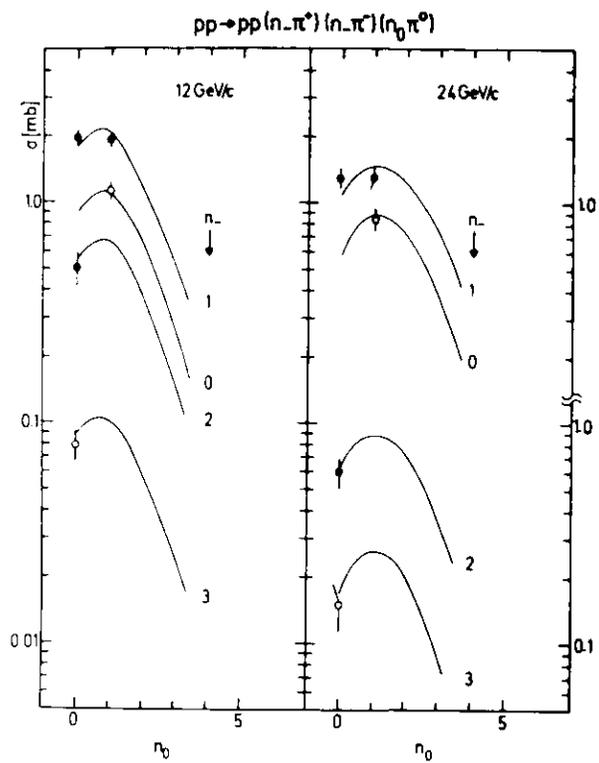


Abb.28a

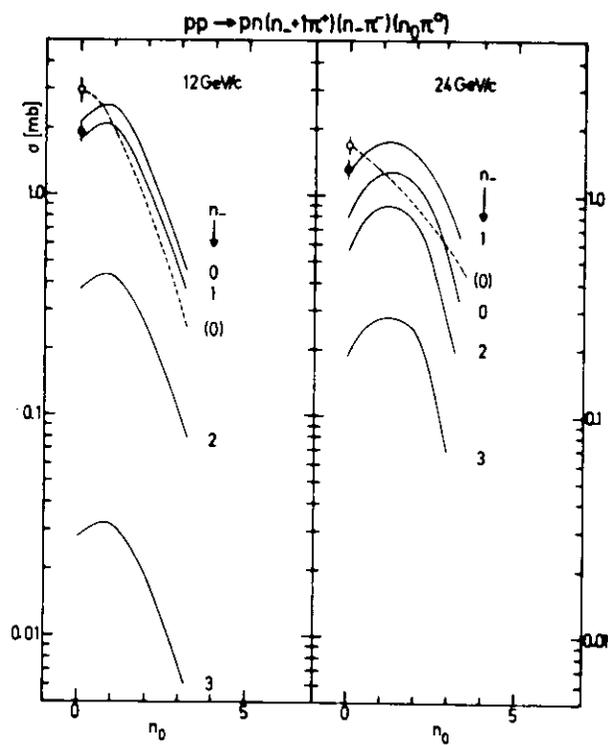


Abb.28b

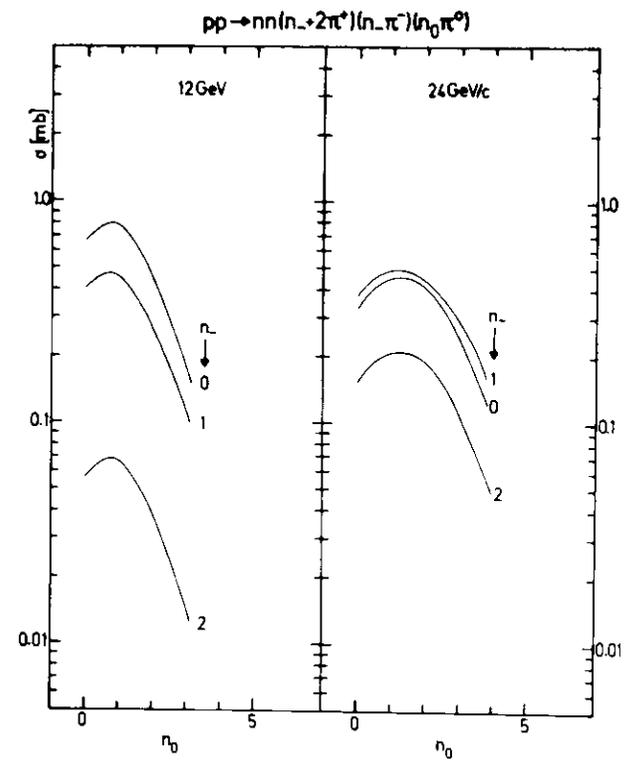


Abb.28c

$pp \rightarrow K^0/\bar{K}^0 X$

