

Interner Bericht
DESY F1-73/9
Mai 1973

DESY-Bibliothek
17. JULI 1973

Bestimmung von Doppelresonanz-Wirkungsquerschnitten
und Suche nach exotischen Resonanzen in πp -Experimenten in Blasenkammern

von

Klaus Wacker

Bestimmung von Doppelresonanz-Wirkungsquerschnitten und Suche nach exotischen
Resonanzen in πp -Experimenten in Blasenkammern

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereiches Physik der Universität Hamburg

von
Klaus Wacker

Hamburg 1973

Teil II: Suche nach exotischen Resonanzen im π^+ p-Experiment bei

<u>11.7 GeV/c</u>	20
4.1 Einleitung	20
4.2 Experimentelles Vorgehen	21
4.3 Der $p\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kanal	24
4.4 Der $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal	25
4.5 Der $\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-n$ -Kanal	26
4.6 Der $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal	28
4.7 Der $\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal	29
4.8 Schlußfolgerungen	31
Anhang A	32
Anhang B	34
Literaturverzeichnis	36
Danksagungen	39
Tabellen	40
Abbildungen	

Inhaltsverzeichnis

<u>0. Einleitung und Zusammenfassung</u>	1
Teil I: <u>Bestimmung von $\Delta\rho$- und Δf-Wirkungsquerschnitten in drei πp-Experimenten</u>	3
<u>1. $\pi^+ p$ bei 11.7 GeV/c Eingangsimpuls</u>	3
1.1 Das Experiment	3
1.2 Überblick über die Massenverteilungen	4
1.3 Longitudinal- und Transversalimpulse	5
1.4 Trennung der Reaktionen	6
1.5 Bestimmung der Doppelresonanz-Wirkungsquerschnitte	7
1.6 Ergebnisse	9
1.7 Korrektur der Wirkungsquerschnitte	10
<u>2. $\pi^- p$ bei 11.2 GeV/c Eingangsimpuls</u>	11
2.1 Das Experiment	11
2.2 Übersicht über die Massenverteilungen	12
2.3 Bestimmung der Doppelresonanz-Wirkungsquerschnitte	13
2.4 Korrektur der Wirkungsquerschnitte	15
2.5 Vergleich mit dem 11.7 GeV/c- π^+ -Experiment	15
<u>3. $\pi^+ p$ bei 4 GeV/c Eingangsimpuls</u>	16
3.1 Das Experiment	16
3.2 Überblick über die Massenverteilungen	17
3.3 Bestimmung des Δ^{++} und ρ^0 -Wirkungsquerschnitts	18
3.4 Vergleich mit anderen Experimenten	19

0. Einleitung und Zusammenfassung

Im Rahmen systematischer Untersuchungen von Pion-Proton-Wechselwirkungen am CERN-Protonensynchrotron mit Blaskammern sind am hiesigen Institut 3 Experimente in Kollaboration mit anderen Instituten durchgeführt worden, und zwar π^+p bei 11.7 GeV/c, π^-p bei 11.2 GeV/c und π^+p bei 4 GeV/c Eingangsimpuls.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte der Doppelresonanzproduktionsprozesse $\pi p \rightarrow \Delta p$ und $\pi p \rightarrow \Delta f$ in den Endzuständen mit 4 geladenen Teilchen der 3 Experimente untersucht. Beim π^+p -Experiment bei 11.7 GeV/c handelt es sich im wesentlichen um eine Wiederholung der von H. Nagel (NAG 71) durchgeführten Untersuchung bei höherer Statistik. Wesentliche Punkte der Methode sind die weitgehende Modellunabhängigkeit hinsichtlich der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Viererimpulsübertrag t sowie die Trennung der verschiedenen, zum gleichen Endzustand beitragenden Reaktionen mit Hilfe der Variablen des longitudinalen Phasenraumes. Außerdem wurde der mögliche Einfluß von Interferenzeffekten untersucht.

Als Gesamtwirkungsquerschnitte finden wir

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\rho^0) = (268 \pm 28) \mu\text{b}$$

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}f) = (103 \pm 13) \mu\text{b}$$

(Sämtliche Wirkungsquerschnitte sind nicht auf neutrale Zerfälle korrigiert.) Weiter finden wir, daß sich die t -Abhängigkeit beider Wirkungsquerschnitte gut durch ein Matrixelement proportional zum Pion-Propagator beschreiben läßt, wie es vom Ein-Pion-Austausch-Modell vorhergesagt wird (WOL 69). Die $\Delta^{++}f$ -Produktion läßt sich auch durch eine Proportionalität zu $\exp((8.3 \pm 1.2) \text{ GeV}^{-2} t)$ beschreiben.

Beim π^-p -Experiment, bei dem die Doppelresonanzproduktion aus Gründen der Isospininvarianz einen um eine Größenordnung kleineren Wirkungsquerschnitt hat, erweist sich die Trennung der Reaktionen mit Hilfe der Longitudinalimpulse als besonders nützlich. Die Wirkungsquerschnitte sind hier

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \Delta^0\rho^0) = (39.2 \pm 8.3) \mu\text{b}$$

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \Delta^0f^c) = (5.2 \pm 3.9) \mu\text{b}$$

Eine modellunabhängige Analyse der t -Abhängigkeit war hier nicht möglich.

Im π^+p -Experiment bei 4 GeV/c finden wir einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\rho^0) = (963 \pm 104) \mu\text{b}$$

mit einer t -Abhängigkeit, die sich gut durch ein Matrixelement proportional am Pion-Propagator oder auch zu $\exp((12.4 \pm 1.1)\text{GeV}^{-2} t)$ beschreiben läßt. Die $\Delta^{++}f$ -Produktion wurde hier nicht näher untersucht, da wir mit unserer Methode wegen ungünstiger Kinematik kein besseres Ergebnis als das einer früheren Untersuchung (ABB 65) bekommen hätten.

Im zweiten Teil beschreiben wir die systematische Suche nach exotischen Resonanzen, d.h. nach Zuständen, die im Rahmen eines einfachen Quarkmodells verboten sind, im 11.7 GeV/c- π^+p -Experiment. Wir können im allgemeinen obere Grenzen für Produktionswirkungsquerschnitte von 2- oder 3-fach positive geladenen Meson- oder 3-fach positiv geladenen Baryonresonanzen von bis zu 120 MeV Breite in den einzelnen Kanälen bei 8 bis 40 μb setzen. Mit Hilfe der Analyse des longitudinalen Phasenraumes können wir für mögliche peripher produzierte Resonanzen diese Grenzen noch um eine Größenordnung geringer setzen. Als möglichen Resonanzeffekt beobachten wir ein Maximum von 4.5 Standardabweichungen in den $(\pi^+\pi^+)$ -Massenverteilungen der beiden "nofit"-Kanäle $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-X^0$ und $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^+\pi^-X^0$ bei 700 MeV mit einer Breite von 30 - 60 MeV.

Teil I: Bestimmungen von $\Delta\rho$ - und Δf -Wirkungsquerschnitten in drei πp -Experimenten

1. $\pi^+ p$ bei 11.7 GeV/c Eingangsimpuls

1.1 Das Experiment

Im Juli 1967 und Februar 1968 wurde die 2m-Wasserstoffblasenkammer am CERN-Protonensynchrotron einem Strahl von positiven Pionen von 11.7 GeV/c Impuls ausgesetzt. Die Strahlführung und -separation von anderen positiv geladenen Hadronen (K^+ und p) wird in der Dissertation von H. Nagel (NAG 71) beschrieben, eine Beschreibung des Aufbaus der Blaskammer findet sich in der Diplomarbeit von G. Drews (DRE 67).

Die dabei gemachten etwa 200 000 Bilder wurden zur Auswertung an die Mitglieder der das Experiment durchführenden Kollaboration von 5 Labors in Durham, Genua, Hamburg, Mailand und Saclay verteilt. Die Filme wurden gemustert und Ereignisse mit 2 und 4 auslaufenden Spuren ohne sichtbare Zerfälle seltsamer Teilchen wurden ausgemessen und räumlich und kinematisch rekonstruiert. Bei 4-Stern-Ereignissen wurde untersucht, ob sich Energie- und Impulserhaltungssatz erfüllen lassen, wenn die Reaktionen

$$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (1.1.1)$$

$$\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (1.1.2)$$

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- n \quad (1.1.3)$$

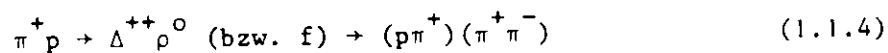
als Hypothesen zugrunde gelegt werden (die Reaktionen 1.1.1 und 1.1.2 können je drei Hypothesen für die möglichen Zuordnungen des Protons zu einer der drei positiven Spuren liefern, falls nicht die bei Impulsen bis zu etwa 1.2 bis 1.5 GeV/c unterschiedliche Ionisationsstärke von n und p eine Entscheidung möglich macht). Einzelheiten dazu finden sich in der Diplomarbeit von E. Bassler (BAS 69) und in NAG 71.

Zum Zeitpunkt dieser Untersuchung standen 8312 Ereignisse des Reaktionskanals (1.1.1) zur Verfügung,* entsprechend einem Wirkungsquerschnitt von

* Wir haben mit der später zur Verfügung stehenden endgültigen Zahl von 9471 Ereignissen das im folgenden beschriebene Verfahren nicht wiederholt, da sich die statistischen Fehler nur um 7 % verbessert hätten. Anhand der Verteilungen invarianter Massen und Impulsüberträge wurde überprüft, daß sich keine systematische Änderung ergeben hätte.

(1.45 ± 0.15) mb. Wenn es mehr als eine Hypothese 1.1.1 mit unterschiedlicher Zuordnung des Protons gab, wurde dabei diejenige mit dem kleineren χ^2 gewählt; bei Ambiguitäten mit den Hypothesen 1.1.2 und 1.1.3 wurde die Hypothese 1.1.1 gewählt. In BAS 69 wird gezeigt, daß die Verseuchung durch andere Reaktionskanäle kleiner als 1 % ist.

Der Endzustand 1.1.1 ist, abgesehen von einer Drehung um die Strahlachse, durch 7 unabhängige Variable kinematisch festgelegt. Die zweckmäßige Wahl dieser Variablen hängt von der zu untersuchenden Reaktion ab, für den Doppelresonanzprozess



benutzen wir m_1 , die Masse des $(p\pi^+)$ -Systems, m_2 , die Masse des $(\pi^+ \pi^-)$ -Systems, t , das Quadrat des Viererimpulsübertrages $(p_{\pi^+} - p_{(\pi^+ \pi^-)})^2$, und je einen Azimut- und Polarwinkel der Zerfallsprodukte in den Ruhesystemen der Resonanzen, wobei die Orientierung der Bezugsachsen noch verschieden gewählt werden kann.

Eine gleichzeitige Untersuchung aller 7 Variablen ist nahezu unmöglich, da die Zahl der zu bestimmenden Parameter unübersehbar wird, denn bei jedem zum Endzustand beitragenden Prozess müssen z.B. alle Spinorientierungen und die Interferenzen mit allen anderen Prozessen berücksichtigt werden. Dabei wird über gewisse Variable integriert und ein Verlust an Information in Kauf genommen. Wir integrieren über die 4 Zerfallswinkel und verlieren dadurch Information über Drehimpulse.

Um zu untersuchen, welche Resonanzen im Endzustand 1.1.1 enthalten sind, integriert man über 6 Variable und sieht sich die Verteilung der effektiven Masse einer Teilchenkombination an. Dieses Verfahren wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.

1.2. Überblick über die Massenverteilungen

Abb. 1.2.1 zeigt die Verteilung der effektiven Massen der 2 $(p\pi^+)$ -Kombinationen jedes Ereignisses. Man erkennt starke $\Delta^{++}(1236)^*$ -Produktion sowie eine Anhäufung zwischen 3 und 4 GeV/c, die durch $(p\pi_A^+)$ -Kombinationen von

* Nomenklatur siehe PDG 72

Ereignissen erzeugt wird, deren andere $(p\pi_B^+)$ -Kombination im $\Delta(1236)$ -Gebiet liegt. Dies bestätigt sich, wenn man die beiden π^+ nach dem Quadrat des Viererimpulsübertrages $t_{\pi^+} = (p_{\pi^+ \text{ ein}} - p_{\pi^+ \text{ aus}})^2$ zwischen ein- und auslaufendem Pion unterscheidet. Im folgenden wird das positive Pion mit dem kleineren $|t_{\pi^+}|$ das "schnelle" π^+ oder π_S^+ genannt, das andere "langsam" oder π_L^+ . Die Verteilung der $(p\pi_S^+)$ -Masse ist in Abb. 1.2.1 schraffiert eingezeichnet, dort gibt es fast kein Δ^{++} mehr. Abb. 1.2.2 zeigt die langsame Kombination, darin ist außer dem $\Delta(1236)$ auch eine Andeutung von $\Delta(1950)$ sichtbar. Die Abb. 1.2.3 und 1.2.4 zeigen die $(\pi_S^+\pi^-)$ - und die $(\pi_L^+\pi^-)$ -Masse. Man sieht in beiden Kombinationen ein starkes $\rho^0(765)$, dazu in Abb. 1.2.3 $f(1260)$ und Anzeichen für $g^0(1660)$.

Abb. 1.2.5 zeigt die $(\pi^+\pi^+\pi^-)$ -Masse. Hier zeigen sich Anhäufungen, die durch die Resonanzen $A_1(1070)$, $A_2(1310)$ und $A_3(1640)$ verursacht werden. Nähere Untersuchungen hierzu finden sich in der Dissertation von E. Bassler (BAS 72). Die $(p\pi^-)$ -Massenverteilung (Abb. 1.2.6) läßt Δ^0 -Produktion erkennen sowie eine Anhäufung zwischen 1.3 und 1.7 GeV/c, die auf Produktion von Nukleonresonanzen hinweist. Solche beobachten wir auch im $(p\pi_L^+\pi^-)$ -Massenhistogramm (Abb. 1.2.7), nicht dagegen in der $(p\pi_S^+\pi^-)$ -Masse. Ebenfalls keine Resonanzproduktion sehen wir in der $(\pi^+\pi^+)$ - und der $(p\pi^+\pi^+)$ -Masse (s. Teil II).

1.3. Longitudinal- und Transversalimpulse

Die Abb. 1.3.1 - 1.3.4 zeigen die Verteilungen des Longitudinalimpulses p_L , d.i. die Projektion des Impulses im Schwerpunktsystem (CMS) auf die Richtung des einfallenden Teilchens, und des Transversalimpulses, d.i. der Betrag der dazu senkrechten Komponente des Impulses im CMS. Die Halbkreise in den Streudiagrammen sind die kinematischen Grenzen. Wir sehen, daß der Transversalimpuls bei allen Teilchen auf etwa 1 GeV/c beschränkt ist. Diese Beobachtung, die in allen hadronischen Experimenten gemacht wird, nahm L. Van Hove zum Anlaß, die Longitudinalimpulse als wesentliche kinematische Variable zu betrachten (VHO 69). Sie spannen die "longitudinalen Phasenraum" (LPS - engl. "longitudinal phase space") auf.

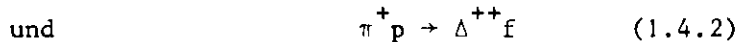
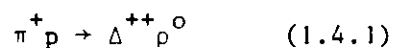
Die p_L -Verteilung der 4 Teilchen zeigt im Gegensatz zu p_T charakteristische Unterschiede. p und π_S^+ haben Maxima in Rückwärts- bzw. Vorwärtsrichtung,

während π_L^+ und π^- um die Mitte verteilt sind. Dies deutet darauf hin, daß wir in p und π_S^+ oder in Massenkombinationen, die diese Teilchen enthalten, im wesentlichen die Eingangsteilchen im Ausgangszustand wiedererkennen.

1.4. Trennung der Reaktionen

Das eben gesagte legt es nahe, Ereignisse nach der Richtung des Longitudinalimpulses der auslaufenden Teilchen zu klassifizieren. Wir ordnen dazu jedem Ereignis eine vierstellige Zahl zu, so daß jedem der 4 Teilchen $p\pi_S^+\pi_L^+\pi^-$ in dieser Reihenfolge eine Stelle entspricht, deren Wert 1 ist, wenn das Teilchen positives p_L hat, sonst 0. Also hat zum Beispiel ein Ereignis, bei dem p und π_L^+ nach hinten mit π_S^+ und π^- nach vorne gehen, den p_L -Code 0101. Tabelle 1.4.1 enthält die Anzahl der Ereignisse in den 14 Klassen (die Zahlen 0000 und 1111 sind wegen der Impulserhaltung verboten). Jeder dieser Klassen läßt sich ein Austauschgraph zuordnen, der ein sehr vereinfachtes Modell eines Streuprozesses darstellt, dessen Endzustand bevorzugt im entsprechenden Gebiet des longitudinalen Phasenraums liegen würde. Abb. 1.4.1 zeigt die 7 Graphen, bei denen kein Baryon ausgetauscht wird.

