

Interner Bericht
DESY F1-74/3
Mai 1974

DESY-Bibliothek

5. NOV. 1974

Inklusive π^- , π^+ , \bar{p} und p-Erzeugung
in Antiproton-Proton-Wechselwirkungen
bei 12 GeV/c Eingangsimpuls

von

G. Wetjen

Inklusive π^- , π^+ , \bar{p} und p-Erzeugung
in Antiproton-Proton-Wechselwirkungen
bei 12 GeV/c Eingangsimpuls

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

von

Günter Wetjen

Hamburg

1 9 7 4

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	1
I. Einleitung	3
II. Experimentelles Verfahren	4
1. Auswertung der Blasenkammerfilme	4
2. Zusammenstellung der Einteilchenspektren	4
2.1 Zusammenstellung der Pion-Spektren	7
2.2 Zusammenstellung der $p(\bar{p})$ -Spektren	8
2.3 Bestimmung der Ambiguitätengewichte α_+ und α_-	8
2.4 Trennung der elastischen Ereignisse	9
2.5 Ergebnisse	10
3. Korrekturen und systematische Fehler	12
3.1 Normierung der Wirkungsquerschnitte	12
3.2 Topologieabhängige Gewichte	12
3.3 Verluste bei kleinen Laborimpulsen	13
III. Untersuchungen	14
1. Inklusive Variablen und invariante Wirkungsquerschnitte	14
2. Integrierte Wirkungsquerschnitte und geladene Multiplizität	16
3. Produktionswirkungsquerschnitte und Teilchenmultiplizitäten	17
4. Verteilungen in den longitudinalen Variablen x und y^*	19
4.1 Pionen	19
4.2 Protonen	20

	<u>Seite</u>
5. Masse des Restsystems (Missing Mass)	22
6. Transversalimpulsverhalten	24
6.1 Mittlere Transversalimpulse der Pionen	24
6.2 p_T^2 -Verteilungen	25
7. Test auf Faktorisierung	26
Anhang	
A Entwurf des Vormeßsystems für die BEBC-Filme	28
A.1 Alte Anlage	28
A.2 Neue Anlage	28
B Steuerung der Displays	30
B.1 Darstellung der Zeichen	30
B.2 Displaysteuerung im alten System	30
B.3 Neues Displaysystem	31
B.3.1 Kanalwerk-Interface	31
B.3.2 Arbeitsweise des Kanalwerks	32
B.3.3 Rechnerbelastung durch Displaysteuerung	33
B.3.4 Erweiterung der Displaykapazität	33
C Test der neuen Displaysteuerung	34
D Hardware des Kanalwerk-Interfaces	35
Literaturverzeichnis	36
Verzeichnis der Abbildungen	39
Abbildungen	
Danksagungen	

Zusammenfassung

Zur Untersuchung inklusiver Antiproton-Proton-Reaktionen in der CERN-2 m-Wasserstoffblasenkammer wurden etwa 22 000 Ereignisse bei 12 GeV/c gemessen. In bisherigen $\bar{p}p$ -Experimenten sind inklusive Verteilungen nur bei kleinen Strahlimpulsen bis zu 2 GeV/c untersucht worden. Das vorliegende Experiment liefert erstmals Ergebnisse über inklusive Teilchenerzeugung in Antiproton-Proton-Reaktionen bei relativ hoher Energie, wie sie für andere Strahlteilchen (z. B. p , π^+ , π^-) bereits seit längerem vorliegen.

Im ersten Teil wird eine Methode zur Zusammenstellung der Einteilchenspektren von p , \bar{p} , π^+ und π^- im gesamten kinematischen Bereich angegeben. Dabei wird zur Trennung nicht eindeutiger Teilchenzuordnungen die PC-Invarianz des $\bar{p}p$ -Anfangszustandes benutzt.

Die Ergebnisse der Untersuchungen werden mit den Daten eines Proton-Proton-Experiments bei gleicher Energie verglichen (BHM73). Die mittlere geladene Multiplizität ist um den Faktor 1.2 höher als bei pp -Reaktionen. Ein wesentlicher Unterschied zu pp -Wechselwirkungen besteht darin, daß der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung geladener Pionen (π^+ und π^-) bei der $\bar{p}p$ -Reaktion etwa doppelt so groß ist. Dagegen liegt die Summe der Wirkungsquerschnitte für Protonen und Antiprotonen um etwa 8 % niedriger als der Protonwirkungsquerschnitt bei der pp -Reaktion, was auf Annihilationseffekte zurückzuführen ist.

Die Einteilchenverteilungen werden in den Variablen x (Feynman-Variable), y^* (Rapidität im CMS), M_x^2 (Quadrat der fehlenden Masse) und p_T^2 (Quadrat des Transversalimpulses) gezeigt und mit den entsprechenden Verteilungen des pp -Experiments verglichen.

Die Protonspektren zeigen im Vergleich zu den pp -Daten einen ähnlichen Verlauf in der rückwärtigen CMS-Hälfte; die größten Abweichungen ergeben sich für $|x| > 0.8$. Bei der M_x^2 -Verteilung liegt der Wirkungsquerschnitt im Bereich des $N^*(1470)$ um drei Standardabweichungen unter dem Wert aus dem pp -Experiment.

Weiterhin wird der mittlere Transversalimpuls der Pionen als Funktion der longitudinalen Variablen x und y^* betrachtet. Ein Vergleich mit den Daten des pp -Experiments ergibt einen im Durchschnitt um 20 MeV/c höheren Transversalimpuls bei $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen.

Es schließt sich ein Test auf Faktorisierung im Protonfragmentationsbereich an, der die Faktorisierungsannahme relativ gut bestätigt.

Im Anhang wird ein Displaysystem im Rahmen der neuen Vormeßanlage für die zu erwartenden Filme aus der neuen CERN-Blasenkammer (BEBC) besprochen.

I. Einleitung

Seit mehr als 10 Jahren ist es möglich, Teilchenstrahlen von Antiprotonen herzustellen, die Experimente zur Untersuchung der $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen erlauben. Totale und elastische Wirkungsquerschnitte sind bis zu Strahlimpulsen von 50 GeV/c und die wichtigsten exklusiven Reaktionen bis etwa 7 GeV/c gemessen worden (PDG72). Dagegen gibt es bisher Daten über inklusive $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen nur bei kleinen Eingangsimpulsen bis etwa 2 GeV/c.

Die Untersuchung inklusiver Reaktionen mit anderen Strahlteilchen bei hohen Energien, insbesondere von inklusiven pp -Wechselwirkungen, hat in den vergangenen Jahren nach den theoretischen Arbeiten von Yang (BEN69) und Feynman (FEY69) die Kenntnisse über die Dynamik der starken Wechselwirkung bei hohen Energien wesentlich erweitert. Das Ziel dieser Arbeit ist es, Daten über inklusive $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen vorzulegen und damit den Vergleich bei anderen Strahlimpulsen und mit anderen Strahlteilchen zu ermöglichen.

Bei dem vorliegenden Experiment wurden bei einem Antiproton-Strahlimpuls von 12 GeV/c etwa 94 000 Bilder in der CERN-2 m-Wasserstoffblasenkammer aufgenommen. Das Verfahren, insbesondere die Erzeugung des Antiprotonstrahls, wurde bereits in einer früheren Arbeit beschrieben (DRE71), in der diese Filme zur Untersuchung spezieller exklusiver Reaktionen (Ereignisse mit vier geladenen Teilchen im Endzustand) ausgewertet wurden. Für die vorliegenden Untersuchungen wurden dagegen sämtliche Ereignisse vermessen.

Zum Vergleich der $\bar{p}p$ -Reaktionen mit pp -Wechselwirkungen werden die Daten des pp -Experiments der Bonn - Hamburg - München - Kollaboration bei gleicher Energie herangezogen (BHM73). Ein wesentlicher Unterschied zur $\bar{p}p$ -Reaktion besteht darin, daß bei $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen die Vernichtung von Baryonen und Antibaryonen (Annihilationsreaktionen) als zusätzlicher Prozeß auftreten kann. Bei den folgenden Untersuchungen wird jedoch nicht versucht, die Annihilationsreaktionen von den übrigen zu trennen.

II. Experimentelles Verfahren

1. Auswertung der Blasenkammerfilme

Zur Auswertung stehen etwa 26 000 $\bar{p}p$ -Ereignisse bei 12 GeV/c Eingangsimpuls zur Verfügung. Für die vorliegende Arbeit werden 21 739 vollständig vermessene Ereignisse untersucht.

Jedes Ereignis hat einmal die folgende Auswertekette durchlaufen:

1. Mustern und Vormessen
2. Automatisches Ausmessen auf dem HPD (NAG71) mit Messung der Ionisation der Spuren (MOE72)
3. Geometrische Rekonstruktion mit dem Programm THRESH
4. Kinematische Anpassung mit dem Programm GRIND
5. Hypothesenauswahl mit dem Entscheidungsprogramm SELDEC

Bis auf geringfügige Änderungen (GAL73) handelt es sich um das gleiche Verfahren, das für Proton-Proton-Blasenkammerfilme in früheren Arbeiten beschrieben wurde (BWH73,MOE72).

2. Zusammenstellung der Einteilchenspektren

Zur Herstellung der Einteilchenspektren werden für jede Spur die vom Geometrieprogramm THRESH berechneten Spurparameter benutzt. Die Unterscheidung zwischen Pionen und (Anti-)Protonen ist in den meisten Fällen bis zu einem Laborimpuls von 1.5 GeV/c aufgrund der vom HPD gemessenen Blasendichte der Spur möglich. Im Entscheidungsprogramm SELDEC werden für jedes Ereignis alle kinematisch möglichen Hypothesen (Massenzuordnungen zu allen geladenen Spuren) auf die Verträglichkeit mit der gemessenen Blasendichte geprüft. Durch die gleichzeitige Verwendung kinematischer Information über das gesamte Ereignis und Information über die Blasendichte wird die Massenzuordnung zu den Spuren in vielen Fällen eindeutig, und zwar auch oberhalb von 1.5 GeV/c.

Spuren mit beobachtetem K^{\pm} - oder Σ^{\pm} -Zerfall oder mit eindeutiger Zuordnung eines seltsamen Teilchens in allen möglichen Hypothesen werden für die folgenden Untersuchungen weggelassen. Von den verbleibenden positiven (negativen) Spuren wird angenommen, daß sie entweder p oder π^+ (\bar{p} oder π^-) sind.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Massenzuordnungen zu den Spuren:

	positive Spuren		negative Spuren	
eindeutige $p(\bar{p})$	9 176	22.9 %	6 484	16.1 %
eindeutige $\pi^+(\pi^-)$	23 921	59.6 %	23 190	57.6 %
zweideutige	7 037	17.5 %	10 567	26.3 %
Gesamt	40 134		40 241	

Eine Unterscheidung der ein- und zweideutigen Pionen nach Vorwärts- ($\cos\theta^* > 0$) und Rückwärtsrichtung ($\cos\theta^* < 0$) im $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystem ergibt:

	$\cos\theta^* > 0$		$\cos\theta^* < 0$	
eindeutige π^+	8 740	60.7 %	15 181	91.6 %
π^+ oder p	5 649	39.3 %	1 388	8.4 %
eindeutige π^-	11 060	52.7 %	12 130	94.9 %
π^- oder \bar{p}	9 921	47.3 %	646	5.1 %

Die deutliche Auszeichnung der hinteren Hälfte des Schwerpunktsystems (CMS) bezüglich der Eindeutigkeit der Massenzuordnungen erklärt sich aus der Kinematik der Teilchen. Dies wird aus Abb. 1 ersichtlich, in der die kinematisch möglichen Bereiche für auslaufende Pionen und (Anti-)Protonen bei 12 GeV/c- $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen dargestellt sind (BRA72):

1. Spuren mit negativen und - bei großen Transversalimpulsen - auch mit kleinen positiven Longitudinalimpulsen können aus kinematischen Gründen keine Protonen sein.

2. Bei Laborimpulsen $p_{\text{Lab}} \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ (überwiegend $\cos\theta^* < 0$) kann für kinematisch mehrdeutige Spuren in den meisten Fällen aufgrund der Ionisation eine Entscheidung über die Massenzuordnung getroffen werden.

Im folgenden wird eine Methode beschrieben, mit der man unter Ausnutzung dieser Auszeichnung des rückwärtigen CMS-Raumes die vollständigen Spektren für Pionen und (Anti-)Protonen erhält. Diese Methode, die analog zu dem für pp-Daten benutzten Verfahren (BHM73) entwickelt wurde, geht aus von der PC-Invarianz des pp-Anfangszustandes mit

P: Paritätsoperator

C: Operator der Ladungskonjugation

Wegen der PC-Erhaltung bei starker Wechselwirkung gilt:

Die Verteilung im Schwerpunktsystem N^x der Teilchen x ist gleich der Verteilung $T(N^x)$ der am Ursprung des CMS gespiegelten Antiteilchens \bar{x} . Dieser Sachverhalt wird im folgenden häufig als Symmetrie der Verteilungen von Teilchen und Antiteilchen bezeichnet.

Im Prinzip werden die vollständigen Einteilchenspektren nach folgendem Verfahren gewonnen:

Da die Pionen mit $\cos\theta^* < 0$ fast alle eindeutig sind, setzt man das gesamte Pionspektrum aus den rückwärtigen Anteilen der π^+ - und π^- -Spektren zusammen. Mit den so bekannten Pionspektren lassen sich dann durch ein Subtraktionsverfahren die Proton- und Antiprotonspektren bestimmen.

Unter Berücksichtigung der verbleibenden Ambiguitäten wird das Spektrum aller positiven Teilchen N^+ in drei Klassen geteilt:

$$N^+ = R^+ + U^+ + A^+$$

mit N^+ : Laborsystemverteilung aller positiven Teilchen.
 U^+ : Laborsystemverteilung aller eindeutigen π^+ , die im CMS nach rückwärts gehen.
 A^+ : Laborsystemverteilung aller positiven ambiguitativen Teilchen, die als π^+ transformiert im CMS nach rückwärts gehen.

R^+ : Laborsystemverteilung der übrigen positiven Teilchen; diese können keine im CMS rückwärts gehenden π^+ sein.

Dabei gilt:

$$N^+ = N^P + N^{\pi^+}$$

mit N^P : Laborsystemverteilung der Protonen.
 N^{π^+} : Laborsystemverteilung der π^+ .

Den ambiguitiven Teilchen A^+ wird die Wahrscheinlichkeit α_+ zugewiesen, ein Pion zu sein. Die Wahrscheinlichkeit, ein Proton zu sein, ist dann $(1 - \alpha_+)$. Entsprechende Größen (U^- , A^- , R^- , α_-) definiert man für die negativen Teilchen. Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitskoeffizienten α_+ und α_- wird in Abschnitt 2.3 beschrieben.

2.1 Zusammenstellung der Pion-Spektren

Die π^+ -Verteilung N^{π^+} wird zusammengesetzt aus dem jeweils im CMS rückwärtigen Teil der π^+ - und π^- -Verteilung.

$$N^{\pi^+} \equiv N_b^{\pi^+} + N_f^{\pi^+} = N_b^{\pi^+} + T(N_b^{\pi^-})$$

b: rückwärts

f: vorwärts

Dabei bedeutet die Operation T: Spiegelung jeder einzelnen Spur der Verteilung im Schwerpunktsystem und Transformation zurück ins Laborsystem. Wegen

$$N_b^{\pi^+} = U^+ + \alpha_+ A^+$$

ist

$$N^{\pi^+} = U^+ + \alpha_+ A^+ + T(U^-) + T(\alpha_- A^-). \quad (2.11)$$

Entsprechend gilt für die π^- -Verteilung:

$$N^{\pi^-} = U^- + \alpha_- A^- + T(U^+) + T(\alpha_+ A^+) \quad (2.12)$$

2.2 Zusammenstellung der $p(\bar{p})$ -Spektren

Die Protonverteilung ergibt sich durch Subtraktion der π^+ -Verteilung (2.11) von der Gesamtverteilung der positiven Teilchen:

$$N^P = N^+ - N^{\pi^+}$$

Dabei bedeutet \tilde{N} die Verteilung, die man erhält, wenn man jedem Teilchen die Protonmasse $m = m_p$ zuordnet.

$$N^P = \tilde{R}^+ + \tilde{U}^+ + \tilde{A}^+ - (\tilde{U}^+ + \alpha_+ \tilde{A}^+ + \tilde{T}(U^-) + \tilde{T}(\alpha_- A^-)) \quad .$$

$$N^P = \tilde{R}^+ + (1 - \alpha_+) \tilde{A}^+ - \tilde{T}(U^-) - \tilde{T}(\alpha_- A^-) \quad (2.21)$$

Entsprechend gilt für die \bar{p} -Verteilung unter Benutzung von (2.12):

$$N^{\bar{p}} = \tilde{R}^- + (1 - \alpha_-) \tilde{A}^- - \tilde{T}(U^+) - \tilde{T}(\alpha_+ A^+) \quad (2.22)$$

Eine Übersicht über die Zusammenstellung der Einteilchenspektren gibt das Flußdiagramm in Abbildung 2.

2.3 Bestimmung der Ambiguitätengewichte α_+ und α_-

Aus der PC-Invarianz folgt für die $p(\bar{p})$ -Verteilungen:

$$N_b^P = N_f^{\bar{p}} \quad (2.31)$$

$$N_f^P = N_b^{\bar{p}}$$

Hier sind N_b bzw. N_f die jeweils im CMS nach rückwärts bzw. vorwärts gehenden Anteile der $p(\bar{p})$ -Verteilungen.

Durch Kombination der Beziehungen (2.21) und (2.22) mit (2.31) gelangt man zu zwei Bestimmungsgleichungen für α_+ und α_- , die aber nicht linear unabhängig sind (GAL74/1). Da eine unabhängige Bestimmung von α_+ und α_- nicht möglich ist, muß einer der beiden Werte vorgegeben werden.

Antiprotonen, die im Laborsystem in dem Bereich der im CMS rückwärtsgehenden Pionen liegen, haben im CMS einen großen negativen Longitudinalimpuls. Die weiteren Untersuchungen zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt für \bar{p} in diesem Bereich sehr klein gegen den π^- -Wirkungsquerschnitt ist. Deshalb nehmen wir an, daß hier alle negativen ambiguitiven Spuren π^- sind, d. h. wir setzen $\alpha_- = 1$.

Ferner machen wir die Annahme, daß α_+ nur vom Transversalimpuls abhängt ($\alpha_+ = \alpha_+(p_T)$) und bestimmen daher α_+ für 7 verschiedene Transversalimpulsintervalle getrennt aus jeder der Gleichungen (2.31). Es zeigt sich, daß die beiden Gleichungen abweichende Ergebnisse für $\alpha_+(p_T)$ liefern. Das deutet darauf hin, daß α_+ außer vom Transversalimpuls auch vom Longitudinalimpuls abhängt; denn die beiden Gleichungen kombinieren Spuren aus verschiedenen Longitudinalimpulsbereichen. Wir wählen als $\alpha_+(p_T)$ jeweils das gewichtete Mittel aus den Ergebnissen beider Gleichungen (2.31). Eine Übersicht gibt nachfolgende Tabelle:

$p_T \frac{\text{GeV}}{c}$	0.0 - 0.2	0.2 - 0.4	0.4 - 0.6	0.6 - 0.8	0.8 - 1.0	1.0 - 1.5	>1.5
α_+	-	0.73	0.32	0.43	0.38	0.53	0.0

Dem Wert im ersten p_T -Intervall kommt keine Bedeutung zu, da hier nur π^+ -p-Zweideutigkeiten von 1.3 % auftreten, wohingegen sie in den höheren p_T -Intervallen bis auf 50 % ansteigen.

2.4 Trennung der elastischen Ereignisse

Für die physikalische Analyse werden die elastischen Ereignisse

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \quad (1)$$

nicht verwendet. Bei der Abtrennung solcher elastischen Ereignisse wurde folgendermaßen verfahren:

Zunächst wurden alle Ereignisse weggelassen, die vom Entscheidungsprogramm SELDEC der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ zugeordnet wurden. Da diese Reaktion vierfach überbestimmt ist, wirken sich schon kleine systematische Fehler bei der geometrischen Rekonstruktion so aus, daß die Hypothese (1) im Kinematikprogramm verworfen wird. Daher

werden von den verbleibenden Ereignissen zusätzlich noch diejenigen 2-Spur-Ereignisse als elastisch bezeichnet, die die folgenden Kriterien erfüllen:

1) Zuordnung der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}x$ bzw. $\bar{p}p \rightarrow px$ und

2) $M_x^2 \approx m_p^2$, $\phi \approx 180^\circ$ (GAL74/3)

mit M_x^2 : Quadrat der fehlenden Masse (s. Abschnitt III.1)

ϕ : Winkel der beiden geladenen auslaufenden Spuren
in der Transversalebene

Insgesamt wurden mit diesem Verfahren 3528 elastische Ereignisse abgetrennt. Der Anteil elastisch erzeugter Protonen in der Gesamtverteilung wird ersichtlich aus den Abbildungen 3a (M_x^2 -Verteilung für 2-Spur-Ereignisse) und 3b (x -Verteilung aller Protonen).

2.5 Ergebnisse

Die Pion-Spektren setzen sich aus den im CMS rückwärtigen Teilen der π^+ - und π^- -Verteilung zusammen, wobei der vordere Teil durch Spiegelung der rückwärtigen Verteilung des Antiteilchens erzeugt wird (PC-Transformation). Die Abbildung 4 zeigt das so erhaltene Spektrum in der Umgebung der Grenze zwischen vorderer und rückwärtiger CMS-Hemisphäre bei $x = 0$. Man erkennt, daß die rückwärtige π^+ -Verteilung an der Grenze bei $x = 0$ gut durch die gespiegelte rückwärtige π^- -Verteilung fortgesetzt wird. Aus diesem Verfahren ergibt sich offensichtlich bis auf die Spiegelung im CMS eine völlige Gleichheit der π^+ - und π^- -Spektren bei allen Invarianten oder Schwerpunktsvariablen. Deshalb wird im folgenden für diese Variablen jeweils nur noch das π^+ -Spektrum betrachtet.

Die $p(\bar{p})$ -Verteilungen werden durch Subtraktion des Pion-Spektrums von der positiven (negativen) Gesamtverteilung erzeugt. Die subtrahierten und ambiguitiven Anteile der Verteilungen zeigt Abbildung 5. Hier liegt im Gegensatz zu den Pionspektren die volle Statistik zugrunde, wobei aber nicht alle $p(\bar{p})$ einzeln zur Verfügung stehen (nur 71 % (37 %) aller (Anti-)Protonen sind eindeutig), sondern nur als statistische Gesamtheit. Die PC-Invarianz fordert, daß p^- und \bar{p}^- -Verteilung im CMS zueinander symmetrisch sind. Diese Symmetrie liegt dem in Abschnitt 2.2 beschriebenen Verfahren zur Aufstellung der $p(\bar{p})$ -Spektren keineswegs implizit zugrunde, denn die Berechnung der Ambiguitätengewichte $\alpha_+(p_T)$ setzt lediglich Zahlengleichheit von Protonen und Antiprotonen in den einzelnen Transversalimpulsbereichen voraus, unabhängig vom Longitudinalimpuls der Teilchen.

Abbildung 6 zeigt, daß die geforderte Symmetrie bis $|x| < 0.8$ innerhalb der Fehler erfüllt ist. Die Abweichungen im Bereich von $|x| > 0.8$ beruhen auf der geringen Impulsauflösung für Antiprotonen mit großem Laborimpuls (entspricht großem x). Dies Ergebnis ist eine recht gute Bestätigung des für die $p(\bar{p})$ -Spektren angewandten Verfahrens.

Wegen ihrer Symmetrie im CMS werden im folgenden Proton- und Antiprotonspektren nicht mehr getrennt betrachtet. Statt dessen bildet man ein gewichtetes Mittel beider Verteilungen nach folgendem Verfahren:

Die Abbildungen 7a und 7b zeigen den Anteil der eindeutigen (Anti-)Protonen an der gesamten M_x^2 -Verteilung der inklusiven Reaktion



Man sieht, daß für Protonen bis $M_x^2 < 5 \text{ GeV}^2$ die Gesamtverteilung im wesentlichen von eindeutigen Protonen gebildet wird. Bei Antiprotonen dagegen beträgt der Anteil der eindeutigen wegen der schlechteren Massenauflösung bei großen Laborimpulsen im ganzen M_x^2 -Bereich weniger als 50 %. Daher wird die gemittelte Verteilung im Bereich $M_x^2 < 5 \text{ GeV}^2$ nur aus der Protonverteilung gebildet, während oberhalb dieses Bereichs ein gewichtetes Mittel aus Proton- und gespiegelter Antiprotonverteilung gebildet wird:

$$N_{p,\text{mittel}} = \begin{cases} N^P & \text{für } M_x^2 < 5 \text{ GeV}^2 \\ \frac{1}{2} N^P + \frac{1}{2} T(N^{\bar{P}}) & \text{für } M_x^2 \geq 5 \text{ GeV}^2 \end{cases}$$

Im Abbildung 5 ist die gemittelte Verteilung im Vergleich zur ursprünglichen Proton- und Antiprotonverteilung als Funktion der Variablen x aufgetragen.

3. Korrekturen und systematische Fehler

3.1 Normierung der Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Topologien (Anzahl der geladenen sekundären Spuren 0,2,4,...) sind entnommen aus (DRE71). Dort wurden die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte auf den aus einem Zählerexperiment bestimmten Wert von $\sigma_{\text{tot}} = 51.7 \text{ mb}$ (GAB65) normiert. Der elastische Wirkungsquerschnitt wurde ebenfalls einem Zählerexperiment entnommen: $\sigma_{\text{el}} = 11.59 \text{ mb}$ (FOL63). Weiterhin wurde auf die Verluste an elastischen 2-Spur-Ereignissen korrigiert: $\sigma_{\text{lost}} = 3.1 \text{ mb}$.

Die π^- -Kontamination des \bar{p} -Strahls wurde zu $14.4 \% \pm 5.6 \%$ ermittelt. Dies wurde bei der Berechnung der effektiven topologischen Wirkungsquerschnitte unter Verwendung von bekannten π^-p -Wirkungsquerschnitten berücksichtigt. Für die inklusiven Verteilungen werden alle Ereignisse als \bar{p} -induziert angenommen, obwohl entsprechend dem totalen π^-p -Wirkungsquerschnitt etwa 7 % π^- -induzierte Ereignisse sind. Eine korrekte Berücksichtigung dieser Einwirkung könnte nur erfolgen, wenn entsprechende Verteilungen von ausschließlich π^- -induzierten Ereignissen, die als \bar{p} -Ereignisse behandelt wurden, vorlägen.

3.2 Topologieabhängige Gewichte

Bei der Verwendung von Spuren verschiedener Topologien muß die jeweilige Zugehörigkeit zur entsprechenden Topologie berücksichtigt werden; denn die Wahrscheinlichkeit für das fehlerlose Durchlaufen der Auswertekette nimmt ab mit der Zahl der Spuren eines Ereignisses. Zur Vermeidung systematischer Fehler wird daher jede Spur mit einem μb -Äquivalent $W(x)$ gewichtet, das sich berechnet nach:

$$W(x) = \frac{\sigma_{\text{top}}(x)}{N(x)}$$

mit $N(x)$ Zahl der Ereignisse der Topologie x ,
 $\sigma_{\text{top}}(x)$ topologischer Wirkungsquerschnitt.