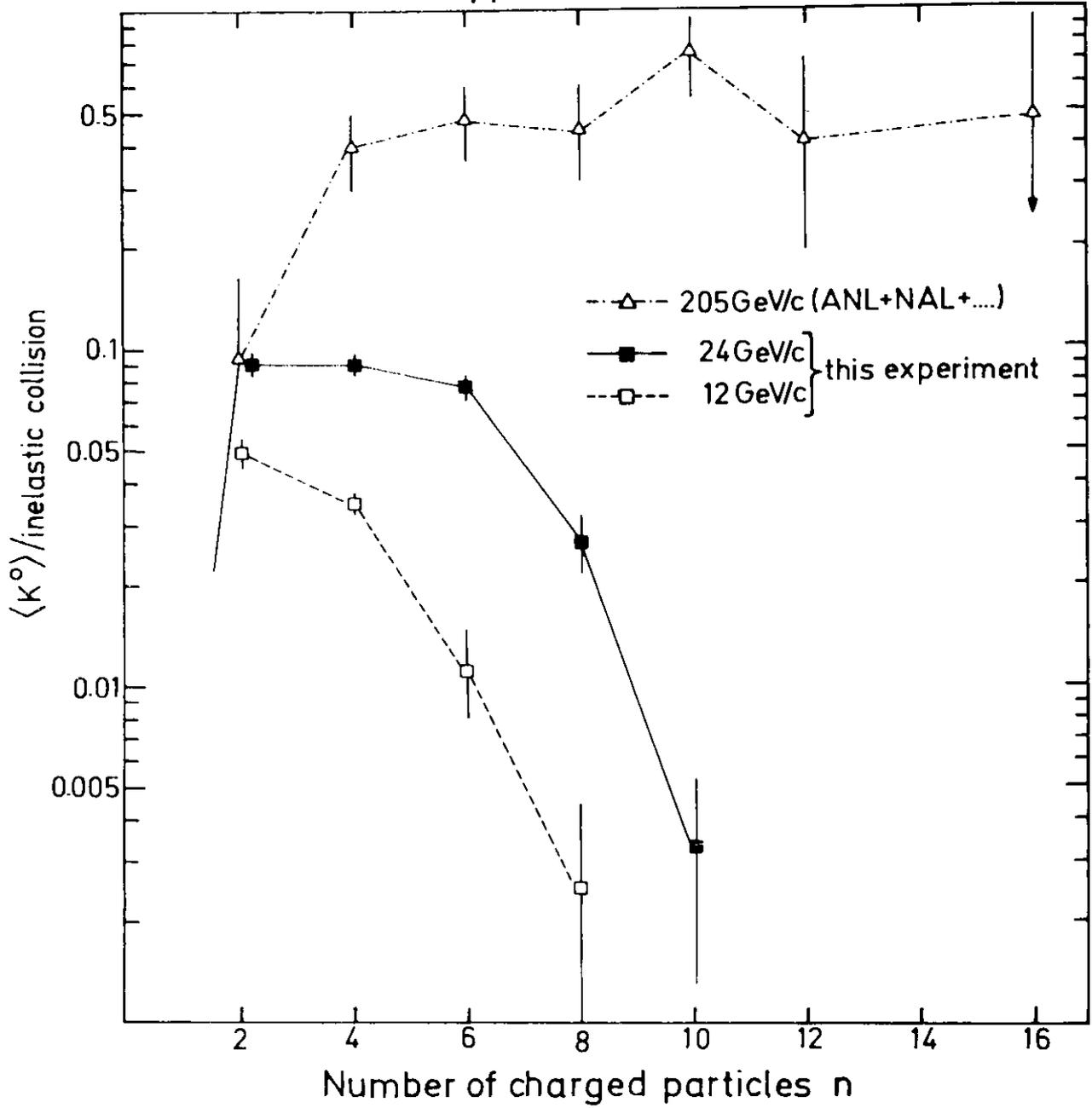


Abb.29

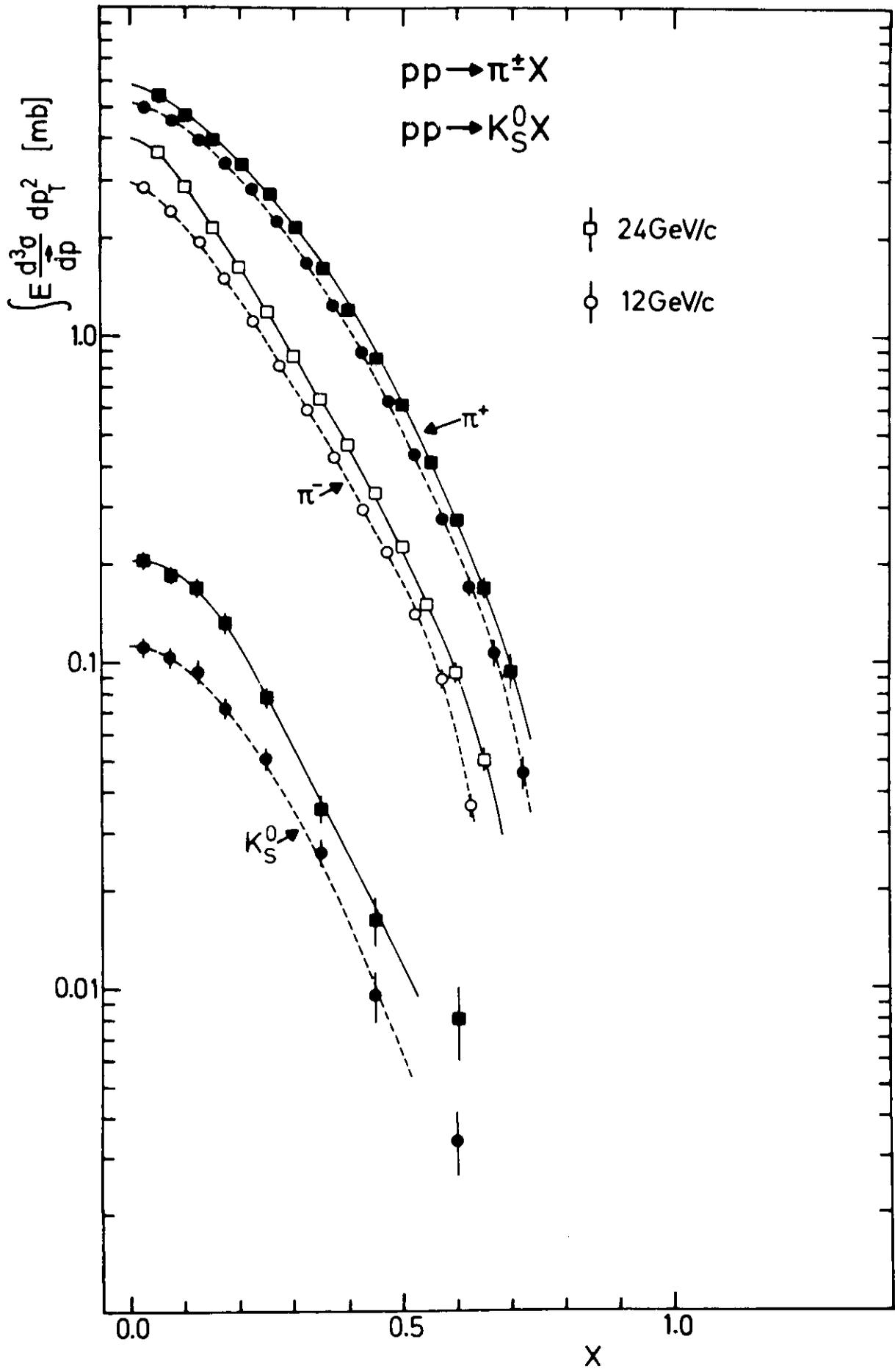


Abb.30

$pp \rightarrow K_S^0 X$

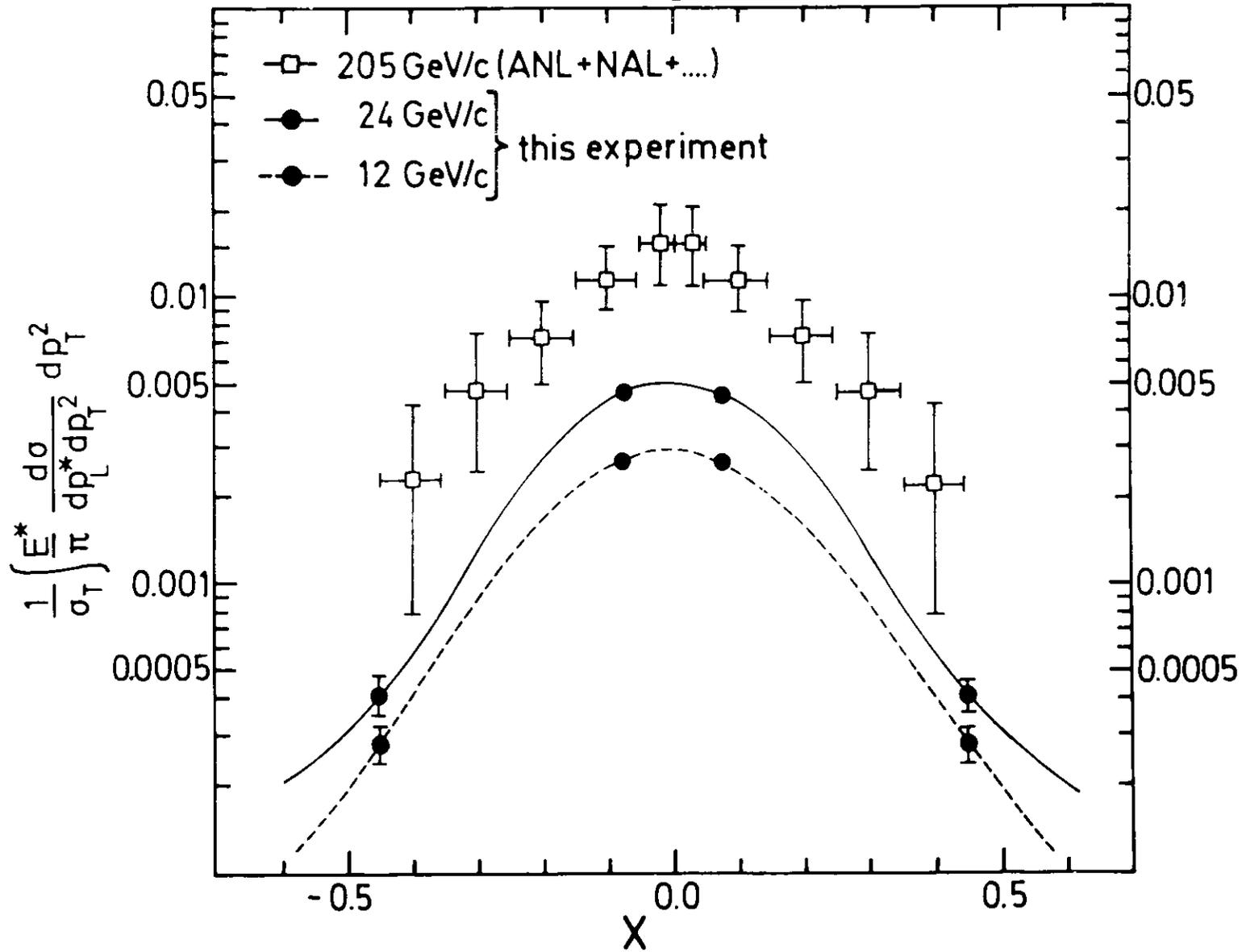


Abb.31