In den Abbildungen 1.4.2 und 1.4.3 ist die Masse des $(p\pi_L^+)$ -Systems gegen die $(\pi_S^+\pi^-)$ -Masse aufgetragen, und zwar einmal für alle Ereignisse, das andere Mal für das kinematische Gebiet 0101. Man sieht bereits in Abb. 1.4.2, daß die Produktion der Resonanzen Δ und ρ bzw. f stark korreliert ist, d.h. daß die Prozesse



auftreten. Durch die Auswahl der Ereignisse in Abb. 1.4.3 wird eine wesentliche Reduzierung des Untergrundes erreicht, während die Prozesse (1) und (2) weiterhin deutlich hervortreten.

In die Abbildungen 1.2.4 bis 1.2.7 sind schraffiert die entsprechenden Massenverteilungen für das Gebiet 0101 eingetragen. Wir sehen, daß hier die Resonanzen nahezu verschwunden sind, lediglich das A3 und die höheren Isobare sind noch merklich vertreten.

Die Abb. 1.4.4 zeigt die Verteilung von t für alle Ereignisse und schraffiert für das Gebiet 101.

1.5 Bestimmung der Doppelresonanzwirkungsquerschnitte

Das im folgenden beschriebene Verfahren wurde von H. Nagel in seiner Dissertation (NAG 71) angegeben.

Um über die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes σ von t keine Modellannahmen machen zu müssen, werden die Ereignisse in so kleine t -Intervalle aufgeteilt, daß darin $\frac{d\sigma}{dt}$ als konstant angesehen werden kann. Da dann jeweils nur noch wenige Ereignisse zur Verfügung stehen, ist es nötig, eine Menge von Ereignissen zu benutzen, die die Reaktionen (4.1) und (4.2) möglichst rein enthält, das ist das Gebiet 0101. Anschließend wird unter Benutzung der in diesem Gebiet gefundenen t -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitt in den anderen Gebieten bestimmt.

Außer den Reaktionen (4.1) und (4.2) werden noch die Reaktionen

$$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}(1236) \pi^+ \pi^- \quad (1.5.1)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1950) \pi^+ \pi^- \quad (1.5.2)$$

$$\rightarrow p \pi^+ \rho^0 \quad (1.5.3)$$

$$\rightarrow p \pi^+ f \quad (1.5.4)$$

$$\rightarrow p \pi^+ g^0 \quad (1.5.5)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1950) f \quad (1.5.6)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1236) g^0 \quad (1.5.7)$$

$$\rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (1.5.8)$$

berücksichtigt. Dabei wird angenommen, daß die restliche noch vorhandene Resonanzproduktion in anderen Massenkombinationen keinen Beitrag zu den Doppelresonanzprozessen liefert, sondern nur die Prozesse 1-5 und 8 beeinflußt.

Weiter wird angenommen, daß keine Interferenzen auftreten, d.h. daß sich der Wirkungsquerschnitt schreiben läßt als

$$\sigma = \sum_{i=1}^{10} \sigma_i \quad (1.5.9)$$

(σ_i = Wirkungsquerschnitt des i -ten Prozesses). Diese Annahme ist sicher unter den folgenden drei Bedingungen richtig:

- Den verschiedenen Prozessen entsprechen verschiedene Spinzustände des $(p\pi_L^+)$ - und des $(\pi_S^+\pi^-)$ -Systems (das impliziert, daß die Zerfallswinkelverteilungen der beiden Systeme nicht korreliert sind).
- Nichtresonante Prozesse können dabei mehrere Spins enthalten, jedoch im Bereich einer Resonanz keinen Anteil mit dem Spin dieser Resonanz.
- Es wird über die Zerfallswinkel integriert.

Die erste Bedingung gilt z.B. für einen Ein-Teilchen-Austauschprozess (Abb.1.4.1e). Die zweite Bedingung läßt sich bejahen, falls Ein-Pion-Austausch vorliegt und die resonanten Partialwellen der elastischen πp bzw. $\pi\pi$ -Streuung keinen Untergrundanteil aufweisen. Das gilt für $\Delta(1236)$ (PDG 72) und $\rho(765)$ (PRO 72). Die dritte Voraussetzung ist wegen der Schnitte in den longitudinalimpulsen nicht ganz erfüllt. Im Anhang A werden die Auswirkungen näher untersucht; danach sind für Δ^{++0} keine nennenswerten Effekte zu erwarten, während die Interferenz zwischen dem f und dem Untergrund, abhängig von Annahmen über den Untergrund, verschieden stark sein kann.

Die Berechtigung von Gl.9 läßt sich also nicht beweisen. Diese Annahme nicht zu machen, würde aber dazu führen, daß man einen von allen 7 unabhängigen Variablen abhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen hätte. Nach Gl.9 ist also

$$d^3\sigma(m_1, m_2, t) = \sum_{i=1}^{10} |T_i(m_1, m_2, t)|^2 d^3R_4(m_1, m_2, t) \quad (1.5.10)$$

d^3R_4 ist das Volumenelement des 4-Teilchen-Phasenraumes (NYB 69, Gl.3.77).

Für das Quadrat des Matrixelementes nehmen wir an, daß es sich faktorisieren läßt, also

$$|T_i(m_1, m_2, t)|^2 = f_i^1(m_1) f_i^2(m_2) f_i^3(t) \cdot \alpha_i \cdot \frac{\int d^3\sigma}{\int f_i^1 f_i^2 f_i^3 d^3R_4} \quad (1.5.11)$$

Der letzte Term ist eine Normierungskonstante, die so gewählt ist, daß α_i der Anteil des i -ten Prozesses am Gesamtwirkungsquerschnitt $\int d^3\sigma$ ist. Die Integration erfolgt über ein Gebiet des Phasenraumes, das durch die t -Intervallgrenzen und die p_L -Schnitte begrenzt wird. Die Funktionen f_i^1 bzw. f_i^2 sind Breit-Wignerfunktionen, falls in Reaktion i in der Masse m_1 bzw. m_2 eine Resonanz auftritt,

sonst Konstanten. Die verwendeten Resonanzparameter und ρ -Funktionen sind in Tabelle 1.5.1 aufgeführt. Die Funktion f^3 wird zunächst als konstant innerhalb eines t -Intervalls angesehen.

In (10) eingesetzt und durch $\int d^3\sigma$ dividiert ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsdichte

$$\frac{d^3W}{dm_1 dm_2 dt}(m_1, m_2, t) = \sum_i \alpha_i \frac{f_i^1(m_1) f_i^2(m_2) f_i^3(t) R_4(m_1, m_2, t)}{\int f_i^1 f_i^2 f_i^3 d^3 R_4} \quad 1.5.12$$

Die Parameter α_i werden nun nach der Methode der "maximum likelihood" mit der Einschränkung $\sum_i \alpha_i = 1$ so bestimmt, daß die Wahrscheinlichkeit, die experimentellen Ereignisse zu beobachten, das ist

$$L = \prod_{j=1}^N \frac{d^3W}{dm_1 dm_2 dt}(m_1^j, m_2^j, t^j) \quad 1.5.13$$

mit N : Anzahl der Ereignisse

m_1^j, m_2^j, t^j : Meßwerte des j -ten Ereignisses

maximal wird. Das Programm "SOLVE" (MOO 65) wurde dazu benutzt, den Logarithmus von L zu maximalisieren. Die Normierungsintegrale in (12) wurden mit der Monte-Carlo-Methode nach dem "Importance Sampling"-Verfahren bestimmt (JAM 68).

1.6 Ergebnisse

Tabelle 1.6.1 und Abb. 1.6.1 enthalten die Ergebnisse der Anpassung in den t -Intervallen für die Prozesse (4.1) und (4.2). Der gesamte Wirkungsquerschnitt im Gebiet 0101 ist

$$\sigma_{0101}(\Delta^{++} \rho^0) = (249 \pm 27) \mu\text{b} \quad (1.6.1)$$

$$\sigma_{0101}(\Delta^{++} f^+) = (48.6 \pm 6.8) \mu\text{b} \quad (1.6.2)$$

Um die Güte der Anpassung beurteilen zu können, wurden gemäß den gefundenen Parametern Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, deren zweidimensionale Massenverteilung mittels eines χ^2 -Tests mit der experimentellen Verteilung verglichen

wurde (s. Tab. 1.6.1). Der Test fällt nur bei einigen Intervallen mit großem $|t|$ ungünstig aus, wo aber wegen der Länge der Intervalle die Hypothese $f^3(t) = \text{const.}$ nicht mehr so gut erfüllt ist. In Abb. 1.6.2 sind die Zahlen der Ereignisse für die Prozesse 4.1 und 4.2 dividiert durch das Normierungsintegral aufgetragen, diese Größe ist proportional zu $f^3(t)$. Im Ein-Pion-Austausch-Modell (WOL 69) wird die wesentliche t -Abhängigkeit durch den "Pion-Propagator" $1/(t - \mu^2)^2$ gegeben (μ = Masse des Pions). Diese Kurve ist in Abb. 1.6.2 eingezeichnet, wobei eine Proportionalitätskonstante angepaßt wurde. Wir können beim $\Delta^{++}\rho^0$ im t -Bereich von -0.015 bis -0.40 GeV^2 eine befriedigende Übereinstimmung zwischen der Kurve und den Meßpunkten feststellen. Die Abweichungen außerhalb dieses Bereiches brauchen nicht signifikant zu sein. Das Ergebnis im ersten t -Intervall beruht auf nur 37 experimentellen Ereignissen, auch sind dort die Normierungsintegrale ungenauer bestimmt. In den beiden letzten Intervallen ist die Anpassungswahrscheinlichkeit gering. Beim $\Delta^{++}f$ ist die Übereinstimmung gut, wegen der großen Fehler lassen sich aber andere mögliche Funktionen nicht ausschließen.

Wir haben auch versucht, den Verlauf von $f^3(t)$ durch eine Funktion der Form e^{At} zu beschreiben. Beim $\Delta^{++}\rho^0$ fanden wir, daß das A stark vom t -Bereich abhängt; für den Bereich von -0.015 bis -0.11 GeV^2 erhielten wir einen Wert von $A = (28.4 \pm 2.1) \text{ GeV}^{-2}$ bei 62 % Anpassungswahrscheinlichkeit, dagegen ergab sich für -0.015 bis -0.17 GeV^2 bei 1 % Wahrscheinlichkeit $A = (22.0 \pm 1.3) \text{ GeV}^{-2}$. Das $\Delta^{++}f$ -Ergebnis läßt sich bis -0.5 GeV^2 gut (61 %) durch ein $A = (8.3 \pm 1.2) \text{ GeV}^{-2}$ beschreiben.

1.7 Korrektur der Wirkungsquerschnitte

Die in 1.6 angegebenen Wirkungsquerschnitte sind noch durch die Beiträge zu korrigieren, die die Reaktionen 4.1 und 4.2 zu anderen Gebieten des longitudinalen Phasenraumes liefert.

Im Gebiet 0111 und in Gebieten mit Vorwärts-Proton ist kein Δ^{++} sichtbar, wir berücksichtigen sie daher nicht. Monte-Carlo-Rechnungen zeigten, daß der dadurch gemachte Fehler kleiner als 2.5 % ist.

Die Gebiete 0010, 0100 und 0110 werden zusammengefaßt. Um den Einfluß von Reflexionen aus anderen Massenkombinationen klein zu halten, werden nur Ereignisse

mit $M(p\pi_L^+) < 2 \text{ GeV}$ und $M(\pi_S^+\pi^-) < 2.5 \text{ GeV}$ berücksichtigt (Abb. 1.7.1).

Ebenso fassen wir die Gebiete 0001 und 0011 zusammen und stellen die Bedingungen $M(p\pi_L^+) < 2 \text{ GeV}$ und $M(\pi_S^+\pi^-) < 2 \text{ GeV}$ (Abb. 1.7.2).

In den zusammengefaßten Gebieten bestimmen wir nach dem beschriebenen Verfahren die Wirkungsquerschnitte, wobei wir eine t -Abhängigkeit proportional zum Pion-Propagator annehmen. Die korrigierten Gesamtwirkungsquerschnitte ergeben sich dann als

$$\begin{aligned}\sigma(\Delta^{++}\rho^0) &= (268 \pm 28) \mu\text{b} \\ \sigma(\Delta^{++}f) &= (103 \pm 13) \mu\text{b}.\end{aligned}$$

Es fallen danach also $(93 \pm 1.2)\%$ von Reaktion 4.1 und $(47 \pm 3.5)\%$ von Reaktion 4.2 in das Gebiet 0101. Dieses Ergebnis kann mit Monte-Carlo-Rechnungen überprüft werden: Dazu wurden künstliche $\Delta\rho^-$ und Δf -Ereignisse erzeugt und die Resonanzen mit der experimentellen Winkelverteilung zerfallen gelassen. (Die Zerfallswinkelverteilung im Jackson-System wurde durch eine Reihe von Kugelflächenfunktionen $Y_m^l(\theta, \phi)$ bis zum Grade $l_{\text{max}} = 2L$ dargestellt, L ist der Bahndrehimpuls der Zerfallsprodukte. Die Entwicklungskoeffizienten wurden aus NAG 71 entnommen.) Es ergibt sich ein Anteil von 94.2 % bzw. 54.5 % im Gebiet 0101. Da bei der Monte-Carlo-Erzeugung Interferenzen nicht berücksichtigt wurden, sehen wir diese Zahlen als Bestätigung dafür an, daß auch im Experiment keine starken Interferenzen auftreten (siehe auch Anhang A).

2. π^-p bei 11.2 GeV/c Eingangsimpuls

2.1 Das Experiment

Im Mai 1965 wurde die 1.50 m-Wasserstoffblasenkammer beim CERN einem Strahl negativer Pionen mit 11.2 GeV/c Impuls ausgesetzt und es wurden 130 000 Bilder genommen. Im Oktober 1965 wurden noch einmal 90 000 Aufnahmen an der 2m-Blasenkammer mit dem gleichen Strahlimpuls gemacht. Die Durchführung und Auswertung des Experiments erfolgte in einer Kollaboration der Institute in Genua, Hamburg, Mailand und Saclay. Eine Beschreibung von Experiment und Auswertung findet sich in der Dissertation von P. von Handel (HAN 69).

Für diese Untersuchung standen 3401 Ereignisse der Reaktion



zur Verfügung, entsprechend einem Wirkungsquerschnitt von (1.14 ± 0.11) mb. Da die Reaktion (2.1.1) sich nur im Ladungszustand der Teilchen und geringfügig im Eingangsimpuls von der Reaktion (1.1.1) unterscheidet, erwartet man auch hier $\Delta\rho$ - und Δf -Doppelresonanzproduktion. Zwei Punkte erschweren allerdings die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts (abgesehen von der geringeren Zahl von Ereignissen für Reaktion (2.1.1)):

- Er sollte auf Grund der Isospininvarianz um einen Faktor 9 kleiner sein (Dabei wird Produktion über einen Austauschprozess analog zu Abb. 1.4.1e mit Austausch eines Isospin-1-Teilchens angenommen und der nicht sichtbare Zerfall $\Delta^0 \rightarrow n \pi^0$ berücksichtigt).
- In der $(p \pi^-)$ -Massenkombination treten nicht nur Δ^- , sondern auch N^{*-} -Resonanzen auf.

2.2 Übersicht über die Massenverteilungen

Hier soll anhand der Verteilungen der effektiven Massen untersucht werden, welche Resonanzproduktionsprozesse zum Endzustand 2.1.1 beitragen. Die beiden gleichgeladenen Pionen werden nach dem gleichen Kriterium unterschieden wie im π^+ -Experiment.

In folgenden Massenkombinationen sehen wir Resonanzproduktion:

- Das $(\pi^-_S \pi^+)$ -Histogramm (Abb. 2.2.1) zeigt Produktion von $\rho^0(765)$ und $f(1260)$. Vorhandensein von $g^0(1660)$ ist nicht auszuschließen.
- In der $(p \pi^-_L)$ -Massenverteilung (Abb. 2.2.2) gibt es $\Delta^0(1236)$ sowie zwei Maxima bei ca. 1.5 und 1.7 GeV. Ob diese durch einzelne Resonanzen wie etwa das $N^{*}(1470)$ oder $N^{*}(1670)$ oder durch mehrere dicht beieinanderliegende erzeugt werden, ließe sich nur durch eine Partialwellenanalyse entscheiden.
- Im $(p \pi^+)$ -Massenhistogramm (Abb. 2.2.3) gibt es ein starkes $\Delta^{++}(1236)$, das ca. 30 % des Gesamtwirkungsquerschnitts ausmacht (Abschätzung unter Benutzung einer empirischen Resonanzkurve aus Streuphasenanalysen (DRE 71)).