Die Werte von $W(x)$ für $x = 2,4,\dots$ sind in der nachstehenden Tabelle angegeben:

x	2	4	6	8	10
W(x) (μb)	2.128	2.111	2.265	2.549	3.160

3.3 Verluste bei kleinen Laborimpulsen

Spuren mit kleinen Laborimpulsen sind auf dem Meßtisch schwer zu erkennen, bei Reichweiten $v \leq 1$ mm praktisch überhaupt nicht mehr. Spuren dieser Länge haben einen Laborimpuls von $p_{\text{Lab}} < 60$ MeV/c für Protonen und $p_{\text{Lab}} < 20$ MeV/c für Pionen. Durch das Übersehen solch kurzer Spuren gehen bei den Protonen fast nur elastische verloren, die für die Verteilungen ohnehin nicht verwendet werden. Bei Pionen zeigt sich dieser Verlust bei kleinen Transversalimpulsen in den x - und y^* -Verteilungen bei $0.12 < |x| < 0.16$ bzw. $1.5 < y^* < 1.8$.

Da die Protonverteilung durch Subtraktion der π -Verteilung entsteht, wirkt sich der Pion-Verlust hier als Überschuß aus, und zwar in den Bereichen $-0.12 < x < -0.04$ bzw. $-0.31 < y^* < 0.11$. Diese Fehler sind nur im kleinsten betrachteten p_{T} -Intervall $0 < p_{\text{T}} < 0.2$ GeV/c zu erkennen. In den entsprechenden Abbildungen wurden die zugehörigen Punkte weggelassen.

III. Untersuchungen

1. Inklusive Variablen und invariante Wirkungsquerschnitte

Zur Beschreibung der Einteilchenspektren werden folgende Größen verwendet:
 (*-markiert: CMS-Größen)

S Quadrat der $\bar{p}p$ -Schwerpunktsenergie

P_T Betrag der Impulskomponente transversal zur Strahlrichtung

$P_{||}^{(*)}$ Impulskomponente parallel zur Strahlrichtung

x Feynman-Variable (asymptotisch)

$$x = \frac{P_{||}^{*}}{\sqrt{S} / 2}$$

$y^{(*)}$ Rapidität

$$y^{(*)} = \tanh^{-1} (P_{||}^{(*)} / E^{(*)})$$

M_x^2 Quadrat der fehlenden Masse, d. i. Masse des Restsystems x

$$M_x^2 = (p_p^- + p_p - p_c)^2 \quad (\text{für } \bar{p}p \rightarrow cx)$$

$$= (\sqrt{S} - E_c^*)^2 - P_{||,c}^{*2} - P_{T,c}^2$$

(p_p^- , p_p , p_c sind die Viererimpulse)

t Quadrat des Viererimpulsübertrags (kurz als "Impulsübertrag"
 bezeichnet)

$$t = (p_c - p_p)^2 \quad \text{bzw.} \quad t = (p_c - p_p^-)^2,$$

wobei im physikalischen Bereich $t \leq 0$ ist.

Im Schwerpunktsystem läßt sich das ganze x- bzw. y^{*} -Intervall in drei Bereiche unterteilen, z. B. für y^{*} :

a) Targetfragmentationsbereich um $y^{*} = y_{p, \text{TARGET}} \approx -1.62$.

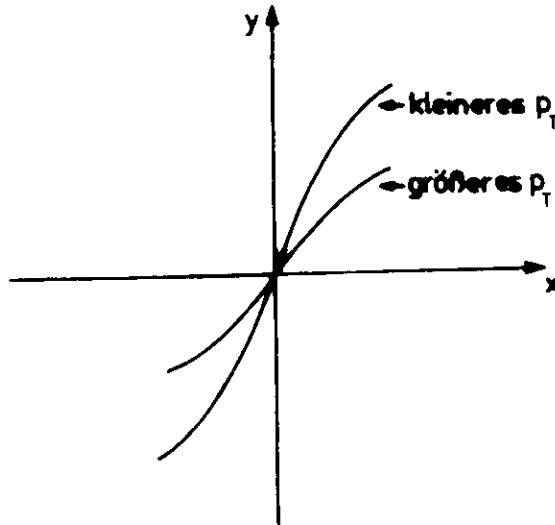
b) Strahlteilchenfragmentationsbereich um $y^{*} = y_{p, \text{BEAM}}^- \approx 1.62$.

c) Zentralbereich um $y^{*} = 0$.

Zwischen x und y besteht folgender Zusammenhang (SCH73):

$$x = 0, \quad y = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{dy}{dx} \approx \frac{1}{2} \sqrt{S/(m^2 + p_T^2)}$$

$$x \neq 0 \quad \text{und} \quad x \gg \sqrt{(m^2 + p_T^2)/S} \quad \rightarrow \quad \frac{dy}{dx} \approx \frac{1}{|x|}$$



Aus diesen Beziehungen und der Skizze erkennt man, daß - insbesondere für kleine Transversalimpulse - für die Variable x der Zentralbereich um $x = 0$ zusammengedrängt ist, während er für y gestreckt erscheint. Umgekehrt sind die Fragmentationsbereiche in x gestreckt und in y zusammengezogen.

Für den lorentzinvarianten differentiellen Wirkungsquerschnitt in den verschiedenen Variablen erhält man folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned} E \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}} &= f(p_{\parallel}, p_T^2) = \frac{E}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel} dp_T^2} \\ &= f(x, p_T^2) = \frac{2E^*}{\pi\sqrt{S}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \\ &= f(y, p_T^2) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2} \\ &= f(M_x^2, t) = \frac{2 p_0^* \sqrt{S}}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dM_x^2 dt} \end{aligned}$$

(p_0^* : CMS-Impuls des einlaufenden Teilchens)

2. Integrierte Wirkungsquerschnitte und geladene Multiplizität

Die folgende Tabelle zeigt die topologischen Wirkungsquerschnitte (aus DRE71 und GAL74/1), sowie den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} (GAB65) und den elastischen Wirkungsquerschnitt σ_{el} (FOL63) im Vergleich zum pp-Experiment bei gleicher Energie (BHM73).

	$\bar{\text{pp}}$ (mb)	pp (mb)	$\frac{\sigma_{\bar{\text{pp}}}}{\sigma_{\text{pp}}}$
σ_0	1.1 \pm 0.2	-	
σ_2	23.27 \pm 1.0	22.55 \pm 0.1	1.03
σ_4	15.8 \pm 0.7	13.20 \pm 0.10	1.2
σ_6	8.3 \pm 0.3	3.45 \pm 0.04	2.44
σ_8	2.76 \pm 0.1	0.381 \pm 0.013	7.3
σ_{10}	0.47 \pm 0.05	0.013 \pm 0.002	36.
$\sigma_{2,\text{inel}}$	11.7 \pm 1.0	12.70 \pm 0.25	0.92
σ_{el}	11.6 \pm 0.4	9.85 \pm 0.20	1.18
σ_{inel}	40.1 \pm 0.9	29.75 \pm 0.25	1.32
σ_{tot}	51.7 \pm 0.8	39.6 \pm 0.1	1.36

Einen Vergleich mit anderen $\bar{\text{pp}}$ -Experimenten mit $1 < p_{\text{BEAM}} < 32 \text{ GeV/c}$ (PDG72, FSU73) zeigt die Abbildung 8.

Die mittlere geladene Multiplizität pro inelastischem Ereignis $\langle n_{\text{ch}} \rangle$, die Dispersion D^2 und $f_2 = D^2 - \langle n_{\text{ch}} \rangle^2$ bei $\bar{\text{pp}}$ - und pp-Wechselwirkungen bei 12 GeV/c sind in folgender Tabelle angegeben:

	$\bar{\text{pp}}$	pp
$\langle n_{\text{ch}} \rangle = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} \sum_{n=0}^{10} \sigma_n n$	4.08 \pm 0.1	3.43 \pm 0.03
$D^2 = \langle n_{\text{ch}}^2 \rangle - \langle n_{\text{ch}} \rangle^2$	4.15 \pm 0.3	2.05 \pm 0.03
$f_2 = D^2 - \langle n_{\text{ch}} \rangle^2$	0.07 \pm 0.3	-1.38 \pm 0.04

Im Gegensatz zum pp-Anfangszustand ist bei $\bar{p}p$ -Reaktionen Annihilation möglich (keine Baryonen im Endzustand), woraus sich eine größere Anzahl möglicher Reaktionskanäle ergibt. Dies ist die wesentliche Ursache für den um den Faktor 1.36 (1.32) höheren totalen (inelastischen) Wirkungsquerschnitt. Entsprechend der um 1.2 höheren mittleren Multiplizität wird das Verhältnis $\sigma_{n,\bar{p}p}^- / \sigma_{n,pp}$ mit höherer Prongzahl deutlich größer. Andererseits liegt der Wirkungsquerschnitt für inelastische Zwei-Prongs sogar unter dem Wert des pp-Wirkungsquerschnitts.

3. Produktionswirkungsquerschnitte und Teilchenmultiplizitäten

Die Produktionswirkungsquerschnitte σ_c für inklusive p, \bar{p}, π^+, π^- -Erzeugung sowie die mittleren Multiplizitäten $\langle n_c \rangle$ sind in den folgenden Tabellen angegeben. Dabei ist

$$\sigma_c = \int f_c(\vec{p}) \frac{d^3\vec{p}}{E}$$

$$\langle n_c \rangle = \frac{\sigma_c}{\sigma_{inel}} \quad (c: \bar{p}, p, \pi^+, \pi^-)$$

Produktionswirkungsquerschnitte σ_c

	$\bar{p}p$ *)	pp
π^+	64.55 ± 0.4	42.7 ± 0.7
π^-	64.55 ± 0.4	21.1 ± 0.4
p	17.1 ± 0.5	37.5 ± 0.6
\bar{p}	17.2 ± 0.5	

*) nur statistische Fehler

Teilchenmultiplizitäten $\langle n_c \rangle$

	$\bar{p}p$	pp
π^+	1.61 ± 0.04	1.44 ± 0.03
π^-	1.61 ± 0.04	0.71 ± 0.02
p	0.43 ± 0.02	1.26 ± 0.03
\bar{p}	0.43 ± 0.02	

Trotz des höheren inelastischen Wirkungsquerschnitts werden bei der $\bar{p}p$ -Reaktion etwa 8 % weniger Protonen und Antiprotonen zusammen erzeugt als Protonen bei der pp -Reaktion. Als Ursache dafür nimmt man Annihilationseffekte an. Eine genauere Untersuchung dieses Unterschiedes findet sich im Abschnitt 4.

Der $\pi^+(\pi^-)$ -Wirkungsquerschnitt liegt gegenüber dem pp -Experiment um den Faktor 1.5 (bzw. 3) höher. Insgesamt ist der Wirkungsquerschnitt für geladene Pionen etwa doppelt so groß wie bei pp -Wechselwirkungen. Das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für Pionen zu dem für Protonen und Antiprotonen ist etwa 3.8 : 1, bei pp -Reaktionen 1.7 : 1.

4. Verteilungen in den longitudinalen Variablen x und y^*

Zunächst werden die Verteilungen für p und π^+ in den Variablen x und y^* betrachtet. Die Vergleichsdaten aus pp-Wechselwirkungen (BHM73) entsprechen dem Stand vom Februar 1974 (BL074).

4.1. Pionen

Die Abbildung 10 zeigt den über den Transversalimpuls integrierten Wirkungsquerschnitt als Funktion der Rapidität für π^+ . Die entsprechende π^- -Verteilung ergibt sich durch Spiegelung bei $y^* = 0$. Gleichzeitig geben die Kurven den entsprechenden Wirkungsquerschnitt für π^+ und π^- bei pp-Wechselwirkungen an. Das Maximum des $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitts für Pionen liegt nicht bei $y^* = 0$, sondern ist verschoben zu negativen y^* ($y_{\max}^* \approx -0.3$) bei π^+ und entsprechend zu positiven y^* bei π^- . Die Pionverteilungen lassen also noch die Asymmetrie der Ladung im $\bar{p}p$ -Anfangszustand erkennen. Abbildung 9a zeigt die Differenz der π^+ - und π^- -Verteilungen, die als Ladungsverteilung der Pionen interpretiert werden kann. Die Ladungsverteilung ist innerhalb der Fehler nahezu konstant zwischen $|y^*| = 0.25$ und $|y^*| = 1.5$.

Die π^+ - und π^- -Verteilungen aus der pp-Reaktion haben im Prinzip eine ähnliche Form. Allerdings liegt das Maximum hier jeweils bei $y^* = 0$, entsprechend der Ladungssymmetrie des pp-Anfangszustands. Unter Berücksichtigung dieser Verschiebung der gesamten Verteilungen liegen diese entsprechend den gegenüber $\bar{p}p$ geringeren Produktionswirkungsquerschnitten im ganzen Bereich durchschnittlich um den Faktor $\frac{2}{3}$ (bei π^+) bzw. $\frac{1}{3}$ (bei π^-) niedriger. In Abbildung 11 ist die π^+ -Verteilung als Funktion von y^* integriert über sechs verschiedene Transversalimpulsintervalle angegeben. Die Kurven stellen wieder pp-Vergleichsdaten für π^+ (Abb. 11a) und für π^- (Abb. 11b) dar. Die Form der Verteilungen ist in allen Transversalimpulsbereichen ähnlich. Dabei nimmt die Breite des Maximums im Zentralgebiet entsprechend der p_T -Abhängigkeit der Variablen y (siehe Abschnitt 1) mit größerem p_T schnell ab. Der Maximalwert nimmt vom kleineren zum nächsthöheren p_T -Bereich jeweils um den Faktor 0.5 bis 0.3 ab.

Der Vergleich mit den pp-Daten zeigt für alle p_T -Intervalle ähnliche Abweichungen, wie sie für die über den gesamten p_T -Bereich integrierten Verteilungen oben beschrieben wurden.

Die Abbildungen 12 und 13 zeigen die zu den y^* -Verteilungen (Abbildungen 9 und 10) korrespondierenden Verteilungen in der Feynman-Variablen x . Gemäß dem Zusammenhang der Größen x und y^* (Abschnitt 1) sind hier die Maxima im Zentralbereich schmaler bei den über den gesamten p_T -Bereich integrierten Verteilungen sowie bei den Verteilungen im Bereich kleiner Transversalimpulse. Im zentralen Bereich nimmt das Verhältnis von $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt zu pp -Wirkungsquerschnitt mit wachsendem Transversalimpuls nur schwach zu, und zwar für π^+ (π^-) von 1.5 (2.5) bei kleinen p_T bis 2.0 (3.5) bei $p_T \approx 1 \text{ GeV}/c$.

4.2 Protonen

Als Proton-Verteilung wird im folgenden die im Abschnitt II.2.5 beschriebene gemittelte Verteilung aus der experimentellen Proton- und Antiprotonverteilung untersucht. Die x -Verteilung in Abbildung 14 weist ein ausgeprägtes Maximum im Bereich von $-0.9 < x < -0.8$ auf und fällt zum Zentralbereich hin stark ab, bis auf $\frac{1}{6}$ des Maximalwerts bei $x = 0$. Der Anteil für $x > 0$ beträgt etwa 5 % der Gesamtverteilung, was aber wegen des Gewichtsfaktors E nicht genau dem Anteil der im CMS nach vorn gehenden Protonen entspricht (siehe y -Verteilung, Ende dieses Abschnitts).

Diese Struktur zeigt, daß die Protonen im wesentlichen dem Prozeß der Fragmentation zuzurechnen sind und ein großer Teil die Tendenz hat, im Phasenraum in der Nähe des Targetprotons zu bleiben. Dieser sogenannte leading particle effect (SCH73) bedeutet, daß auslaufende Teilchen mit denselben Quantenzahlen wie eines der einlaufenden dahin tendieren, die Richtung und einen großen Teil der Energie des einlaufenden Teilchens zu behalten.

Für den speziellen Fall, daß bei der Reaktion keine Quantenzahlen ausgetauscht werden (Pomeron P -Austausch), läßt sich das Protonverhalten mit dem Modell der einfachen Diffractions-Dissoziation (SCH73) erklären:



Die Protonen aus Skizze a) ändern Impuls und Energie nur wenig und fallen in den Bereich des Maximums $x \approx 0.85$, während die aus dem Zerfall des angeregten Restsystems x stammenden Protonen (Skizze b) im Bereich bis $x \approx 0$ liegen.

Betrachtet man die x -Verteilung in verschiedenen p_T -Intervallen (Abb. 16), so verschwindet das Maximum für größer werdende Transversalimpulse.

Die Proton-Verteilung aus pp -Reaktionen (Abb. 14) zeigt im Bereich $-1.0 < x < -0.2$ einen vergleichsweise ähnlichen Verlauf, allerdings liegen ihre Werte um 5 - 10 % höher, was durchaus der Abweichung im totalen p -Produktionswirkungsquerschnitt (Abschnitt 2) entspricht.

Beim pp -Experiment setzt sich das Protonenspektrum aus der Überlagerung der Anteile von Strahlteilchen und Target zusammen, wobei keine Aussage über die einzelnen Anteile gemacht werden kann. Die Ergebnisse dieses Experiments legen aus Analogiegründen den Schluß nahe, daß der vom Targetproton kommende Anteil in der vorderen Hemisphäre des Schwerpunktsystems ($x > 0$) nur etwa 5 % beträgt und der Wirkungsquerschnitt für $x > 0.5$ praktisch Null ist.

In Abbildung 15 wurde für \bar{pp} die im CMS gespiegelte x -Verteilung zur ursprünglichen Proton-Verteilung addiert, entsprechend der Situation im pp -Experiment. Der Vergleich mit den pp -Daten zeigt eine gute Übereinstimmung im zentralen Bereich von $|x| < 0.2$, während die Abweichung für $|x| > 0.8$ etwa 10 % beträgt. In diesem Bereich liegt also der überwiegende Anteil der durch Annihilation begründeten Differenz der Produktionswirkungsquerschnitte für Protonen bei pp - und \bar{pp} -Reaktionen.

Unterscheidet man, wie in Abbildung 16, nach p_T -Bereichen, so erkennt man, daß diese Differenz bei $x > 0.8$ in allen Transversalimpulsbereichen auftritt. Insbesondere beträgt die Abweichung im kleinsten p_T -Intervall mehr als 10 % bei $x = -0.85$. Das ist insofern etwas merkwürdig, als man die geringere p -Erzeugung bei \bar{pp} (im Vergleich zu pp) auf die Annihilation zurückführt und erwartet, daß der stärkste Effekt bei kleinen Stoßparametern und entsprechend bei großen p_T in Erscheinung tritt.

Die Abbildungen 17 und 18 zeigen die Rapidityverteilung integriert über den gesamten p_T -Bereich sowie über 6 p_T -Intervalle. Die Gesamtverteilung hat ein deutliches Maximum im Targetfragmentationsbereich $y^* \approx 1.6$ und fällt zum zentralen Bereich hin ab (bis auf $\frac{1}{5}$ des Maximalwerts bei $y^* = 0$). Wegen des fehlenden Gewichtsfaktors E sieht man hier direkt den Anteil der im Schwerpunktsystem nach vorn gehenden Protonen ($y^* > 0$); er beträgt etwa 8 % des gesamten Protonenspektrums.

5. Masse des Restsystems (Missing Mass)

Für inelastische Ereignisse der Art $\bar{p}p \rightarrow px$ wird die Verteilung der Masse des Restsystems x berechnet:

$$M_x^2 = (p_{p,\text{einlfd.}}^- + p_{p,\text{einlfd.}} - p_{p,\text{auslfd.}})^2.$$

In Abbildung 19 ist die Gesamtverteilung und ihre Aufteilung nach der zu jeder Spur gehörenden Topologie aufgetragen. Sie hat ein strukturiertes relatives Maximum im Bereich von $2.5 - 3 \text{ GeV}^2$ (das entspricht einer Masse von $1.58 - 1.73 \text{ GeV}$). In diesem Massenbereich liegt eine Reihe von angeregten Nukleon-Zuständen (N^* -Resonanzen), zum Beispiel bei $m_N = 1.670, 1.688 \text{ GeV}$. Im Bereich von $M_x^2 \approx 5 \text{ GeV}^2$ bis zum Maximalwert von $M_x^2 \approx 16 \text{ GeV}^2$ steigt die Verteilung relativ gleichmäßig an.

Ohne 2-Spur-Ereignisse bleibt das Maximum im Resonanzbereich in abgeschwächter Form sichtbar. Der 2-Prong-Anteil nimmt mit größerem M_x^2 ab, während der Anteil aus 4-Spur-Ereignissen oberhalb von 2.5 etwa konstant bleibt.

Die 6- und 8-Spur-Ereignisse tragen erst oberhalb von 5 bzw. 10 GeV merklich zur Gesamtverteilung bei. Insgesamt steigt also die mittlere Multiplizität mit zunehmender "missing mass" an. Der Vergleich mit den entsprechenden pp -Daten (gestrichelte Kurven in Abb. 14) zeigt wesentliche Abweichungen in zwei Punkten: So liegt einmal die Verteilung dieses Experiments im Bereich von 1.6 bis 2.5 GeV^2 um etwa drei Standardabweichungen niedriger. In diesen Massenbereich ($m = 1.25 - 1.58 \text{ GeV}$) fällt die bei pp gut sichtbare N^* -Resonanz mit $m_N^* = 1.47 \text{ GeV}$. Zum anderen stellt man im Bereich oberhalb von 10 GeV^2 eine deutliche Abweichung fest.

Für 2-Prongs ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dM_x^2$ bei $\bar{p}p$ -Reaktionen im ganzen M_x -Bereich kleiner als bei pp ; besonders groß ist die Differenz im Resonanzbereich. Dagegen wird der 4-Prong-Wirkungsquerschnitt erst oberhalb von $M_x^2 = 10 \text{ GeV}^2$ geringer als bei pp -Reaktionen.

Die Verringerung des Proton-Produktionswirkungsquerschnitts auf Grund der Anihilation wirkt sich also vorwiegend bei 2-Prongs (verstärkt im Resonanzbereich) und in geringerem Ausmaß auch bei 4-Prongs aus.

Abbildung 20 zeigt den Anteil der bei kleinen Viererimpulsüberträgen ($|t| < 1 \text{ GeV}^2$) erzeugten Massen. Bis $M_x^2 \leq 5 \text{ GeV}^2$ stimmt dieser Anteil gut mit der Gesamtverteilung überein; d. h. daß Massen in diesem Bereich fast ausschließlich bei kleinen Impulsüberträgen erzeugt werden.

6. Transversalimpulsverhalten

6.1 Mittlere Transversalimpulse der Pionen

In Abbildung 21 ist der mittlere Transversalimpuls der Pionen als Funktion von x aufgetragen:

$$\langle p_T \rangle(x) = \frac{\int_{\Delta x} \int_{p_T=0}^{\infty} p_T E^* \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T dx}{\int_{\Delta x} \int_{p_T=0}^{\infty} E^* \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T dx}$$

Man beobachtet ein deutliches Minimum bei $x = 0$ (sogenannter "sea-gull"-Effekt). Dabei wurde der invariante differentielle Wirkungsquerschnitt (Gewicht E^*) verwendet; ohne den Gewichtungsfaktor E^* ist ein noch ausgeprägteres Minimum zu erwarten (SCH73). Der Vergleich mit den entsprechenden pp-Daten für π^+ und π^- zeigt einen etwa gleichen Verlauf für $\langle p_T \rangle(x)$. Jedoch sind die Werte für \overline{pp} -Wechselwirkungen im Zentralbereich um etwa 10 MeV höher und bei $|x| > 0.2$ im Mittel um 50 MeV höher.

Abbildung 22 zeigt den mittleren Transversalimpuls der Pionen als Funktion von y^* , wobei die pp-Vergleichsdaten wieder durch Kurven dargestellt sind. Hier ist das Minimum im Zentralgebiet fast vollständig verschwunden, und die Funktion für $\langle p_T \rangle(y^*)$ hat einen runden Verlauf. Die pp-Daten liegen im Mittel für π^+ um 20 MeV und für π^- um 30 MeV niedriger.

Für größere Werte von $|y^*|$ nimmt $\langle p_T \rangle(y^*)$ ab, da hier aus kinematischen Gründen nur kleine Transversalimpulse möglich sind. Ein Transversalimpulsschnitt bei $p_T < 0.6$ GeV/c reduziert diesen kinematischen Effekt. Die auf diese Weise errechneten Werte sind ebenfalls in Abbildung 22 dargestellt; es zeigt sich, daß dann der mittlere Transversalimpuls im Bereich $-1 < y^* < 1$ unabhängig von y^* ist ($\langle p_T \rangle(y^*) \approx 0.29$ GeV/c). Das deutet darauf hin, daß die Form der invarianten Transversalimpulsverteilung unabhängig von y^* ist, so daß man die Funktion $f(p_T, y^*)$ als Produkt zweier voneinander unabhängiger Terme schreiben kann (Faktorisierung):

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

6.2 p_T^2 -Verteilungen

Die Abbildungen 23a und 23b zeigen die p_T^2 -Verteilungen bis $p_T^2 \leq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ für Protonen und Pionen im Vergleich zu pp-Daten. Für $p_T^2 > 1.3 \text{ GeV}/c^2$ sind keine zuverlässigen Angaben mehr möglich, da nur wenige Teilchen in diesem Bereich liegen (0.5 % der Pionen) und der Anteil der Ambiguitäten sehr groß ist (mehr als 50 %).

Bei der p-Verteilung wurden die pp-Daten mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ multipliziert, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Für die Pion-Verteilungen wurde in allen Fällen nur die rückwärtige Hemisphäre des Schwerpunktsystems berücksichtigt.

Bei allen p_T^2 -Verteilungen fällt der Wirkungsquerschnitt vom Maximum bei $p_T^2 = 0$ für größer werdende p_T sehr schnell ab bis auf weniger als 0.5 % bei $p_T^2 = 1 \text{ GeV}/c^2$. Die Protonverteilung für $\bar{p}p$ stimmt mit den pp-Daten bis etwa 0.9 gut überein, oberhalb davon liegt sie niedriger.

Die Verteilungen der rückwärtigen π^+ und π^- bei der $\bar{p}p$ -Reaktion stimmen gut miteinander überein, wenn man die aus der Asymmetrie (siehe Abschnitt 4.1) der Pionverteilungen folgende etwas geringere Anzahl der π^- gegenüber den π^+ in der rückwärtigen Hälfte des Schwerpunktsystems berücksichtigt. Die Pionverteilungen aus dem pp-Experiment liegen entsprechend den geringeren Produktionsquerschnitten niedriger und fallen bei wachsendem p_T^2 etwas stärker ab.

7. Test auf Faktorisierung

Nach dem verallgemeinerten optischen Theorem von Mueller (MUE70) betrachtet man statt der Zweiteilchenreaktion $ab \rightarrow cx$ (andere Schreibweise: $b \xrightarrow{a} c$) die elastische Dreiteilchenstreuung $abc \rightarrow abc$ (1). Nach der Reggetheorie für diese Dreiteilchenstreuung (CHA71) kann im Fragmentationsbereich des Targets der Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als Summe eines energieunabhängigen Pomeronters und eines mit $S^{-1/2}$ energieabhängigen Mesonters:

$$f(S, \vec{p}) = A + B S^{-1/2} \quad (2)$$

Für exotische Zustände abc in (1) besagt diese Theorie, daß der Mesonanteil $BS^{-1/2}$ in (2) verschwindet und daher $f(S, \vec{p})$ schon bei endlichen Energien unabhängig von S wird.