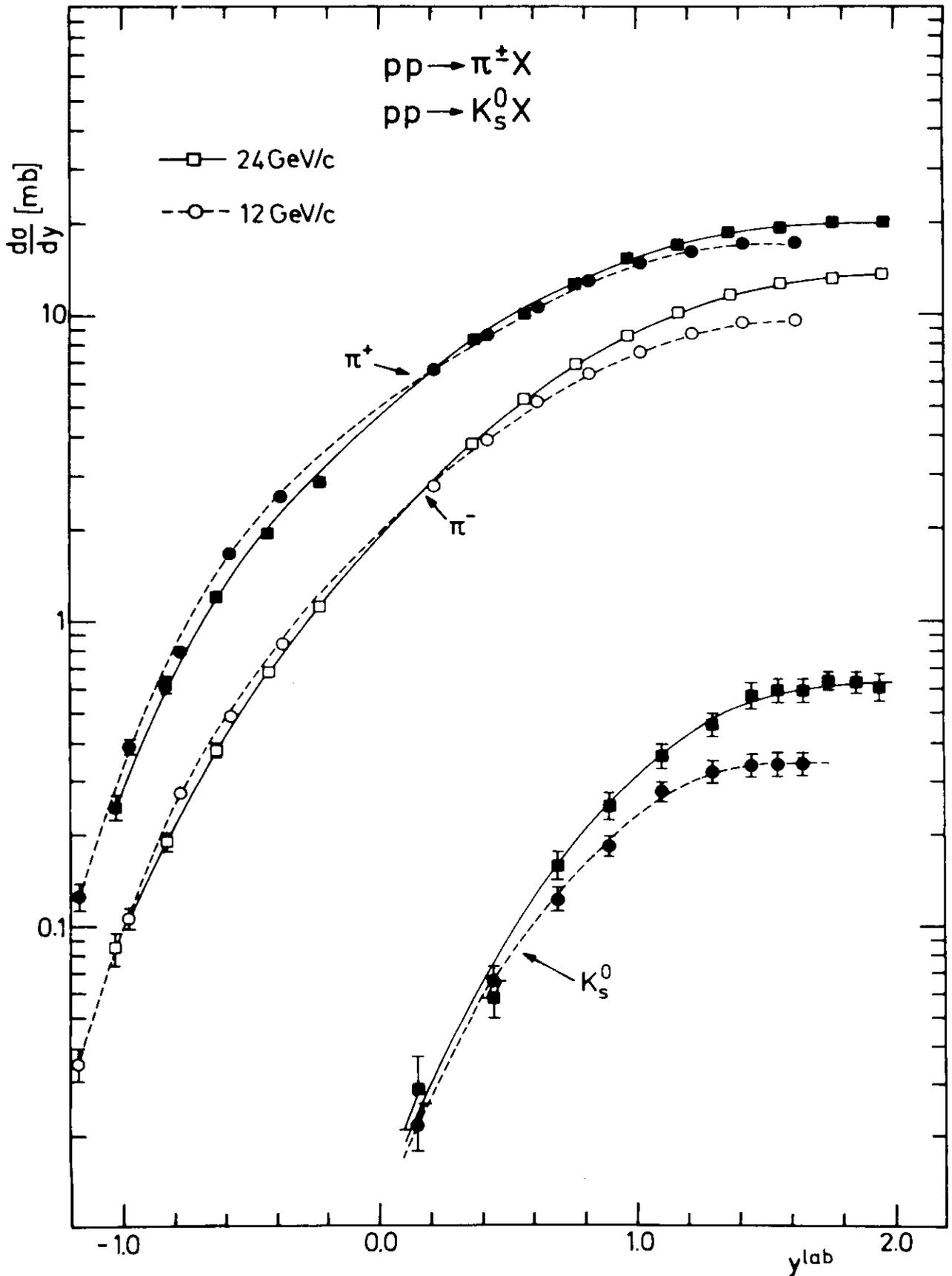


Abb.32

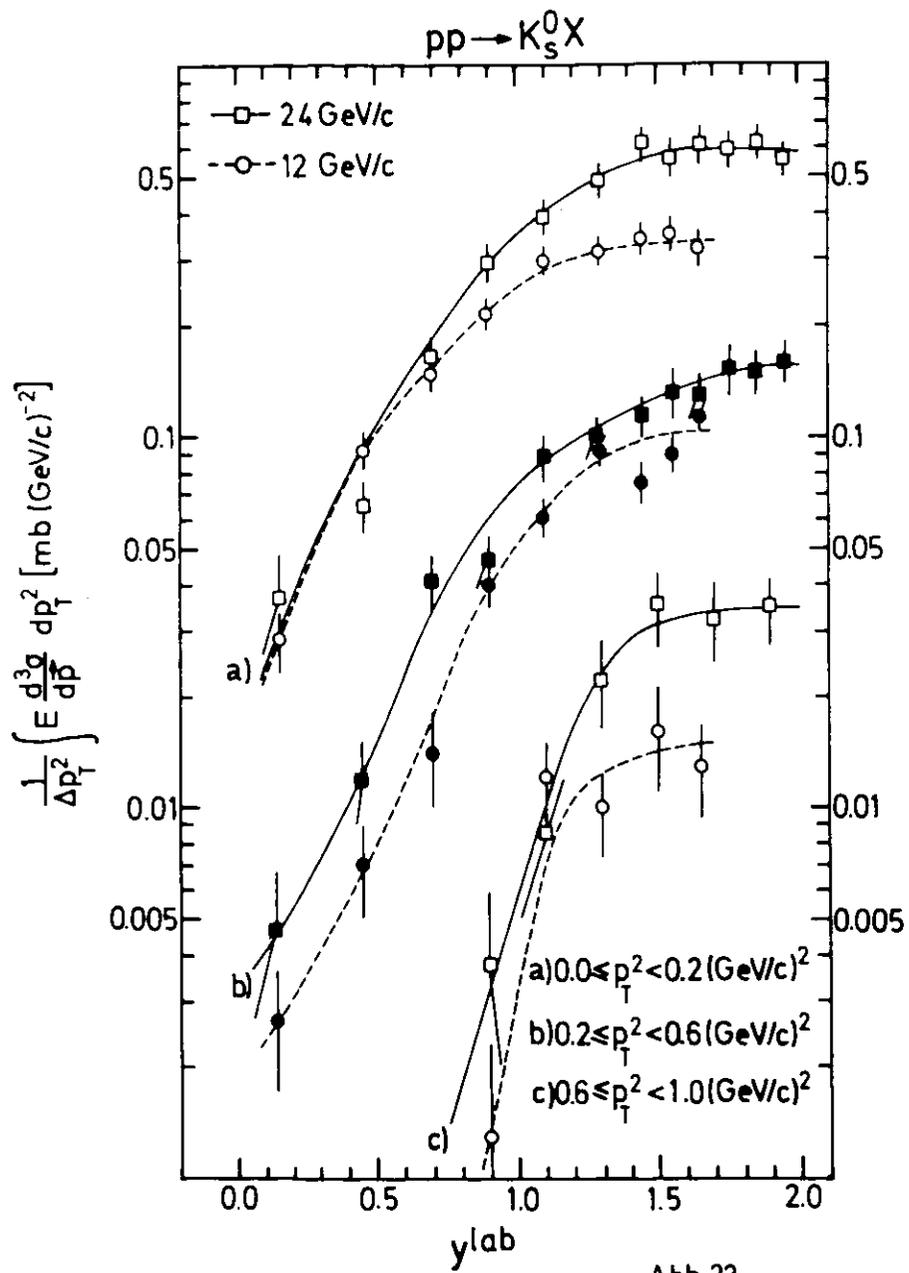


Abb.33

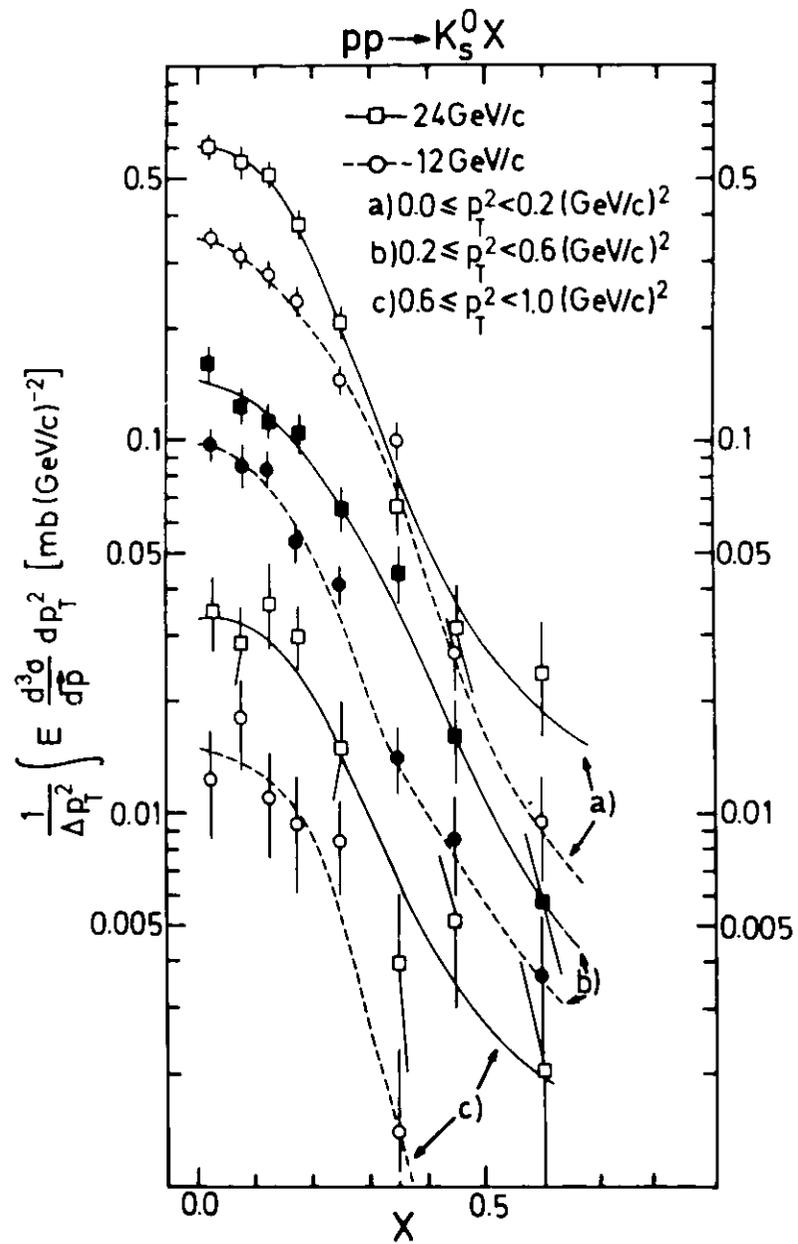


Abb.34

$pp \rightarrow K_S^0 X$

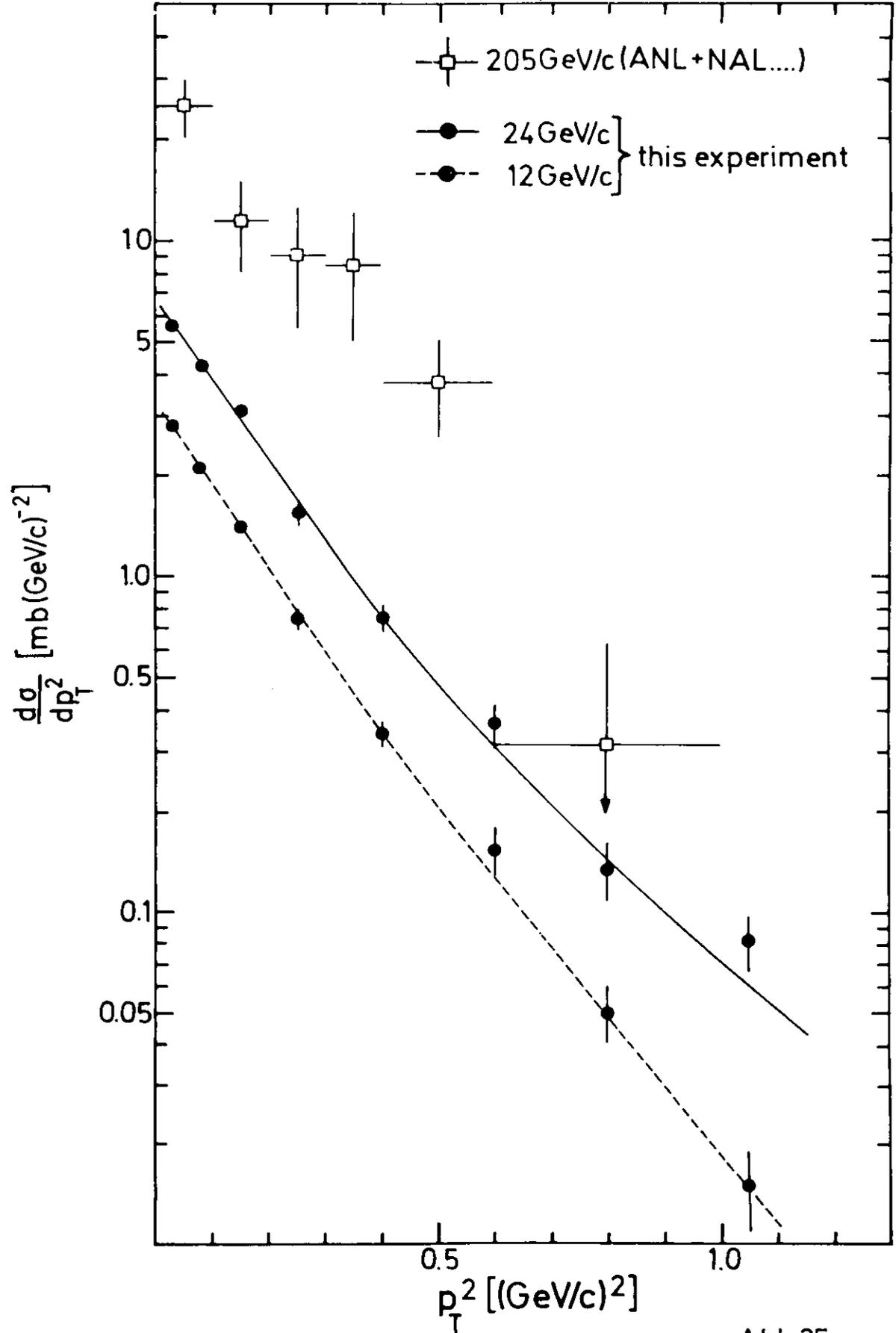