- Die $(p\pi_L^-\pi^+)$ Massenverteilung (Abb. 2.2.4) zeigt zwei Maxima bei etwa 1.5 und 1.7 GeV, die auf Produktion höherer Isobare hindeuten.
- In der $(\pi^-\pi^-\pi^+)$ -Masse (Abb. 2.2.5) sehen wir die Resonanzen $A1^-(1070)$, $A2^-(1310)$ und $A3^-(1640)$, wobei A1 und A2 nicht klar getrennt sind.
- Die $(\pi_L^+\pi^+)$ -Verteilung (Abb. 2.2.6) zeigt $\rho^0(765)$ - und $f(1260)$ -Produktion, jedoch weniger stark als in Abb. 2.2.1. Die Anhäufung bei kleinen Massen läßt sich als Reflexion des Zerfalls $A1^-(\text{oder } A2^-) \rightarrow \rho^0\pi_L^-$, $\rho^0 \rightarrow \pi_S^-\pi^+$ deuten.

Keine auffälligen Strukturen sehen wir in den Massenkombinationen $(\pi^-\pi^-)$, $(p\pi_S^-)$, $(p\pi_S^-\pi^+)$ und $(p\pi^-\pi^-)$ (nicht gezeigt).

Aus den Beobachtungen ergibt sich, daß eine Untersuchung der $\Delta^0\rho^0$ -Produktion nur nach vorheriger Abtrennung anderer Kanäle Erfolg verspricht. Wir benutzen dazu Schnitte im Longitudinalimpuls (Eine Analyse des longitudinalen Phasenraums in diesem Experiment findet sich in KIT 70).^{*} Das uns interessierende Gebiet, in dem Proton und π_L^- negatives und π_S^- und π^+ positives p_L haben, wird wieder 101 genannt. Die Abb. 2.2.1 - 2.2.6 enthalten schraffiert die entsprechenden Verteilungen der Ereignisse dieses Gebietes. Es zeigt sich, daß die Resonanzstrukturen in den Abb. 2.2.3 - 2.2.6 nahezu oder ganz verschwinden, während besonders in der $(\pi_S^-\pi^+)$ -Masse eine deutliche Reduktion des Untergrundes beobachtet wird. In Abb. 2.2.7 ist die zweidimensionale Verteilung von $(\pi_S^-\pi^+)$ -Masse und $(p\pi_L^-)$ -Masse für das Gebiet 101 aufgetragen. Wir sehen eine Anhäufung von Ereignissen im $\Delta^0\rho^0$ -Überlappungsgebiet und auch Anzeichen für Δ^0f -Erzeugung, aber auch ρ - und f -Produktion außerhalb des Δ -Bereiches, d.h. zusammen mit höheren Isobaren oder mit unkorrelierter $p\pi^-$ -Erzeugung.

2.3 Bestimmung der Doppelresonanzwirkungsquerschnitte

Es wird das in 1.5 beschriebene "maximum-likelihood"-Verfahren benutzt und auf die Ereignisse des Gebiets 101 angewendet. Da die Zahl der Ereignisse nicht ausreicht, um eine in t differentielle Analyse durchzuführen, wird das Ergebnis $f^3(t) = 1/(t-\mu^2)^2$ aus dem 11.7 GeV/c- π^+ -Experiment übernommen. Der Verlauf der $p\pi^-$ -Massenverteilung oberhalb der Δ -Resonanz ließ sich nicht durch ein peripheres Phasenraumverhalten erklären, daher wurde das Vorhandensein von Nukleon-Resonanzen angenommen, die durch nichtrelativistische Breit-Wigner-

* Die Benennung der Gebiete des LPS und die Aufteilung der Ereignisse auf diese geht aus Tabelle 2.2.1 hervor.

Funktionen mit den in PDG 72 angegebenen Parametern von $N'(1470)$ und $N(1670)$ beschrieben wurden.

Es wurden also folgende Reaktionen berücksichtigt:

$$\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0 \quad (2.3.1)$$

$$\rightarrow \Delta^0 f \quad (2.3.2)$$

$$\rightarrow \Delta^0 \pi^+ \pi^- \quad (2.3.3)$$

$$\rightarrow N'(1470) \pi^+ \pi^- \quad (2.3.4)$$

$$\rightarrow N(1670) \pi^+ \pi^- \quad (2.3.5)$$

$$\rightarrow p \pi^- \rho^0 \quad (2.3.6)$$

$$\rightarrow p \pi^- f \quad (2.3.7)$$

$$\rightarrow N'(1470) \rho^0 \quad (2.3.8)$$

$$\rightarrow N'(1470) f \quad (2.3.9)$$

$$\rightarrow N(1670) \rho^0 \quad (2.3.10)$$

$$\rightarrow N(1670) f \quad (2.3.11)$$

Weiter wurden zunächst auch Prozesse, die das g -Meson enthalten, sowie die unkorrelierte Erzeugung aller 4 Teilchen berücksichtigt, deren Anteil ergab sich jedoch zu Null.

Als Breite wurde beim $N(1670)$ ein Wert von 150 MeV benutzt, der Wert für das $N'(1470)$ wurde zwischen 200 und 300 MeV variiert. Die Ergebnisse für den $\Delta\rho$ - und den Δf -Wirkungsquerschnitt variierten dabei nur innerhalb der vom Programm SOLVE berechneten Anpassungsfehler. Die gemittelten Werte sind:

$$\sigma_{101}(\Delta^0 \rho^0) = (39.2 \pm 8.3) \mu\text{b} \quad (2.3.12)$$

$$\sigma_{101}(\Delta^0 f) = (5.2 \pm 3.9) \mu\text{b} \quad (2.3.13)$$

(nicht korrigiert auf die neutralen Zerfälle von Δ^0 und f). Die angegebenen Fehler enthalten den Anpassungsfehler, die Streuung der verschiedenen Ergebnisse sowie den Fehler des Gesamtwirkungsquerschnitts.

Um die Annahme über die t -Abhängigkeit zu überprüfen, zeigt Abb. 2.3.1 das experimentelle $|t|$ -Histogramm für das Gebiet 101 und als Kurve das Ergebnis der Anpassung. Wir sehen, daß der ungefähre Verlauf richtig wiedergegeben wird,

daß aber bei kleinen $|t|$ die Kurve zu hoch und bei etwas höheren Werten zu niedrig liegt. Als Ursache kommen dafür Reaktionen in Frage, die nicht über Ein-Pion-Austausch ablaufen und durch den EPS-Schnitt nicht vollständig abgetrennt wurden.

2.4 Korrektur der Wirkungsquerschnitte

Da die $\Delta\rho$ - und die Δf -Erzeugung in diesem Experiment von untergeordneter Bedeutung ist (4 % vom Kanalwirkungsquerschnitt im Gegensatz zu 26 % beim π^+ -Experiment), erschien eine Korrektur durch Anpassung auch in den anderen Gebieten wie in Abschnitt 1.7 beschrieben als aussichtslos. Daher wurden folgende 2 Methoden angewandt:

- Korrektur im gleichen Verhältnis wie beim π^+ -Experiment, denn die Verluste durch die Schnitte sind ein rein kinematischer Effekt, der bei der nahezu gleichen Energie die nahezu gleiche Größe hat.
- Es werden, wie im letzten Absatz von 1.7 beschrieben, Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, deren Aufteilung auf die verschiedenen Gebiete zur Korrektur benutzt wird. Danach fallen 94 % der $\Delta\rho^0$ - und 52 % der Δf -Ereignisse in das Gebiet 101.

Beide Verfahren lieferten sehr ähnliche Ergebnisse, die Differenzen wurden in die Fehlerrechnung einbezogen. Es ergibt sich

$$\sigma(\Delta\rho^0) = (41.9 \pm 9.5) \mu\text{b} \quad (2.4.1)$$

$$\sigma(\Delta f) = (10.3 \pm 9.3) \mu\text{b}. \quad (2.4.2)$$

2.5 Vergleich mit dem 11.7 GeV/c- π^+ -Experiment

Für einen Vergleich der Werte dieses Experiments mit denen des π^+ -Experiments eignen sich die unkorrigierten Wirkungsquerschnitte am besten, da die Korrekturen nahezu gleich sind und dieselben Fehlerquellen haben.

Multipliziert mit dem in 2.1 erwähnten Isospinfaktor von $\frac{1}{9}$ ergeben die Werte (1.6.1) und (1.6.2) eine Vorhersage von $(27.7 \pm 3.0) \mu\text{b}$ bzw. $(5.40 \pm 0.75) \mu\text{b}$ für das π^+ -Experiment. Verglichen mit den Werten $(39.2 \pm 8.3) \mu\text{b}$ (2.3.12) bzw. $(5.2 \pm 3.9) \mu\text{b}$ (2.3.13) erhalten wir beim Δf eine sehr gute Übereinstimmung, während sich die $\Delta\rho$ -Zahlen um 1.3 Standardabweichungen unterscheiden. Diese

Differenz verringert sich auf 0.9 Standardabweichungen, wenn wir eine Abhängigkeit des $\Delta\rho$ -Wirkungsquerschnitts vom Strahlimpuls im Laborsystem p_{Lab} der Form p_{Lab}^{-n} mit $n = 1.5$ (HER 72) annehmen, es ergibt sich dann einer Vorhersage von $(31.2 \pm 3.4) \mu\text{b}$.

3. π^+p bei 4 GeV/c Eingangsimpuls

3.1 Das Experiment

Am CERN-Protonensynchrotron wurde die 81cm-Wasserstoffblasenkammer aus Saclay mit positiven Pionen von 4 GeV/c Impuls beschossen und es wurden etwa 70 000 Bilder gemacht. Darauf wurden 6655 Ereignisse mit 4 auslaufenden Spuren gefunden, von denen 2072, entsprechend einem Wirkungsquerschnitt von 3.09 mb, der Reaktion



entstammten und für diese Untersuchung zur Verfügung standen. Experiment und Auswertung wurden in einer Kollaboration der Institute in Aachen, Berlin Birmingham, Bonn, Hamburg, London (Imperial College) und München durchgeführt. Eine Übersicht über die Ergebnisse des Experiments findet sich in ABB 65.

Dort wird auch ein Wirkungsquerschnitt von $(0.6 \pm 0.2) \text{ mb}$ für $\Delta^{++}\rho^0$ Erzeugung angegeben. Es erschien sinnvoll, diesen verhältnismäßig ungenauen Wert mit der in Abschnitt 1.5 angegebenen Methode noch einmal zu bestimmen und auch die t -Abhängigkeit dieses Prozesses zu untersuchen.

Folgende Unterschiede zum 11.7 GeV/c- π^+ -Experiment erschweren dieses:

- Es gibt weniger Ereignisse für Reaktion (1)
- Die Unterscheidung zwischen den beiden π^+ wird schwieriger
- Schnitte zur Trennung von Reaktionsmechanismen sind schwierig, da das kinematisch erlaubte Gebiet des Phasenraumes kleiner ist und sich die Bereiche stark überlappen. Insbesondere ist eine LPS-Analyse sinnlos, da die Transversalimpulsverteilungen bis an die kinematische Grenze von 1.2 GeV/c heranreichen.

3.2 Überblick über die Massenverteilungen

Es hat sich trotzdem als am günstigsten erwiesen, die beiden positiven Pionen nach ihrem Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem zu unterscheiden, darauf beziehen sich in diesem Kapitel die Bezeichnungen "schnell" (π_S^+) und "langsam" (π_L^+). Dies wird durch die Verteilung der effektiven Massen von ($p\pi_L^+$) (Abb. 3.2.1) und ($p\pi_S^+$) (Abb. 3.2.2) gerechtfertigt. Wir sehen, daß sich nahezu die ganze $\Delta^{++}(1236)$ -Produktion, die etwa 60 % des Wirkungsquerschnitts ausmacht (ABB 65), in der ($p\pi_L^+$)-Kombination findet. Auch gibt es in der ($\pi_S^+\pi^-$)-Massenverteilung (Abb. 3.2.3) wesentlich mehr $\rho^0(765)$ als in der ($\pi_L^+\pi^-$)-Masse (Abb. 3.2.4). In Abb. 3.2.3 ist außerdem noch f-Produktion zu beobachten.

In folgenden weiteren Massenkombinationen gibt es Resonanzen:

- In der ($\pi^+\pi^+\pi^-$)-Kombination gibt es $A1^+(1070)$ und $A2^+(1310)$ (Diese Resonanzen zeigen sich deutlicher durch Einschränkung auf Ereignisse, die ein ρ^0 enthalten, aber kein Δ^{++} , s. ABB 65.)
- In der ($p\pi_L^+\pi^-$)-Massenverteilung (Abb. 3.2.6) gibt es Maxima bei 1500 und 1700 MeV, die auf höhere Isobare zurückzuführen sind.
- In der ($p\pi^-$)-Masse (Abb. 3.2.7) gibt es $\Delta^0(1236)$ -Produktion.

Keine auffälligen Strukturen gibt es in den Kombinationen ($\pi^+\pi^+$), ($p\pi_S^+\pi^-$) und ($p\pi^+\pi^+$) (nicht gezeigt).

In Abb. 3.2.8 ist die zweidimensionale Verteilung der ($p\pi_L^+$)-Masse gegen die ($\pi_S^+\pi^-$)-Masse aufgetragen. Wir sehen eine starke Anhäufung im $\Delta^{++}\rho^0$ -Gebiet und auch $\Delta^{++}f$. Zum Vergleich ist in Abb. 3.2.9 die ($p\pi_S^+$)-Masse gegen die ($\pi_L^+\pi^-$)-Masse aufgetragen. Das $\Delta\rho$ -Gebiet zeigt hier fast keine Struktur, während Δf durchaus vorhanden sein kann.

Monte-Carlo-Rechnungen zeigten, daß bei etwa 4 % der $\Delta\rho$ -Ereignisse das positive Pion falsch zugeordnet wurde, dagegen war dies bei 40 % der Δf -Ereignisse der Fall. Da die Lage der Doppelresonanz-Ereignisse im Massendiagramm der "falschen" Kombination von t und den Zerfallswinkeln abhängt, ist es nicht möglich, beide Zuordnungen der π^+ bei der Anpassung des Wirkungsquerschnitts zu berücksichtigen, denn dann müßten entweder weitgehende Modellannahmen über die Verteilung von t und den Zerfallswinkeln gemacht werden, die zu unkontrollierbaren systematischen Fehlern führen, oder es müßte eine Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von allen 7 unabhängigen Variablen gemacht werden, über

deren Schwierigkeit in 1.1 gesprochen wurde. Daher wird hier auf eine Untersuchung des Δf -Wirkungsquerschnittes verzichtet. Zur Untersuchung der $\Delta\rho$ -Produktion dagegen genügt es, wie sowohl der Vergleich der Abb. 3.2.8 und 3.2.9 als auch die Monte-Carlo-Rechnungen zeigen, nur eine Kombination zu berücksichtigen.

3.3 Bestimmung des $\Delta^{++}\rho^0$ -Wirkungsquerschnittes

Die Ereignisse der Reaktion 3.1.1 wurden in 11 Intervalle des Viererimpulsübertrages t (Verteilung s. Abb. 3.3.1) zwischen dem einlaufenden π^+ und dem auslaufenden $(\pi_S^+\pi^-)$ -System eingeteilt, die je zwischen 100 (bei kleinen $|t|$) und 500 (bei großen $|t|$) Ereignisse enthalten. Darauf wurde das in 1.5 beschriebene "maximum likelihood"-Verfahren angewandt.

Da die t -Intervalle wegen der geringen Gesamtzahl von Ereignissen verhältnismäßig lang sind, könnte die Annahme $f^3(t) = \text{const.}$ zu einer Verfälschung führen, daher wird innerhalb jedes Intervalls $f^3(t) = 1/(t-\mu^2)^2$ gesetzt. Das ist auch dann besser, wenn der Pion-Propagator nur eine grobe Näherung darstellt; über den wirklichen Verlauf von $f^3(t)$ über mehrere Intervalle wird dadurch nichts vorweggenommen.

Folgende Prozesse wurden berücksichtigt:

$$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}(1236) \rho^0(765) \quad (3.3.1)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1236) f(1260) \quad (3.3.2)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1950) \rho^0(765) \quad (3.3.3)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1236) \pi^+\pi^- \quad (3.3.4)$$

$$\rightarrow \Delta^{++}(1950) \pi^+\pi^- \quad (3.3.5)$$

$$\rightarrow p\pi^+ \rho^0(765) \quad (3.3.6)$$

$$\rightarrow p\pi^+ f(1260) \quad (3.3.7)$$

$$\rightarrow p\pi^+ \pi^+\pi^- \quad (3.3.8)$$

Dabei wird angenommen, daß die Resonanzen in anderen Teilchenkombinationen und die Δf -Ereignisse mit falsch zugeordnetem π^+ nur Beiträge zu den Reaktionen 3.3.4 bis 3.3.8 leisten und nicht zur am ausgeprägtesten strukturierten Reaktion 3.3.1.