Beispielsweise ist abc exotisch für:

$$\begin{aligned} \pi^+ p &\rightarrow \pi^- x, \\ pp &\rightarrow \pi^- x, \end{aligned}$$

dagegen nicht exotisch für:

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow \pi^- x, \\ \bar{p}p &\rightarrow \pi^- x. \end{aligned}$$

Eine weitere Annahme dieses Modells ist die Möglichkeit der Faktorisierung der Anteile A und B aus (2) in einen Teil γ_a^Z , der vom Strahlteilchen abhängt, und einen Teil γ_{bc}^Z , der vom Strahlteilchen unabhängig ist:

$$Z = \gamma_a^Z \gamma_{bc}^Z \quad \text{mit } Z = A, B$$

Mit Hilfe des optischen Theorems kann der von a abhängige Faktor γ_a^Z durch Division mit dem asymptotischen totalen Wirkungsquerschnitt eliminiert werden, so daß für verschiedene Strahlteilchen a und a' gilt:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}(ab)} f^{\infty}(b \xrightarrow{a} c) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^{\infty}(a'b)} f^{\infty}(b \xrightarrow{a'} c) \quad (3)$$

Die besten verfügbaren Daten zum Test dieser Vorhersage liefert der Proton-Fragmentationsprozeß $p \xrightarrow{a} \pi^-$. H. Miettinen (MIE73) hat dazu für verschiedene Strahlteilchen ($a = p, \pi^+, K, \pi^-, K^-, \gamma$) den Wirkungsquerschnitt $E(d\sigma/dp_{\text{Lab}})$ bei $p_{\text{Lab}} = 0$ aus Experimenten mit verschiedenen Energien gegen $S^{-1/2}$ aufgetragen. Abbildung 24 zeigt diese Daten zusammen mit entsprechenden Daten aus $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen bei Energien von 4.7 GeV/c und 9.2 GeV/c (MUI73) sowie bei 12 GeV/c (dieses Experiment). Dabei ist der $a\pi^+$ -Zustand exotisch für $a = p, \pi^+, K^+$ und nicht exotisch für $a = \bar{p}, \pi^-, K^-, \gamma$. Eine erhebliche Unsicherheit ergibt sich aus der Wahl des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{tot}}^{\infty}$. Für $\bar{p}p$ wurde $\sigma_{\text{tot}} = 40 \pm 4$ mb durch Extrapolation der gemessenen Wirkungsquerschnitte bis $p_{\text{BEAM}} = 50$ GeV (PDG72) bestimmt. Die Abbildung zeigt für die exotischen Zustände die erwartete Unabhängigkeit von der Energie.

Für die nicht exotischen Zustände ist der durch die K^-, π^-, γ -Daten gegebene Bereich durch zwei gestrichelte Geraden abgegrenzt. Es zeigt sich, daß die \bar{p} -Daten bei den niedrigeren Energien weit oberhalb dieses Bereichs liegen. Als wesentliche Ursache dafür wird der Annihilationsanteil angesehen (MUI73). Der Wirkungsquerschnitt für dieses Experiment ($S^{-1/2} = 0.2$) liegt dagegen unter Berücksichtigung des Fehlers innerhalb des durch die K^-, π^-, γ -Daten gegebenen Bereichs.

Das Ergebnis deutet darauf hin, daß die Faktorisierungsannahme (3) bei dieser Energie auch für $\bar{p}p$ -Wechselwirkungen erfüllt ist.

Anhang

A. Entwurf des Vormeßsystems für die BEBC-Filme

Für die Auswertung der 70 mm-Filme der neuen 3.7 m-Blasenkammer (BEBC) bei CERN wird ein neues Vormeßsystem erstellt. Die Steuerung der Datenübertragung und Überwachung des Meßvorgangs übernimmt ein Kleinrechner vom Typ NOVA 1200 (DGC71). Der Rechner verfügt über einen Kernspeicher von 8K direkt adressierbaren Worten (mögliche Erweiterung bis zu 32K) mit einer Wortlänge von 16 bit. Der Entwurf dieser Anlage orientiert sich an der bereits vorhandenen Vormeßanlage für die bisherigen Blasenkammerfilme (BWH73), die von einem PDP-8/L-Kleinrechner gesteuert wird. Blockschaltbilder beider Anlagen zeigen die Abbildungen 25a und 25b.

Die Meßdaten werden in beiden Fällen über die Pulte an den Vormeßtischen eingegeben und auf Magnetbändern gespeichert. Die Daten bestehen aus:

1. Koordinatenpaar für den jeweiligen Meßpunkt.
2. Manuell eingegebenen Daten, wie Bildnummer, Filmnummer, Scandaten.
3. Manuell eingegebenen Steuerzeichen.

A.1 Alte Anlage

Bei der bisherigen Anlage erfolgt die Messung direkt in kartesischen Koordinaten. Auf dem Tastenfeld des Pultes werden Bildnummer, Filmnummer und Scandaten fest eingestellt. Bei der Auslösung wird die gesamte im Pult vorhandene Information in Form eines Records von 61 Zeichen gelesen und auf Magnetband gespeichert.

Durch den Stand des Tastenfeldes sind die Eingabedaten für den Vormesser ständig sichtbar; es gibt jedoch kein Protokoll, aus dem die Vorgeschichte ersichtlich ist. Deshalb ist jeder Tisch mit einem Display ausgerüstet, auf dem sich der Messende über den Stand der laufenden Messung informieren kann.

A.2 Neue Anlage

Für die BEBC-Filme sind von der Firma SFAT spezielle Vormeßtische (BESSY) entwickelt worden (SFA72). Hierbei werden die Koordinaten in Abständen von zwei festen Punkten am rechten und linken Tischrand gemessen. Zur leichteren Kontrolle

der Meßeinrichtung müssen aber die kartesischen Koordinaten unmittelbar angezeigt werden können. Für die dazu nötigen Umrechnungen ist ein erheblicher Bedarf an zusätzlicher Rechenzeit zu erwarten.

Das herkömmliche Tastenfeld hat sich als sehr aufwendig in bezug auf Konstruktion und Wartung erwiesen. Daher ist in der neuen Anlage für die manuelle Dateneingabe eine schreibmaschinenähnliche Tastatur vorgesehen. Der Messende kann dabei die eingegebenen Daten nicht mehr aus dem Stand der Tasten erkennen. Deshalb müssen diese zusätzlich auf dem Display zur Verfügung gestellt werden.

Das neue System stellt also zwei zusätzliche Anforderungen:

1. Wesentlich größere Anzahl der Zeichen auf den Displays.
2. Höhere Anforderungen an die Zentraleinheit (ZE) des Rechners für zusätzliche Rechnungen.

B. Steuerung der Displays

B.1 Darstellung der Zeichen

Die Displays (NOR71) erfordern eine ständige Wiederholung der Zeichendarstellung, die vom Rechner gesteuert wird. Dieser gibt die darzustellende Information an ein Steuergerät (HUE70) mit einem Zeichengenerator (TEX69), das dann selbständig für die Darstellung eines oder zweier Zeichen sorgt. Die Steuerelektronik benötigt dazu vom Rechner die Information über:

1. Schirmnummer und Zeichengröße,
2. Anfangskordinaten auf dem Schirm,
3. Zeichencode für ein oder zwei Zeichen (6 bzw. 12 bit).

Die Darstellung eines Zeichens dauert im Mittel 60 - 70 μ s (Doppelzeichen 130 μ s). Die Wiederholrate beträgt 50 Hz. Daraus ergibt sich von der Hardware her eine Begrenzung der Displaykapazität auf 150 Doppelzeichen.

B.2 Displaysteuerung im alten System

In der bisherigen Auslegung erfordert die Darstellung jedes Einzel- oder Doppelzeichens einen programmierten Befehl für die Übertragung des Zeichencodes und den Start des Zeichengenerators. Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zeichen ist zu kurz, um die Displaysteuerung an das Interruptsystem des Rechners anzuschließen; denn die Behandlung eines Interrupts beansprucht im Betriebssystem (BWH73), das alle im Rechner ablaufenden Vorgänge verwaltet, eine längere Zeitspanne als der Abstand zwischen zwei Zeichen beträgt. Deshalb muß der Rechner die Bereitschaft zur Darstellung des nächsten Zeichens laufend abfragen.

Wegen der ständigen Wiederholung der Darstellung und des zeitlichen Mindestabstandes zweier aufeinanderfolgender Zeichen muß die Zentraleinheit des Rechners ständig in kurzen Abständen für die Displaysteuerung zur Verfügung stehen. Dieses starre Zeitraster schränkt die Freiheit der Anordnung der einzelnen Programmteile in folgenden Bereichen ein:

1. Wegen der fehlenden Interruptmöglichkeit muß die Displaysteuerung im Programm die niedrigste Priorität haben. Die Aufgaben des Vormaßprogramms (BWH73) unter-

brechen wegen ihrer höheren Priorität die fortlaufende Zeichendarstellung. Daraus ergibt sich - beispielsweise bei der Verarbeitung eines Meßrecords durch das Vormeßprogramm (Dauer maximal 200 ms) - ein deutliches Flackern des Schirmbildes. Das bedeutet, daß vom Programm her die maximal mögliche Anzahl der Zeichen (Softwarekapazität) kleiner als die Hardwarekapazität ist.

2. Als zusätzliche Aufgabe sind im neuen System Koordinatenumrechnungen vorgesehen, die im Vergleich zu den Aufgaben des Vormeßprogramms lange Rechenzeiten (minimal 100 ms (HEL73)) benötigen. Daraus ergibt sich, daß diese Aufgabe ebenfalls die niedrigste Priorität haben sollte, um zu vermeiden, daß andere Aufgaben verdrängt werden.
3. Die vom System gebotene Softwarekapazität ist unter Beibehaltung der Wiederholfrequenz von 50 Hz für das Schirmbild nicht mehr zu steigern. Höhere Anforderungen an die Softwarekapazität erfordern eine grundsätzliche Änderung der Displaybehandlung.

B.3 Neues Displaysystem

B.3.1 Kanalwerk-Interface

Die zusätzlichen Anforderungen an Rechenzeit und Displaykapazität machten es notwendig, den Rechner weitgehend von der programmierten Displaysteuerung zu entlasten. Zu diesem Zweck wurde zwischen Rechner und Steuerelektronik der Displays ein Interface gebaut, das die Darstellung einer ganzen Kette von Zeichen (Display-Puffer) selbständig steuert. Die Übertragung des Zeichencodes vom Rechner zur Steuerelektronik erfolgt über den NOVA-Datenkanal. Dieser ermöglicht den direkten Datenverkehr zwischen dem Kernspeicher und einem externen Gerät auf folgende Weise:

Auf Anforderung des Kanalwerk-Interfaces wird das im Rechner laufende Programm nach Abschluß des gerade auszuführenden Befehls für 1.2 μ s unterbrochen, um ein Speicherwort vom Kernspeicher zum externen Gerät zu übertragen. Der Status der Zentraleinheit bleibt dabei unverändert, und das Programm wird nach abgeschlossener Kanalübertragung fortgesetzt.

Die Hardware des Interfaces ist in Abschnitt D beschrieben.

B.3.2. Arbeitsweise des Interfaces

Die Verarbeitung eines Display-Puffers von N Doppelzeichen verläuft folgendermaßen:

1. Der Rechner überträgt durch programmierte Befehle die Displayparameter (Schirmnummer, Zeichengröße, Koordinaten) sowie die Anzahl N der Pufferzeichen und die Anfangsadresse A des ersten Speicherplatzes in externe Register und initialisiert die erste Kanalübertragung.
2. Das Kanalwerk-Interface steuert im Wechselspiel mit der Display-Steuer elektronik und in Überlappung mit dem laufenden Programm die aufeinanderfolgende Übertragung der N Kernspeicherworte mit den Adressen von A bis $A + N - 1$.
3. Nach beendeter Darstellung des N -ten Doppelzeichens verursacht das Interface im Rechner eine Programmunterbrechung (Interrupt), wodurch dann gegebenenfalls die Übertragung des nächsten Display-Puffers initialisiert werden kann.

Bei dieser Betriebsart wird eine Programmaktivität des Rechners also nur noch am Anfang und Ende der Darstellung einer Zeichenkette benötigt.

Vom Zeitpunkt der Initialisierung an ist die Displaysteuerung unabhängig vom laufenden Programm. Die Kontrolle liegt im Normalfall beim Interface, wobei der zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Kanalübertragungen von der Darstellungszeit der Zeichen - also von der Steuerelektronik der Displays - abhängt. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, durch einen programmierten CLEAR-Befehl die Zeichendarstellung jederzeit abzubrechen und weitere Kanalübertragungen zu verhindern.

In der Abbildung 26a ist der zeitliche Ablauf in Rechner, Steuerelektronik und Interface während der Verarbeitung eines Display-Puffers dargestellt. Abbildung 26b zeigt als Ausschnitt den Zeitablauf bei der Darstellung eines Doppelzeichens innerhalb einer Zeichenkette.

B.3.3 Rechnerbelastung durch Displaysteuerung

Durch die Hardware der Steuerelektronik ist bei der Wiederholrate von 50 Hz die Anzahl der Doppelzeichen auf 150 begrenzt. Im bisherigen System wäre die Ausnutzung dieser Kapazität nur möglich, wenn die Zentraleinheit des Rechners im regelmäßigen Abstand von 130 μ s für die Displaysteuerung zur Verfügung stünde. Das würde den Rechner für alle anderen Aufgaben blockieren.

Das Kanalwerk-Interface im neuen System benötigt die ZE nur noch am Anfang und am Ende jedes Display-Puffers. Die Belastung der ZE durch die Displaysteuerung hängt demnach hier im wesentlichen von der Anzahl der Puffer ab, aus der die gesamte Zeichenmenge besteht. Es ist daher zweckmäßig, möglichst wenige und dafür längere Puffer zu bilden.

Die Rechenzeitbelastung für die Verarbeitung eines Puffers setzt sich zusammen aus:

1. Zeit für die Initialisierung und die Behandlung des abschließenden Interrupts; sie beträgt in dem für die NOVA durch Abwandlung des PDP-8/L-Betriebssystems (BWH 68) entwickelten Betriebssystem etwa 300 μ s (HEL73).
2. Unterbrechungszeit für jede Kanalübertragung: 1.2 μ s pro Doppelzeichen (DGC71).

Zur Abschätzung der Gesamtbelastung gehe ich von 5 Puffern mit je 30 Doppelzeichen aus; das entspricht in etwa der erwarteten Datenstruktur. Es ergibt sich eine Gesamtzeit von 1.7 ms für die einmalige Darstellung von 150 Doppelzeichen. Bei der Wiederholrate von 50/s bedeutet dies eine Belastung der Zentraleinheit des Rechners von maximal 10 %.

Während der übrigen Zeit ist die ZE frei von der Aufgabe der Displaysteuerung und steht für andere Aufgaben zur Verfügung.

B.3.4 Erweiterung der Displaykapazität

Die Ansteuerung der Displays über ein Kanalwerk-Interface ermöglicht die angestrebte volle Ausnutzung der hardware-begrenzten Displaykapazität von 150 Doppelzeichen, ohne daß der für das System beabsichtigte Rechenbetrieb eingeschränkt wird.

Die Leistungsgrenze des Kanalwerks ist damit bei weitem nicht erreicht, da der NOVA-Datenkanal Übertragungen in Abständen von wenigen μs zuläßt. Zur Erweiterung der Displaykapazität ist es daher möglich, eine zweite Kette von Displays mit einer eigenen Steuerelektronik zu versehen und über ein Kanalwerk-Interface anzusteuern.

C. Test der neuen Displaysteuerung

Da das neue Vormeßsystem noch nicht fertiggestellt ist, wurde ein Testprogramm geschrieben, das die zu erwartende Situation im Rechner nachbildet:

Die Belastung des Rechners durch die Aufgaben des Vormeßprogramms werden simuliert durch ein Lastprogramm, das Rechenaufgaben mit veränderlicher Dauer (10 μs - 2 s) und mit veränderlichen Abständen (0 - 3 s) bearbeitet.

Gleichzeitig müssen auf dem Display bis zu 300 Zeichen (volle Hardware-Kapazität) mit einer Wiederholfrequenz von 50 Hz dargestellt werden.

Der Test zeigte, daß die vom Kanalwerk-Interface gesteuerte Zeichendarstellung in allen Fällen ungestört verlief, unabhängig von der Anzahl der Zeichen und von der Art der Belastung des Rechners durch die fortlaufende Wiederholung der Rechenaufgaben. Dies Ergebnis läßt erwarten, daß die Displaysteuerung im neuen Vormeßsystem den gestellten Anforderungen genügen wird.

Zum direkten Vergleich zwischen der neuen Displaysteuerung und der bisher üblichen Zeichendarstellung unter Programmkontrolle wurde das Testprogramm in der Weise erweitert, daß dieselbe Zeichenmenge auf beide möglichen Arten gleichzeitig auf demselben Schirm dargestellt werden konnte. Erwartungsgemäß zeigte die programmgesteuerte Darstellung eine starke Abhängigkeit von der Belastung des Rechners. Mit zunehmender Länge und Häufigkeit der Rechenaufgaben setzte ein deutliches Flackern und zeitweiliges Verlöschen in diesem Teil des Schirmbildes ein. Dagegen wurden die über das Kanalwerk dargestellten Zeichen nach wie vor nicht gestört.

D. Hardware des Kanalwerk-Interfaces

Für den Rechner stellt das Interface ein externes Ausgabegerät dar, das vom Programm mit den normalen NOVA-Ausgabebefehlen über drei Geräteadressen erreichbar ist. Zwei davon werden benötigt für die programmierte Übertragung der Displayparameter sowie für die Displaysteuerung unter Programmkontrolle, die weiterhin neben der neu hinzugekommenen Kanalwerksteuerung möglich ist. Die dritte Adresse wird für die Kanalübertragung benutzt. Jede der beiden Übertragungsarten besitzt ein eigenes Steuerwerk. Diese Steuerwerke wurden mit Hilfe der Unterlagen des NOVA-Herstellers gebaut (DGC72).

Das Datenkanal-Steuerwerk besteht aus folgenden 4 Teilen:

1. Steuerteil für den Kanaltransfer vom Kernspeicher zum externen Register.
2. Steuerteil für die Auslösung des abschließenden Programm-Interrupts.
3. Adressregister (16 bit): enthält die Adresse des zu übertragenden Speicherworts.
4. Zählregister (12 bit): zählt die übertragenen Speicherworte und zeigt das Ende des Display-Puffers an.

Die Abbildung 27 zeigt ein Blockschaltbild der Steuerwerke im Zusammenhang mit dem Rechner und der Display-Steuerlektronik und gibt eine Übersicht über die Steuersignale und den Datenfluß.

Literaturverzeichnis

- Abkürzungen: PL = Physical Letters
 PR = Physical Review
 PRL = Physical Review Letters
- BEN69 J. Benecke, T.T. Chou, C.N. Yang, E. Yen; PR 188, 2159 (1963)
- BHM73 Bonn-Hamburg-München-Kollaboration: V. Blobel et al; Multiplicities,
Topological Cross Sections and Single Particle Inclusive Distribu-
tions from pp Interactions at 12 and 24 GeV/c; DESY-Bericht 73/36,
Hamburg (1973)
- BLO74 V. Blobel; private Mitteilung, Hamburg (1974)
- BRA72 A. Brandt; Diplomarbeit, Hamburg (1972)
- BWH68 B.W. Hellwig; Diplomarbeit, Hamburg (1968)
- BWH73 B.W. Hellwig; Dissertation, Hamburg (1973)
- CHA71 H.M. Chan, C.S. Hue, C. Quigg, J.M.Wang; PRL 26, 676 (1971)
- DEC68 User's Handbook PDP-8/L, Digital Equipment Corporation,
Maynard (1968)
- DGC72 How to use the NOVA-Computers, Data General Corporation,
Southborn, Massachusetts (1972)
- DRE71 G. Drews; Dissertation, Hamburg (1971)
- FEY69 R.P. Feynman; PRL 23, 1415 (1969)
- FOL63 K.J. Foley, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Ozabi, J.J. Russel,
L.C.L. Yuan; PRL 11, 503 (1963)

- FSU73 Paris College de France - Sowietunion und CERN - Sowietunion - Kollaboration; Charged Particle Multiplicity Distributions for 32 GeV/c $K^{\pm} p$ and $\bar{p}p$ Interactions and for 50 GeV/c $\pi^{\pm}p$ Interactions; Contribution to the 2nd International Conference on Elementary Particles, AIX-en-Provence, 1973, Paris (1973)
- GAB65 W. Galbraith, E.W. Jenkins, T.F. Kycis, B.A. Leontic, R.H. Phillips, A.L. Read, R. Rubinstein; PR 138, 913 (1965)
- GAL73 D. Gall, G. Wetjen; $\bar{p}p$ -Memo, Hamburg (1973)
- GAL74/1 D. Gall; $\bar{p}p$ -Memo 74/1, Hamburg (1974)
- GAL74/3 D. Gall; $\bar{p}p$ -Memo 74/3, Hamburg (1974)
- HEL73 H. Heller; private Mitteilung, Hamburg (1973)
- HUE70 F. Hüller; PDP-8/L-Display-Anlage für HPD-Vormeßanlage, Interner Bericht (pp-Exp), Hamburg (1970)
- MIE73 H.I. Miettinen; Regge Phenomenology of Inclusive Reactions, Chilton, Berkshire (1973)
H.I. Miettinen; PL 38B, 431 (1972)
- MOE72 D. Mönkemeyer; Dissertation, Hamburg (1972)
- MUE70 A.H. Mueller; PR D2, 2963 (1970)
- MUI73 H. Muirhead; Contribution to the 2nd International Conference on Elementary Particles, AIX-en-Provence (1973)
- NAG71 H.H. Nagel; Habilitationsschrift, Bonn (1971)
Forschungsbericht BMBW-FB K 71-11
- NOR71 Großbildoszillograph GB03326, Bedienungsanleitung, Nordmende, Bremen (1971)

- PDG72 Particle Data Group ($\bar{N}N$ and $\bar{N}D$ Interactions) LBL-58 (1972)
- SCH73 N. Schmitz; Introduction to pp-Collisions at High Energies, München (1973)
- SFA72 Spezifikation für BEBC-Vormeßtische, CERN-Vertrag Nr. 590.073/TC, Anhang I, Genf (1972)
- TEX69 TMS-2A-4842-MH, Preliminary Design Information Bulletin, Texas Instruments Inc., Dallas (1969)

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Kinematische Bereiche für $\pi^+(\pi^-)$, $p(\bar{p})$ im Laborsystem bei 12 GeV/c. Die Hyperbeln $P_L^* = 0$ stellen die Grenze zwischen vorderer und rückwärtiger Hemisphäre des $\bar{p}p$ -Schwerpunktsystems dar.
- Abb. 2 Flußdiagramm: Zusammenstellung der Einteilchenverteilungen unter Berücksichtigung der Ambiguitäten.
- Abb. 3 a) Elastischer Anteil der Protonen in der M_x^2 -Verteilung (nur 2-Prongs).
b) Elastischer Anteil an der gesamten x -Verteilung der Protonen.
- Abb. 4 x -Verteilung der rückwärtigen Pionen in der Umgebung von $x = 0$.
 $x < 0$: π^+ -Verteilung
 $x > 0$: im CMS gespiegelte π^- -Verteilung
- Abb. 5 a) Protonverteilung in der Feynman-Variablen x , mit Darstellung der subtrahierten und ambiguitiven Anteile entsprechend dem in Abschnitt II.2 beschriebenen Verfahren. Das obere Histogramm stellt gleichzeitig die Gesamtverteilung aller positiven Teilchen dar.
b) Wie a) für Antiprotonen.
- Abb. 6 Vergleich der x -Verteilung für Protonen mit der im CMS gespiegelten Verteilung für Antiprotonen. Die Kurve beschreibt das gewichtete Mittel nach dem Verfahren in Abschnitt II.2.5.
- Abb. 7 a) "Missing mass"-Verteilung für Protonen mit Anteil der eindeutigen Protonen.
b) Wie a) für Antiprotonen.
- Abb. 8 Topologische Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Laborimpuls. Werte für $p_B < 7$ GeV/c aus (PDG72), für $p_B = 32$ GeV aus (FSU73). Die obere Kurve gibt die gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte an (PDG72).

- Abb. 9 Zur Ladungsverteilung: Differenz der positiven und negativen Teilchen in Abhängigkeit von y^* .
 a) π^+ minus π^-
 b) p minus \bar{p} sowie alle positiven minus alle negativen Teilchen
- Abb.10 Invarianter Wirkungsquerschnitt der Pionen als Funktion der Rapidität y^* . Die Kurven sind pp-Vergleichsdaten für π^+ bzw. π^- .
- Abb.11 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy^* dp_T^2}$ der π^+ für 6 p_T -Intervalle, die Kurven sind pp-Vergleichsdaten:
 a) im Vergleich zu $pp \rightarrow \pi^+ x$,
 b) im Vergleich zu $pp \rightarrow \pi^- x$.
- Abb.12 x-Verteilung der π^+ im Vergleich zu pp-Daten.
- Abb.13 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{2E^*}{\pi\sqrt{S}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2}$ der π^+ für 6 p_T -Intervalle.
 Die Kurven sind pp-Vergleichsdaten:
 a) im Vergleich zu $pp \rightarrow \pi^+ x$,
 b) im Vergleich zu $pp \rightarrow \pi^- x$.
- Abb.14 x-Verteilung der Protonen im Vergleich mit pp-Daten (linearer Maßstab).
- Abb.15 Summe aus ursprünglicher und im CMS gespiegelter Protonverteilung in der Variablen x ; Kurve: pp-Daten (linearer Maßstab).
- Abb.16 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{2E^*}{\pi\sqrt{S}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2}$ der Protonen im Vergleich zu pp-Daten (Kurven).
- Abb.17 Rapiditätsverteilung der Protonen.
- Abb.18 Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy^* dp_T^2}$ der Protonen.
- Abb.19 Invarianter Wirkungsquerschnitt $\frac{2 p_0 \sqrt{S}}{\pi} \frac{d\sigma}{dM_x^2}$ der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow px$ (Histogramme)
 im Vergleich zu $pp \rightarrow px$ (Kurven), aufgeteilt nach Topologien, und zwar von oben ausgehend folgen aufeinander: Gesamtverteilung, Verteilung ohne 2-Prongs, ohne 2- und 4-Prongs, ohne 2-, 4-, 6-Prongs.

- Abb.20 M_x^2 -Verteilung bei kleinen Impulsüberträgen ($|t| < 1$) im Vergleich zur Gesamtverteilung; Kurve: $pp \rightarrow px$ für $|t| < 1$.
- Abb.21 Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ der π^+ als Funktion von x im Vergleich zu π^+ und π^- aus der pp -Reaktion. Die Kurven dienen hier nur zur Führung des Auges.
- Abb.22 Mittlerer Transversalimpuls der π^+ als Funktion von y^* ohne Phasenraumbeschränkung und mit Schnitt im transversalen Impulsraum ($p_T < 0.6$). Die Kurven stellen pp -Daten für π^+ und π^- dar.
- Abb.23 p_T^2 -Verteilungen
a) für rückwärtige π^+ und π^- im Vergleich zu pp -Daten (Kurven),
b) für Protonen, pp -Vergleichsdaten (Kurve) mit Gewicht $\frac{1}{2}$.
- Abb.24 Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}^\infty} E \frac{d\sigma}{d p_{\parallel}^{\text{Lab}}}$
an der Stelle $p_{\text{Lab}} = 0$
für $ap \rightarrow \pi^- x$ mit $a = p, \pi^+, K^+, \bar{p}, \pi^-, K^-, \gamma$, aufgetragen gegen $S^{-1/2}$ (GeV^{-1}). Die gepunktete Gerade gibt den etwa konstanten Wirkungsquerschnitt für exotische Kombinationen an. Die gestrichelten Geraden geben den Bereich an, der durch die π^-, K^-, γ -Daten gegeben ist. $\pi^\pm, K^\pm, \gamma^-, p$ -Daten entnommen aus (MIE73), \bar{p} -Daten bei $S^{-1/2} = 0.31$ und $S^{-1/2} = 0.23$ aus (MUI73) mit einer Korrektur um den Faktor 1/10 an der vertikalen Skala.
- Abb.25 Blockschaltbilder der Vormeßanlagen:
a) Alte Anlage
b) Neue Anlage
- Abb.26 Zeitdiagramme:
a) Ablauf der Darstellung eines Display-Puffers
b) Kanalübertragung eines Speicherworts
- Abb.27 Blockschaltbild der Hardware des Interfaces mit Signalen und Datenfluß.