Abb.35

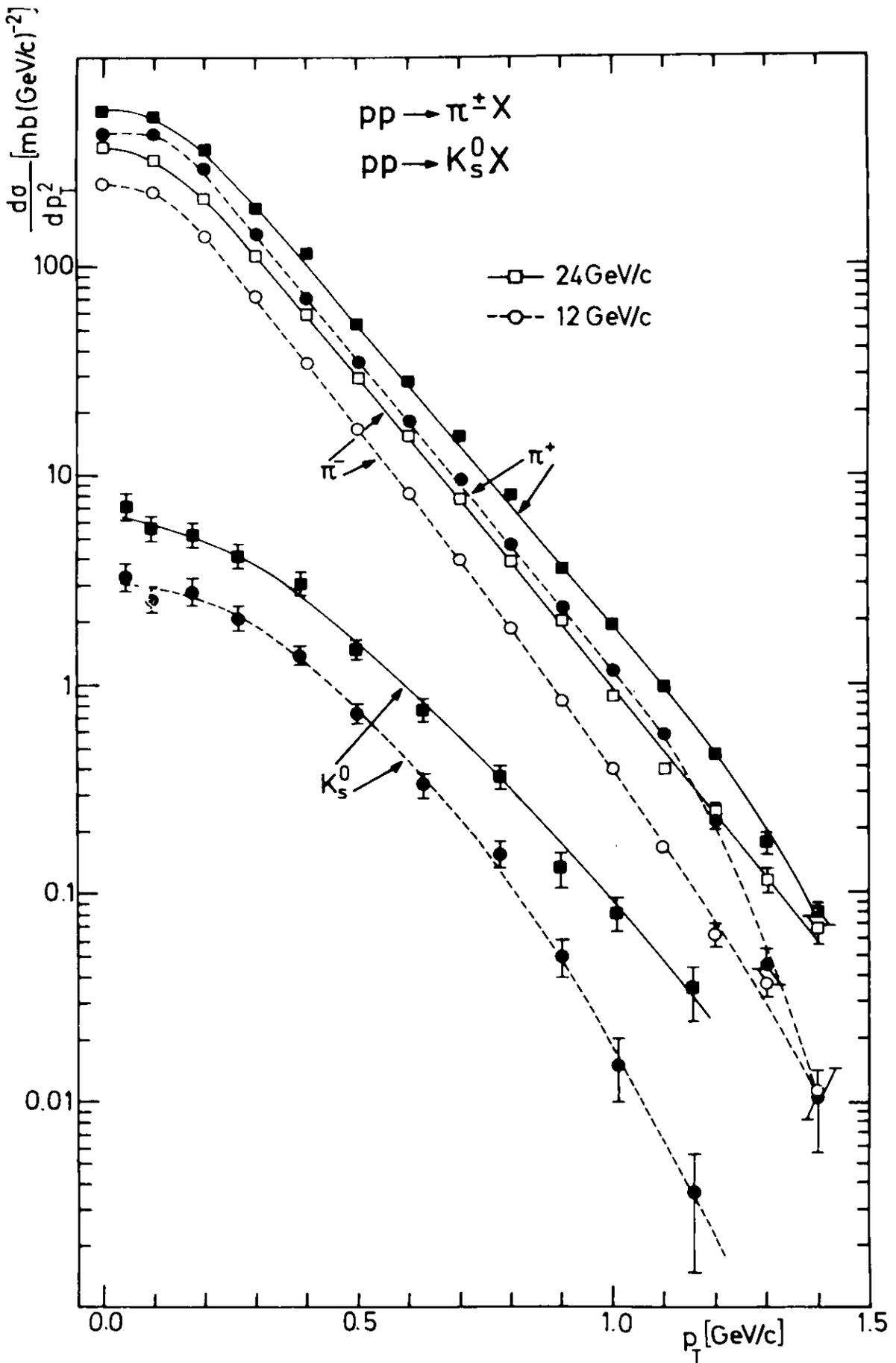


Abb.36

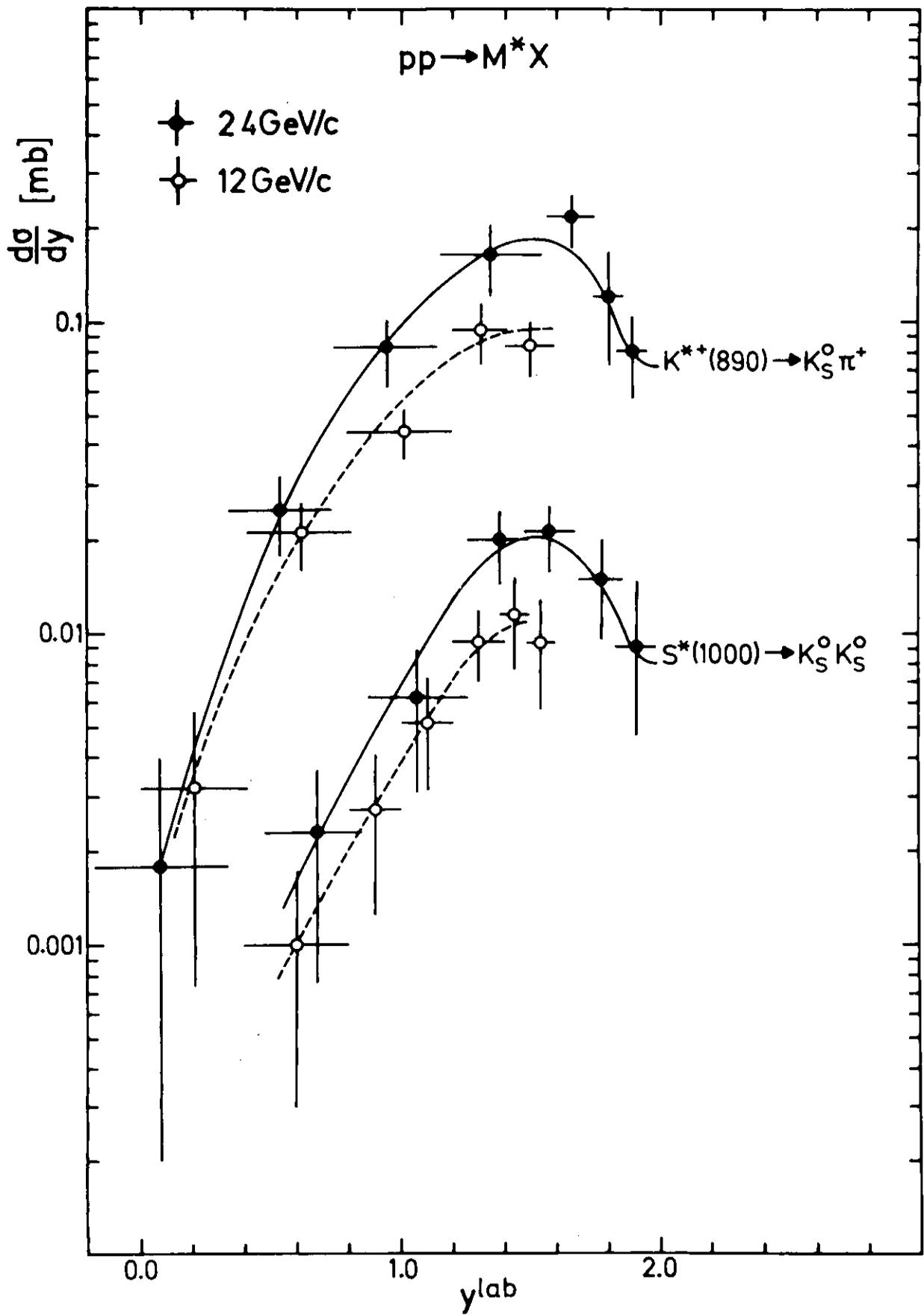
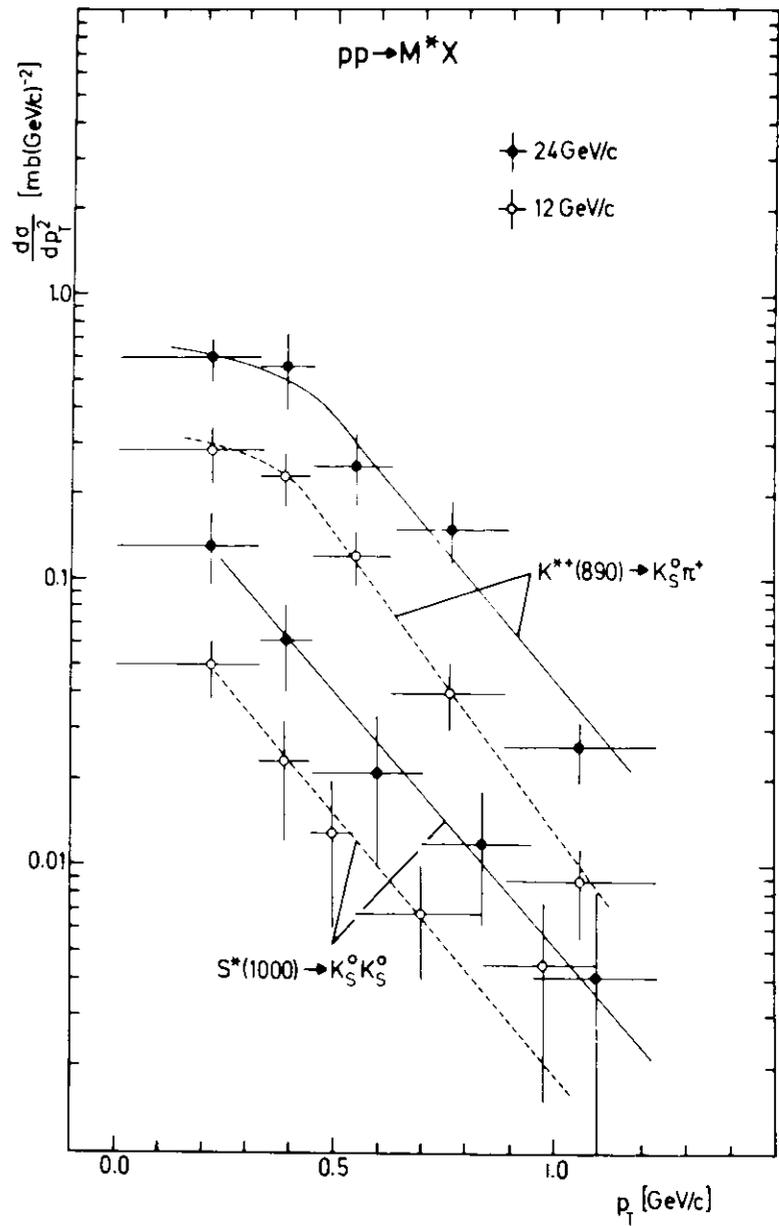
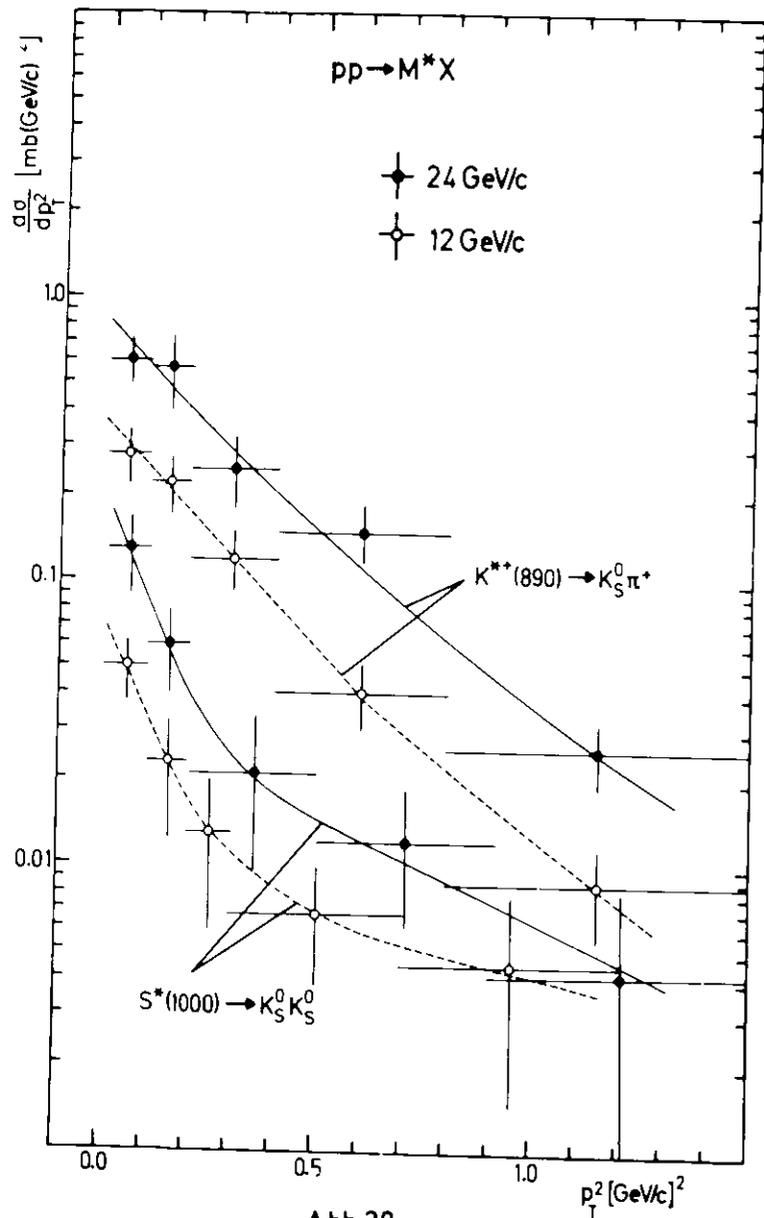