Die Ergebnisse zeigen sich in Tabelle 3.3.1 und den Abb. 3.3.2 und 3.3.3. Der Gesamtwirkungsquerschnitt von Reaktion (3.3.1) ist

$$\sigma(\Delta^{++}\rho^0) = (963 \pm 104) \mu\text{b} \quad (3.3.9)$$

In Tabelle 3.3.1 sind unter anderem die Ergebnisse der χ^2 -Tests in den zwei-dimensionalen Massenverteilungen von $(p\pi_L^+)$ und $(\pi_S^+\pi^-)$ aufgeführt. Das Ergebnis des letzten t-Intervalls ist schlecht, dort sind die Einflüsse von Reflexionen anderer Resonanzen und von falsch zugeordneten π^+ am stärksten.

In Abb. 3.3.3 ist eine zu $f^3(t)$ proportionale Größe dargestellt, die sich durch Division des gemessenen Wirkungsquerschnittes durch das Phasenraumintegral ergibt. Ebenfalls ist dort der Verlauf des Pion-Propagators eingezeichnet, wobei eine Proportionalitätskonstante nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt wurde. Wir sehen, daß es möglich ist, den Verlauf von $f^3(t)$ durch diese Kurve zu beschreiben.

Um dies zu bestätigen, wurde die Anpassung der Wirkungsquerschnitte noch einmal mit allen Ereignissen zusammen durchgeführt, wobei eine t-Abhängigkeit proportional zu $1/(t-\mu^2)^2$ angenommen wurde. Dabei ergab sich innerhalb der Fehler das gleiche Resultat wie in 3.3.9 angeführt.

Wir können den Verlauf von $f^3(t)$ bis $t = -0.5 \text{ GeV}^2$ auch durch eine Funktion der Form e^{At} mit $A = (12.4 \pm 1.1) \text{ GeV}^{-2}$ beschreiben.

3.4 Vergleich mit anderen Experimenten

Wir haben die in dieser Arbeit bestimmten 3 $\Delta\rho$ -Wirkungsquerschnitte zusammen mit den Ergebnissen anderer Experimente in Abb. 3.4.1 gegen den Eingangsimpuls im Laborsystem aufgetragen. Die π^-p -Daten beziehen sich auf die rechte Skala, die gegenüber der linken π^+p -Skala um den Isospinfaktor 9 verschoben ist, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen.

Wir finden, daß sich die π^-p -Ergebnisse gut in den Verlauf der π^+p -Werte einfügen. Dies gilt besonders für die Punkte bei 3.7 und 11.2 GeV/c, während der 7 GeV/c-Wert etwas abweicht. Diese Diskrepanz ist jedoch nicht stärker als die zwischen einigen π^+p -Punkten bei ähnlichen Energien untereinander, die wesentlich darauf zurückzuführen sind, daß verschiedene Autoren verschiedene, nicht modellunabhängige Analyseverfahren benutzt haben.

Teil II: Suche nach exotischen Resonanzen

4.1 Einleitung

Die 1964 von Zweig (ZWE 64) und Gell-Mann (GEL 64) aufgestellte These, daß die Elementarteilchen (einschließlich der Resonanzen) sich so verhalten, als seien sie aus den drei hypothetischen "Quarks" p , n und λ und ihren Antiteilchen aufgebaut, ist bis jetzt unwiderlegt geblieben.

Genauer sagt dieses Quarkmodell, daß Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark und daß Baryonen aus drei Quarks bestehen sowie daß die Transformationseigenschaften der Quarkzustände durch die $SU(3)$ -Algebra beschrieben werden (SCH 68, WEI 66). Die p - und n -Quarks haben die Seltsamkeit 0 und bilden ein Isospin-Dublett, während das λ -Quark ein Isosinglett ist und die Seltsamkeit -1 hat. Daraus folgen Auswahlregeln für den Isospin und die Seltsamkeit der nach den obigen Regeln aus Quarks aufgebauten Teilchen. So muß z.B. der Isospin von Mesonen kleiner als oder gleich 1 sein, da sie aus Quark und Antiquark bestehen, deren Isospin höchstens $\frac{1}{2}$ ist. Daher sind mehrfach geladene, nicht-seltsame Mesonen nach diesen Regeln verboten. Analog ergibt sich, daß der Isospin von nicht-seltsamen Baryonen kleiner als oder gleich $\frac{3}{2}$ ist, so daß drei- oder mehrfach positiv und zwei- oder mehrfach negativ geladene Baryonen nicht vorkommen dürfen. Teilchen, die diese Auswahlregeln verletzen, werden "exotisch" genannt.*

Die Abwesenheit exotischer Teilchen ist eine der Hauptstützen für das Quarkmodell. Obwohl seither mehrfach über Evidenz für das Auftreten exotischer Resonanzen berichtet wurde (ROS 70), konnte diese i.A. nicht durch andere Experimente bestätigt werden, so daß es bis heute keine exotische Resonanz gibt, deren Existenz gesichert ist (PDG 72, ROS 70, ROS 68).

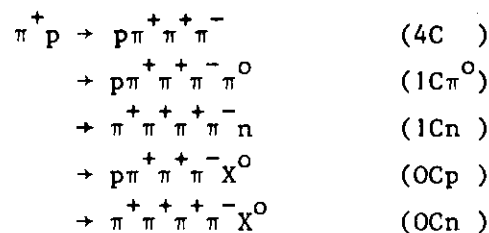
Hier soll die systematische Suche nach exotischen Resonanzen in den Ereignissen mit 4 geladenen auslaufenden Teilchen des in Abschnitt 1.1 beschriebenen π^+p -Experiments dargestellt werden.

* Genauer: exotisch I. Art. Teilchen, die andere Folgerungen aus dem Quarkmodell verletzen, werden ebenfalls exotisch genannt.

4.2 Experimentelles Vorgehen

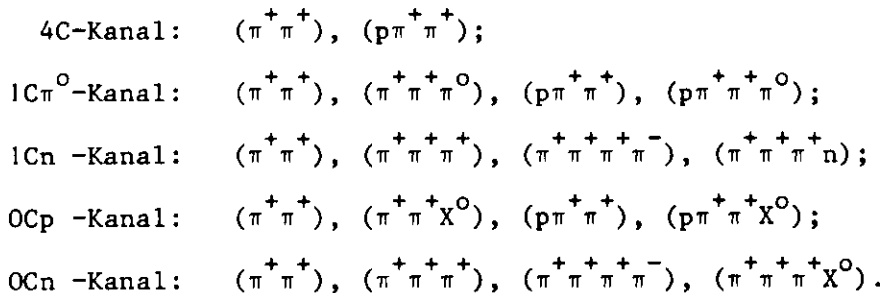
Außer den in 1.1 genannten Reaktionskanälen mit kinematischen Zwangsbedingungen ("fit"-Kanäle) gibt es noch die Möglichkeit, daß mehr als ein neutrales Teilchen erzeugt wurde. Es ist dann nur möglich, den Gesamtviererimpuls des Systems neutraler Teilchen (X^0) aus den gemessenen Impulsen und der Energie-Impuls-Erhaltung zu berechnen; kinematische Zwangsbedingungen gibt es nicht ("nofit"-Kanäle).

Damit stehen diese 5 Reaktionskanäle zur Verfügung:



(Die Bezeichnung der Kanäle enthält die Zahl der Zwangsbedingungen und, falls das nicht eindeutig ist, ein charakteristisches Teilchen des Endzustandes. Man beachte, daß das X^0 im 0Cn-Kanal ein Neutron enthalten muß.)

Folgende darin enthaltene Teilchenkombinationen haben exotische Quantenzahlen:



Es werden nun die Häufigkeitsverteilungen der effektiven Massen dieser Kombinationen untersucht. Generell finden wir, daß diese weniger strukturiert sind als vergleichbare, nicht exotische Massenverteilungen. Die Form der Verteilungen läßt sich qualitativ durch Phasenraumkurven wie in Abb. 4.2.1 (aus SKJ 64) beschrieben. Eine quantitative Beschreibung durch das statistische Modell ist jedoch wegen der Reflexionen nicht exotischer Resonanzen nicht möglich.

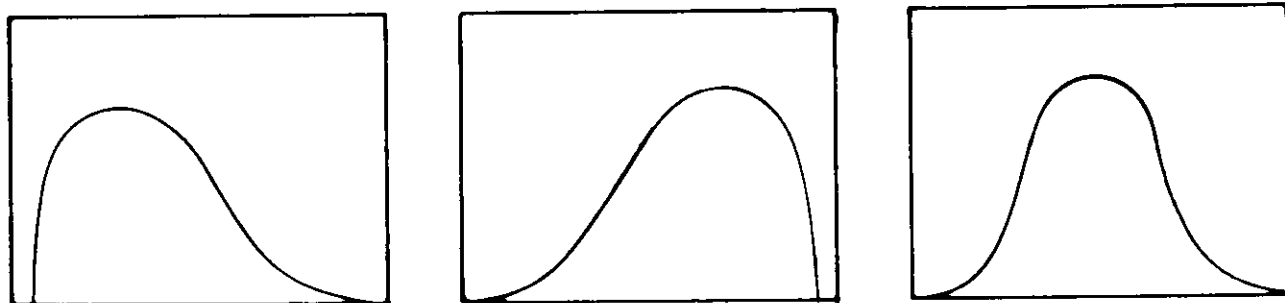


Abb. 4.2.1

Phasenraumverhalten einer K-Teilchen-Massenkombination aus einem n-Teilchen-Endzustand.

- a) $K = 2, n \geq 4$ b) $K = n-1, n \geq 4$ c) $3 \leq K \leq n-2, n \geq 5$

Wir machen über den Verlauf eine Massenverteilung, die keine Resonanzen enthält, lediglich die Annahme, daß er glatt ist, und beschreiben ihn daher durch ein Polynom $p(m)$ niedriger Ordnung.

Die Koeffizienten werden durch Anpassung des Polynoms an die experimentelle Verteilung mit Hilfe des Programms MLFIT (BLO 71) so bestimmt, daß die Likelihood-Funktion

$$L = \prod_{i=1}^N P(p(m_i), n_i) \quad (4.2.1)$$

maximal wird. Dabei ist N die Zahl der Histogrammzellen und P ist die Poissonverteilung, die die Wahrscheinlichkeit angibt, in der i-ten Zahl n_i Ereignisse zu finden, wenn der Erwartungswert $p(m_i)$ ist. (Die für genügend große n_i mögliche Approximation von P durch die Normalverteilung würde auf die bekannte Methode der kleinsten Quadrate führen.)

Eine mögliche Resonanz sollte sich dann als Anhäufung von Ereignissen oberhalb der Polynomkurve bemerkbar machen. Wir suchen in jedem Histogramm die auf einer Breite von bis zu 120 MeV größte Anhäufung und wiederholen die Polynom-Anpassung unter der "optimistischen" Annahme, daß es sich um einen wirklichen dynamischen Effekt handelt, d.h. wir sparen das Massenintervall, in dem die Anhäufung liegt, aus und berücksichtigen die entsprechenden Zellen im Ausdruck 4.2.1 nicht. Aus der Zahl der Ereignisse oberhalb der so gefundenen Kurve erhalten wir eine obere Grenze für den Produktionswirkungsquerschnitt exotischer Resonanzen von bis zu 120 MeV Breite in der entsprechenden Massenkombination,

nachdem wir eine Standardabweichung vom Untergrund sowie den Fehler des Wirkungsquerschnittäquivalents addiert haben. Wenn es weitere ins Auge fallende Anhäufungen gibt, verfahren wir mit diesen ebenso. Eine eventuelle breitere Resonanz würde uns mit unserer Methode nicht entgehen, wenn sie einen genügend großen Wirkungsquerschnitt hätte und nach Lage und Breite nicht mit einem Phasenraummaximum verwechselt werden könnte.

Eine positive Aussage über Resonanzproduktion kann jedoch aus folgenden Gründen nur vorsichtig gemacht werden:

- Die in Frage stehende Anhäufung kann ein Zufallseffekt sein. Die Häufigkeit derartiger Effekte wird in Anhang B untersucht. Es ergibt sich z.B. eine Wahrscheinlichkeit zwischen 25 und 40 % für das Auftreten einer Anhäufung von 3 Standardabweichungen vom Untergrund.
- Die Untergrundbestimmung kann fehlerhaft sein. Schwierig sind hier vor allem Gebiete nahe der oberen bzw. unteren kinematischen Grenze einer Verteilung, wenn dort, wie in den Abb. 4.2.1a und b, ein Phasenraummaximum liegt. Auch kann durch die Tatsache, daß in der Nähe der Schwelle die Fehler der effektiven Masse kleiner werden und eine unsymmetrische Verteilung besitzen, eine in Wahrheit nicht vorhandene Struktur erzeugt werden.
- Auch wenn der Effekt dynamischer Natur ist, braucht es keine Resonanz zu sein, es kann z.B. auch ein Schwelleneffekt von einer Resonanz in einer anderen Massenkombination sein.

Mit dieser Methode untersuchen wir außer dem gesamten Phasenraum noch diejenigen Gebiete des longitudinalen Phasenraumes, in denen die den exotischen Zustand bildenden Teilchen in dieselbe Richtung fliegen. So können wir eventuelle peripher produzierte Resonanzen auch dann finden, wenn ihr Wirkungsquerschnitt wesentlich kleiner ist als die für den ganzen Phasenraum ermittelte obere Grenze. Die Ergebnisse der Anpassung geben wir in Tabellen wieder. In LPS-Gebieten, die in den Tabellen fehlen, obwohl ein exotischer Zustand darin sein könnte, wurde beim Ansehen der Verteilungen kein möglicher Resonanzeffekt gefunden.

4.3 Der $p\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kanal

Abb. 4.3.1 zeigt die Verteilung der $(\pi^+\pi^+)$ -Masse mit der angepaßten "pessimistischen" Polynomkurve. (Diese erstreckt sich nicht bis an die obere Grenze der Verteilung, da so eine Beschreibung mit weniger Parametern möglich ist und da im nicht erfaßten Bereich kein möglicher Resonanzeffekt sichtbar ist.) Eingezeichnet ist die Verteilung der Ereignisse, bei denen die Longitudinalimpulse beider π^+ positiv sind, d.h. eine Zusammenfassung der LPS-Gebiete 110, 111 und 1110.

Die Ergebnisse der Polynomanpassungen an die abgebildeten Histogramme sowie an die Verteilung der Ereignisse, bei denen beide π^+ rückwärts fliegen, sind in Tab. 4.3.1 zusammengefaßt. Der auffälligste Effekt ist ein schmales Maximum bei 0.34 GeV, das sich auch nach Einschränkung auf Ereignisse zeigte, bei denen das Proton an der Ionisation erkannt wurde. Wir halten aus den im vorigen Abschnitt genannten Gründen den Effekt nicht für signifikant genug und setzen daher als obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt für Resonanzproduktion

$$\sigma(\pi^+\pi^+) < 11.5 \mu\text{b} .$$

Diese Zahl entstand aus der größten Zahl in Tabelle 4.3.1 durch Addition einer Standardabweichung vom Untergrund und des Fehlers im Kanalwirkungsquerschnitt.

Abb. 4.3.2 zeigt die $(p\pi^+\pi^+)$ -Massenverteilung. Die Kurve ist hier aus 2 Stücken zusammengesetzt, da es nicht möglich war, mit einem Polynom niedriger Ordnung den steilen Abfall zur oberen kinematischen Grenze und den übrigen Verlauf der Verteilung zu beschreiben. Das größte Maximum liegt zwischen 3.16 und 3.3 GeV. Die Signifikanz des Effekts wird durch Antiselektion von Δ^{++} leicht erhöht, die Form des Maximums hängt jedoch stark von der Definition des Δ^{++} -Schnitts ab und läßt sich kaum durch eine Resonanzkurve beschreiben (s. Abb. 4.3.2, das eingezeichnete Histogramm enthält Ereignisse, bei denen die $(p\pi^+)$ -Masse größer als 1.45 GeV ist). Die Tabelle 4.3.2 zeigt die Anpassungsergebnisse auch für andere Δ^{++} -Schnitte sowie für das LPS-Gebiet 0001. Das ebenfalls in Frage kommende Gebiet 1110 enthält nur 4 Ereignisse und wurde nicht weiter untersucht.