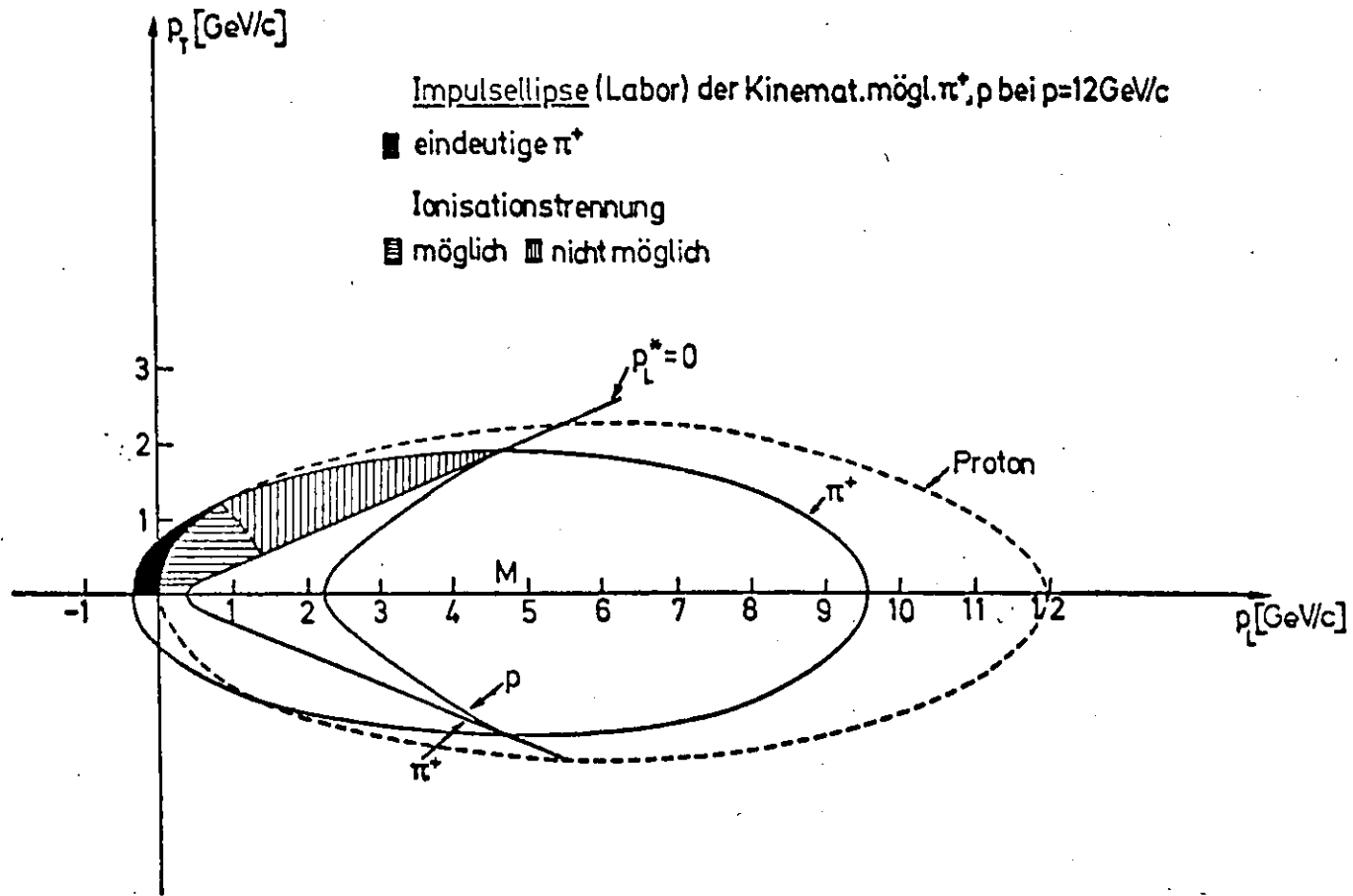
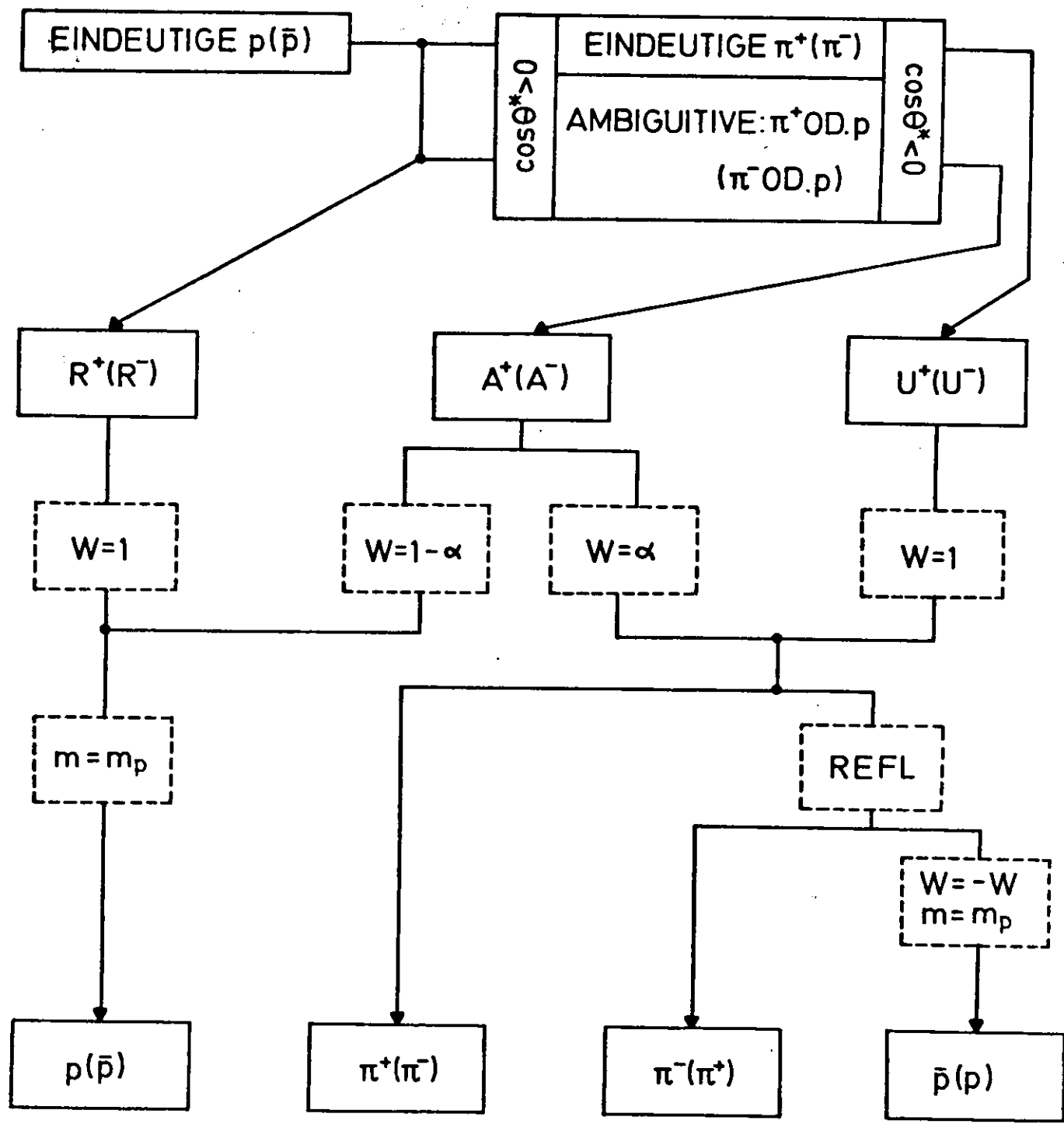


Abb.1



- : LABORSYSTEM-VERTEILUNG
- W= : ZUWEISUNG DES GEWICHTS MIT α : $\begin{cases} \alpha_+ \text{ FÜR } A^+ \\ \alpha_- \text{ FÜR } A^- \end{cases}$
- m=mp : ZUORDNUNG DER PROTONMASSE
- REFL : REFLEXION IM CMS
- θ^* : CMS-WINKEL DER AUSLAUFENDEN TEILCHEN

Abb.2

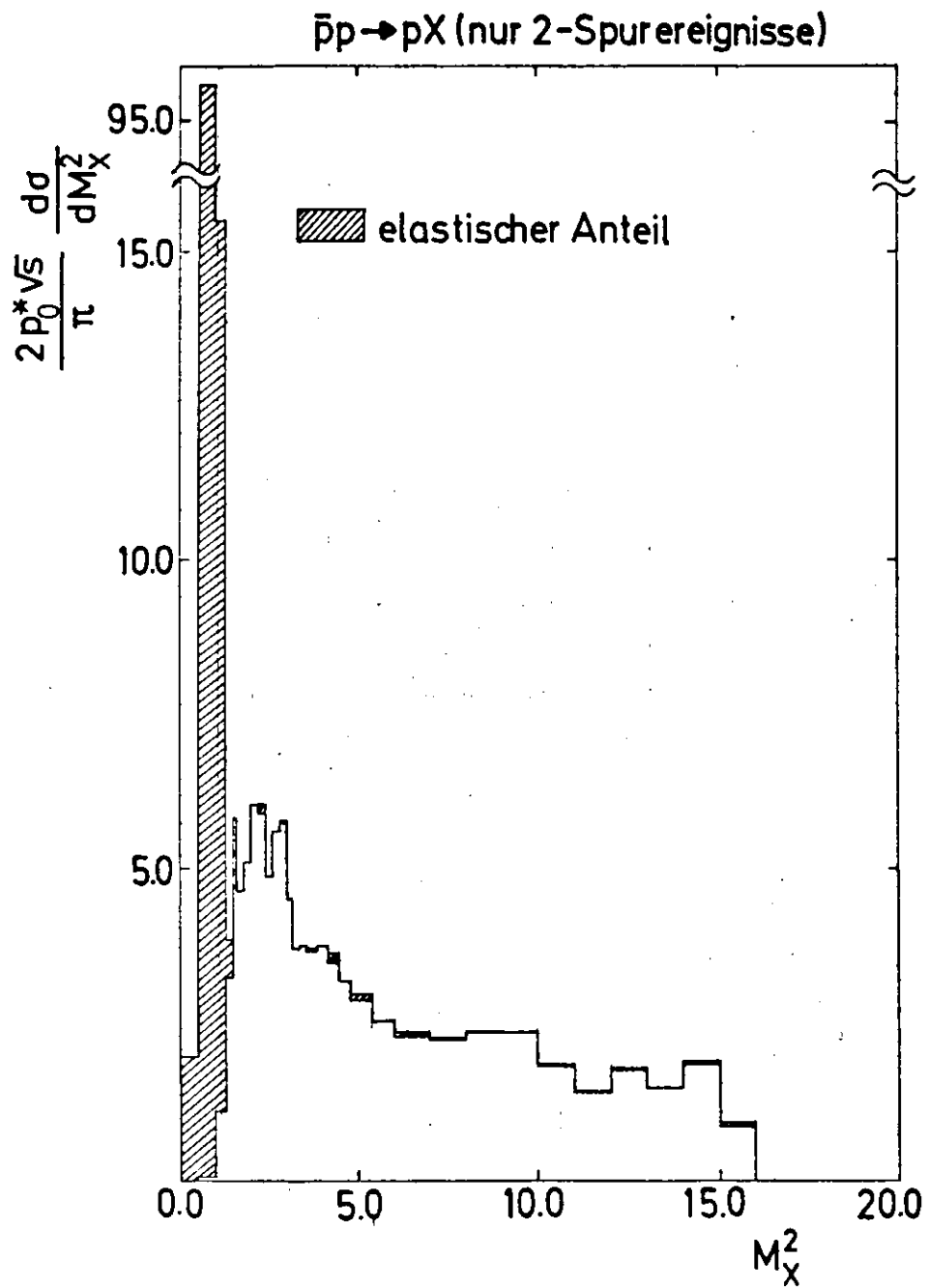


Abb.3a

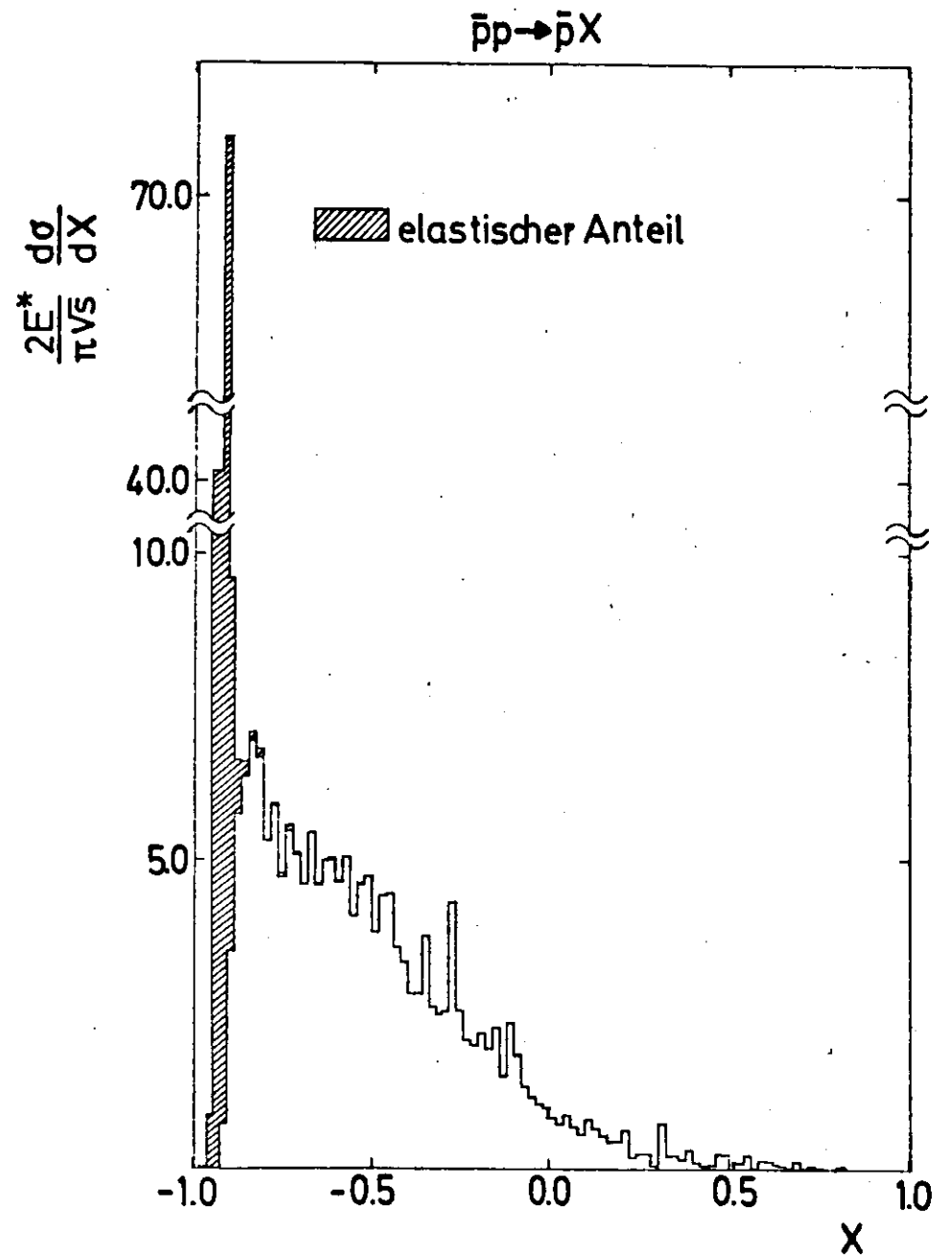


Abb.3b

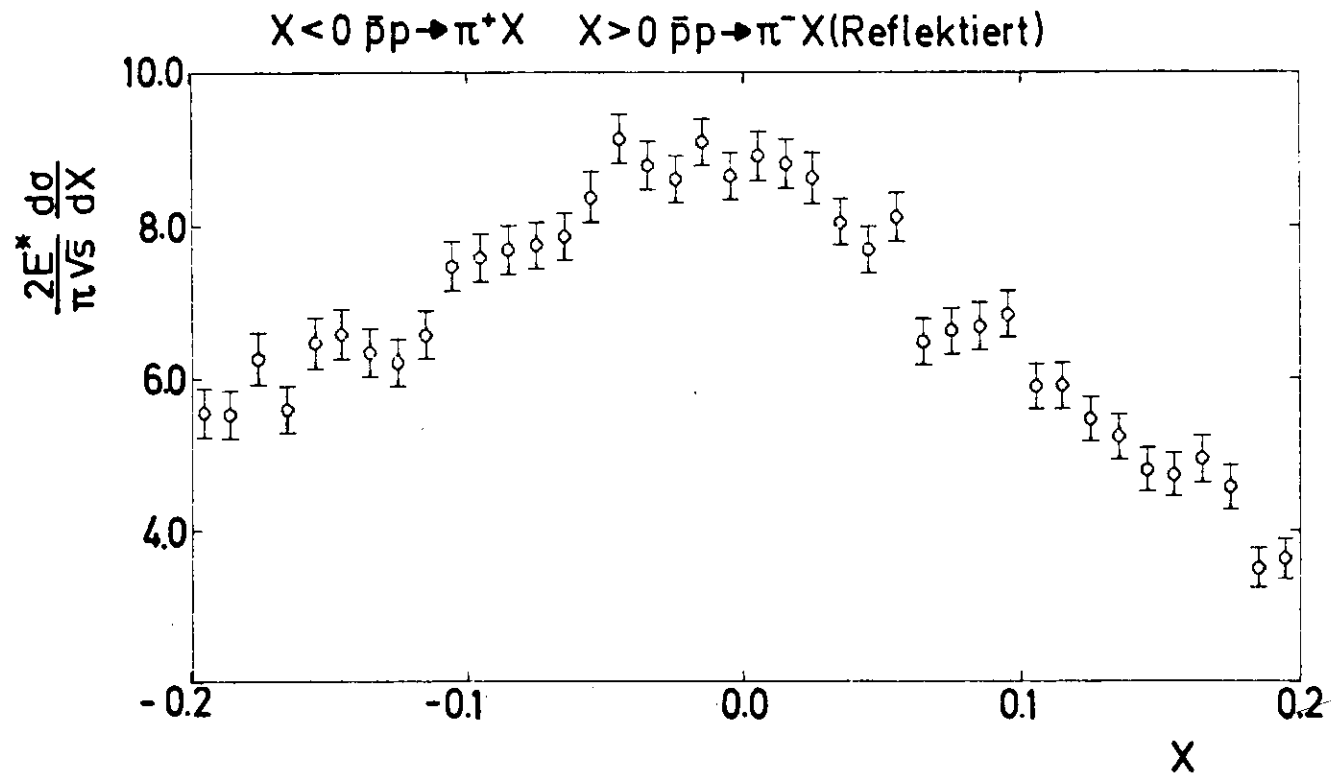


Abb.4

$\bar{p}p \rightarrow pX$

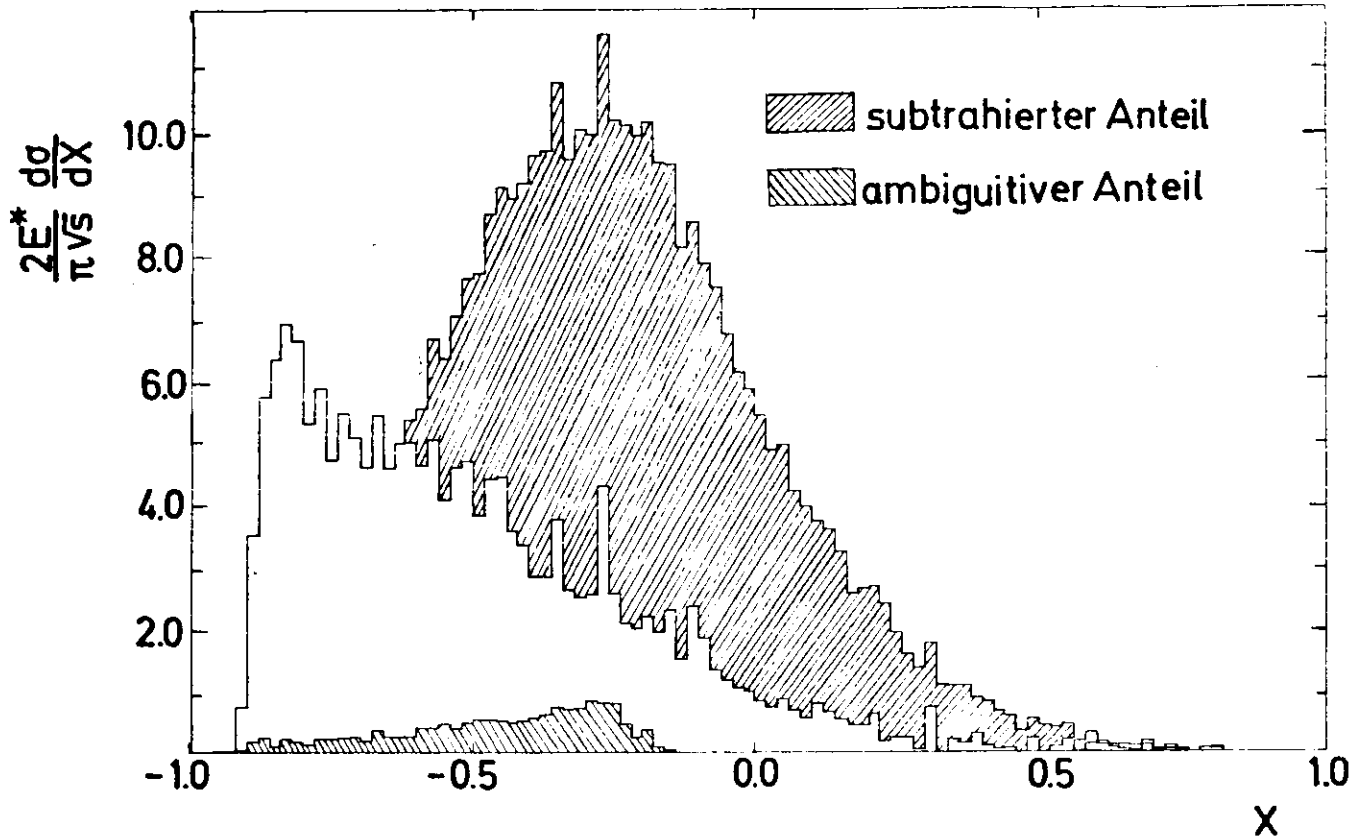


Abb.5a)

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

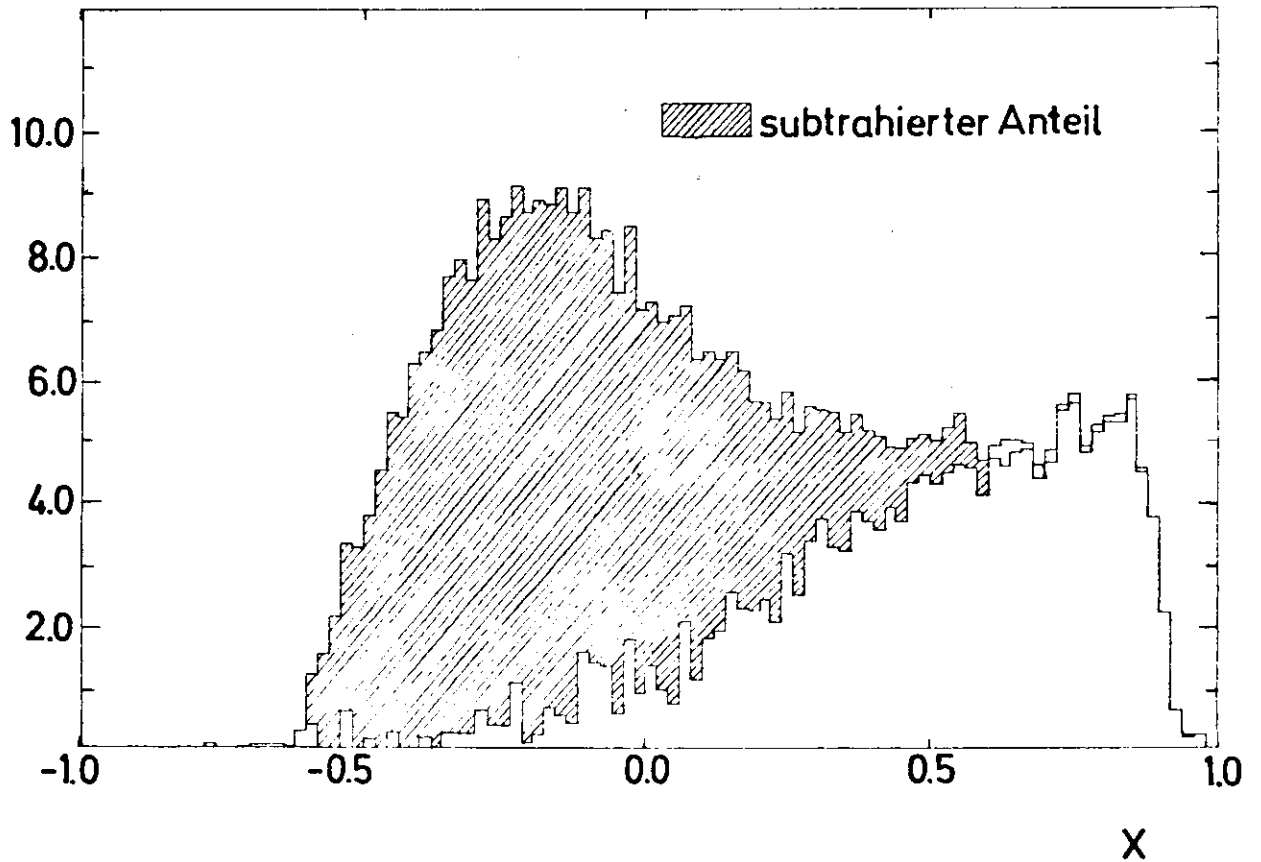


Abb.5b)