Abb.37



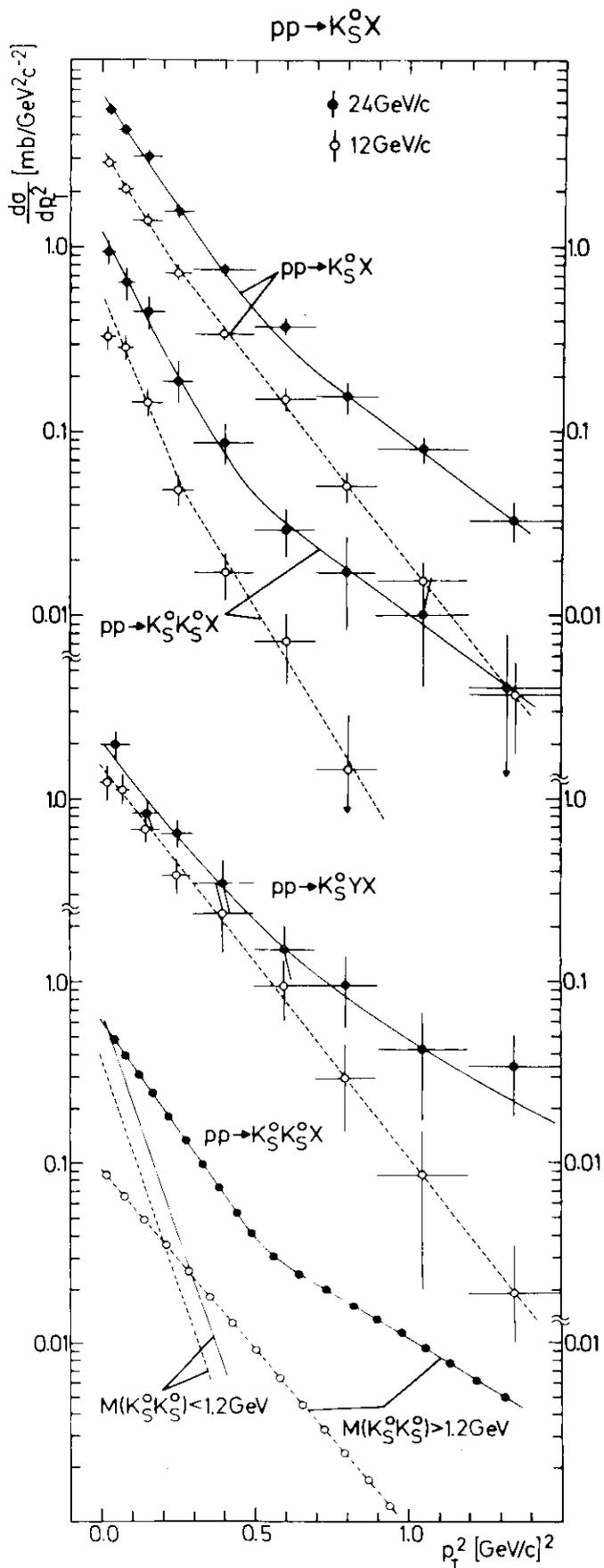
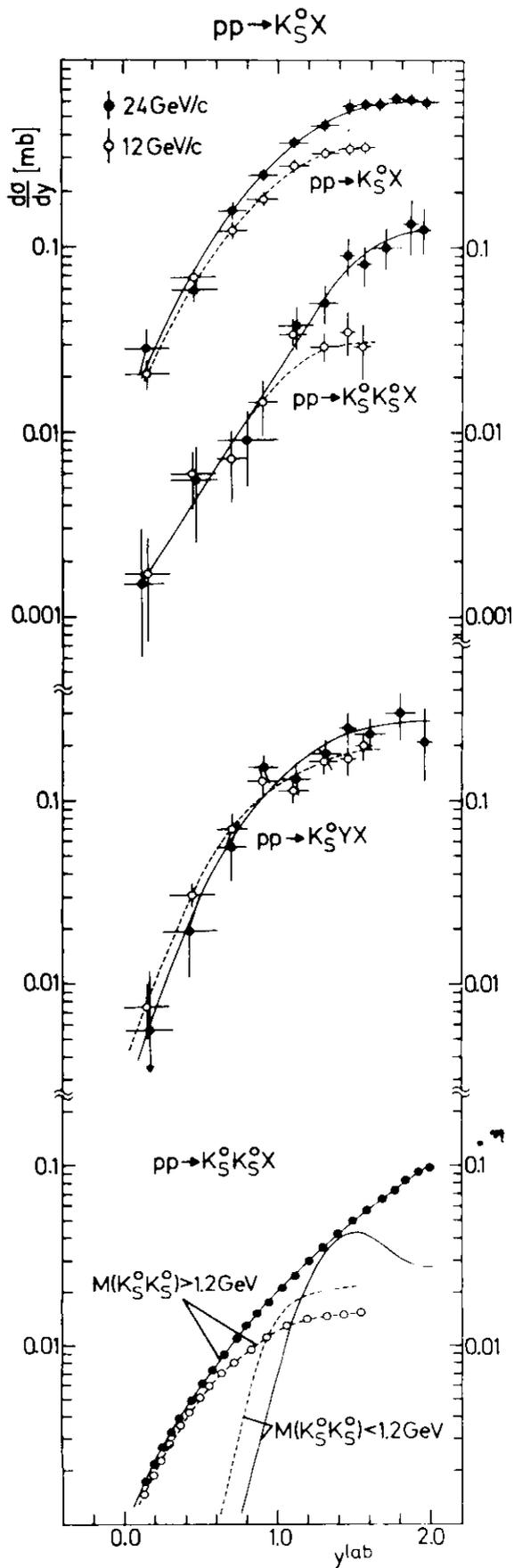