Von Benvenuti et al. (BEN 69) wurde in der ladungsgespiegelten Reaktion $\pi^- n \rightarrow n \pi^- \pi^- \pi^+$ bei 2.26 GeV/c- $\pi^- d$ -Wechselwirkungen in der $n \pi^- \pi^-$ -Massenverteilung eine mögliche Resonanz bei 1630 MeV beobachtet. Wir beobachten an der gleichen Stelle ein Maximum von allerdings nur 2 Standardabweichungen (Abb. 4.3.3 innen). Wenn wir die Histogramme aus beiden Reaktionen addieren (Abb. 4.3.3), hat der Effekt 4.1 Standardabweichungen gegenüber 3.8 für die $\pi^- d$ -Daten alleine ("pessimistischer" Untergrund, von uns bestimmt). Andere Experimente, z.B. das in Abschnitt 3 beschriebene $\pi^+ p$ -Experiment bei 4 GeV/c, sehen den Effekt nicht (s. ABB 65), die Existenz einer solchen Resonanz scheint daher weiterhin zweifelhaft. Wenn es eine Resonanz ist, ist der Wirkungsquerschnitt bei unserer Energie $3 \pm 2 \mu\text{b}$.

Der maximale Resonanzwirkungsquerschnitt in dieser Massenkombination ist

$$\sigma(p\pi^+\pi^+) < 13.6 \mu\text{b}.$$

4.4 Der $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal

Für den $1C\pi^0$ -Kanal stehen 15 357 Hypothesen zur Verfügung. Um die Zahl der Ereignisse zu reduzieren, denen diese Hypothese fälschlich angepaßt wurde, haben wir darauf folgende Reinigungskriterien angewandt:

- Wenn eine Hypothese zum 4C-Kanal existiert, wird diese akzeptiert.
- Wenn eine Hypothese für die "nofit"-Kanäle existiert, wird die $1C\pi^0$ -Hypothese nur akzeptiert, wenn die Anpassungswahrscheinlichkeit größer als 10 % ist.
- Wenn es mehrere Hypothesen zu den 1C-Kanälen gibt, wird diejenige mit der größeren Anpassungswahrscheinlichkeit akzeptiert.

Näheres zur Kanalreinigung findet sich bei Bassler (BAS 69). 9448 Ereignisse erfüllen diese Bedingungen. Aspekte dieser Reaktion sind in der Diplomarbeit von W.D. Schlatter (WDS 71) beschrieben und in EVA 72 und AFZ 72 veröffentlicht.

Die exotischen Massenverteilungen dieses Kanals mit den angepaßten Kurven sind in den Abb. 4.4.1 - 4.4.5 gezeigt; die Ergebnisse der Anpassungen finden sich in den Tabellen 4.4.1 - 4.4.4. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in

den Tabellen ist das Wirkungsquerschnittäquivalent von $(0.153 \pm 0.023) \frac{\mu\text{b}}{\text{Ereignis}}$ aus dem 4C-Kanal benutzt worden.

In der $(\pi^+ \pi^+ \pi^0)$ -Massenverteilung (Abb. 4.4.2) beobachten wir ein Maximum zwischen 1.3 und 1.4 GeV. Von Vanderhagen et al. (VAN 67) wurde von einem $(\rho^- \pi^-)$ -Effekt in dieser Massenregion berichtet, der jedoch in anderen Experimenten nicht gesehen wurde (KAT 70, ROS 70). Wir können den Effekt nicht durch Einschränkung einer der $(\pi^+ \pi^0)$ -Kombinationen auf den ρ -Massenbereich verstärken. Wenn wir dagegen das Gebiet des LPS, in dem π^+ , π^+ und π^0 vorwärts und p und π^- rückwärts fliegen, mit seinen 5 Nachbargebieten, in denen jeweils ein Teilchen in die "falsche" Richtung geht, zusammenfassen, zeigt sich das Maximum deutlicher (Abb. 4.4.3). Die Untermenge in dieser Abbildung enthält Ereignisse, in denen kein Δ^{++} und kein ω erzeugt wurde und deren Proton an der Ionisation erkannt wurde; hier nimmt die Signifikanz wieder ab.

Auch die anderen exotischen Teilchenkombinationen wurden unter den drei letztgenannten Einschränkungen untersucht. Die Baryonzustände wurden auch auf eine mögliche positive Korrelation mit dem Δ^{++} überprüft. Dabei zeigte sich in keinem Fall ein deutlicher Resonanzeffekt.

Wir können folgende obere Grenzen für Resonanzwirkungsquerschnitte setzen:

$$\sigma(\pi^+ \pi^+) < 18.6 \mu\text{b}$$

$$\sigma(\pi^+ \pi^+ \pi^0) < 26.2 \mu\text{b}$$

$$\sigma(p \pi^+ \pi^+) < 14.2 \mu\text{b}$$

$$\sigma(p \pi^+ \pi^+ \pi^0) < 20.0 \mu\text{b}$$

4.5 Der $\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- n$ -Kanal

Für den 1Cn-Kanal stehen 4287 Hypothesen zur Verfügung. Wir haben darauf die gleichen Reinigungskriterien wie beim 1C π^0 -Kanal angewandt und behalten danach 2777 Ereignisse.

Da noch keine Untersuchungen über diesen Kanal beim Einfallsimpuls von 11.7 GeV/c veröffentlicht sind, zeigen wir hier auch diejenigen nicht-exotischen Massenverteilungen, die auffällige Resonanzen enthalten. Das sind:

- In der $(n\pi^-)$ -Massenverteilung (Abb. 4.5.1) sehen wir ein starkes $\Delta^-(1236)$. Diese Ereignisse liegen zu etwa 40 % in dem Gebiet des LPS, in dem außer n und π^- auch ein π^+ rückwärts fliegt und zwei π^+ nach vorne gehen (eingezeichnet in Abb. 4.5.1). Vermutlich wird das Δ^- daher nicht direkt produziert (was beim Ein-Teilchen-Austausch nur über den Austausch eines exotischen Mesons möglich wäre), sondern als Zerfallsprodukt höherer Isobare (siehe auch Abb. 4.5.3).
- In der $(n\pi^+)$ -Massenverteilung (Abb. 4.5.2) sehen wir Anzeichen für Produktion von $\Delta^+(1236)$ und von N^* -Resonanzen.
- In der Verteilung der zwei $(\pi^+\pi^-n)$ -Kombinationen, die nicht das schnellste π^+ enthalten (Definition von "schnell" über den Impulsübertrag wie in Abschnitt 1.2), sehen wir Anzeichen für die Produktion höherer Isobare (Abb. 4.5.3, die Untermenge ist die gleiche wie in Abb. 4.5.1).
- Die $(\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung (Abb. 4.5.4) zeigt starke $\rho^0(765)$ -Produktion sowie Andeutungen von $f(1260)$ und $g^0(1660)$.
- Im $(\pi^+\pi^+\pi^-)$ -Massenhistogramm (Abb. 4.5.5) gibt es $A2^+(1310)$, $A3^+(1640)$ und eine Andeutung von $A1^+(1070)$.

Die exotischen Massenverteilungen sind in den Abb. 4.5.6 - 4.5.11 gezeigt, die Ergebnisse der Polynom Anpassung finden sich in den Tabellen 4.5.1 - 4.5.4. In Abb. 4.5.6 ist die Verteilung aller drei $(\pi^+\pi^+)$ -Massenkombinationen dargestellt. Für die Abb. 4.5.7 und 4.5.8 haben wir zwischen dem schnellsten π^+ (π_S^+) und den beiden langsamen π^+ (π_L^+) unterschieden und zeigen einmal die Verteilung der beiden $(\pi_L^+\pi_S^+)$ -Massenkombinationen, das andere Mal die $(\pi_L^+\pi_L^+)$ -Massenverteilung. Wir finden als maximale Wirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+\pi^+) &< 15.2 \mu\text{b} \\ \sigma(\pi^+\pi^+\pi^+) &< 8.5 \mu\text{b} \\ \sigma(\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-) &< 11.4 \mu\text{b} \\ \sigma(\pi^+\pi^+\pi^+n) &< 25.0 \mu\text{b} . \end{aligned}$$

Der Wert für die $(\pi^+\pi^+\pi^+n)$ -Kombination wird durch das Maximum nahe der oberen kinematischen Grenze verursacht. Für Massen kleiner als 4 GeV können wir eine Grenze von 5.0 μb setzen.

4.6 Der $p\pi^+\pi^+\pi^-X^0$ -Kanal

Es stehen 41 334 Hypothesen für den OCp-Kanal zur Verfügung. Damit liegt 87 % der endgültigen Statistik vor, entsprechend einem Wirkungsquerschnittäquivalent von $(0.177 \pm 0.027) \frac{\mu\text{b}}{\text{Ereignis}}$.

Da es in diesem Kanal keine kinematischen Zwangsbedingungen gibt, gibt es auch keine auf alle Ereignisse anwendbaren Kriterien für eine Kanalreinigung. Wir können zwar Ereignisse mit Hypothesen für den 4C-Kanal verwerfen, aber bei solchen mit $1C\pi^0$ -Hypothesen ist dies nicht mehr möglich, da wir dann auch Ereignisse dieses Kanals mit kleiner Masse des X^0 -Systems verlieren würden. Eine Abgrenzung gegen die $1Cn^-$ oder OCn^- -Kanäle oder gegen eine andere Hypothese dieses Kanals ist nur möglich, wenn entweder das Proton oder drei positive Pionen an der Ionisation erkannt wurden.

Die Angabe maximaler Wirkungsquerschnitte bezieht sich auf alle Hypothesen, bei denen das Quadrat der Masse und die Energie des X^0 nicht negativ sind (Menge a). Speziell betrachten wir noch die Ereignisse, bei denen der Impuls des Protons im Laborsystem kleiner als 1.5 GeV/c ist und bei denen das Proton eindeutig zugeordnet wurde (Menge b). Als "Menge c" bezeichnen wir diejenigen Ereignisse, für die es keine weitere Hypothese gibt. In diesen Untermengen werden sich Resonanzen, die mit kleinem Impulsübertrag auf das Proton produziert werden, mit größerer Signifikanz zeigen.

Wir beobachten folgende nicht-exotische Resonanzen:

- Starke $\Delta^{++}(1236)$ -Produktion in der $(p\pi_L^+)$ -Massenverteilung (Abb. 4.6.1)
- $\rho^0(765)$ -Erzeugung im $(\pi^+\pi^-)$ -Histogramm (Abb. 4.6.2)
- Das $A_2^+(1310)$ in der $(\pi^+\pi^+\pi^-)$ -Massenverteilung (Abb. 4.6.3) verschwindet bei Einschränkung auf Menge c. Bei der Masse des $A_1(1070)$ gibt es ein Maximum.

Die $(p\pi^-)$ -Massenverteilung (Abb. 4.6.4) hat zwar ein Maximum bei 1230 MeV, es ist aber zu breit, als daß es durch Δ^0 -Produktion erklärt werden könnte. In der Masse des X^0 -Systems und in Massenkombinationen, die dieses System enthalten, gibt es keine ausgeprägte Struktur.

Die exotischen Massenverteilungen dieses Kanals sind in den Abb. 4.6.5 - 4.6.8 gezeigt; die Ergebnisse der Polynom Anpassungen stehen in den Tabellen 4.6.1 - 4.6.4. In der $(\pi^+ \pi^+)$ -Massenverteilung finden wir bei 700 MeV ein Maximum mit ca. 160 Ereignissen. Der Effekt tritt nicht in Menge b oder c auf, also nur bei Ereignissen, zu denen es i.A. auch eine OCn-Hypothese gibt. Somit ist zu erwarten, daß der Effekt auch im OCn-Kanal auftritt, den wir im nächsten Abschnitt untersuchen.

In den anderen exotischen Massenverteilungen finden wir folgende maximale Resonanzwirkungsquerschnitte:

$$\sigma(\pi^+ \pi^+ X^0) < 38.5 \mu\text{b} \text{ (19.5 } \mu\text{b für Massen } < 3.0 \text{ GeV)}$$

$$\sigma(p \pi^+ \pi^+) < 39.3 \mu\text{b}$$

$$\sigma(p \pi^+ \pi^+ X^0) < 35.2 \mu\text{b} \text{ (für Massen } < 4.3 \text{ GeV).}$$

Der interessanteste Effekt ist dabei ein Maximum bei 1700 MeV in der $(\pi^+ \pi^+ X^0)$ -Masse in dem LPS-Gebiet, in dem nur das Proton im CMS rückwärts fliegt (Abb.4.6.7).

4.7 Der $\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- X^0$ -Kanal

Für den OCn-Kanal stehen 20 448 Hypothesen mit dem gleichen Wirkungsquerschnittäquivalent wie für Reaktion 4.2.4 zur Verfügung.

Das Problem der Kanaltrennung ist hier noch schwieriger, da zur eindeutigen Identifizierung eines solchen Ereignisses drei Ionisationsentscheidungen möglich sein müssen. Das ist selten der Fall, und es ist auch kein Produktionsprozeß bekannt, für den solche Ereignisse eine besondere Bedeutung haben. Wir arbeiten zum einen mit allen Hypothesen, bei denen das Quadrat der Masse und die Energie des X^0 -Systems nicht negativ sind (Menge a), zum anderen fordern wir zusätzlich, daß der Impuls aller drei π^+ im Laborsystem kleiner als 1.5 GeV/c ist (Menge b).

Dieser Kanal zeichnet sich durch schwache Resonanzproduktion aus. Wir beobachten lediglich $\rho^0(765)$ -Produktion in der $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenverteilung (Abb. 4.7.1).

Die exotischen Massenverteilungen sind in den Abb. 4.7.2 bis 4.7.7 gezeigt. Für die $(\pi^+ \pi^+)$ -Massenverteilung haben wir wie im ICn-Kanal zwischen dem schnellsten $\pi^+(\pi_S^+)$ und den beiden langsamen $\pi^+(\pi_L^+)$ unterschieden. In der Ver-

teilung aller 3 Kombinationen (Abb. 4.7.4), besonders aber bei den beiden $(\pi_L^+ \pi_S^+)$ -Kombinationen (Abb. 4.7.2) beobachten wir ein Maximum bei etwa 710 MeV mit 30 - 50 MeV Breite und 150 - 230 Ereignissen, wie wir es auch (etwas breiter) im OCp-Kanal gesehen haben. In Menge b finden wir es nicht (Abb. 4.7.2 rechts oben und Abb. 4.7.4 innen); wenn wir uns jedoch auf Ereignisse aus Menge a beschränken, zu denen es keine Hypothese der "fit"-Kanäle gibt, bleibt das Maximum erhalten. Es ist nicht in bestimmten Gebieten des LPS konzentriert (auch nicht im Zentralbereich, d.h. wo die Longitudinalimpulse nahe Null sind) und auch nicht bei Ereignissen mit kleinem Impulsübertragsquadrat t vom π^+ oder u vom p auf das $(\pi^+ \pi^+)$ -System. Wenn wir daher Ereignisse betrachten, bei denen sowohl t als auch u größer als 1 GeV^2 ist und zu denen es keine "fit"-Hypothesen gibt (Menge c), sehen wir den Effekt am deutlichsten (Abb. 4.7.1 innen), nämlich mit 4.5 Standardabweichungen bei pessimistischem Untergrund. Wir haben entsprechende kinematische Schnitte auch im OCp-Kanal gemacht und kommen dort zu ähnlichen Ergebnissen. Auch die Verteilung der $(\pi^+ \pi^+)$ -Massen aller 4-Stern-Ereignisse zeigt den Effekt in der gleichen Stärke. Das ist im Einklang damit, daß er in den "fit"-Kanälen nicht auftritt und die ihn verursachenden Ereignisse keinem der beiden "nofit"-Kanäle eindeutig zugeordnet werden können. In anderen Experimenten wurde der Effekt bisher nicht beobachtet (COH 72, GIA 70, LYS 70, ROS 70); allerdings wurden auch aus anderen πN -Experimenten keine $(\pi^+ \pi^+)$ - bzw. $(\pi^- \pi^-)$ -Massenverteilungen in den "nofit"-Kanälen oder in Kanälen mit mehr als 4 geladenen Teilchen bei großen Viererimpulsüberträgen veröffentlicht. Wir glauben, daß erst solche Untersuchungen Gewißheit über diesem Effekt bringen könnten.

Weiter beobachten wir in der $(\pi_L^+ \pi_L^+)$ -Massenverteilung derjenigen Ereignisse, bei denen nur das π_S^+ vorwärts und alle anderen Teilchen rückwärts fliegen (Abb. 4.7.3 oben rechts), ein Maximum von 3 - 5 Standardabweichungen (je nach Untergrund) bei ca. 350 MeV. Es zeigt sich auch noch bei Ereignissen, deren beide π_L^+ -Spuren an der Ionisation eindeutig als Pionen identifiziert wurden. Ähnliche Effekte, allerdings weniger signifikant, zeigten sich auch in $(\pi^+ \pi^+)$ -Massenverteilungen anderer Kanäle (Abb. 4.3.1, 4.4.1, 4.5.8). Dieser Effekt kann durch das Verhalten des Meßfehlers der effektiven Masse an der Schwelle mitverursacht werden (s.a. Abschn. 4.2.).