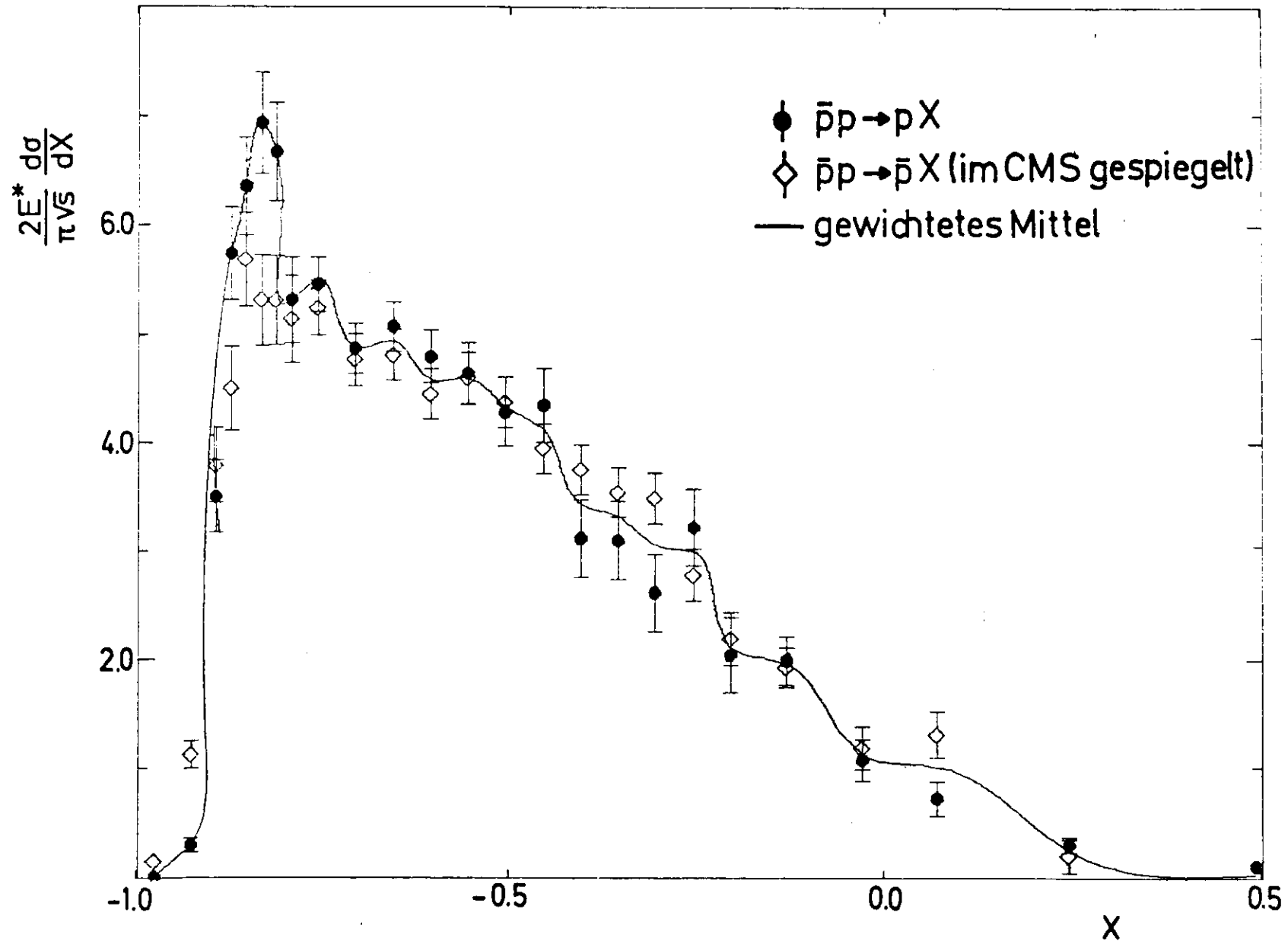


Abb.6

$\bar{p}p \rightarrow pX$

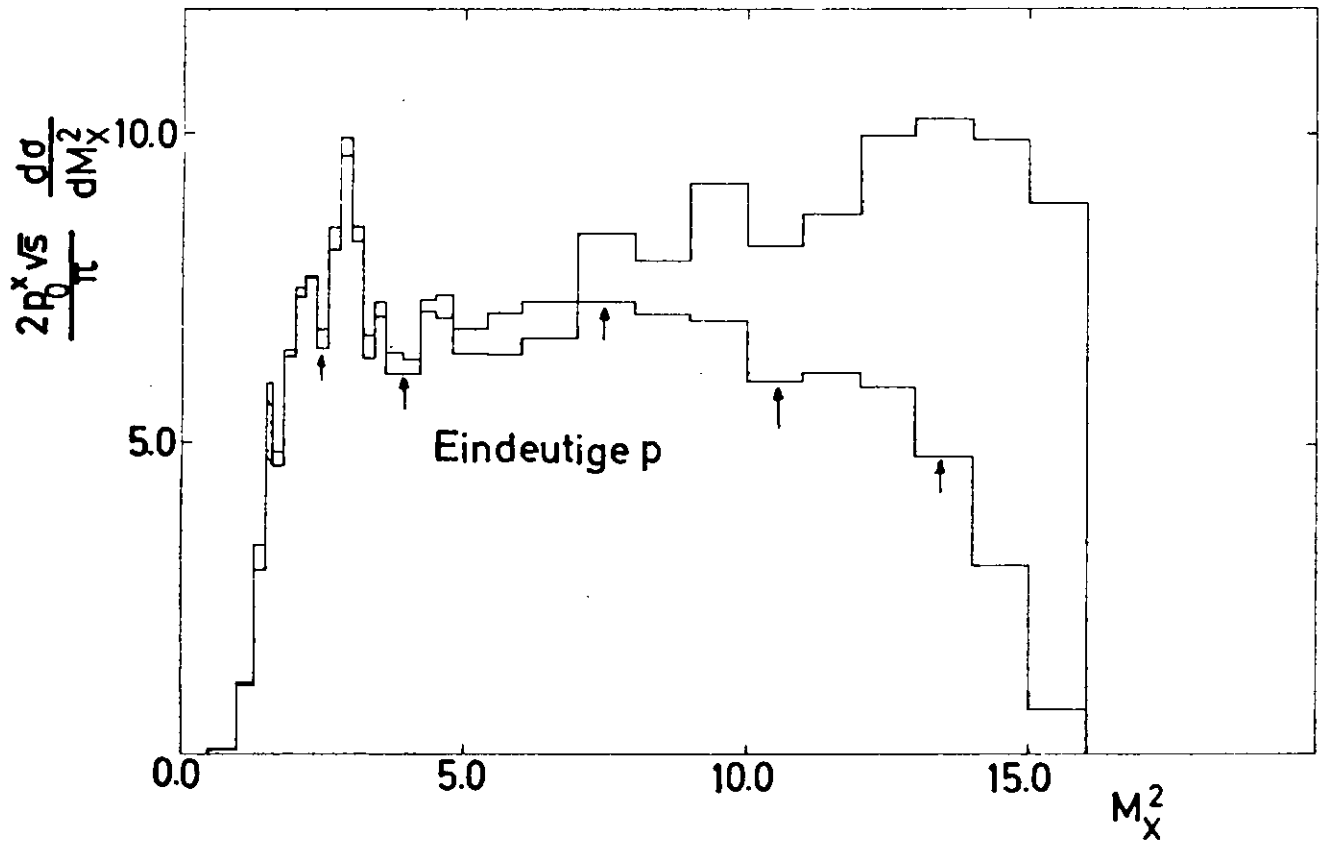


Abb.7a)

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

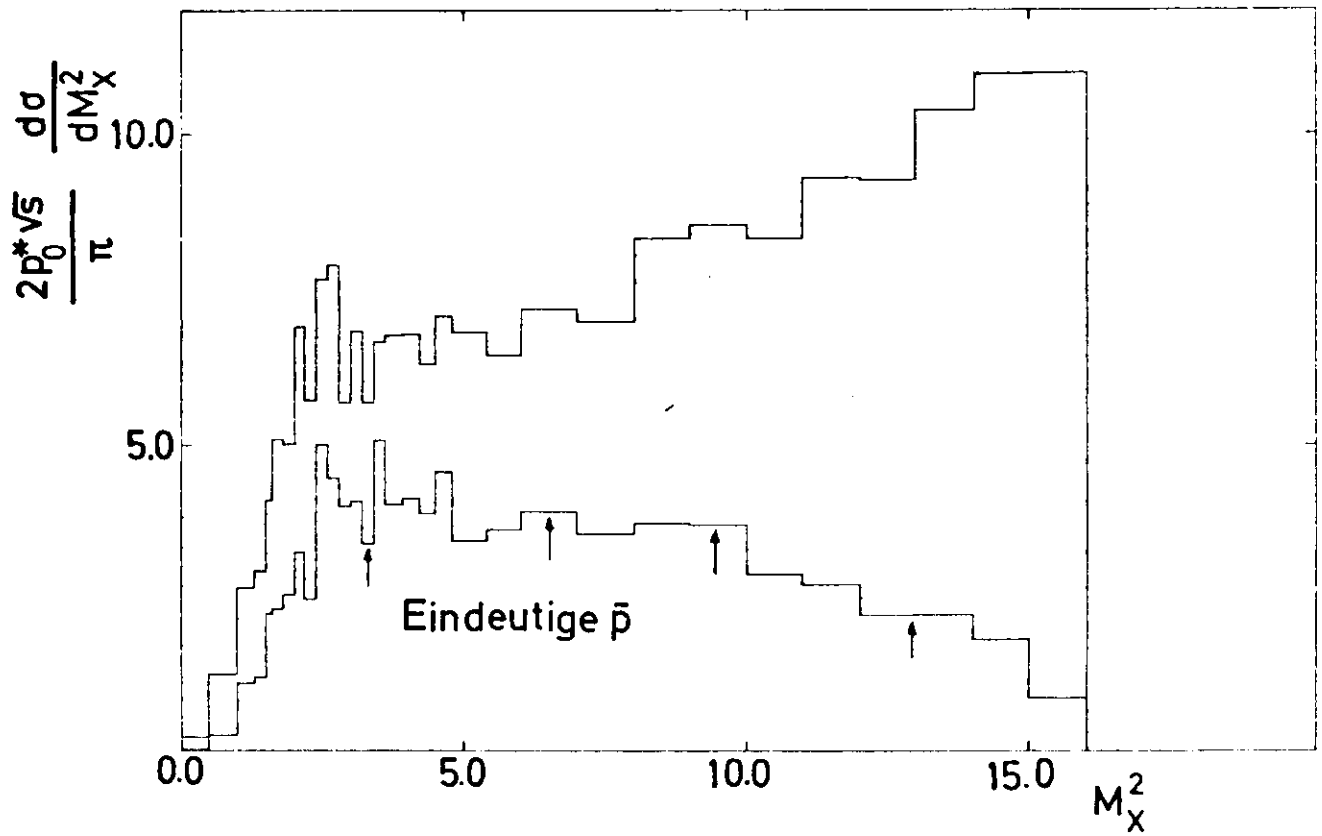


Abb.7b)

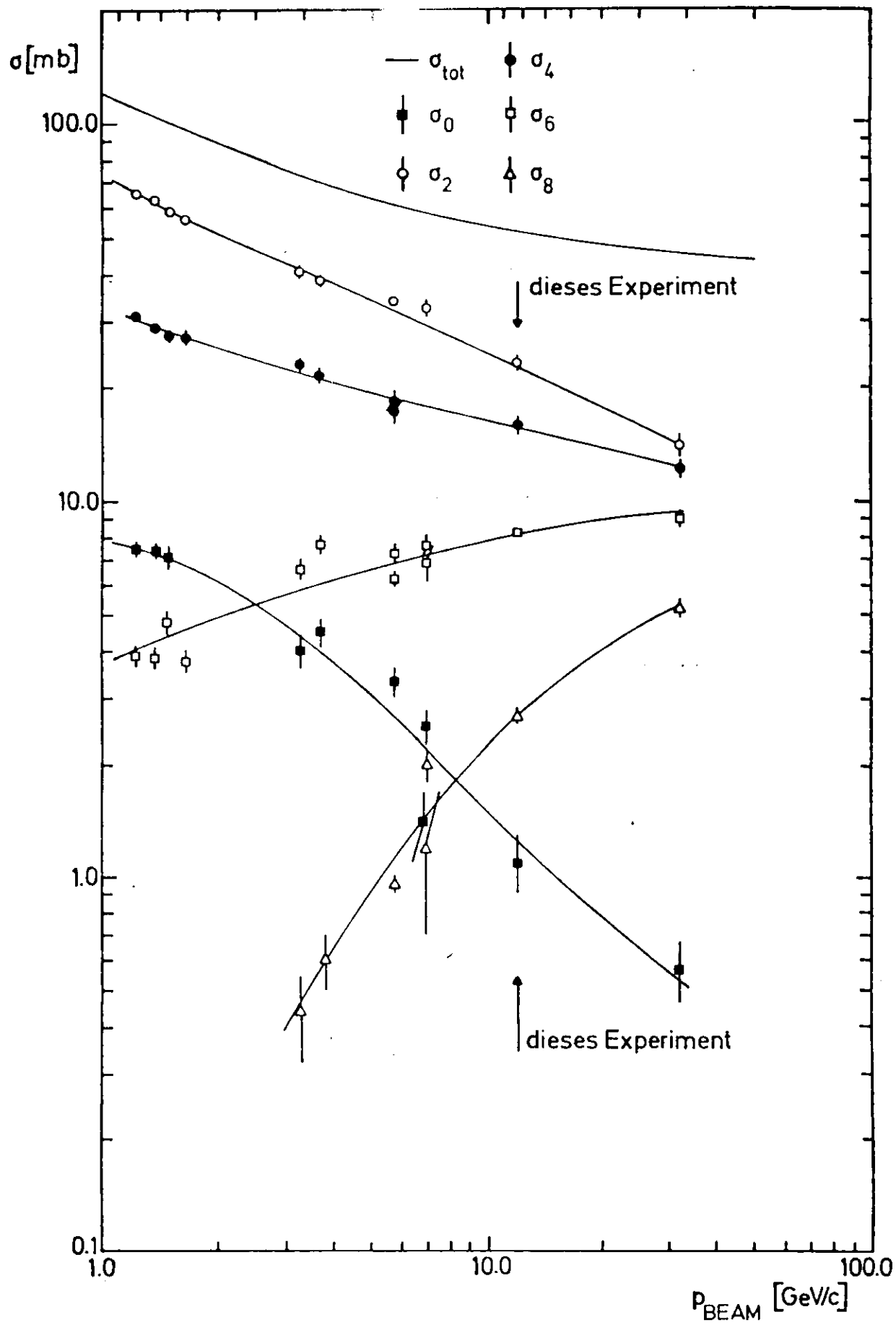


Abb.8

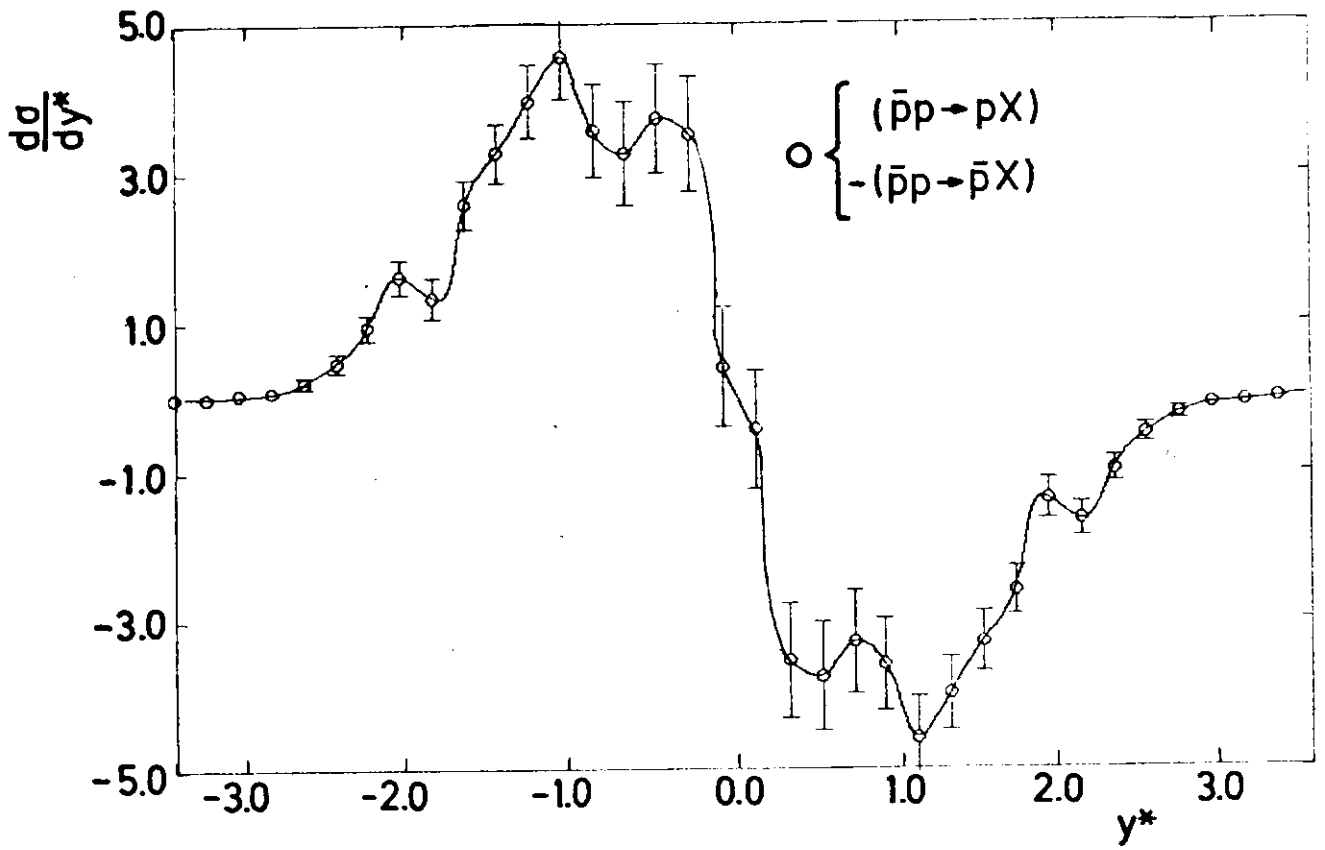


Abb.9a)

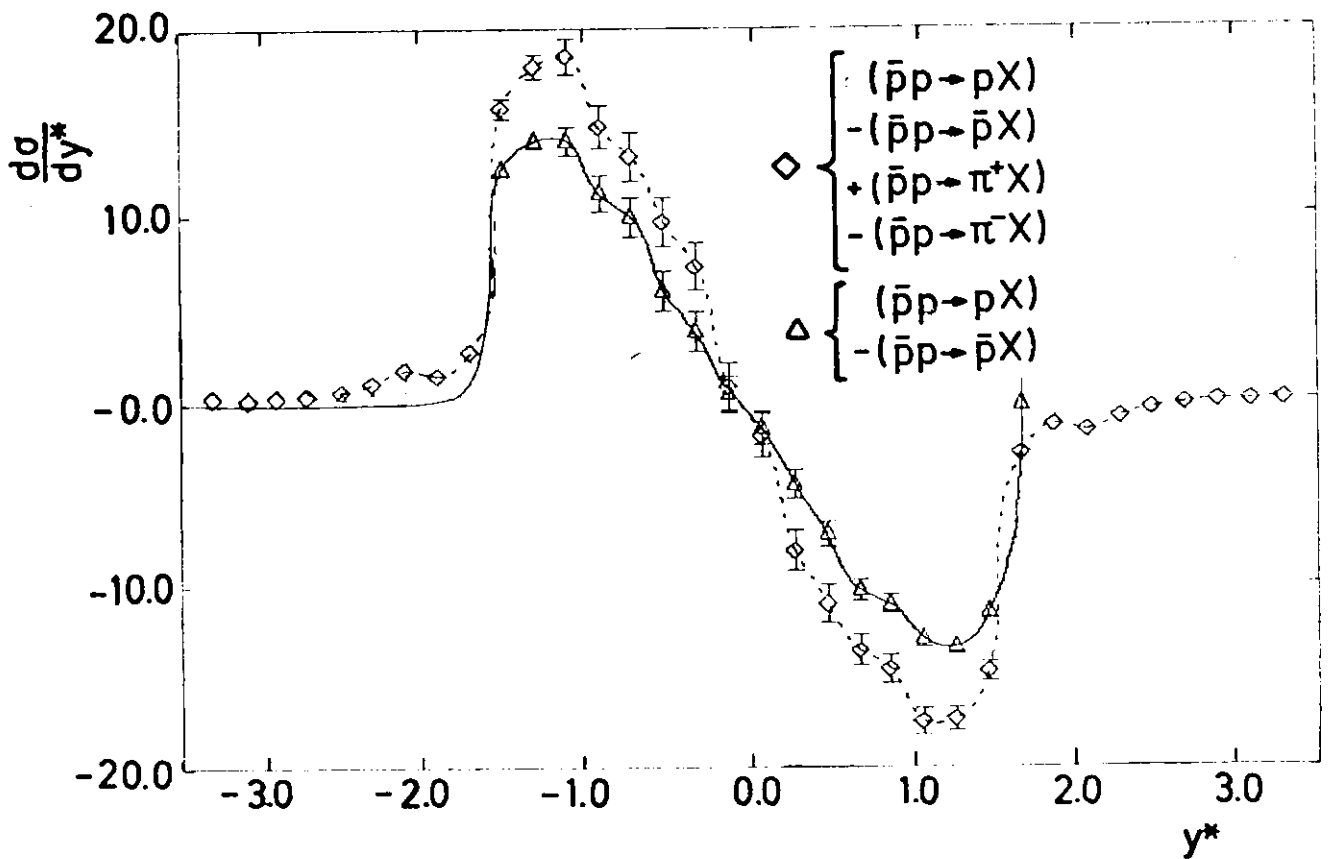


Abb.9b)

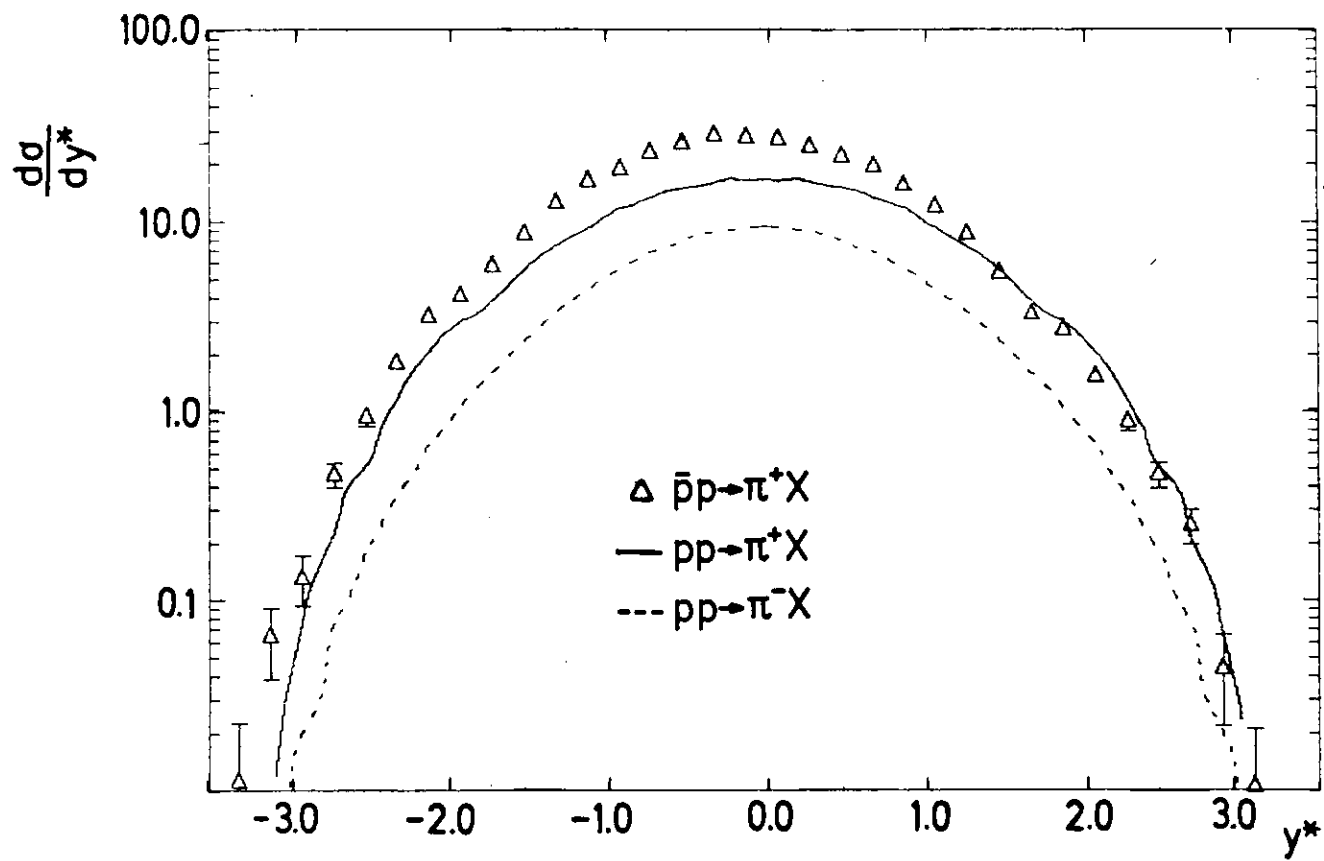


Abb.10

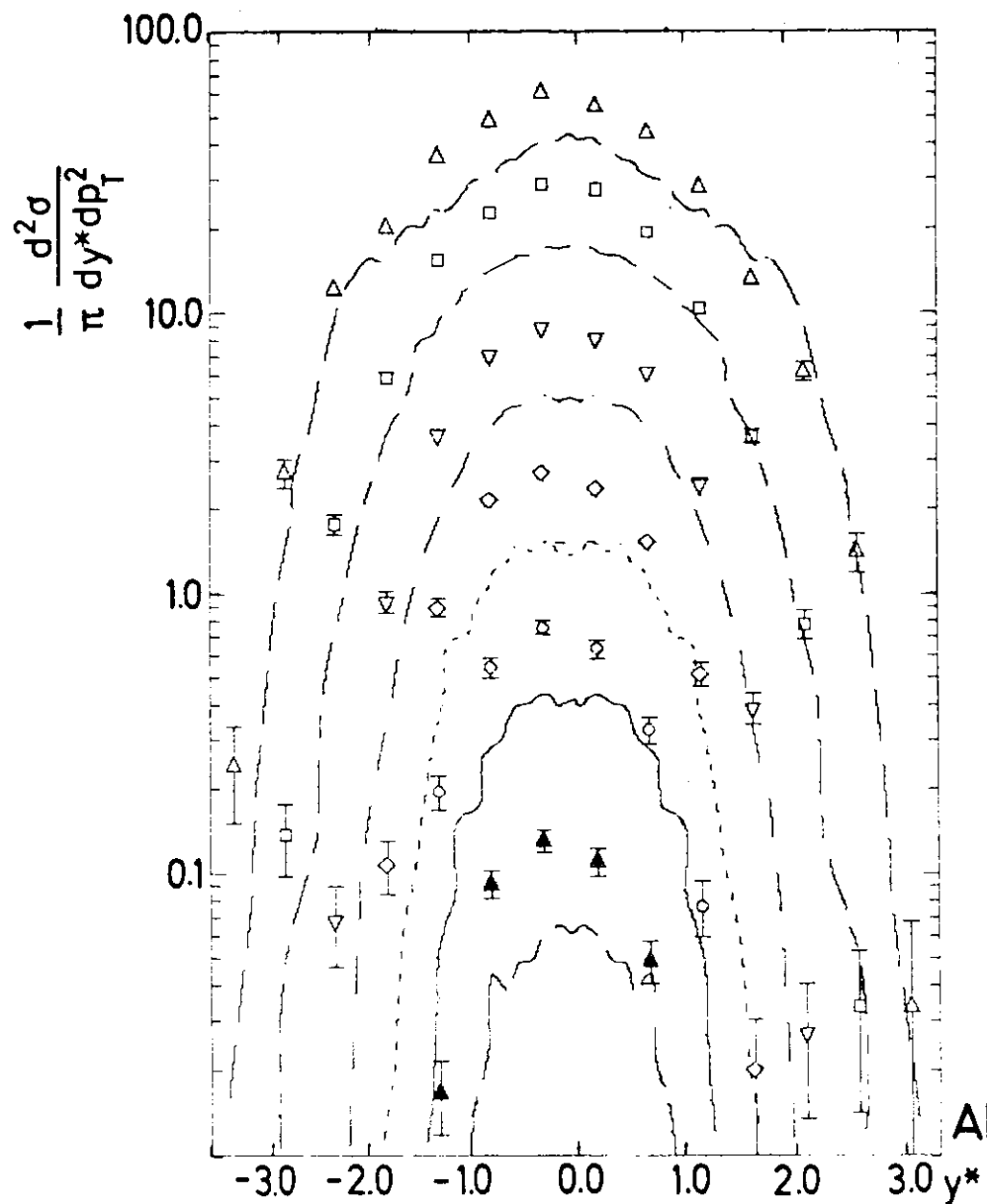


Abb.11a)