Abb. 40

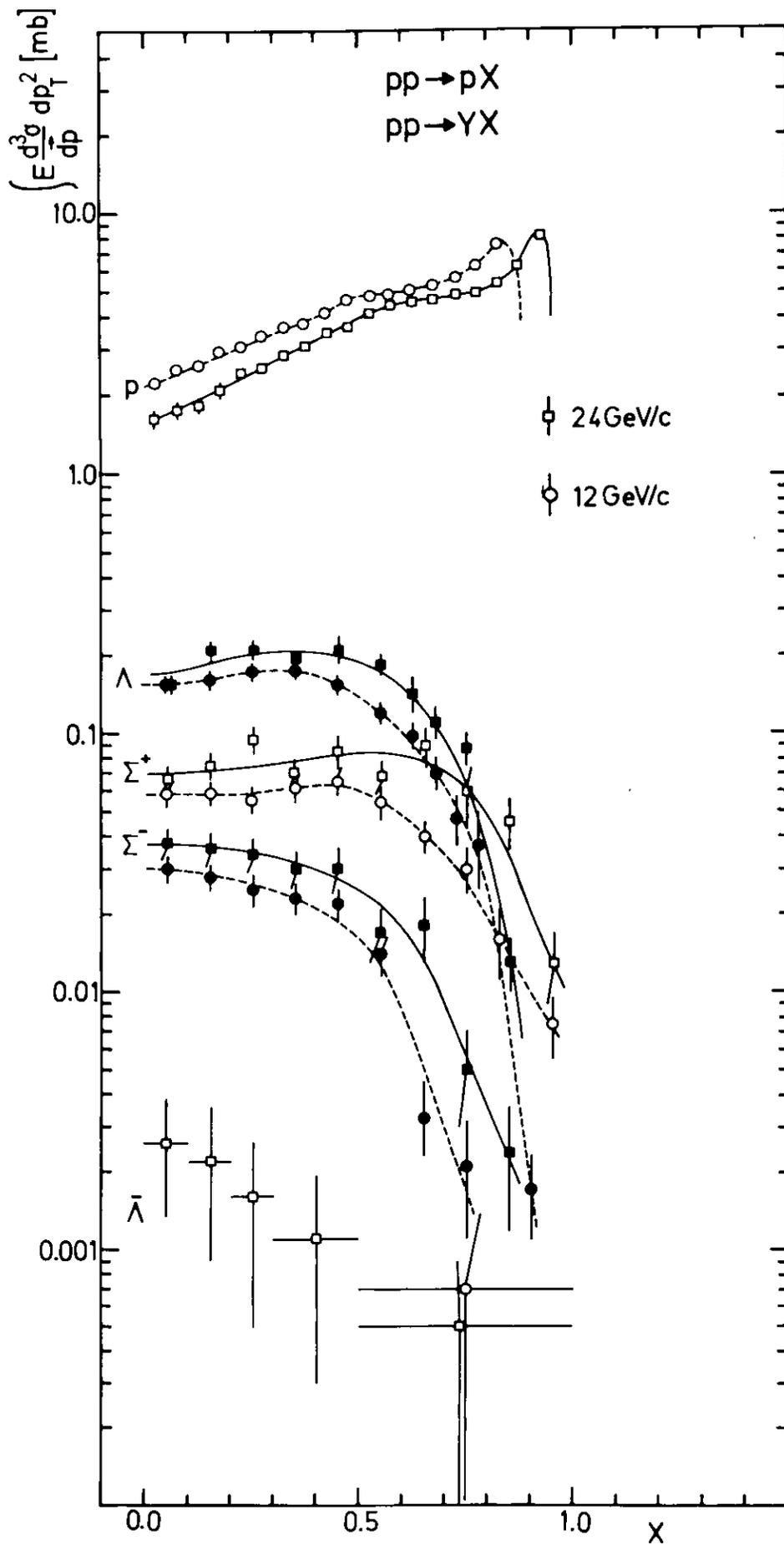


Abb.41

$pp \rightarrow \Lambda X$

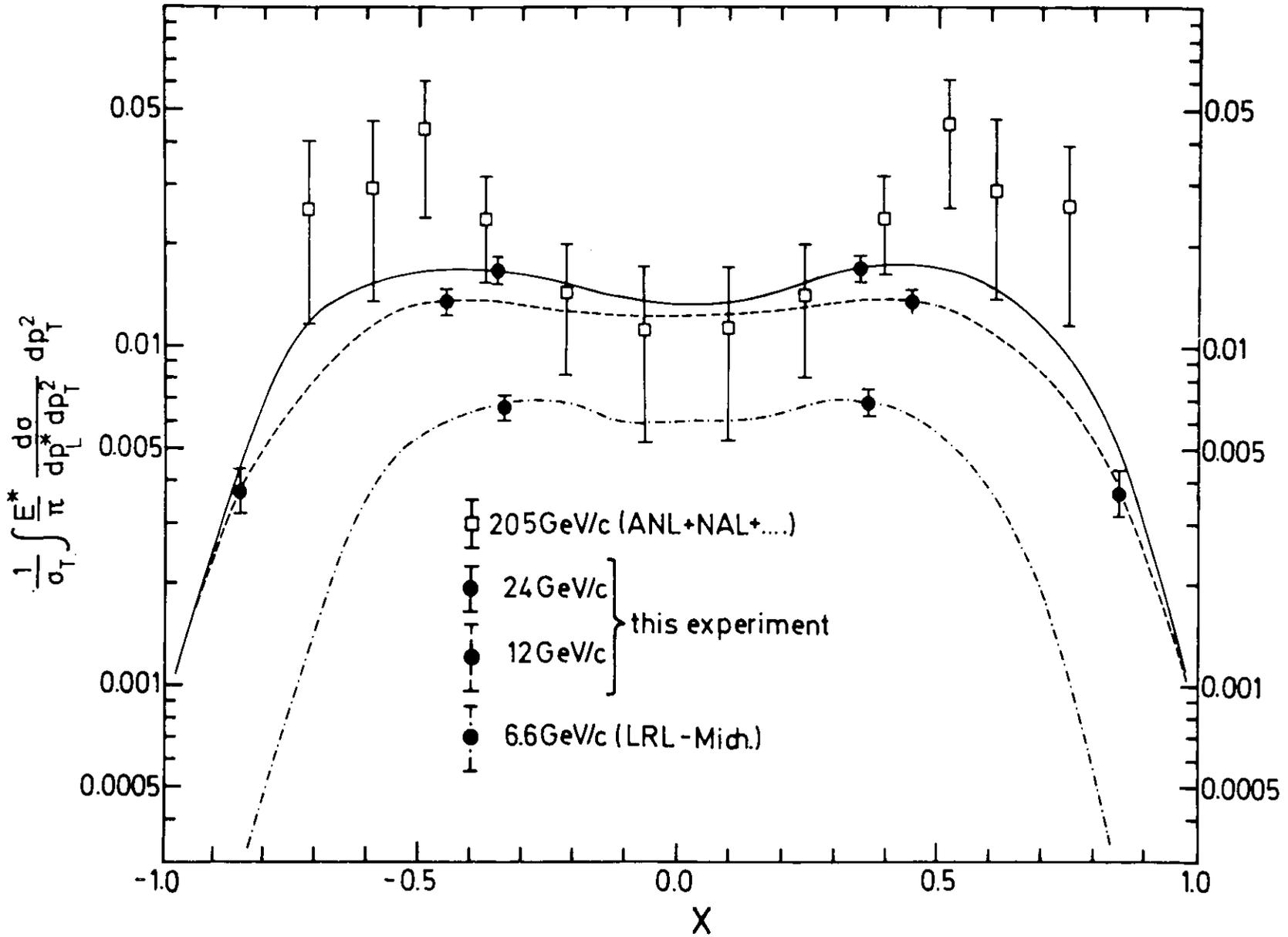


Abb.42