In den anderen exotischen Massenkombinationen des Kanals gibt es folgende maximale Resonanzwirkungsquerschnitte:

$$\sigma(\pi^+ \pi^+ \pi^+) < 20.0 \mu\text{b}$$

$$\sigma(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-) < 23.5 \mu\text{b}$$

$$\sigma(\pi^+ \pi^+ \pi^+ X^0) < 20.6 \mu\text{b} \quad (\text{für Massen} < 4.5 \text{ GeV}).$$

4.8 Schlußfolgerungen

Es gibt bisher zwei Kandidaten für nicht-seltsame exotische Resonanzen: ein Isospin- $\frac{5}{2}$ -Baryon bei 1630 MeV (BEN 69) und einen Isospin-2-($\rho\pi$)-Effekt bei 1320 MeV (VAN 67). Das Baryon beobachten wir in diesem Experiment mit geringer statistischer Signifikanz im 4C-Kanal, in anderen Kanälen tritt es nicht auf. Den ($\rho\pi$)-Effekt beobachten wir nicht. Es gibt zwar ein Maximum bei derselben Masse in unserer ($\pi^+ \pi^+ \pi^0$)-Massenverteilung, das jedoch nicht mit dem ρ korreliert ist.

In den Nofit-Kanälen beobachten wir ein Maximum von 4.5 Standardabweichungen in der ($\pi^+ \pi^+$)-Massenverteilung bei 700 MeV mit 30 - 60 MeV Breite. Wenn es eine Resonanz ist, wird sie nicht peripher produziert, sondern mit größeren Viererimpulsüberträgen als 1 GeV^2 . Wir glauben, daß es zur Klärung dieses Effekts weiterer experimenteller Evidenz bedarf.

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß diejenigen exotischen Resonanzen mit dem größten Produktionswirkungsquerschnitt Isospin-2-Mesonen sein sollen, die stark an den Baryon-Antibaryon-Kanal koppeln (FRE 69, JAC 70). In unserem Experiment mußten sich solche Resonanzen in LPS-Gebieten zeigen, die dem Austausch eines virtuellen, positiv geladenen Antibaryons entsprechen. Wir finden keine Evidenz für derartige Resonanzen und setzen eine obere Grenze von $4 \mu\text{b}$ für den Wirkungsquerschnitt.

Bei anderen Experimenten sind in der letzten Zeit von Cohen et al. (COH 72, $\pi^- d$ bei 7 GeV/c), Giacomelli et al. (GIA 70, $K^- d$ bei 3 GeV/c) und Lys et al. (LYS 70, $\bar{p} p$ bei 1.9 GeV/c) nach exotischen Resonanzen gesucht worden. Für frühere Arbeiten verweisen wir auf den Artikel von Rosner (ROS 70). In COH 72 und LYS 70 werden maximale Resonanzwirkungsquerschnitte von 2 - 9 μb bzw. 100 - 200 μb angegeben. Wir finden Werte zwischen 8 und 40 μb . Die Größenordnungen lassen sich durch rein statistische Argumente erklären (s. Anhang B).

Anhang A

Es soll hier mit Monte-Carlo-Methoden untersucht werden, inwieweit Schnitte im Longitudinalimpuls Interferenzeffekte bei der Untersuchung der $\Delta\rho$ - und der Δf -Produktion erzeugen können.

Wir beschränken uns dabei auf das $(\pi\pi)$ -System, da das $\Delta(1236)$ 1.) einen geringen Q-Wert hat, so daß die Zerfallswinkelverteilung nur wenig durch p_L -Schnitte beeinflusst wird und 2.) der Untergrund unter dem Δ klein ist.

Daher berücksichtigen wir die Prozesse

$$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rightarrow \Delta^{++} f \quad (\text{A.2})$$

$$\rightarrow \Delta^{++} \pi^+ \pi^- \quad (\text{A.3})$$

Diese beschreiben wir durch Amplituden, deren Abhängigkeit von der $(\pi\pi)$ -Masse m_2 und den Zerfallswinkeln im Jackson-System (JAC 64) wie folgt aussieht:

$$a_1 = c_1 BW_\rho(m_2) P_1(\cos\theta)$$

$$a_2 = c_2 BW_f(m_2) P_2(\cos\theta)$$

$$a_3 = c_3 BW_\epsilon(m_2) P_0(\cos\theta)$$

BW_ρ und BW_f sind relativistische Breit-Wigner-Amplituden mit massenabhängiger Breite (s. Tab. 1.5.1). Die $P_1(\cos\theta)$ sind die Legendre-Polynome, die nach dem Ein-Pion-Austausch-Modell (WOL 69) die Winkelabhängigkeit der Amplitude eines $(\pi\pi)$ -Systems mit Spin 1 beschreiben. Für BW_ϵ wurde entweder eine rein imaginäre Konstante oder eine Breit-Wigner-Funktion mit einer Masse von 800 MeV und einer Breite von 400 MeV eingesetzt. Diese Annahmen sind willkürlich und lassen nur qualitative Schlüsse aus dieser Untersuchung zu. Die c_i sind Normierungskonstanten.

Die ersten beiden der drei im Text (Abschn. 1.5) genannten Voraussetzungen für das Nichtauftreten von Interferenzen sind mit diesen Amplituden erfüllt. Der Wirkungsquerschnitt schreibt sich dann

$$d\sigma = (|a_1|^2 + |a_2|^2 + |a_3|^2 + 2 \operatorname{Re} a_1^* a_2 + 2 \operatorname{Re} a_1^* a_3 + 2 \operatorname{Re} a_2^* a_3) f_1(m_1) f_3(t) dR_4 \quad (\text{A.4})$$

Dabei ist $f_1(m_1)$ die Breit-Wigner-Funktion des Δ^{++} und $f_3(t)$ der Pion-Propagator $(t - \mu^2)^{-2}$.

Es werden nun Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, für die die Amplituden berechnet und die Werte der 6 Terme in Gl. A.4 in Intervallen der $(\pi\pi)$ -Masse aufsummiert wurden. Ereignisse, die nicht ins LPS-Gebiet 101 fielen, wurden verworfen. Anschließend wurden die c_i so normiert, daß die Integrale der ersten drei Terme den gefundenen Wirkungsquerschnitten der entsprechenden Prozesse gleich sind. Danach zeigte sich, daß die Interferenzen zwischen dem ρ und f und zwischen dem ρ und dem Untergrund innerhalb der statistischen Genauigkeit nach ca 100 000 Monte-Carlo-Ereignissen gleich Null sind. Den Interferenzterm zwischen f und dem Untergrund zeigt Abb. A.1 für die beiden Annahmen über den Untergrund. Kurve b bedeutet, daß im Bereich der f -Resonanz der Wirkungsquerschnitt im Gebiet 101 verkleinert wird, d.h. daß ein wesentlich größerer Teil des gesamten f -Wirkungsquerschnitts in anderen Gebieten des LPS zu finden ist als bei inkoherenter Überlagerung zu erwarten wäre. Dagegen würde im Falle a die Form der Resonanz geändert werden.

Wir schließen daraus, daß für Resonanzen mit großem Q -Wert bei Schnitten im Longitudinalimpuls sowohl der Verlust von Ereignissen, die in andere Gebiete des LPS fallen, als auch die Form der Resonanz stark von Interferenzeffekten beeinflusst werden können. Auf Grund des in Abschnitt 1.7 beschriebenen Vergleichs mit Monte-Carlo-Ereignissen glauben wir jedoch, daß solche Effekte keinen Einfluß auf unsere Wirkungsquerschnittsbestimmung gehabt haben.

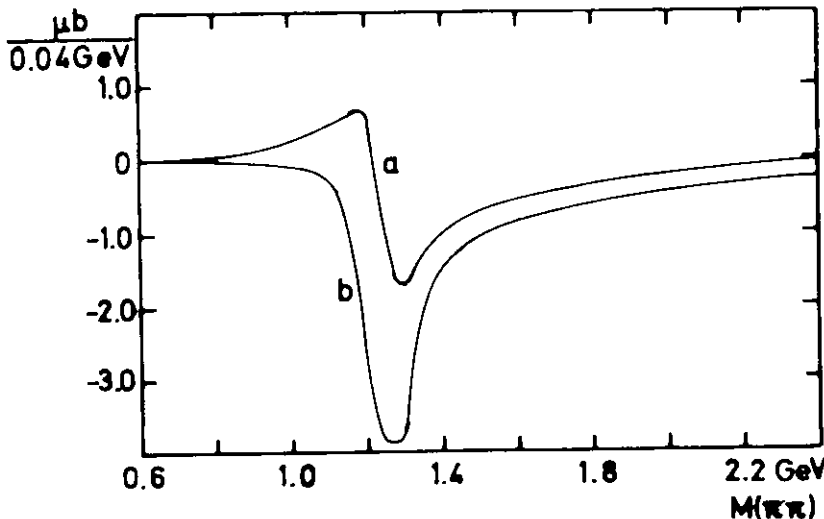


Abb. A1

Interferenz zwischen f und Untergrund

- a) BW_{ϵ} = Breit-Wigner-Funktion mit 800 MeV Masse und 400 MeV Breite
- b) BW_{ϵ} = Konstant

Anhang B

Es soll hier untersucht werden, wie wahrscheinlich es ist, daß statistische Fluktuationen in Histogrammen auftreten, die als Resonanzen gedeutet werden können.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer Anhäufung in einer beliebigen Zelle des Histogramms kann berechnet werden, sie ist

$$P_1 = 1 - (1-\epsilon)^n = n\epsilon - \frac{n(n-1)}{2} \epsilon^2 + \dots ,$$

wobei ϵ die Wahrscheinlichkeit für einen Effekt mit einer bestimmten Zahl von Standardabweichungen in einer bestimmten Zelle des Histogramms ist. Wenn ϵ mit Hilfe der Normalverteilung ermittelt wird, kommen i.A. beträchtlich zu kleine Werte heraus; richtig ist die Poissonverteilung. Dadurch hängt P_1 auch von der mittleren Zahl von Ereignissen pro Zelle ab.

Eine Resonanz erstreckt sich jedoch gewöhnlich über mehrere Zellen eines Histogramms. Die Wahrscheinlichkeit für einen derartigen Zufallseffekt konnte nicht exakt berechnet werden, wir haben sie daher mit Monte-Carlo-Methoden näherungsweise ermittelt. Dazu werden Histogramme von Zufallszahlen erzeugt und die Häufigkeit von Effekten mit 1, 2, 3, 4 ... Standardabweichungen bestimmt. Als Effekt sehen wir eine Anhäufung von Ereignissen auf 1-5 Zellen Breite an, wobei der Inhalt keiner einzelnen Zelle unterhalb des Erwartungswertes liegen darf. Das gesamte Histogramm hat 100 Zellen.

Die Wahrscheinlichkeiten hängen von der Durchschnittszahl von Ereignissen pro Zelle ab, wie auch auf Grund der Poissonverteilung zu erwarten ist. Wir haben die Rechnung mit den Zahlen 3, 10 und 20 durchgeführt.

Wenn der Meßfehler der Masse größer als die Breite einer Histogrammzelle ist, kann ein so schmaler Effekt nicht als Resonanz gedeutet werden. Wir haben daher auch die Wahrscheinlichkeit für einen Effekt von 2-5 Zellen Breite untersucht.

Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

Mittlere Zahl von Ereign./ Zelle	Breite des Effekts	Wahrscheinlichkeit (in %) für Standardabweichungen:				
		2	3	4	5	6
3	1 - 5	99.76 ± 0.05	58.0 ± 0.5	9.0 ± 0.3	0.90 ± 0.09	0.04 ± 0.01
3	2 - 5	97.4 ± 0.1	39.3 ± 0.5	4.4 ± 0.2	0.26 ± 0.05	0.01 ± 0.01
10	1 - 5	99.5 ± 0.1	44.5 ± 0.5	3.8 ± 0.2	0.14 ± 0.04	-
10	2 - 5	96.5 ± 0.2	30.6 ± 0.5	2.0 ± 0.1	0.06 ± 0.03	-
20	1 - 5	99.2 ± 0.1	33.9 ± 0.6	3.0 ± 0.2	0.14 ± 0.05	-
20	2 - 5	95.8 ± 0.3	27.7 ± 0.6	1.7 ± 0.2	0.05 ± 0.03	-

Wir schließen daraus folgendes:

a) Wenn es keine exotischen Resonanzen gibt und unsere Untergrundbestimmung richtig ist, wird der größte Effekt in einer Massenverteilung im Mittel nahezu 3 Standardabweichungen haben. Damit können wir abschätzen, welche Größenordnung die oberen Grenzen für Resonanzwirkungsquerschnitte haben werden, die wir setzen können. Wenn es insgesamt N Ereignisse gibt, dann entspricht eine Standardabweichung bei 5 Zellen Breite etwa $\sqrt{\frac{N \cdot 5}{100}}$ Ereignissen. Diese Zahl multiplizieren wir mit 4, denn wenn wir 3 Standardabweichungen beobachten, geben wir 4 als obere Grenze an, und rechnen mit dem Wirkungsquerschnittäquivalent um. Es ergeben sich ca 15 μb für den $4C^-$ und den $1C\pi^0$ -Kanal, ca 8 μb für den $1Cn$ -Kanal, ca 30 μb für den OCp -Kanal und ca 20 μb für den OCn -Kanal. Tatsächlich finden wir im allgemeinen Zahlen dieser Größenordnung. Mit der gleichen Abschätzung können wir auch die Ergebnisse anderer experimenteller Untersuchungen dieser Art (COH 72, LYS 70) größenordnungsmäßig reproduzieren.

b) Im Laufe dieser Untersuchung haben wir grob geschätzt etwa 100 statistisch voneinander unabhängige Massenverteilungen angesehen. Demnach erwarten wir 2 bis 3 Effekte von mindestens 4 Standardabweichungen. Tatsächlich finden wir drei, wenn wir den "pessimistischen" Untergrund zu Grunde legen ($\pi^+ \pi^+ \pi^0$ bei 1.36 GeV im $1C\pi^0$ -Kanal, $\pi^+ \pi^+$ bei 0.8 GeV im OCp -Kanal, $\pi^+ \pi^+$ bei 0.7 GeV im OCn - oder OCp -Kanal). Bei optimistischem Untergrund finden wir sogar 16 solcher Effekte. Bei den meisten ist der Untergrund aber nahezu willkürlich, da die kinematische Grenze unmittelbar benachbart ist.

Literatur

Abkürzungen: PR - Physical Review, PRL - Physical Review Letters, NP - Nuclear Physics, NC - Nuovo Cimento, PL - Physics Letters.