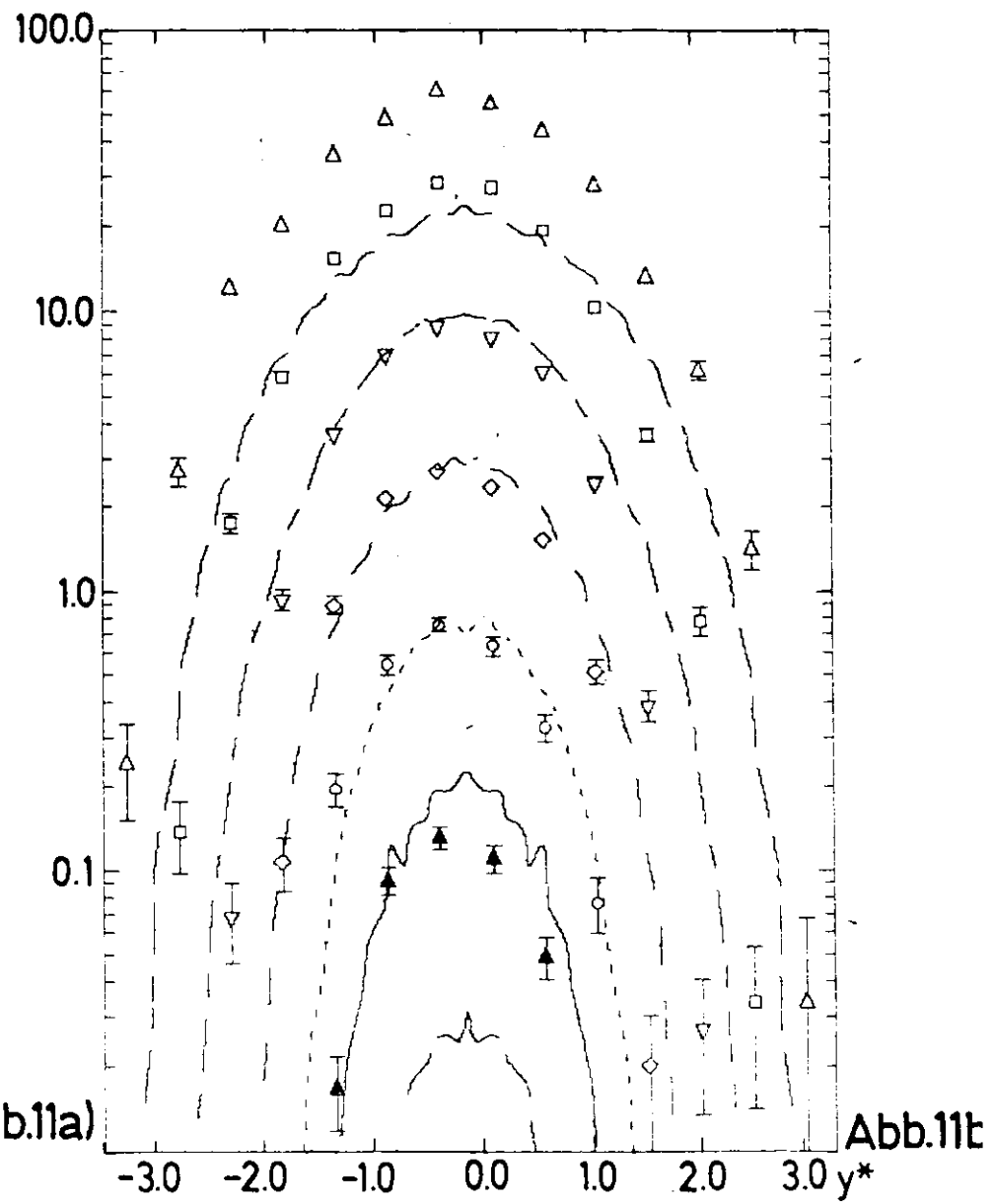


Abb.11b)

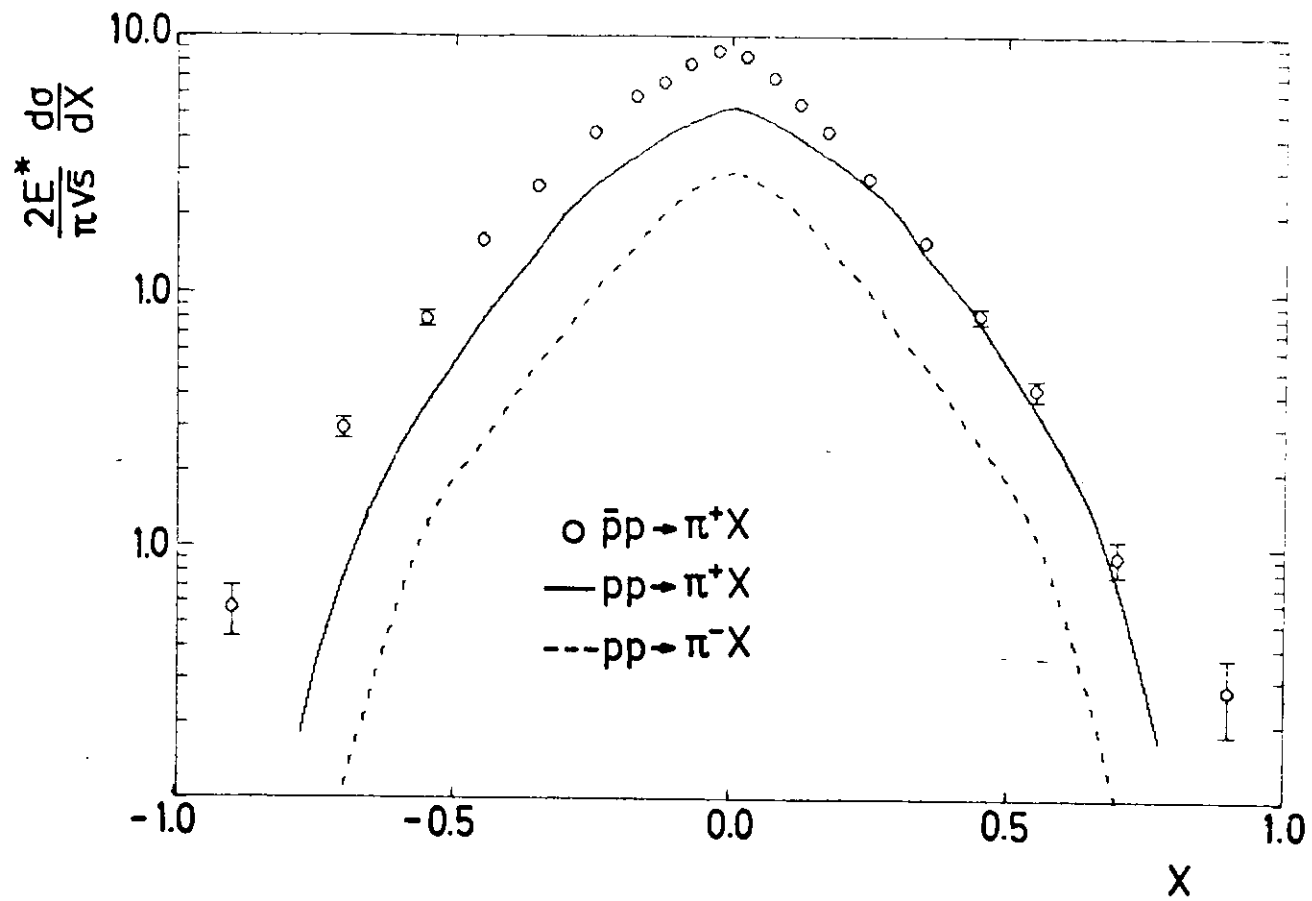


Abb.12

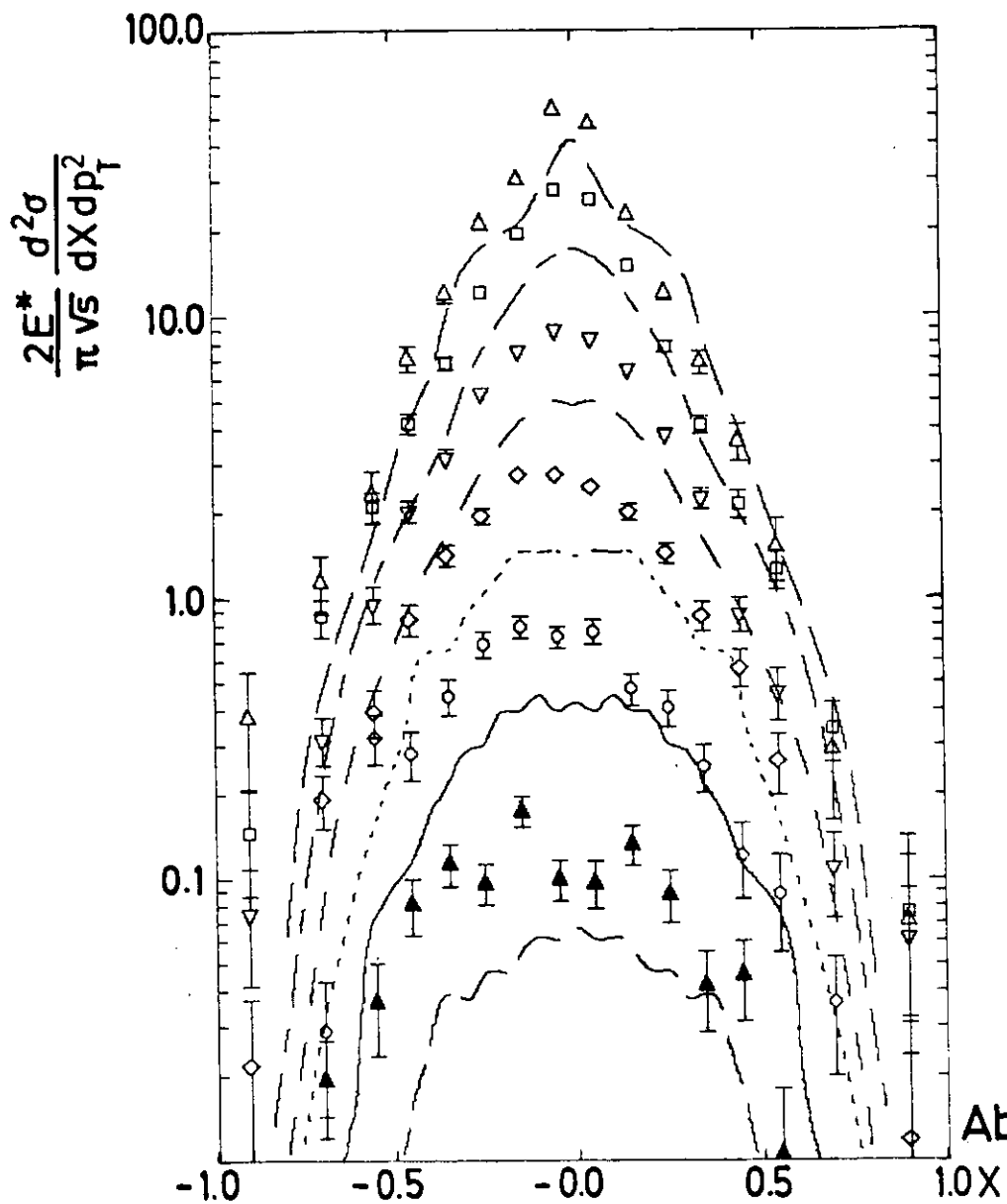


Abb.13a)

---△ 0.0 < p_T < 0.2
 ---□ 0.2 < p_T < 0.4
 ---▽ 0.4 < p_T < 0.6

---◇ 0.6 < p_T < 0.8
 ---○ 0.8 < p_T < 1.0
 ---▲ 1.0 < p_T < 1.5

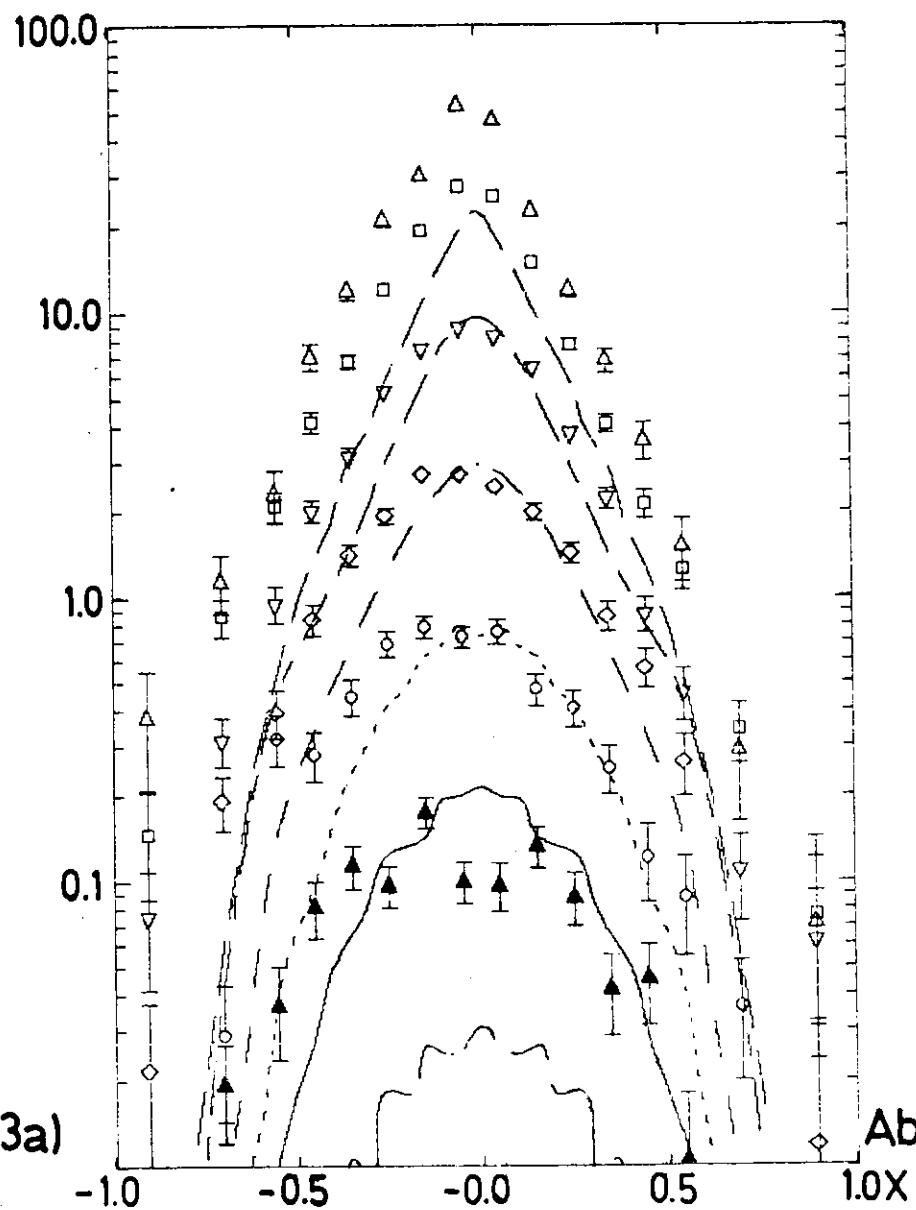


Abb.13b

Punkte: $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ X$

Kurven: $pp \rightarrow \pi^+ X$ (Abb.a)
 $pp \rightarrow \pi^- X$ (Abb.b)