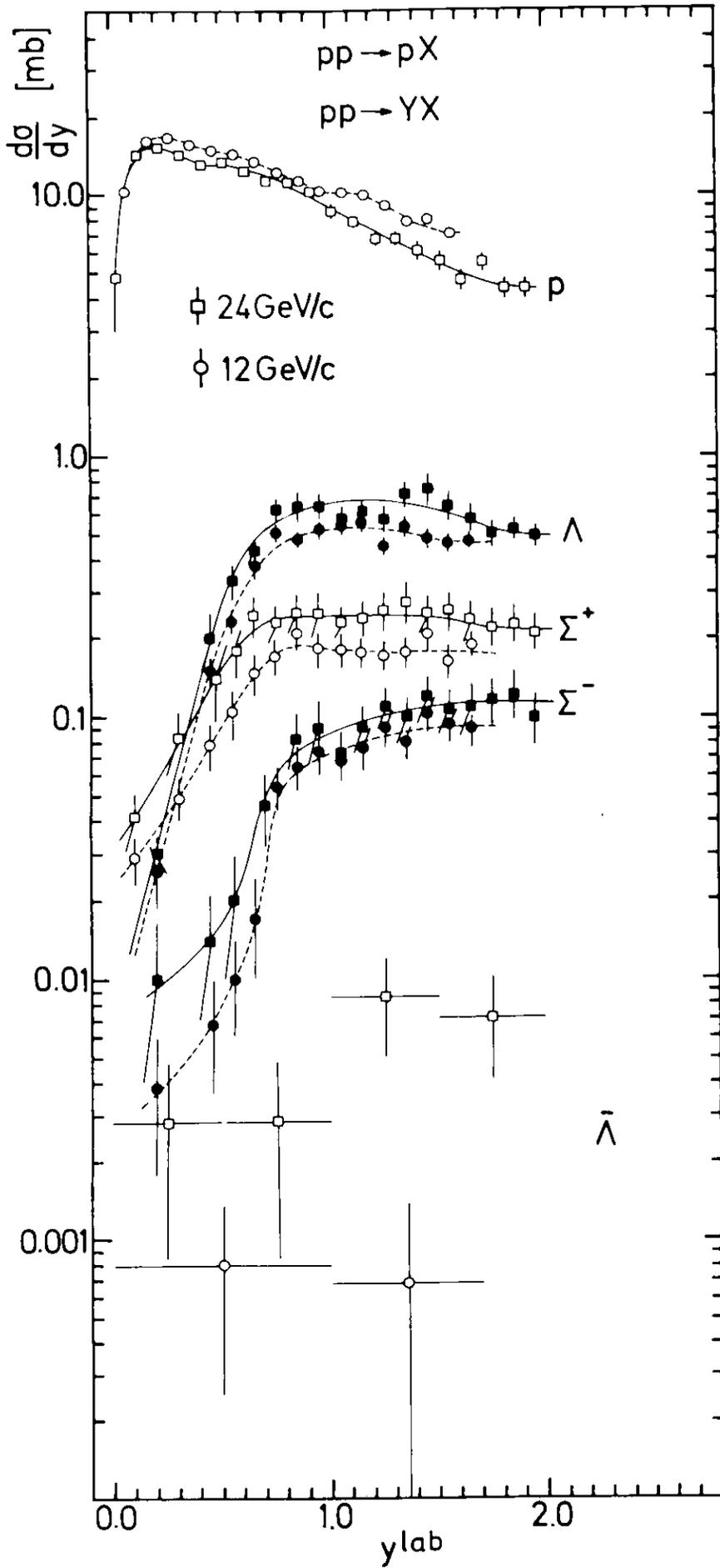


Abb.43

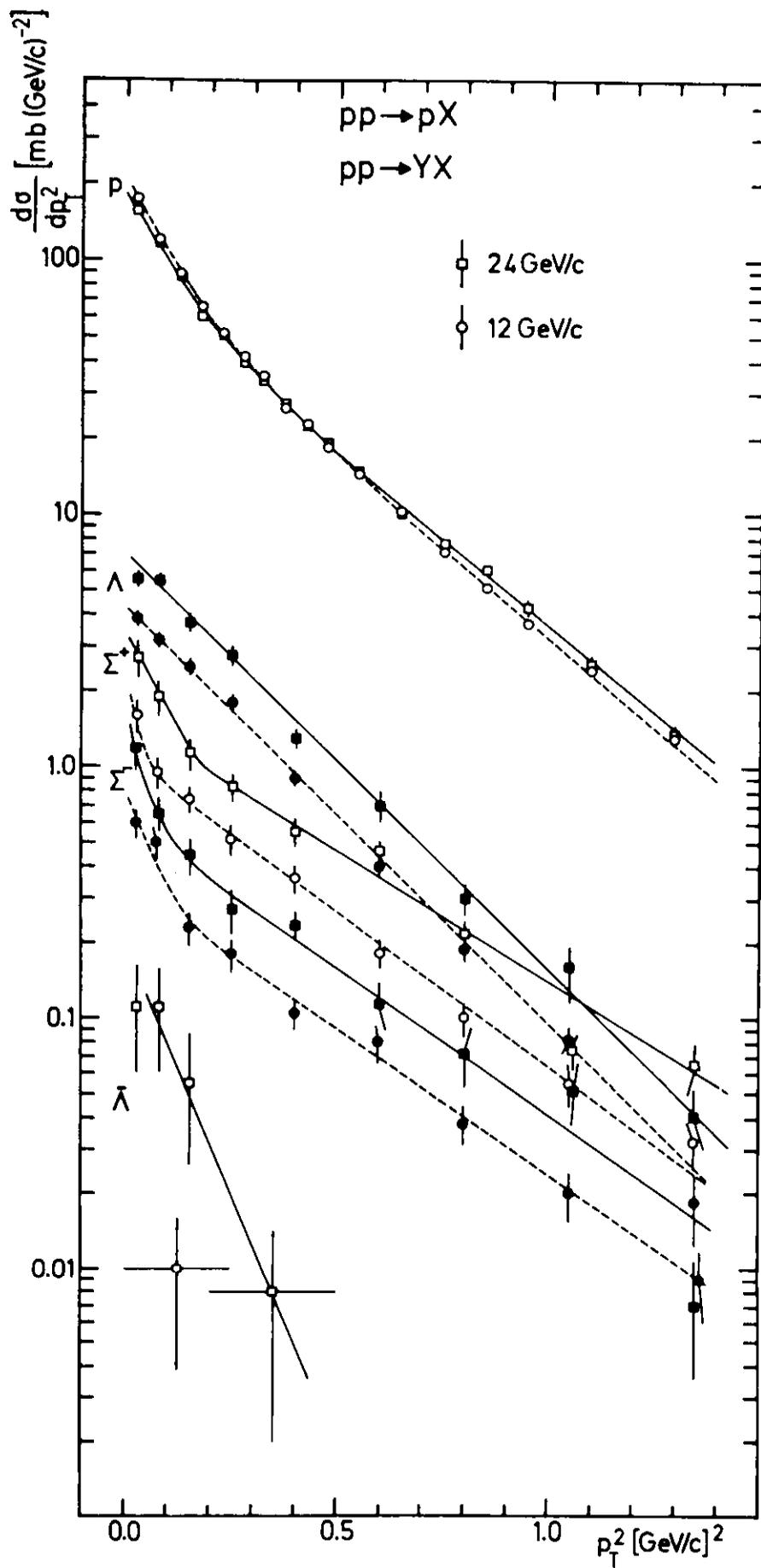


Abb.44

$pp \rightarrow \Lambda X$

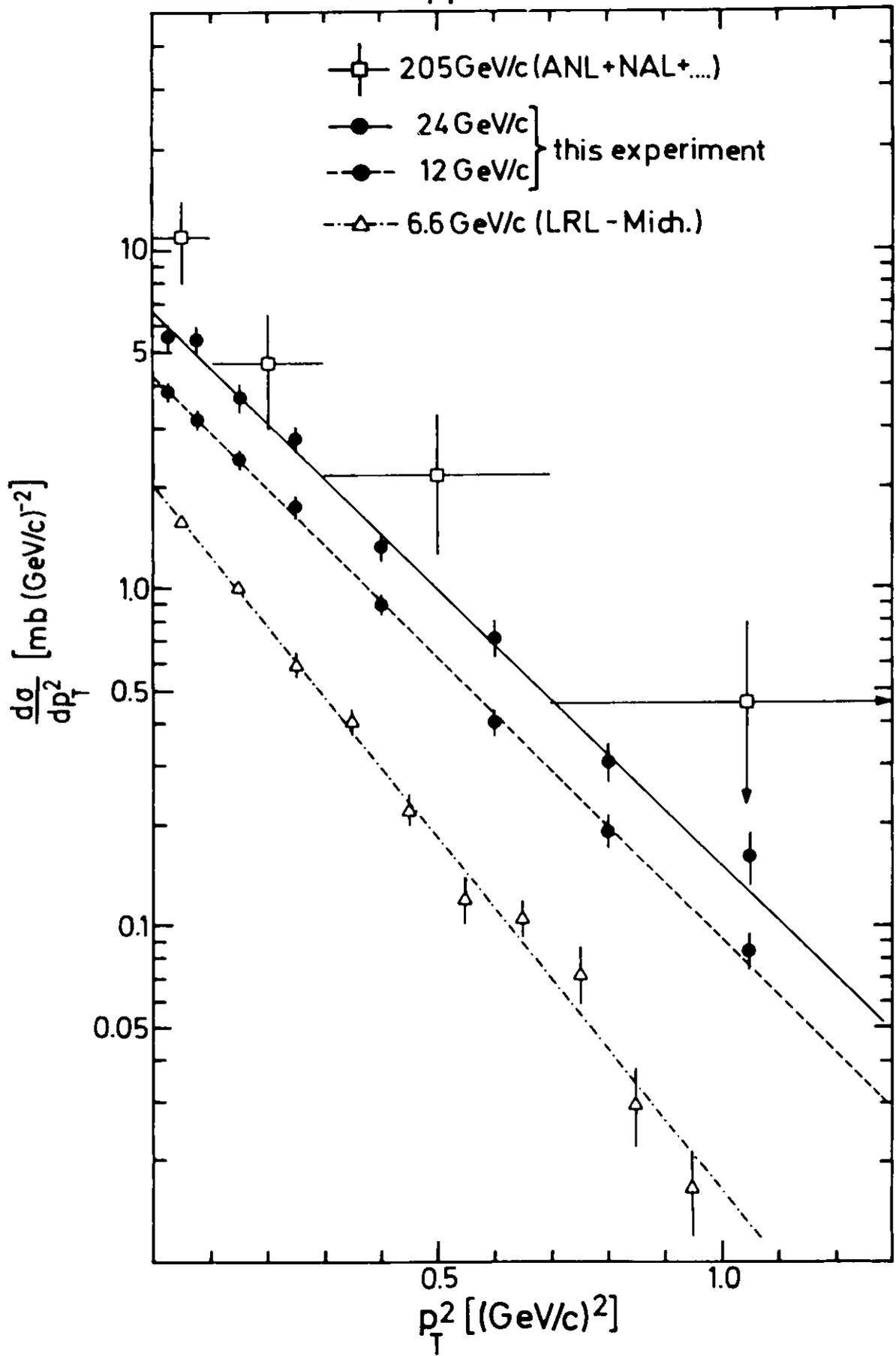