- ABB 65 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-London (I.C.) - Manchester Kollaboration, PR 138 B (1965), 807
- ABR 70 G.S. Abrams et al., PRL 25 (1970), 617
- ADE 68 M. Aderholz et al., NP B8 (1968), 45
- AFZ 72 M. Afzal et al., DESY 72/63 (1972)
- ARM 70 N. Armenise et al., NC A65 (1970), 637
- BAS 69 E. Bassler, Diplomarbeit Hamburg 1969
- BAS 72 E. Bassler, Dissertation Hamburg 1972 (DESY F1-72/5)
- BEN 69 A. Benvenuti et al., PRL 22 (1969), 970
- BIS 70 N.N. Biswas et al., PR D2 (1970), 2529
- BLO 71 V. Blobel, "MLFIT - A Program to Find Maxima of Likelihood Functions", DESY 71/18 (1971)
- BRO 70 D. Brown et al., PR D1 (1970), 3053
- CAS 67 N.M. Cason, NC 47A (1967), 675
- CHA 71 J.W. Chapman et al., PR D3 (1971), 38
- CHI 65 B. Ching-Chun Shen, Dissertation UCRL-16170 (1965)
- COH 72 D. Cohen et al., University of Rochester, UR-413 (1972)
- DRE 67 G. Drews, Diplomarbeit, Hamburg 1967
- DRE 71 G. Drews, Dissertation, Hamburg 1971 (DESY F1-71/7)
- EVA 72 D. Evans et al., DESY 72/37 (1972)
- FRE 69 P.G.O. Freund, R. Walter u. J. Rosner, NP B13 (1969), 237
- GAI 70 J.A. Gaidos et al., PR D1 (1970), 3190
- GEL 64 M. Gell-Mann, PL 8 (1964), 214
- GIA 70 G. Giacomelli et al., INFN/AE-70/9 und PL 33B (1970), 373

- HAN 69 P. von Handel, Dissertation, Hamburg 1969
- HER 72 High Energy Reaction Analysis Group, E. Bracci et al.,
Compilation of Cross Sections, CERN/HERA 72-1
- HON 72 R. Honecker et al., NP B50 (1972), 157
- JAC 64 J.P. Jackson, NC 34 (1964), 1644
- JAC 70 M. Jacob u. J. Weyers, NC 69A (1970), 521
- JAM 66 F.E. James et al., PR 142 (1966), 896
- JAM 68 F. James, Monte Carlo Phase Space, CERN 68-15 (1968)
- KAT 70 W.M. Katz et al., PL 31B (1970), 329
- KIT 70 W. Kittel, S. Ratti, L. Van Hove, CERN/D.Ph.II/Phys 70-19 (1970)
und NP B30 (1971), 333
- KUN 69 Huai Han Kung, Dissertation Columbia University Nevis-171 (1969)
- LYS 70 J. Lys et al., PR D2 (1970), 2525
- MOO 65 C. Moore, 12 Charles Street, New York, N.Y., "SOLVE", Programm für
 χ^2 -Anpassungen.
Mit einer Erweiterung von V. Blobel zur Anwendung auf spezielle
Likelihood-Probleme.
- NAG 71 H. Nagel, Dissertation, Hamburg 1971 (DESY F1-71/8)
- NYB 69 Per Nyborg, Kinematics of Multiparticle Final State in High Energy
Reactions, Department of Mathematics, Agricultural College of
Norway, Vollebakk, Norway (1969)
- PDG 72 Particle Data Group, PL 39B (1972), 1
- PIS 68 J. Pisut, M. Roos, CERN Th 885 und NP B6 (1968), 325
- POL 70 C.L. Pols et al., NP B25 (1970), 109
- PRE 70 J.D. Prentice et al., Univ. of Toronto, Preprint (1970) und Kiev-
Konf. (1970)
- PRO 72 Protopopescu et al., LBL-787 Preprint (1972)
- ROS 68 A. Rosenfeld, "Are There Any For-Out Mesons or Baryons", in
"Meson Spectroscopy", C. Baltay and A. Rosenfeld (Hrg), New York
1968, p. 455
- ROS 70 J.L. Rosner, "Review of Exotic Mesons", in "Philadelphia 1970 Con-
ference, Experimental Meson Spectroscopy", New York 1970, p. 499

- SCH 68 L.I. Schiff, "Quantum Mechanics", Mc Graw-Hill, 3. Auflage (1968)
- SKJ 64 O. Skjeggstad, "Notes on Phase Space", CERN 64-13
- SLA 67 P. Slattery et al., NC A50 (1967), 377
- TRI 65 G.H. Trilling, PL 19 (1965), 427
- WDS 71 W.D. Schlatter, Diplomarbeit, Hamburg (1971) (DESY F1-71/3)
- WEI 66 V.F. Weisskopf, " $SU_2 \rightarrow SU_3 \rightarrow SU_6$ ", CERN 66-19 (1966)
- VAN 67 R. Vanderhagen et al., PL 24B (1967), 493
- VHO 69 L. van Hove, NP B9 (1969), 331
- WOL 69 G. Wolf, SLAC-PUB-544 (1969)
- YAM 65 S.S. Yamamoto et al., PR 140B (1965), 730
- ZWE 64 G. Zweig, CERN Th 401 und CERN Th 412 (1964)

Danksagungen

Herrn Prof. M. W. Teucher und Herrn Dr. P. Söding danke ich dafür, daß sie mir ermöglichten, in der Blasenkammergruppe zu arbeiten, sowie für die fortwährende Unterstützung meiner Arbeit.

Meinen Freunden, die am $11.7 \text{ GeV}/c\text{-}\pi^+$ -Experiment beteiligt waren, danke ich für ihre ständige Hilfsbereitschaft.

Den Mitgliedern der $11.7 \text{ GeV}/c\text{-}\pi^+$ -Kollaboration sowie allen am $4 \text{ GeV}/c\text{-}\pi^+$ und am $11.2 \text{ GeV}/c\text{-}\pi^-$ -Experiment Beteiligten danke ich für die Überlassung ihrer Daten.

Ohne die Gruppen beim CERN, die beim Aufbau und Betrieb der Experimente mitgewirkt haben, die Mitarbeiter, die bei der Auswertung der Filme geholfen haben und die Angehörigen des DESY-Rechenzentrums wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Frau Siegner danke ich für die Anfertigung der Zeichnungen und Frl. Hell für das Schreiben der Arbeit.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und unter ausschließlicher Benutzung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Erläuterungen zu den Tabellen

- 1.4.1 Aufteilung der Ereignisse des $p\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kanals des 11.7 GeV/c- π^+p^- -Experiments auf die Gebiete des longitudinalen Phasenraums
- 1.5.1 Zusammenstellung der bei der "maximum-likelihood"-Anpassung verwendeten Breit-Wigner-Funktionen
- 1.6.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\Delta^{++}\rho^0$ - und $\Delta^{++}f$ -Produktion im 11.7 GeV/c- π^+p^- -Experiment. P ist die χ^2 -Wahrscheinlichkeit
- 2.2.1 Aufteilung der Ereignisse des $p\pi^-\pi^-\pi^+$ -Kanals des 11.2 GeV/c- π^-p^- -Experiments auf die Gebiete des longitudinalen Phasenraums
- 3.3.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\Delta^{++}\rho^0$ -Produktion im 4 GeV/c- π^+p^- -Experiment sowie Ergebnis des χ^2 -Tests.

Die folgenden Tabellen enthalten die Ergebnisse von Polynomanpassungen an exotische Massenverteilungen. Es werden Massenintervall, Wirkungsquerschnitt und Standardabweichungen des größten und eventuell weiterer auffälliger Maxima angegeben. Die Zahlen sind unter "optimistischen" (s. Text) Annahmen gewonnen und können daher nicht als Evidenz für exotische Resonanzen, sondern nur zur Berechnung oberer Grenzen für Wirkungsquerschnitte benutzt werden.

- 4.3 $p\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kanal
 - 4.3.1 $(\pi^+\pi^+)$ "Vorwärts" und "Rückwärts" bezieht sich auf den Longitudinalimpuls im CMS
 - 4.3.2 $(p\pi^+\pi^+)$ Θ^* ist der Winkel im CMS zwischen einlaufendem p und auslaufendem $(p\pi^+)$ -System
- 4.4 $p\pi^+\pi^+\pi^0$ -Kanal
 - 4.4.1 $(\pi^+\pi^+)$
 - 4.4.2 $(\pi^+\pi^+\pi^0)$
 - 4.4.3 $(p\pi^+\pi^+)$
- 4.5 $\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-$ n-Kanal
 - 4.5.1 $(\pi^+\pi^+)$
 - 4.5.2 $(\pi^+\pi^+\pi^+)$

4.5.3 $(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-)$

4.5.4 $(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \eta)$

4.6 $p\pi^+ \pi^+ \pi^- X^0$ -Kanal. Menge a,b,c sind im Text definiert.

4.6.1 $(\pi^+ \pi^+)$

4.6.2 $(\pi^+ \pi^+ X^0)$

4.6.3 $(p\pi^+ \pi^+)$

4.6.4 $(p\pi^+ \pi^+ X^0)$

4.7 $\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- X^0$ -Kanal. Menge a,b,c sind im Text definiert.

4.7.1 $(\pi^+ \pi^+)$

4.7.2 $(\pi^+ \pi^+ \pi^+)$

4.7.3 $(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-)$

4.7.4 $(\pi^+ \pi^+ \pi^+ X^0)$

Tabelle 1.4.1

Gebiet #	Vorzeichen von P_L für				Anzahl von Ereignissen
	p	π_S^-	π_L^-	π^+	
1	-	-	-	+	241
10	-	-	+	-	9
11	-	-	+	+	81
100	-	+	-	-	1515
101	-	+	-	+	3061
110	-	+	+	-	622
111	-	+	+	+	2685
1000	+	-	-	-	18
1001	+	-	-	+	18
1010	+	-	+	-	1
1011	+	-	+	+	0
1100	+	+	-	-	39
1101	+	+	-	+	20
1110	+	+	+	-	2

Tabelle 1.5.1

Resonanz	Masse (MeV) m_0	Breite (MeV) Γ_0	$\Gamma(m)$	Ref.
$\Delta^{++}(1236)$	Experimentelle Resonanzkurve aus Streuphasenanalysen der elastischen np-Streuung			DRE 71
$\Delta^{++}(1950)$	1950	200	Γ_0	PIS 68
$\rho(765)$	765	140	$\Gamma_0 \cdot \left(\frac{q}{q_0}\right)^3 \left(\frac{1+2.5 q_0^2}{1+2.5 q^2}\right)$	
$f(1260)$	1264	160	$\Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^5$	JAC 64
$g(1660)$	1700	170	$\Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^7$	JAC 64

Tabelle 1.6.1

$-t$ GeV ²	N	$\Delta^{++}_{\rho^0}$		$\Delta^{++}_{f^0}$		P (%)
		$N_{\Delta\rho}$	$\frac{d\sigma}{d(-t)} \left(\frac{\text{mb}}{\text{GeV}^2}\right)$	$N_{\Delta f}$	$\frac{d\sigma}{d(-t)} \left(\frac{\text{mb}}{\text{GeV}^2}\right)$	
0.000776	37	8 ± 6	0.096 ± 0.079			78.9
0.015	147	120 ± 11	2.09 ± 0.29			67.5
0.025	111	79 ± 11	2.76 ± 0.49			33.7
0.030	121	82 ± 11	2.88 ± 0.48			65.7
0.035	120	73 ± 12	2.54 ± 0.69			3.5
0.040	111	81 ± 11	2.82 ± 0.48			62.8
0.045	112	66 ± 10	2.28 ± 0.41			5.8
0.050	89	60 ± 10	2.08 ± 0.42	10.0 ± 4.9	0.174 ± 0.087	73.0
0.055	92	48 ± 10	1.67 ± 0.38			92.8
0.060	76	33 ± 8	1.17 ± 0.31	16.4 ± 6.2	0.286 ± 0.112	32.0
0.065	79	37 ± 10	1.30 ± 0.38			90.2
0.07	142	38 ± 12	0.67 ± 0.22	10.8 ± 8.0	0.126 ± 0.093	53.2
0.08	115	58 ± 10	1.02 ± 0.20	7.0 ± 5.9	0.123 ± 0.104	12.4
0.09	121	37 ± 10	0.65 ± 0.18	16.4 ± 6.8	0.286 ± 0.122	49.4
0.10	109	34 ± 9	0.59 ± 0.17			100.0
0.11	86	46 ± 8	0.80 ± 0.16	9.3 ± 7.2	0.108 ± 0.085	45.7
0.12	107	49 ± 9	0.57 ± 0.12			1.2
0.135	110	33 ± 8	0.378 ± 0.105	28.8 ± 6.5	0.251 ± 0.063	58.9
0.15	122	43 ± 8	0.371 ± 0.083	25.5 ± 6.8	0.297 ± 0.084	2.3
0.17	111	38 ± 8	0.333 ± 0.080	15.8 ± 6.6	0.137 ± 0.059	19.1
0.19	129	41 ± 8	0.239 ± 0.052	12.0 ± 6.0	0.104 ± 0.054	0.7
0.22	121	33 ± 8	0.144 ± 0.038	17.1 ± 6.4	0.100 ± 0.039	31.8
0.26	95	31 ± 6	0.135 ± 0.030	17.2 ± 7.5	0.075 ± 0.034	75.0
0.3	162	63 ± 8	0.109 ± 0.018	21.1 ± 6.7	0.092 ± 0.031	0.3
0.4	104	60 ± 7	0.105 ± 0.016	17.3 ± 7.1	0.030 ± 0.013	0.1
0.5	164	79 ± 8	0.0690 ± 0.0102	11.2 ± 5.4	0.0195 ± 0.0097	0.1
0.7	121	44 ± 7	0.0153 ± 0.0030	26.2 ± 8.0	0.0229 ± 0.0074	
1.2	47	12 ± 5	(1.08 ± 0.45) · 10 ⁻⁴	21.9 ± 6.8	0.0077 ± 0.0025	88.3
20.607						

Tabelle 2.2.1

Gebiet #	Vorzeichen von P_L für				Anzahl von Ereignissen
	P	π_S^-	π_L^-	π^+	
0001	-	-	-	+	39
0010	-	-	+	-	5
0011	-	-	+	+	16
0100	-	+	-	-	697
0101	-	+	-	+	747
0110	-	+	+	-	516
0111	-	+	+	+	1343
1000	+	-	-	-	5
1001	+	-	-	+	1
1010	+	-	+	-	0
1011	+	-	+	+	0
1100	+	+	-	-	27
1101	+	+	-	+	1
1110	+	+	+	-	4

Tabelle 3.3.1

$-t$ (GeV ²)	N	$N_{\Delta\rho}$	$\Delta\sigma$ (μb)	χ^2/NDF	Prob (%)
0.00239-0.07	128	67 ± 26	100 ± 38	15.3/13	29.1
0.07 - 0.09	106	84 ± 10	126 ± 14	7.5/12	82.6
0.09 - 0.115	128	88 ± 13	131 ± 20	20.6/14	11.3
0.115 - 0.1425	125	62 ± 14	93 ± 21	14.4/14	42.1
0.1425- 0.17	120	69 ± 13	104 ± 19	11.6/14	63.6
0.17 - 0.205	111	61 ± 12	91 ± 19	8.9/13	77.8
0.205 - 0.28	197	91 ± 16	133 ± 24	26.4/23	28.1
0.28 - 0.35	125	29 ± 12	43 ± 19	12.3/15	65.3
0.35 - 0.5	217	19 ± 12	29 ± 17	34.4/26	12.7
0.5 - 0.95	309	49 ± 13	73 ± 19	51.0/38	7.7
0.95 - 6.38	506	25 ± 11	37 ± 17	102.7/60	0.05

Tabelle 4.3.1 $M(\pi^+\pi^+)$ im 4C-Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildungen
alle Ereignisse	9471	0.31 - 0.35 0.60 - 0.64	8.5 6.1	4.4 2.3	4.3.1
π^+, π^+ vorw.	3802	0.33 - 0.35	5.8	4.7	4.3.1 innen
π^+, π^+ rückw.	322	0.32 - 0.35	1.8	2.7	-

Tabelle 4.3.2 $M(p\pi^+\pi^+)$ im 4C-Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	9471	3.16 - 3.3 3.2 - 3.3 4.52 - 4.54	9.9 7.2 7.8	4.0 3.4 3.8	4.3.2
$1.14 \text{ GeV} < M(p\pi_L^+) < 1.34 \text{ GeV}$	3737	3.16 - 3.3	1.2	0.9	-
$M(p\pi_L^+) < 1.14 \text{ oder } > 1.34 \text{ GeV}$	5734	3.16 - 3.3	8.6	4.2	-
$M(p\pi_L^+) < 1.45 \text{ GeV}$	4662	3.2 - 3.3	3.0	2.3	-
$M(p\pi_L^+) > 1.45 \text{ GeV}$	4809	3.16 - 3.3	7.6	4.0	4.3.2 innen
$M(p\pi_L^+) < 1.45 \text{ und } \cos\theta^* > 0.97$	3667	3.16 - 3.3	1.9	1.6	-
$M(p\pi_L^+) > 1.45 \text{ oder } \cos\theta^* < 0.97$	5804	3.16 - 3.3	7.8	3.6	-
π^- vorw., p, π^+, π^+ rückw.	282	1.46 - 1.54	3.7	3.9	-

Tabelle 4.4.1 $M(\pi^+\pi^+)$ im $1C\pi^0$ -Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	9448	1.36-1.48 0.78-0.90 0.58-0.67	10.3 11.7 10.0	3.0 2.6 2.5	4.4.1
π^+, π^+ vorw., p, π^-, π^0 rückw.	307	0.48-0.53	2.2	4.9	-
π^+, π^+, π^0 vorw., p, π^- rückw.	492	0.38-0.48	2.7	2.4	-
π^+, π^+, π^- vorw., p, π^0 rückw.	855	0.64-0.68	2.2	2.3	-
$\pi^+, \pi^+, \pi^-, \pi^0$ vorw., p rückw.	1168	0.68-0.78	3.9	2.2	-
π^+, π^+ vorw., p rückw.	2822	0.58-0.67	4.8	1.7	4.4.1 innen

Tabelle 4.4.2 $M(\pi^+\pi^+\pi^0)$ im $1C\pi^0$ -Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	9448	2.22-2.34 1.28-1.44	10.4 18.7	3.0 4.6	4.4.2
π^+, π^+, π^0 vorw., p, π^- rückw. oder höchstens ein Teilchen anders	3148	1.28-1.44	15.3	5.8	4.4.3
wie oben, aber p -Impuls < 1.5 GeV und p eindeutig zugeordnet	2522	1.28-1.44	14.9	6.1	-
wie oben, aber $M(p\pi_L^+) < 1.154$ oder > 1.318 und $M(\pi^+\pi^-\pi^0) < 0.744$ oder > 0.824	1658	1.28-1.44	9.5	4.5	4.4.3 innen