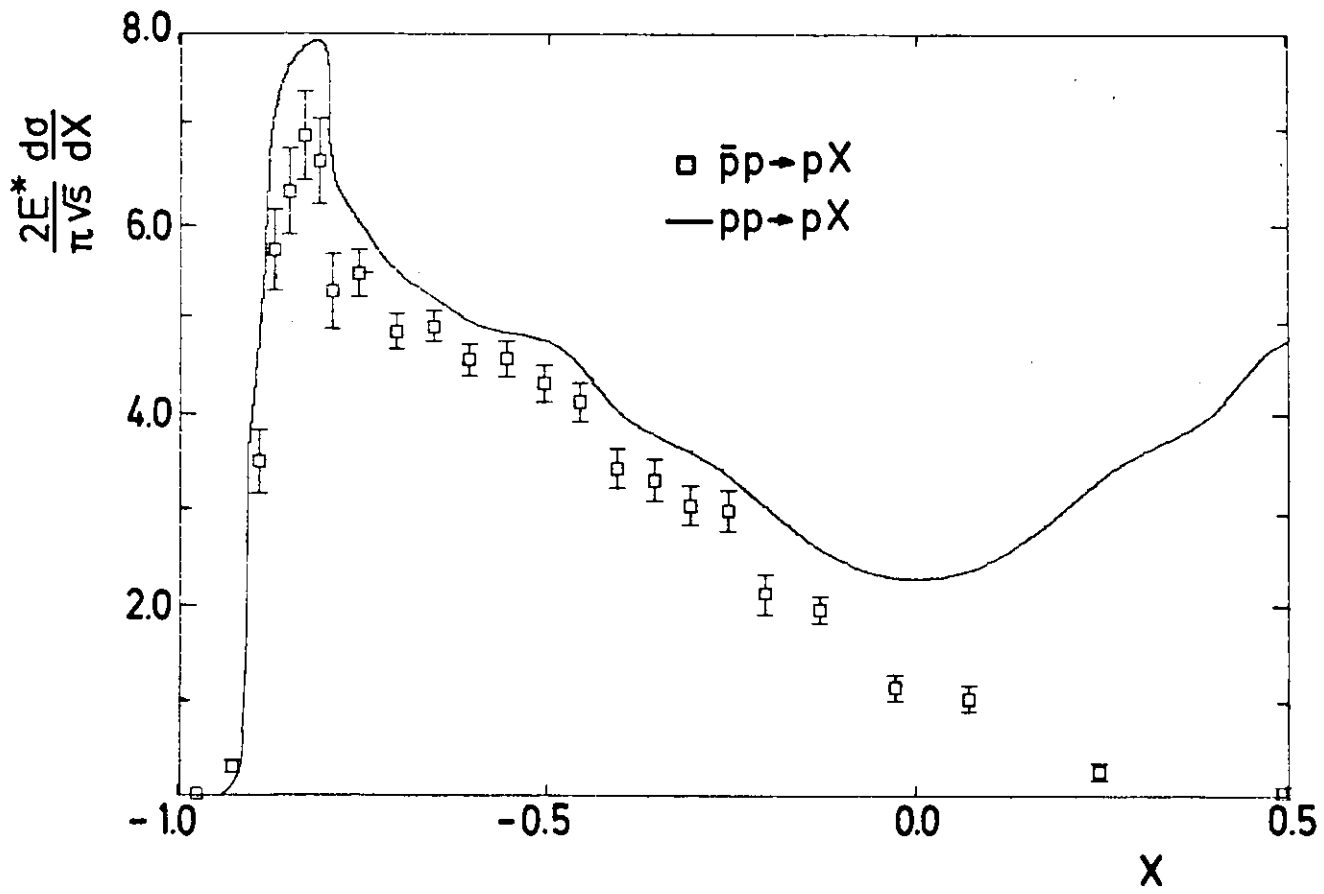


Abb.14

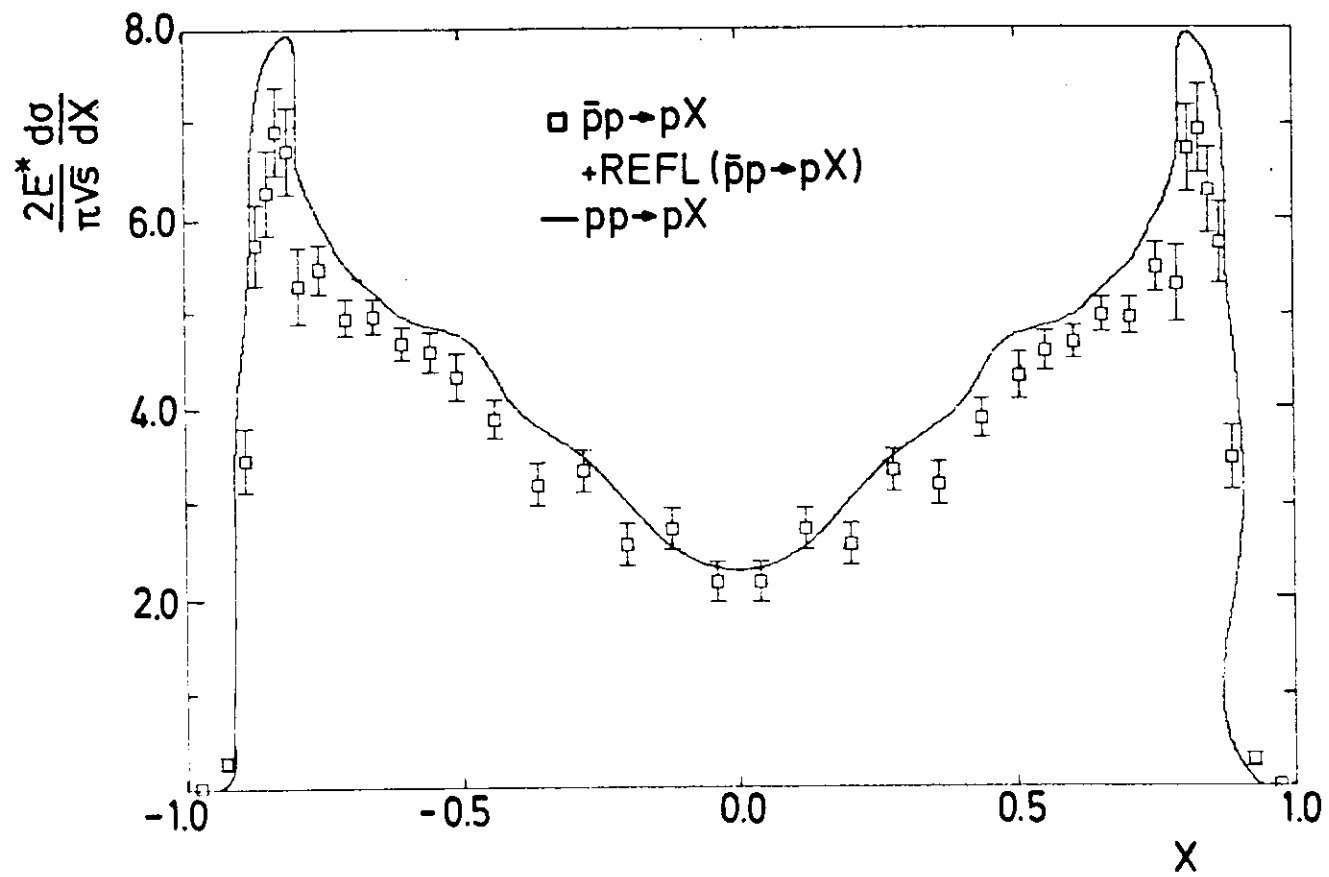


Abb.15

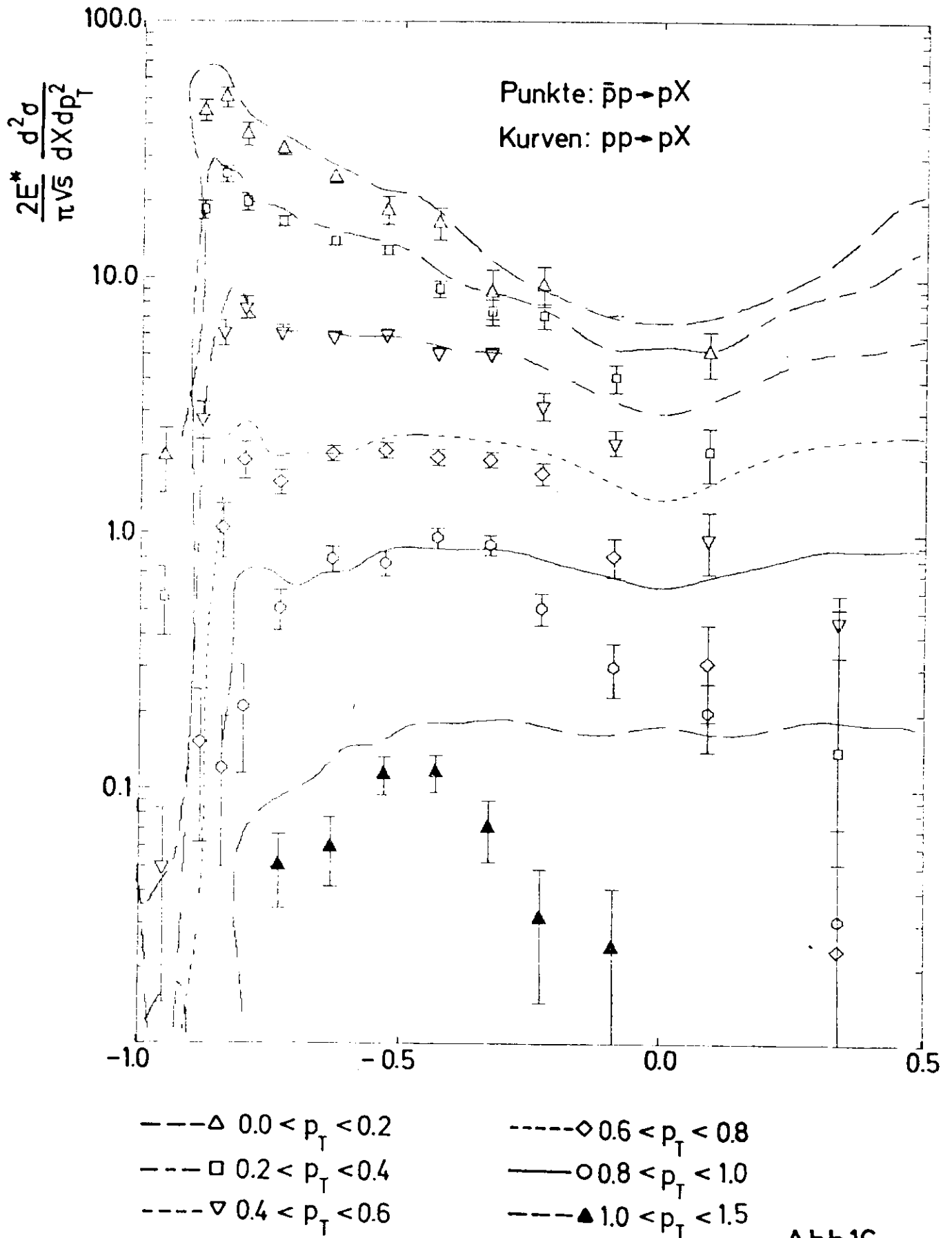


Abb.16

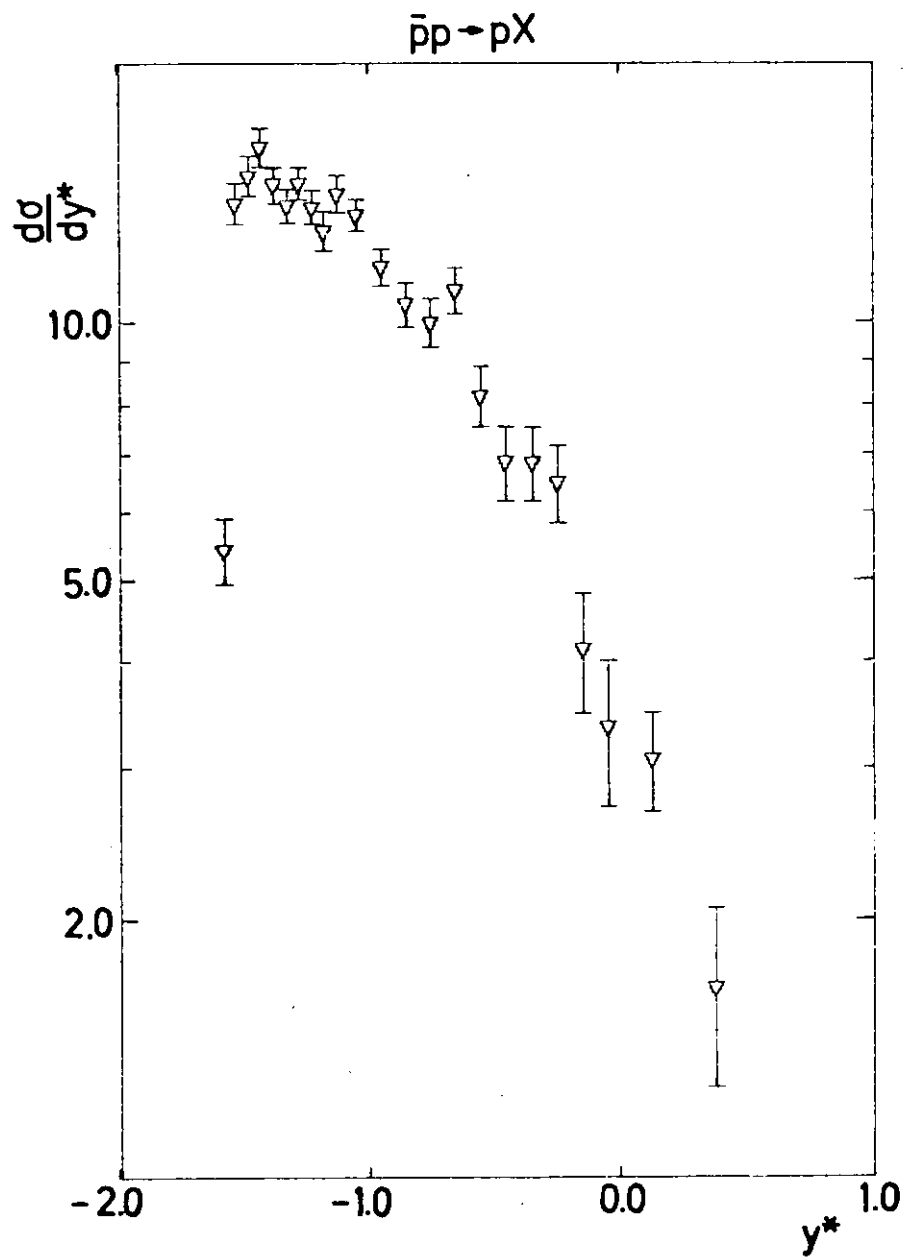


Abb.17

$\bar{p}p \rightarrow pX$

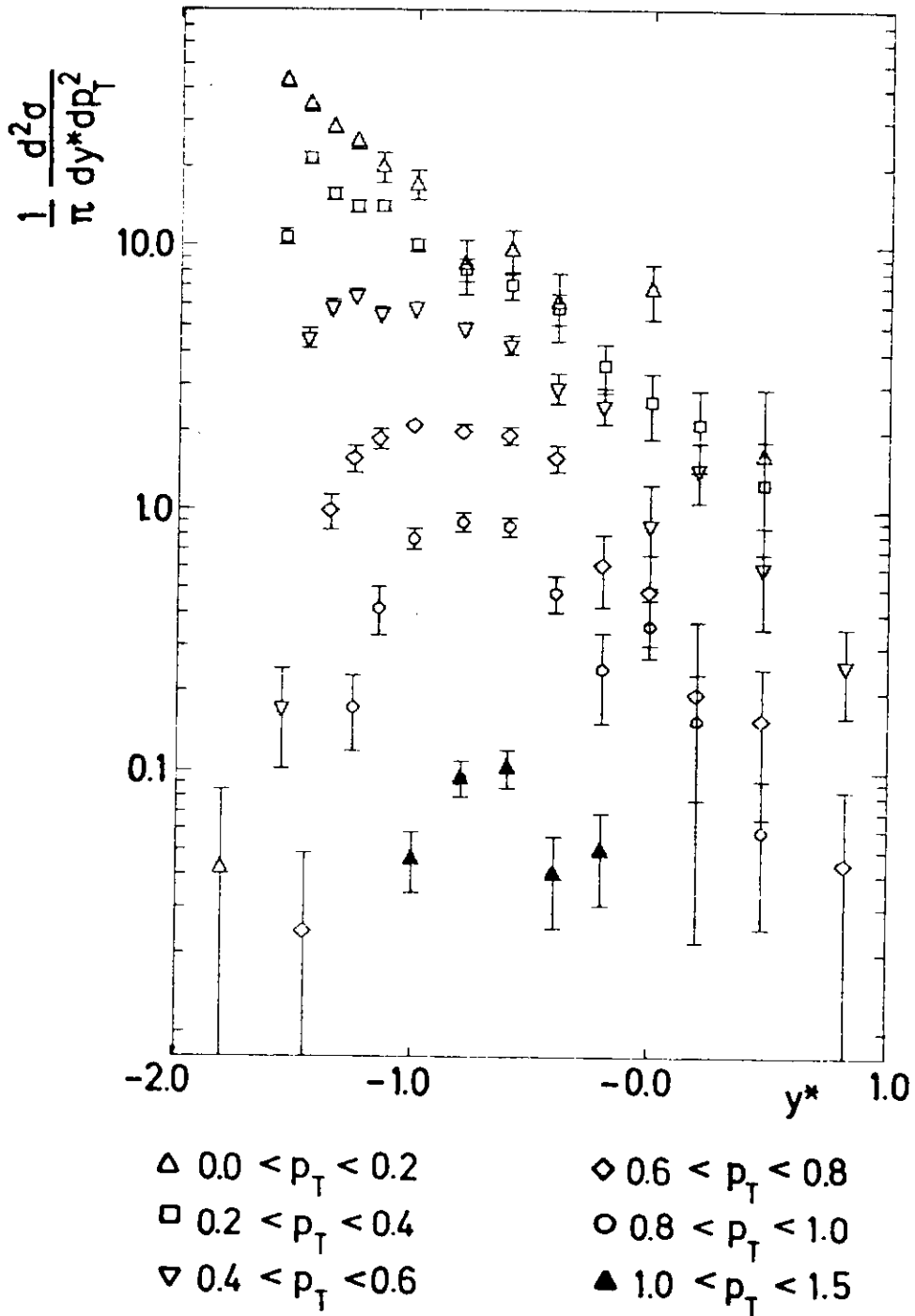


Abb.18

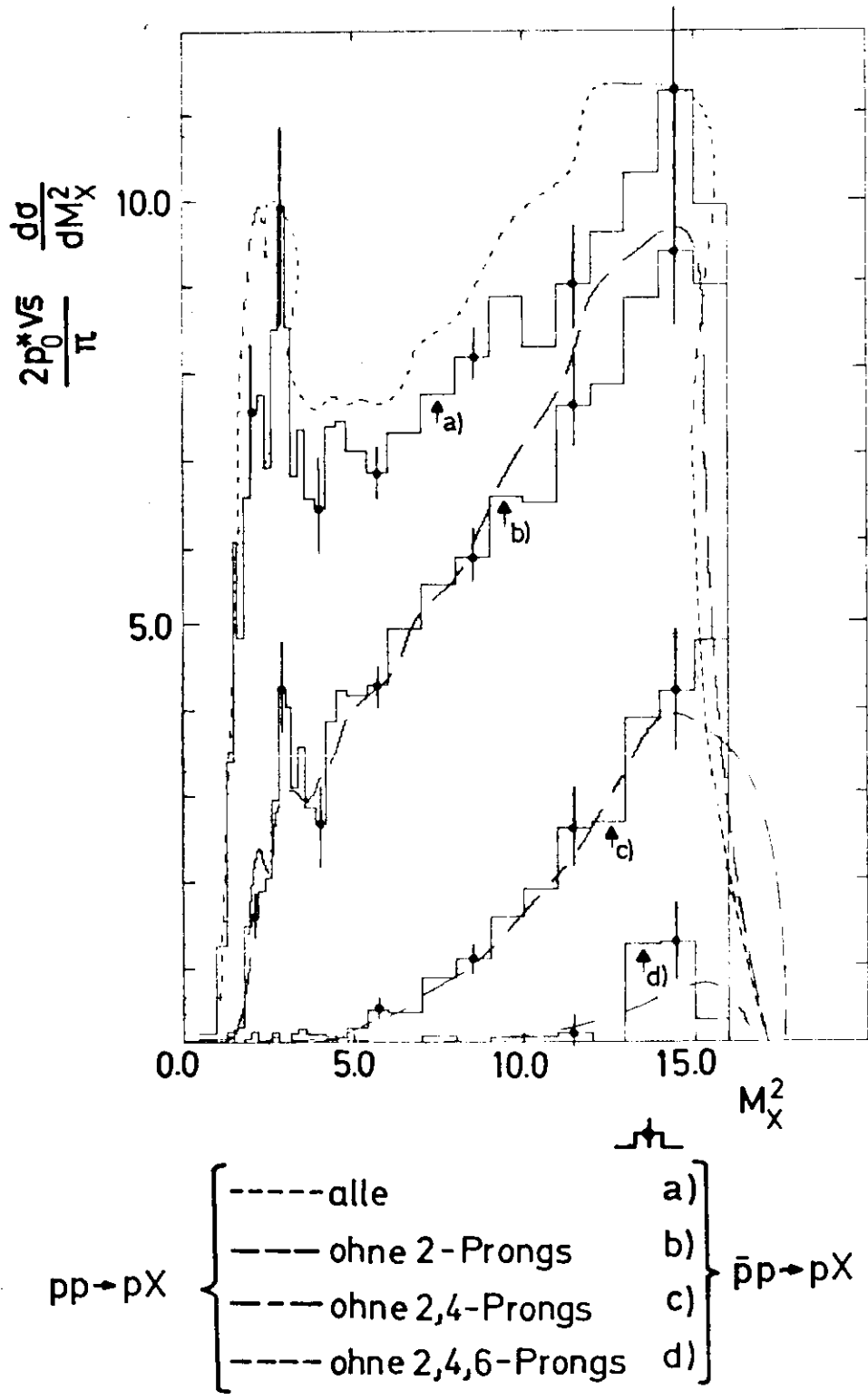
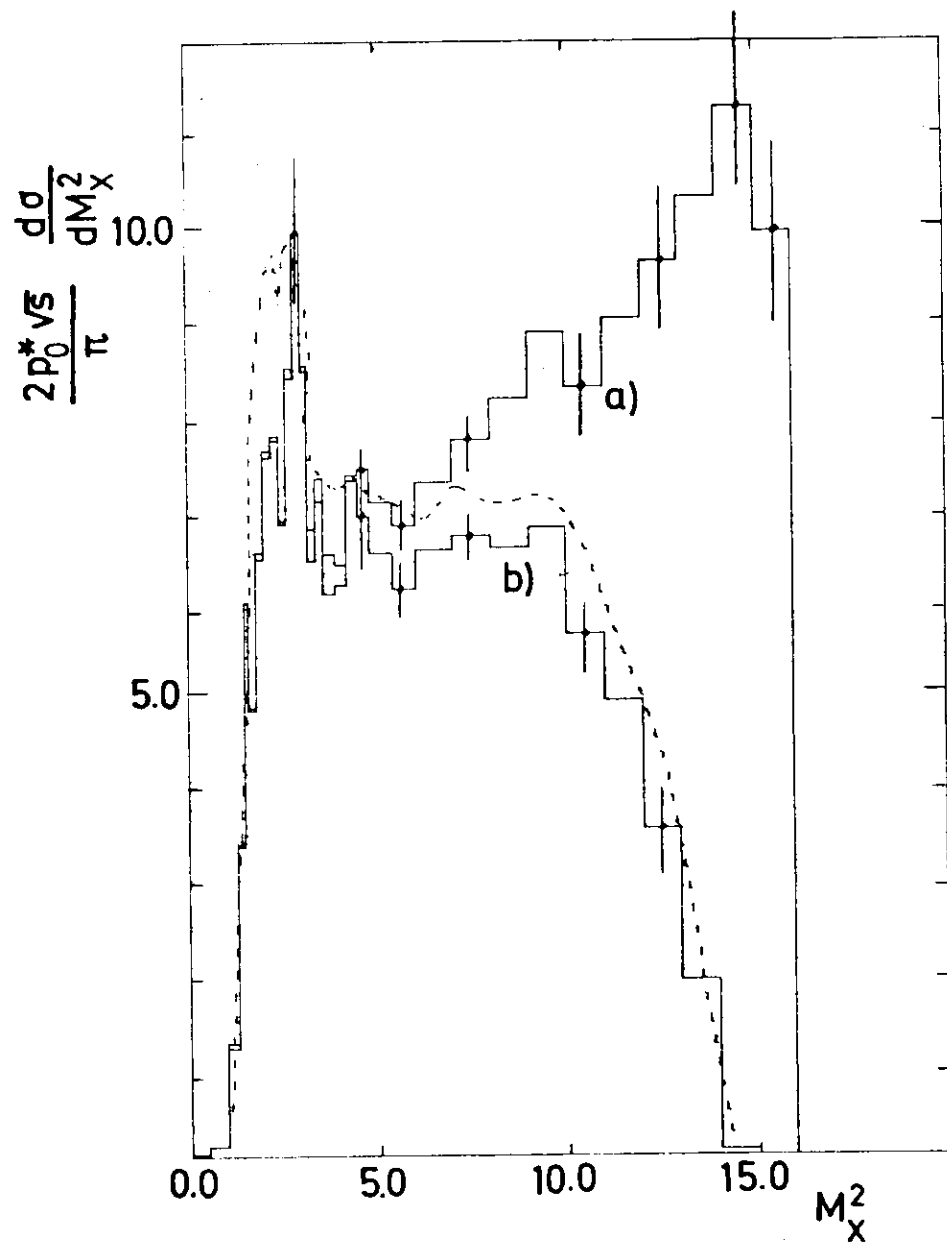


Abb.19



- a) $\bar{p}p \rightarrow pX$
- b) $\bar{p}p \rightarrow pX$ ($|t| < 1$)
- $pp \rightarrow pX$ ($|t| < 1$)

Abb.20

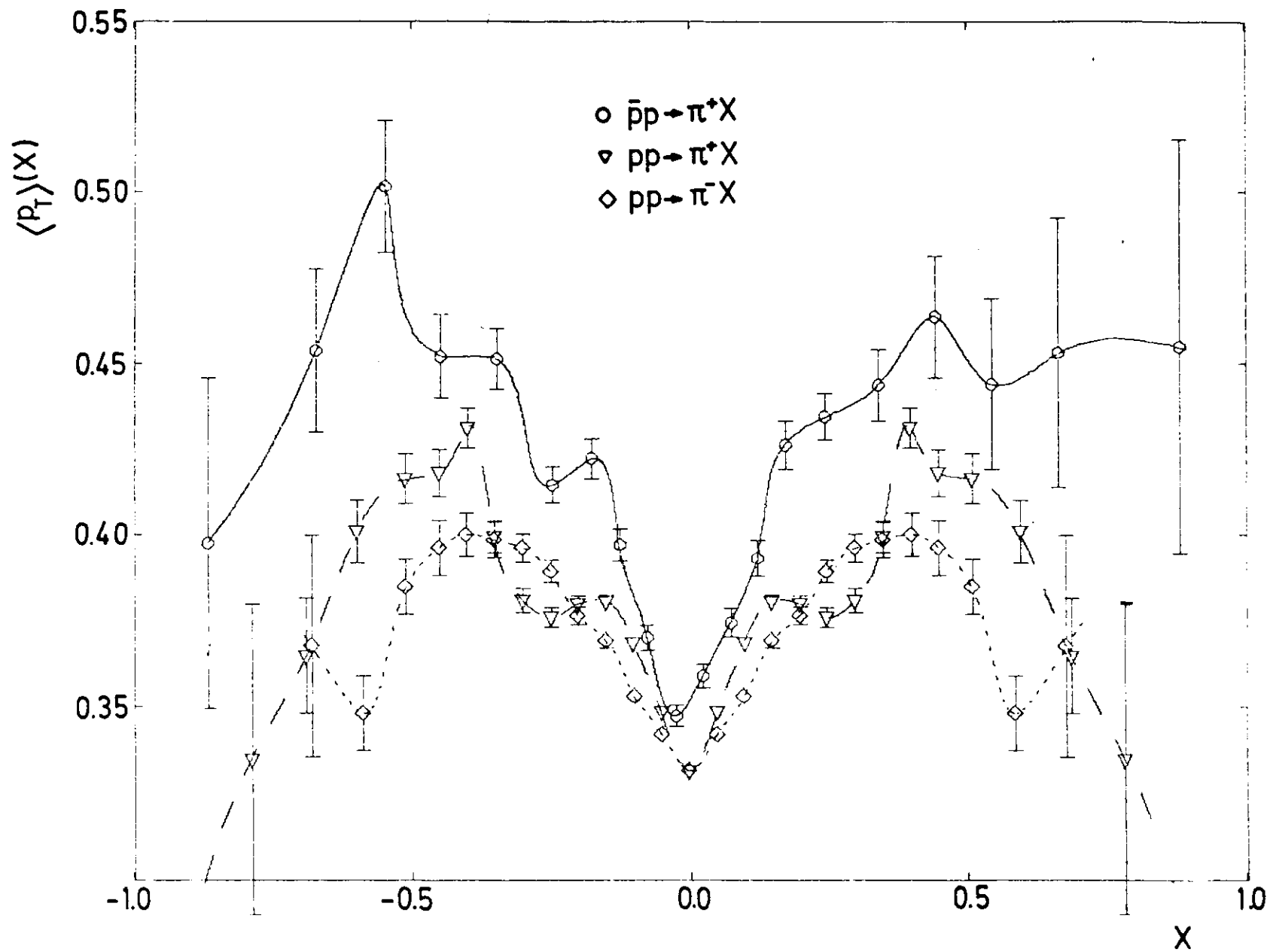


Abb.21

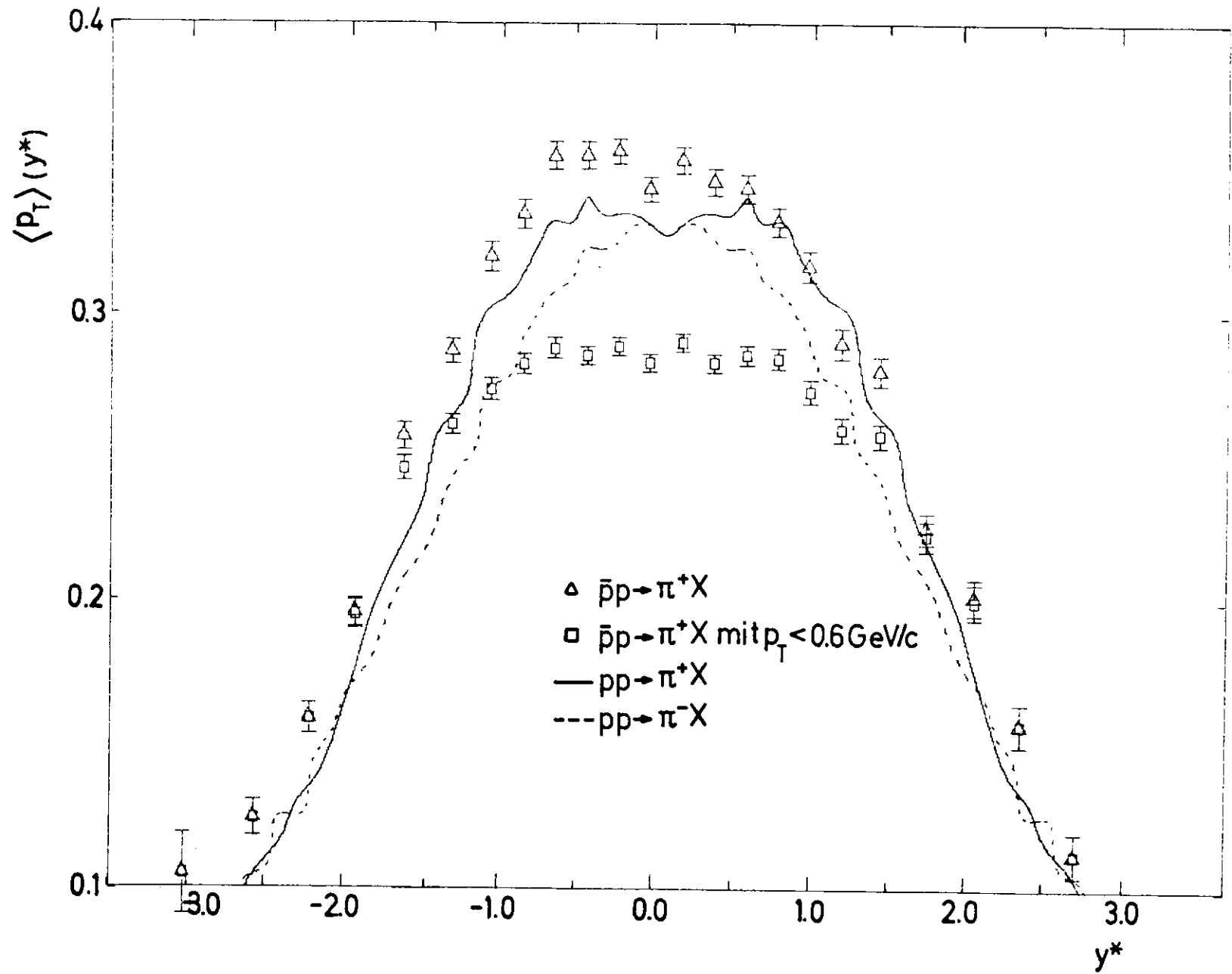


Abb.22

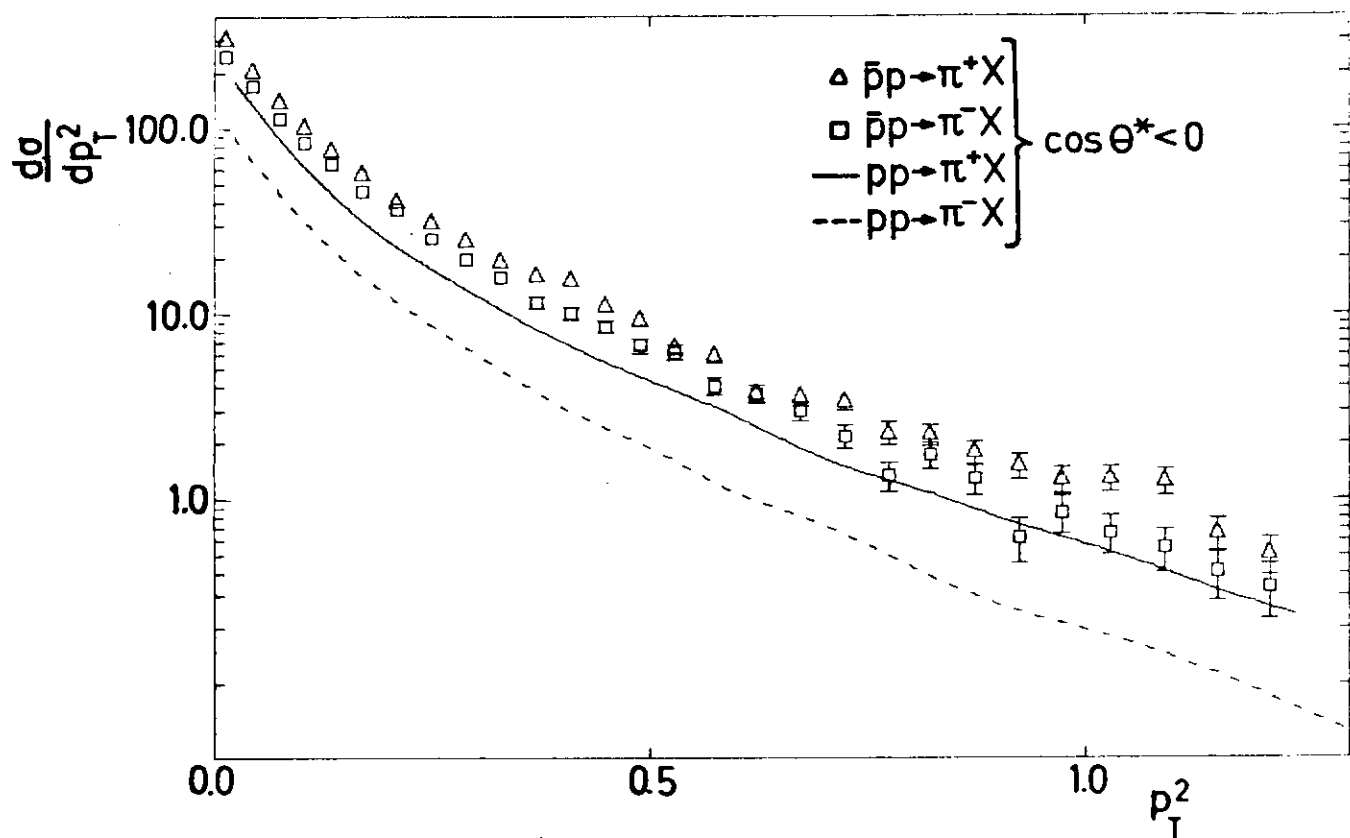


Abb.23a)