Abb.45

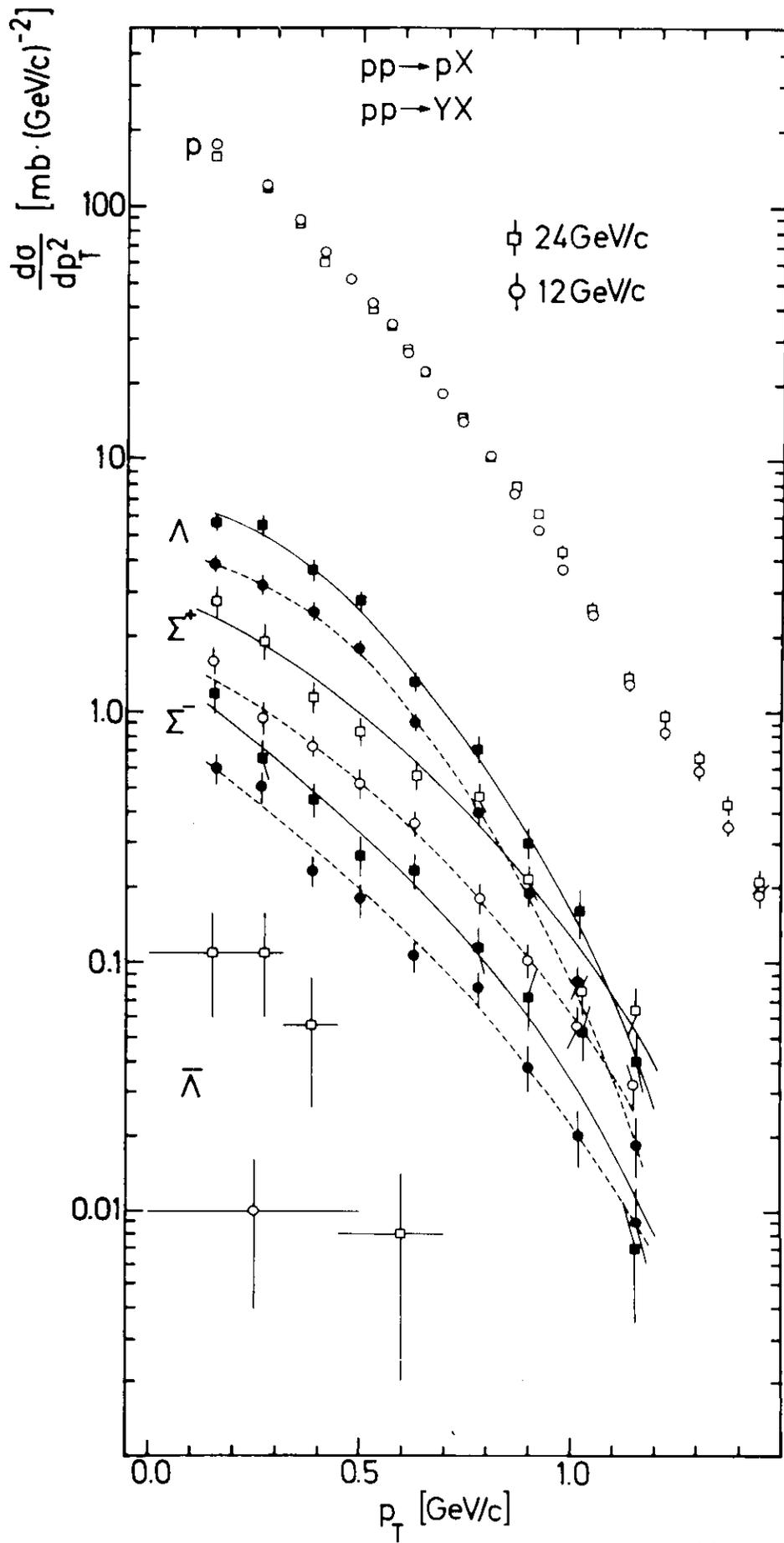


Abb.46

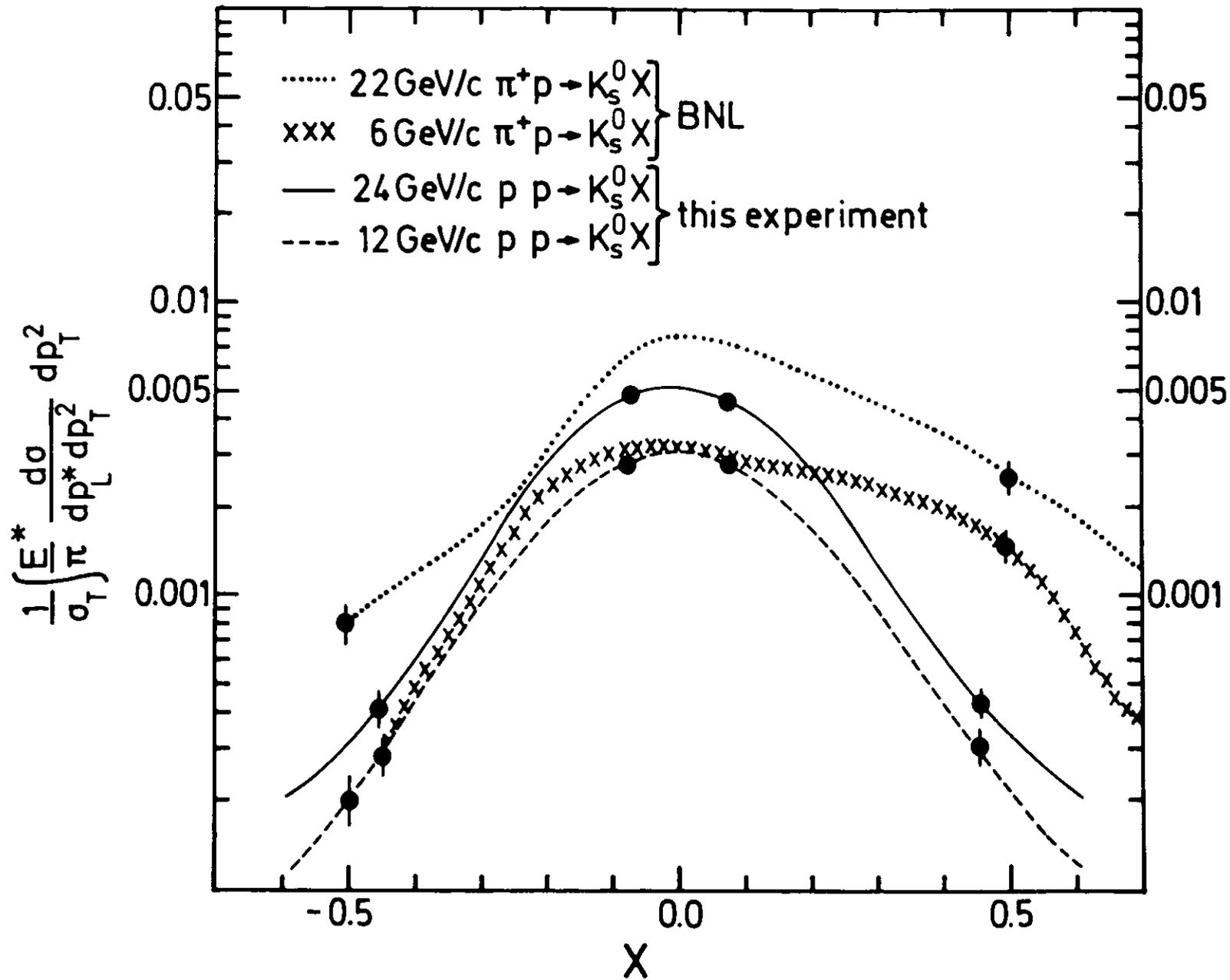


Abb.47

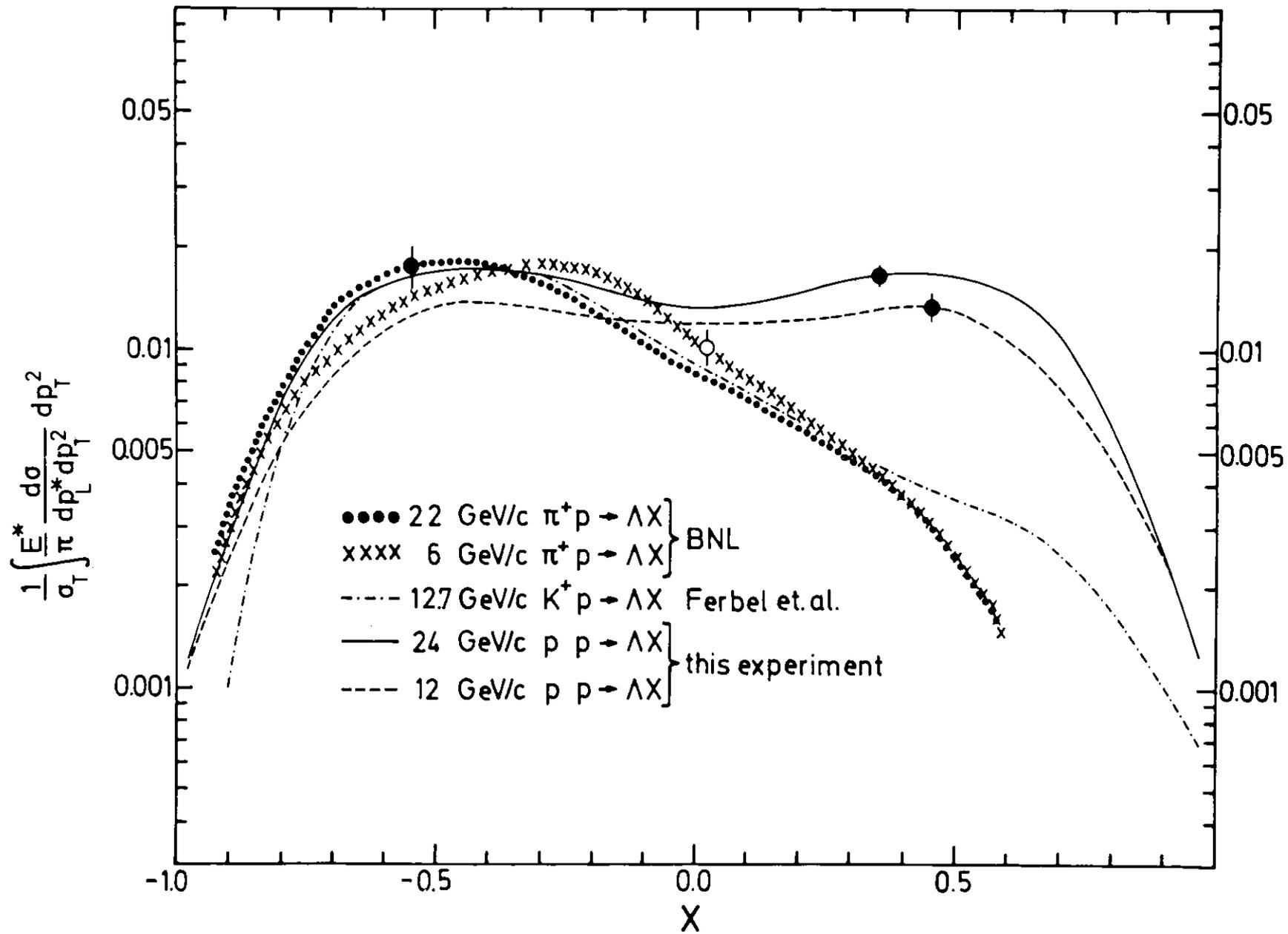


Abb.48