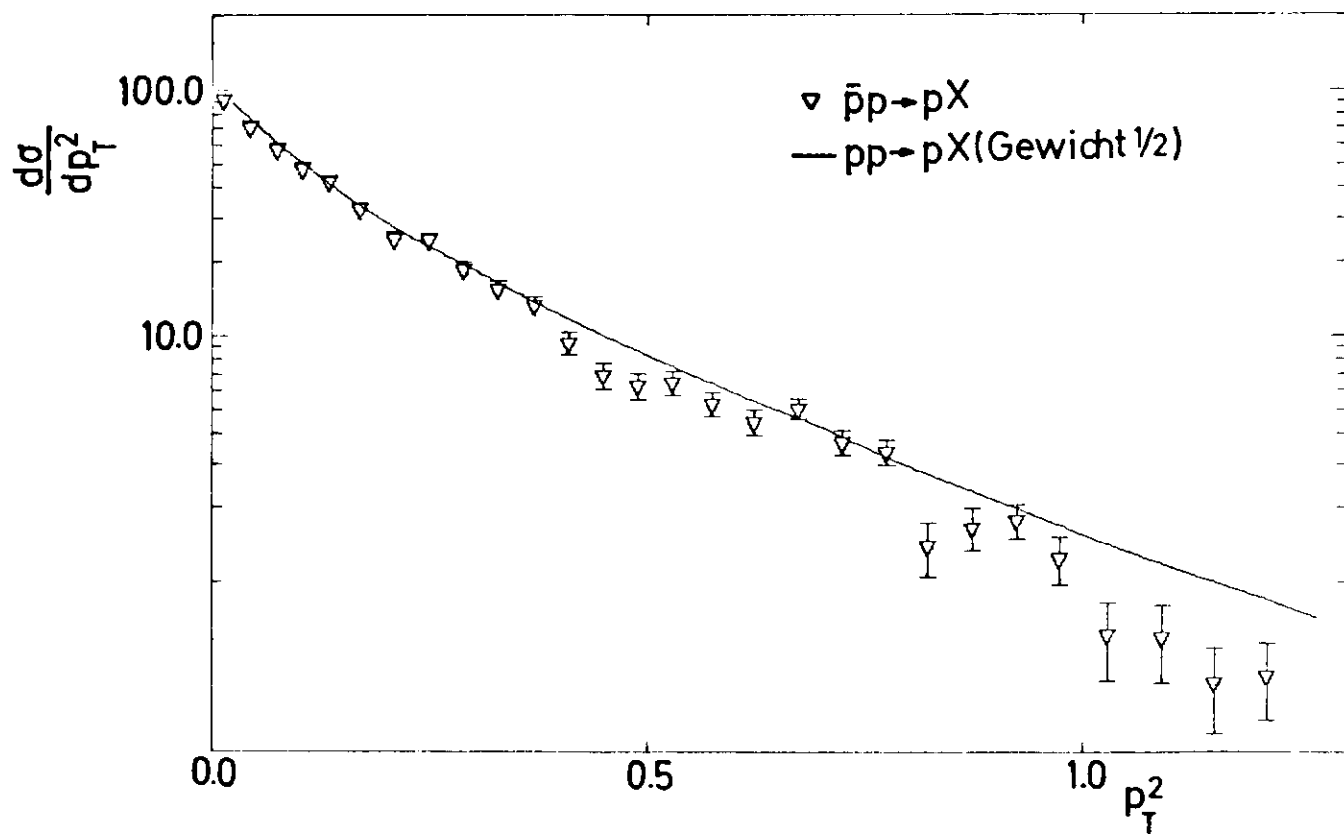


Abb.23b)

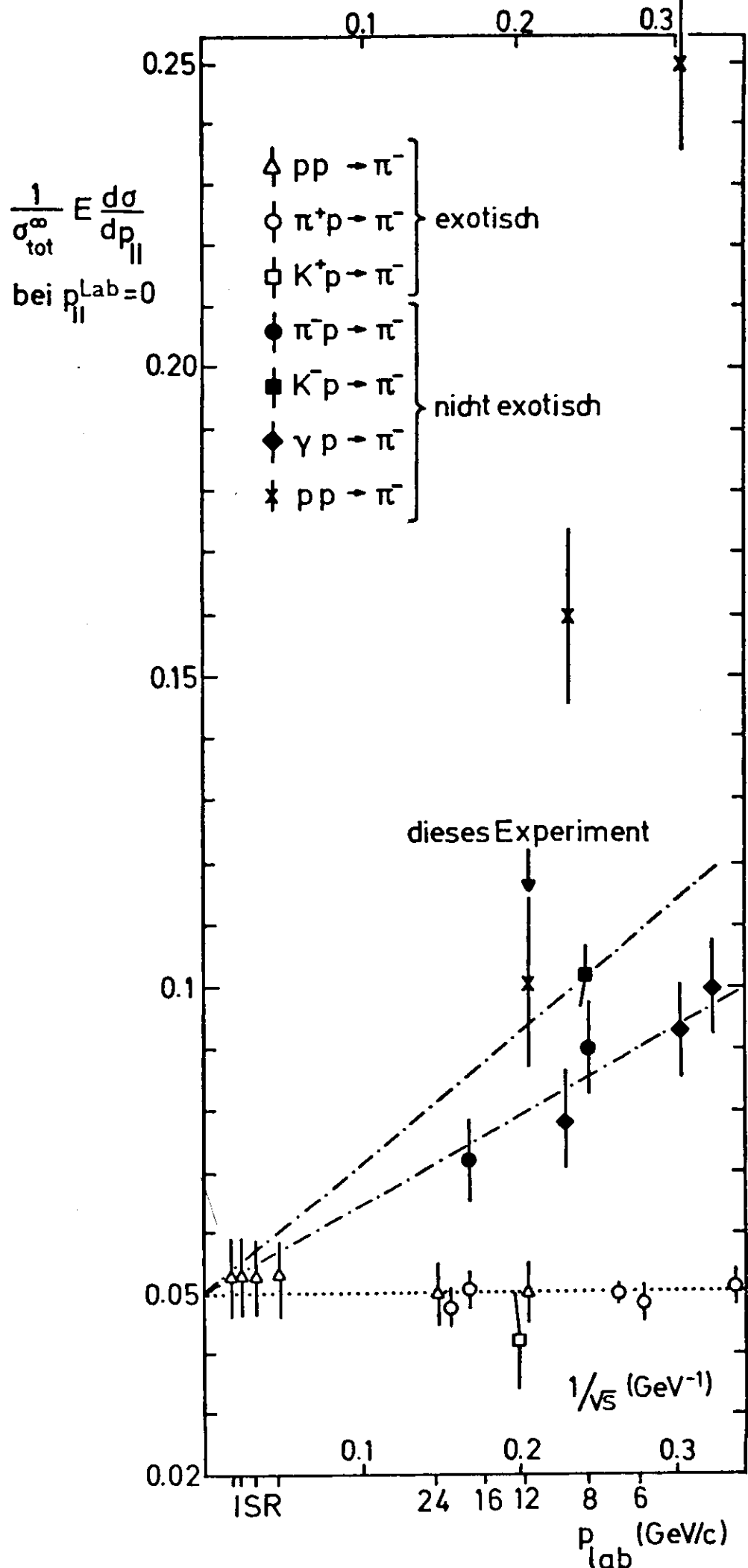
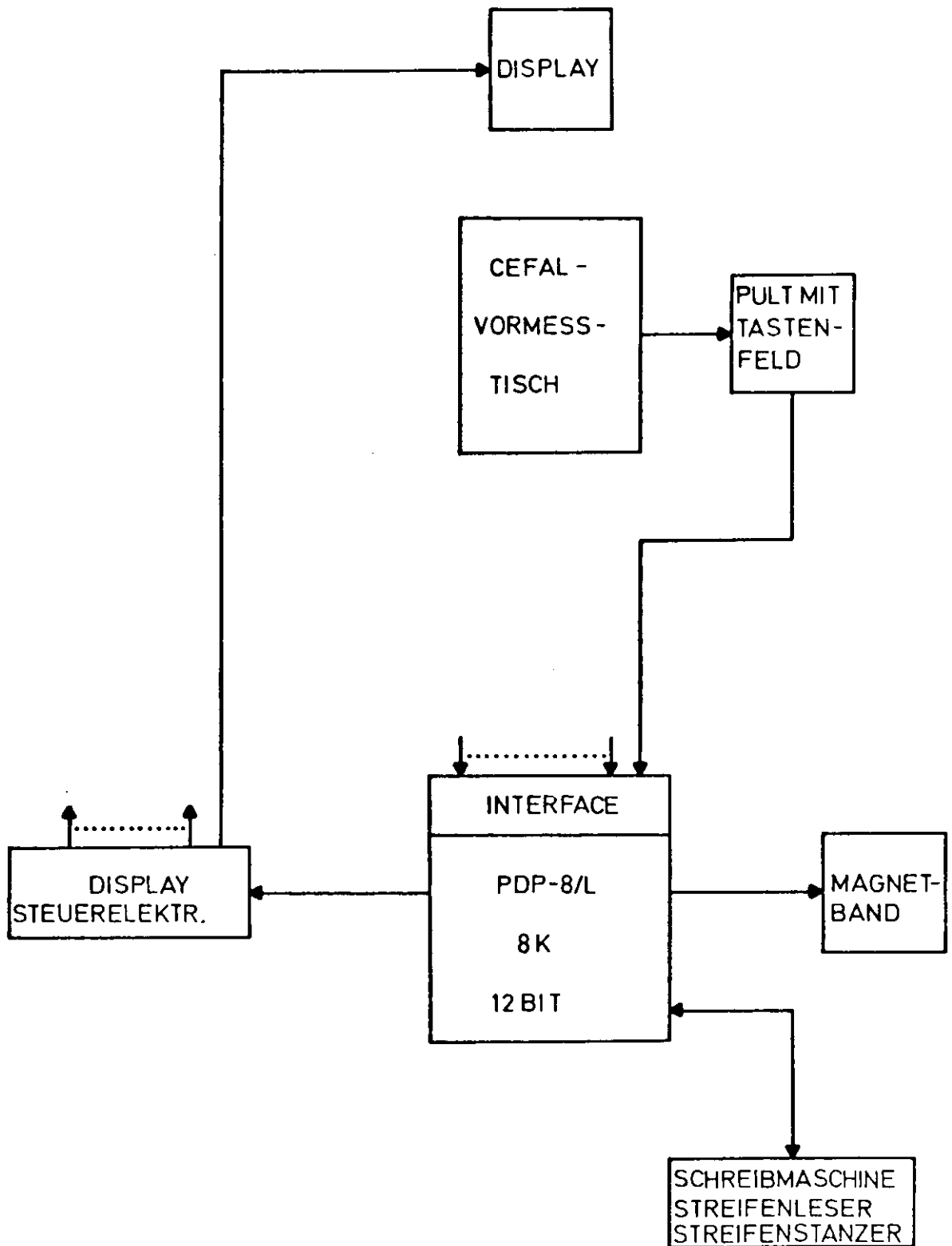
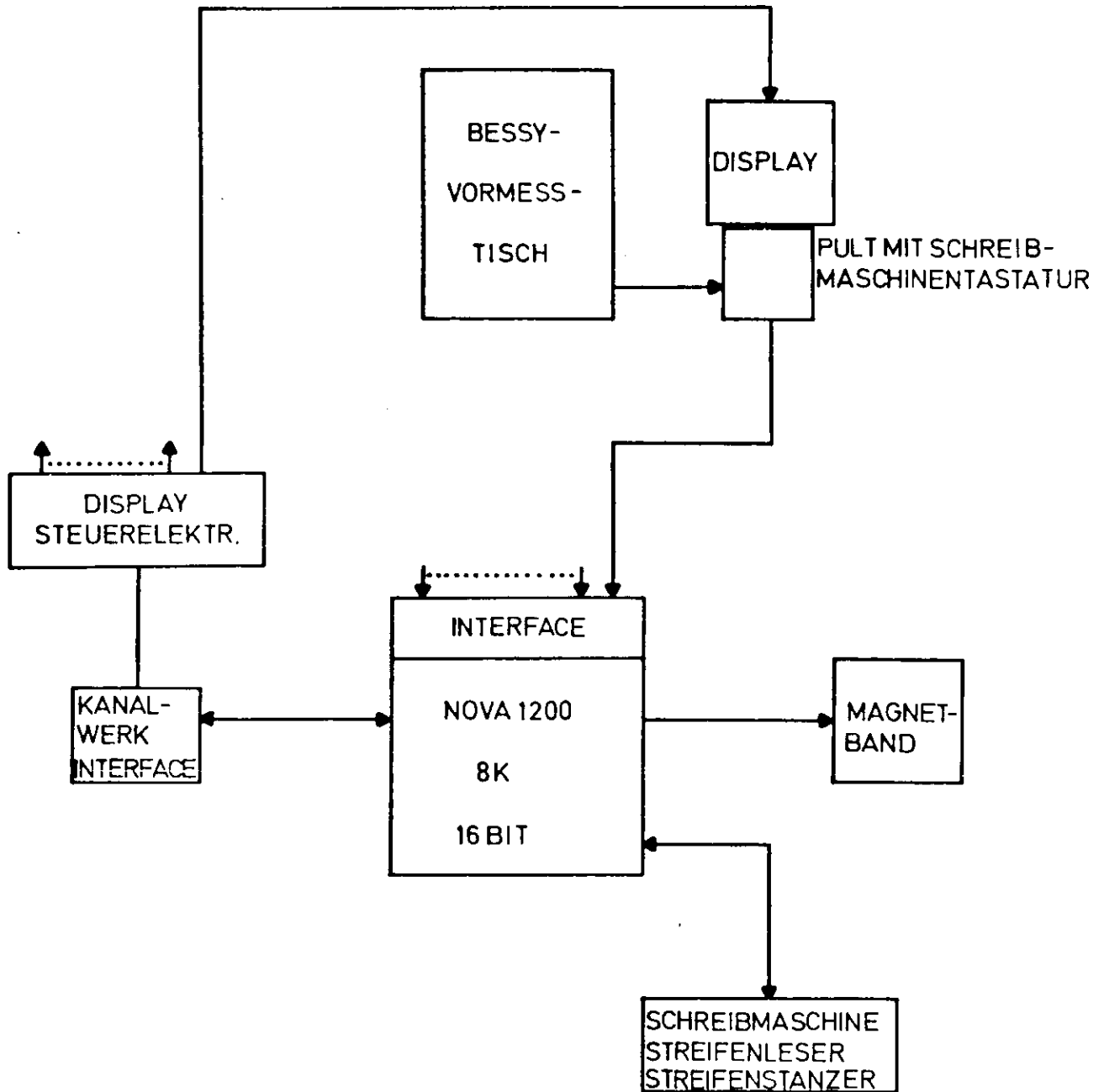


Abb. 24



BLOCKSCHALTBILD: ALTE VORMESSANLAGE

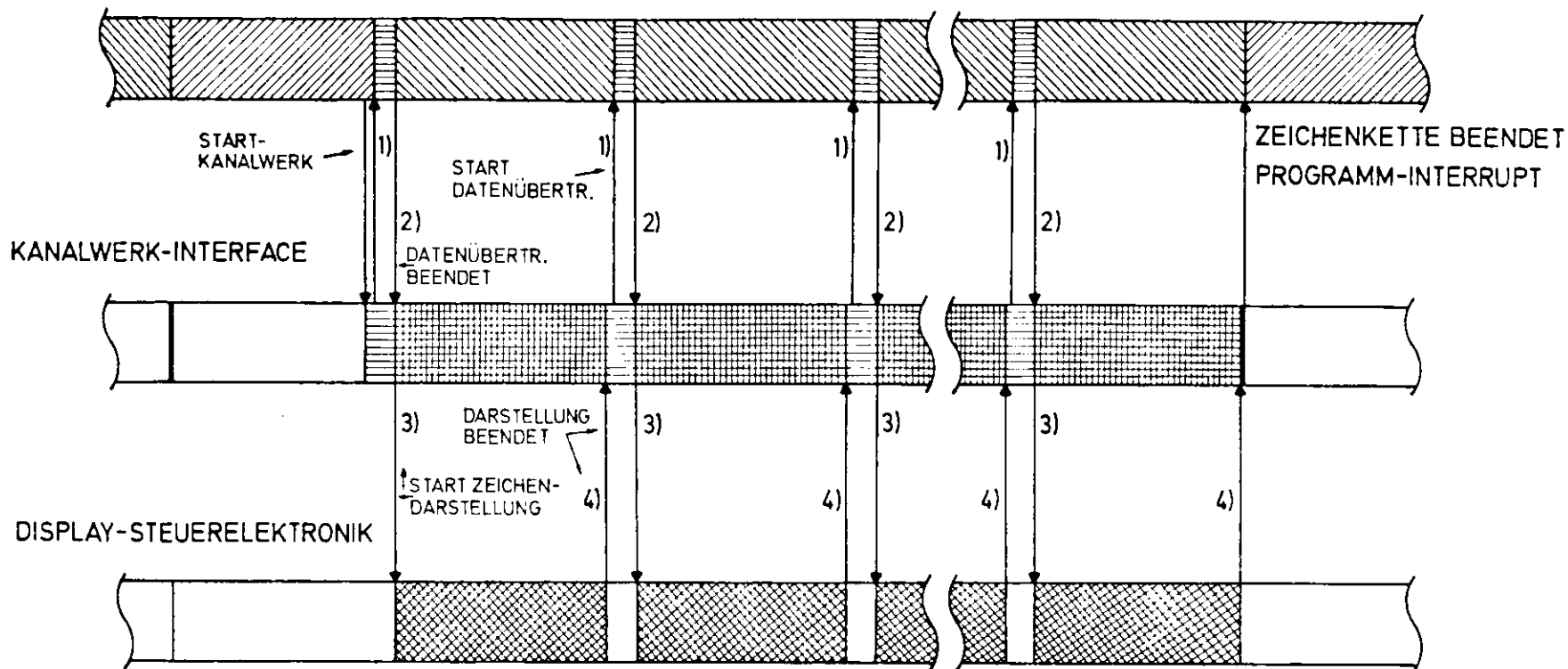
Abb. 25 a)










BLOCKSCHALTBILD: ENTWURF DER NEUEN VORMESSANLAGE

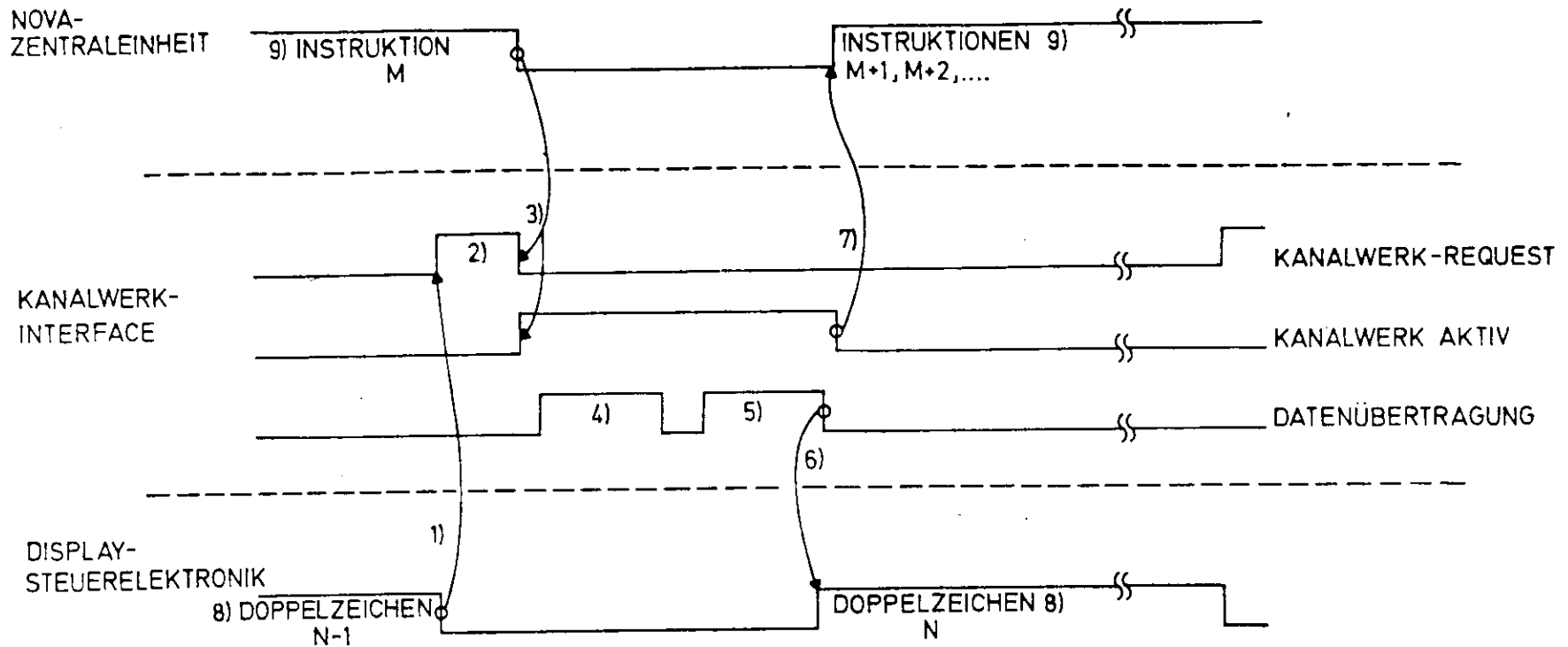
Abb.25b)

NOVA-ZENTRALEINHEIT



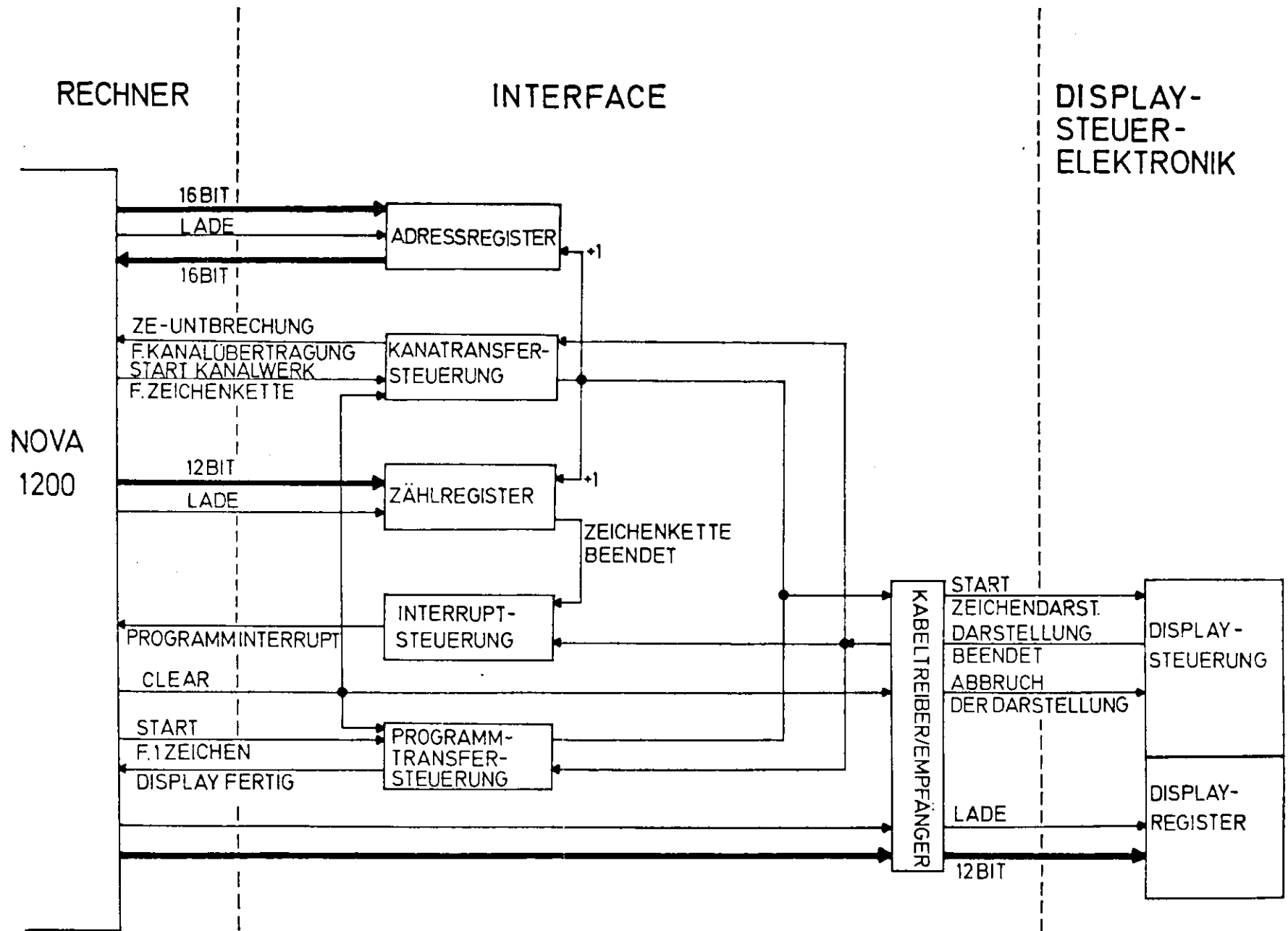
-  STATION IM RUHESTAND
-  HAUPTPROGRAMM
-  PROGRAMM-INTERRUPT VOM KANALWERK
-  KANALÜBERTRAGUNGSZYKLUS
-  KANALWERK IM WARTEZUSTAND
-  ZEICHENDARSTELLUNG AUF DEM DISPLAY
-  INTERRUPT-REQUEST

ZEITDIAGRAMM: DARSTELLUNG EINES DISPLAYPUFFER



- 1) DOPPELZEICHEN N-1 BEENDET, ANFORDERUNG (REQUEST) DER NÄCHSTEN KANALÜBERTRAGUNG
- 2) WARTEN AUF BEENDIGUNG DER INSTRUKTION M (0-3.1 μ s)
- 3) ENDE DER INSTRUKTION, BEGINN DER KANALÜBERTRAGUNG
- 4) ÜBERTRAGUNG DER SPEICHERADRESSE A AUS DEM ADRESSREGISTER ZUR ZENTRALEINHEIT (0.35 μ s)
- 5) ÜBERTRAGUNG DES SPEICHERWORTS IN A ZUM DISPLAY-REGISTER (0.35 μ s)
- 6) START DER DARSTELLUNG DES DOPPELZEICHENS N, ERHÖHUNG DER REGISTERINHALTE (ADRESSREG., ZÄHLREG.) UM 1
- 7) ENDE DES ÜBERTRAGUNGSZYKLUS, FORTSETZUNG DES PROGRAMMS MIT DER INSTRUKTION M+1
- 8) ZEICHENDARSTELLUNG (TYPISCHE ZEIT: 130 μ s)
- 9) PROGRAMM, INSTRUKTIONSDAUER 1.5 BIS 3.1 μ s

ZEITDIAGRAMM: KANALÜBERTRAGUNG



BLOCKSCHALTBILD DES INTERFACES MIT SIGNALEN UND DATENFLUSS.

Danksagungen

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

Für die zahlreichen Hilfen und nützlichen Hinweise danke ich Herrn Dr. V. Blobel und Herrn Dr. P. Söding.

Mein besonderer Dank gilt Herrn D. Gall und Frau M. Penna, die mir durch vielseitige Unterstützung und gute Zusammenarbeit bei der Auswertung des $\bar{p}p$ -Experimentes die Anfertigung dieser Arbeit sehr erleichtert haben.

Für die gründliche Anleitung und die zahlreichen wertvollen Ratschläge beim Bau des Display-Interfaces möchte ich Herrn H. Heller besonders danken, dessen Initiative und bereitwillige Unterstützung mir diesen Teil der Arbeit ermöglicht hat.

Herrn Dr. B.W. Hellwig und Herrn D. Hundhammer danke ich für anregende Diskussionen und vielseitige Hilfe.

Allen an der Auswertung des Experiments beteiligten Mitarbeitern danke ich für ihre Arbeit.

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