Tabelle 4.4.3 $M(p\pi^+\pi^+)$ im $1C\pi^0$ -Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	9448	2.54-2.66 3.7 -3.82	7.8 8.8	2.5 2.5	4.4.4
p, π^+, π^+ rückw., π^-, π^0 vorw.	284	1.44-1.56	3.3	4.1	-

Tabelle 4.4.4 $M(p\pi^+\pi^+\pi^0)$ im $1C\pi^0$ -Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	9448	4.00-4.08 4.47-4.52	13.8 7.1	3.9 2.0	4.4.5

Tabelle 4.5.1 $M(\pi^+\pi^+)$ im 1Cn-Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
3 Kombinationen/Ereignis	8331	0.725- 0.825	9.4	2.5	4.5.6
beide π^+ vorw., 3. π^+ , π^- , n rückw.	493	0.575- 0.675	2.9	2.8	
beide π^+ und π^- vorw., 3. π^+ , n rückw.	812	0.500- 0.575	2.3	1.8	
3 π^+ vorw., n, π^- rückw.	540	0.35 - 0.425	2.1	2.3	
3 π^+ und π^- vorw., n rückw.	603	0.7 - 0.775	1.7	1.5	
beide π^+ vorw., n rückw.	2448	0.725- 0.775	3.7	2.1	4.5.6 innen
$(\pi_S^+\pi_L^+)$ (2 Kombinationen)	5554	0.725- 0.825	6.4	2.2	4.5.7
$(\pi_S^+\pi_L^+)$ beide vorw., n rückw.	2050	1.2 - 1.3	4.1	3.1	4.5.7 innen
$(\pi_L^+\pi_L^+)$ (1 Kombination)	2777	0.30 - 0.36 0.66 - 0.69	7.6 4.0	6.4 3.0	4.5.8
$\pi_{L,L}^+\pi_{L,L}^+$ mit n rückw., π_S^+ , π^- vorw.	469	0.64 - 0.72	3.2	3.0	
$\pi_{L,L}^+\pi_{L,L}^+$ mit n und π^- rückw., π_S^+ vorw.	311	0.32 - 0.38	4.4	5.9	
$\pi_{L,L}^+\pi_{L,L}^+$ mit n rückw.	799	0.64 - 0.74 0.30 - 0.38	4.7 6.6	3.2 5.5	4.5.8 innen

Tabelle 4.5.2 $M(\pi^+\pi^+\pi^+)$ im 1Cn-Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	2777	1.85 - 1.95	5.6	3.2	4.5.9
3 π^+ vorw., π^- , n rückw.	180	1.85 - 1.95	1.3	4.3	
3 π^+ , π^- vorw., n rückw.	201	1.35 - 1.45	1.0	1.5	
3 π^+ vorw.	384	1.85 - 1.95	2.4	4.5	4.5.9 innen

Tabelle 4.5.3 $M(\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-)$ im 1Cn-Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildungung
alle Ereignisse	2777	3.6 - 3.7 2.66 - 2.73	8.2 3.7	4.9 2.7	4.5.10
$\pi^+, \pi^+, \pi^+, \pi^-$ vorw., n rückw.	201	1.85 - 1.93	1.4	2.4	4.5.10 innen

Tabelle 4.5.4 $M(\pi^+\pi^+\pi^+n)$ im 1Cn-Kanal

Definition	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildungung
alle Ereignisse	2777	4.48 - 4.60 3.52 - 2.58 4.16 - 4.20	21.6 2.4 2.8	9.1 2.3 1.8	4.5.11

Tabelle 4.6.1 $M(\pi^+\pi^+)$ im OCp-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	a	38667	0.96 - 1.06	18.5	2.1	4.6.5
			0.39 - 0.42	18.2	3.0	
			0.66 - 0.72	28.7	3.2	
	b	13455	0.8 - 0.87	14.7	2.9	
	c	10240	0.51 - 0.59	22.4	3.8	4.6.5 innen
$\pi^+\pi^+$ vorw., p, π^-, X^0 rückw.	a	1459	0.48 - 0.53	3.8	2.2	
	b	331	0.81 - 0.89	2.9	3.0	
	c	229	0.81 - 0.89	1.8	2.3	
π^+, π^+, X^0 vorw., p, π^- rückw.	a	2082	0.46 - 0.49	3.8	2.6	
	b	1086	0.44 - 0.48	3.2	2.1	
	c	880	0.44 - 0.48	3.6	2.5	
π^+, π^+, π^- vorw., p, X^0 rückw.	a	3420	0.7 - 0.73	5.7	3.0	
	b	1170	0.80 - 0.81	2.8	4.8	
	c	846	0.48 - 0.56	5.1	2.9	
π^+, π^+, π^-, X^0 vorw., p rückw.	a	3323	0.51 - 0.55	5.7	2.2	
	b	2725	0.51 - 0.59	12.9	4.6	
	c	2246	0.30 - 0.35	7.0	3.1	
π^+, π^+, p rückw.	a	3300	0.45 - 0.48	5.7	2.3	
	b	815	0.67 - 0.73	4.0	4.3	
	c	656	0.34 - 0.37	4.4	3.3	

Tabelle 4.6.2 $M(\pi^+\pi^+X^0)$ im OCP-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung	
alle Ereignisse	a	3867	3.34 - 3.46	24.4	2.7	4.6.6	
			1.94 - 2.02	8.4	1.8		
			1.66 - 1.76	11.1	2.1		
	b	13455	2.22 - 2.32	13.0	2.6	4.6.6 innen	
			c	10240	1.62 - 1.76		8.2
					1.96 - 2.02		7.2
π^+, π^+, X^0 vorw., p, π^- rückw.	a	2082	1.48 - 1.6	4.7	2.8		
	b	1086	1.48 - 1.6	4.4	3.0		
	c	880	1.48 - 1.6	3.9	3.2		
π^+, π^+, π^-, X^0 vorw., p rückw.	a	3370	1.64 - 1.76	7.9	2.8	4.6.7	
	b	2725	1.64 - 1.76	7.3	2.7	4.6.7 innen	
	c	2246	1.64 - 1.76	7.7	3.1		

Tabelle 4.6.3 $M(p\pi^+\pi^+)$ im OCp-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildungung
alle Ereignisse	a	38667	2.5 - 2.6	26.6	3.5	4.6.8
	b	13455	1.5 - 1.52	12.4	3.6	
	c	10240	2.68 - 2.8	10.6	2.3	4.6.8
			1.48 - 1.6	10.0	3.2	innen
p, π^+, π^+ rückw., π^-, X^0 vorw.	a	1892	1.52 - 1.64	6.5	2.2	
	b	535	1.84 - 1.98	4.4	4.0	
	c	472	1.84 - 1.98	4.1	4.5	
p, π^+, π^+, π^- rückw., X^0 vorw.	a	1123	2.04 - 2.16	5.5	3.8	
	b	238				
	c	196				

Tabelle 4.6.4 $M(p\pi^+\pi^+X^0)$ im OCp-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildungung
alle Ereignisse	a	38667	3.98 - 4.04	23.8	3.5	4.6.9
			4.34 - 4.45	81.4	5.7	
	b	13455	4.32 - 4.36	9.1	1.8	
			4.2 - 4.3	8.2	1.3	4.6.9 innen

Tabelle 4.7.1 $M(\pi^+\pi^+)$ im OCn-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildungung
$(\pi_S^+\pi_L^+)$, 2 Kombinationen/Ereignis	a	40210	0.67 - 0.73	39.6	4.5	4.7.2
	c	26492	0.96 - 1.02	15.4	2.2	4.7.2 innen
	b	4514	0.68 - 0.73	30.0	4.5	
π_S^+, π_L^+ vorw., $3\pi^+, \pi^-, X^0$ rückw.	a	2913	0.79 - 0.82	4.2	2.4	4.7.2 oben rechts
π_S^+, π_L^+ mit X^0 vorw., $3\pi^+, \pi^-$ rückw.	a	1389	0.51 - 0.55	3.7	2.1	
π_S^+, π_L^+ mit π^- vorw., $3\pi^+, X^0$ rückw.	a	4797	0.37 - 0.41	6.1	2.1	
π_S^+, π_L^+ mit π^-, X^0 vorw., $3\pi^+$ rückw.	a	612	0.28 - 0.33	4.4	4.3	
$3\pi^+$ vorw., π^-, X^0 rückw.	a	2208	0.34 - 0.39	5.5	2.5	
$3\pi^+, \pi^-$ vorw., X^0 rückw.	a	2756	0.48 - 0.51	5.2	2.3	
$(\pi_L^+\pi_L^+)$, alle Ereign.	a	20105	0.72 - 0.77	14.3	2.5	4.7.3
	b	2257	0.54 - 0.57	2.6	1.4	4.7.3 innen
π_S^+ vorw., $\pi_L^+, \pi_L^+, \pi^-, X^0$ rückw.	a	1114	0.31 - 0.4	10.8	4.7	4.7.3 oben rechts
π_S^+, π^-, X^0 vorw., π_L^+, π_L^+ rückw.	a	1152	0.51 - 0.63	2.5	2.5	
$(\pi^+\pi^+)$, 3 Kombinationen	a	60315	0.67 - 0.73	37.6	3.4	4.7.4
	c	40052	0.68 - 0.73	40.9	5.0	4.7.4 innen
	b	6771	0.54 - 0.57	9.7	2.0	
$3\pi^+$ vorw., π^-, X^0 rückw.	a	3312	0.34 - 0.39	7.3	2.8	
$3\pi^+, \pi^-$ vorw., X^0 rückw.	a	4134	0.33 - 0.36	6.1	2.5	

Tabelle 4.7.2 $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+)$ im OCn-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	a	20105	0.94 - 1.02	11.4	2.2	4.7.5
	b	2257	1.06 - 1.10	5.3	2.9	
$3\pi^+$ vorw., π^-, X^0 rückw.	a	1104	0.84 - 0.86	2.6	3.4	4.7.5 innen
$3\pi^+, \pi^-$ vorw., X^0 rückw.	a	1378	0.94 - 1.0	2.6	1.6	

Tabelle 4.7.3 $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ im OCn-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	a	20105	1.86 - 1.98	14.7	2.2	4.7.6
			3.00 - 3.16	13.7	2.8	
	b	2257	1.12 - 1.26	5.7	2.1	4.7.6 innen
$3\pi^+, \pi^-$ vorw., X^0 rückw.	a	1378	1.22 - 1.3	4.2	2.5	

Tabelle 4.7.4 $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ X^0)$ im OCn-Kanal

Definition	Menge	Anzahl	Lage des Maximums (GeV)	Wirkungsquerschnitt (μb)	Standardabweichungen	Abbildung
alle Ereignisse	a	20105	3.98 - 4.04	13.8	2.8	4.7.7
			3.90 - 4.04	5.6	2.3	
	b	2257	4.5 - 4.58	8.1	3.0	4.7.7 innen

Erläuterungen zu den Abbildungen

Abkürzung: $M(x,y)$ heißt "Massenverteilung des (xy)-Systems"

1. π^+ p-Experiment bei 11.7 GeV/c
 - 1.2.1 $M(p\pi^+)$, 2 x 8312 Kombinationen
 - $M(p\pi_S^+)$, 8312 Ereignisse
 - 1.2.2 $M(p\pi_L^+)$, 8312 Ereignisse
 - 1.2.3 $M(\pi_S^+\pi^-)$, 8312 Ereignisse
 - 1.2.4 $M(\pi_L^+\pi^-)$, 3812 Ereignisse
 - $M(\pi_L^+\pi^-)$, 3061 Ereignisse im Gebiet 0101
 - 1.2.5 $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$, 8312 Ereignisse
 - $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$, 3061 Ereignisse im Gebiet 0101
 - 1.2.6 $M(p\pi^-)$, 8312 Ereignisse
 - $M(p\pi^-)$, 3061 Ereignisse im Gebiet 0101
 - 1.2.7 $M(p\pi_L^+\pi^-)$, 8312 Ereignisse
 - $M(p\pi_L^+\pi^-)$, 3061 Ereignisse im Gebiet 0101
 - 1.3.1-1.3.4 Transversalimpuls gegen Longitudinalimpuls, 8312 Ereignisse.
Die eingezeichneten Halbkreise stellen die kinematische Grenze dar.
 - 1.3.1 p
 - 1.3.2 π_S^+
 - 1.3.3 π_L^+
 - 1.3.4 π^-
 - 1.4.1 Zuordnung von Austauschgraphen zu Gebieten des longitudinalen Phasenraums
 - 1.4.2 $M(p\pi_L^+)$ gegen $M(\pi_S^+\pi^-)$, 8312 Ereignisse
 - 1.4.3 $M(p\pi_L^+)$ gegen $M(\pi_S^+\pi^-)$, 3055 Ereignisse, 6 außerhalb, Gebiet 101
 $M(p\pi_L^+)$ -Projektion. 3060 Ereignisse, 1 außerhalb
 $M(\pi_L^+\pi^-)$ -Projektion. 3050 Ereignisse, 11 außerhalb

1.4.4 Betrag des Impulsübertragsquadrates t vom einlaufenden π^+ auf das $(\pi_S^+ \pi^-)$ -System.

7477 Ereignisse, 835 außerhalb

3014 Ereignisse, 47 außerhalb, Gebiet 0101

1.6.1 $\frac{d\sigma}{dt}$ für Gebiet 0101

\dagger $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0$

\dagger $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} f$

1.6.2 Form der t -Abhängigkeit des Quadrates des Matrixelements für die Prozesse

\dagger : $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0$ und

\dagger : $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} f$

in willkürlichen Einheiten. Die eingezeichneten Kurven sind proportional zu $\frac{1}{(t-\mu^2)^2}$

1.7.1 $M(p\pi_L^+)$ gegen $M(\pi_S^+ \pi^-)$, 2146 Ereignisse in den Gebieten 0010,0110,0100

1.7.2 $M(p\pi_L^+)$ gegen $M(\pi_S^+ \pi^-)$, 322 Ereignisse in den Gebieten 0001,0011

2. $\pi^- p$ -Experiment bei 11.2 GeV/c

2.2.1 $M(\pi^+ \pi_S^-)$ 3401 Ereignisse

747 Ereignisse im Gebiet 101

2.2.2 $M(p\pi_L^-)$ 3401 Ereignisse

747 Ereignisse im Gebiet 101

2.2.3 $M(p\pi^+)$ 3391 Ereignisse, 10 außerhalb

743 Ereignisse, 4 außerhalb, Gebiet 101

2.2.4 $M(p\pi_L^+ \pi^+)$ 3401 Ereignisse

747 Ereignisse, Gebiet 101

2.2.5 $M(\pi^- \pi^- \pi^+)$ 3399 Ereignisse, 2 außerhalb

746 Ereignisse, 1 außerhalb, Gebiet 101

2.2.6 $M(\pi^+ \pi_L^-)$ 3399 Ereignisse, 2 außerhalb

746 Ereignisse, 1 außerhalb, Gebiet 101

- 2.2.7 $M(p\pi_L^-)$ gegen $M(\pi_S^+\pi_S^-)$, 747 Ereignisse im Gebiet 101
- 2.3.1 Betrag des Impulsübertragsquadrates t vom einlaufenden π^- auf das $(\pi_S^+\pi_S^-)$ -System, 747 Ereignisse im Gebiet 101. Die Kurve zeigt das Ergebnis der "maximum-likelihood"-Anpassung
3. π^+ p-Experiment bei 4 GeV/c
- 3.2.1 $M(p\pi_L^+)$, 2072 Ereignisse
- 3.2.2 $M(p\pi_S^+)$, 2072 Ereignisse
- 3.2.3 $M(\pi_S^+\pi^-)$, 2072 Ereignisse
- 3.2.4 $M(\pi_L^+\pi^-)$, 2072 Ereignisse
- 3.2.5 $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$ 2072 Ereignisse
- 3.2.6 $M(p\pi_L^+\pi^-)$ 2072 Ereignisse
- 3.2.7 $M(p\pi^-)$ 2072 Ereignisse
- 3.2.8 $M(p\pi_L^+)$ gegen $M(\pi_S^+\pi^-)$, 2072 Ereignisse
- 3.2.9 $M(p\pi_S^+)$ gegen $M(\pi_L^+\pi^-)$, 2072 Ereignisse
- 3.3.1 Betrag des Impulsübertragsquadrates t vom einlaufenden π^+ auf das $(\pi_S^+\pi^-)$ -System.
- 3.3.2 $\frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0)$
- 3.3.3 Form der t -Abhängigkeit des Quadrates des Matrixelements für den Prozess $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0$. Die eingezeichnete Kurve ist proportional zu $\frac{1}{(t-\mu^2)^2}$
- 3.4.1 $\sigma(\pi p \rightarrow \Delta \rho)$ als Funktion des Impulses des einlaufenden π im Laborsystem
- ◆ $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} \rho^0$, linke Skala
- ◆ $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 \rho^0$, rechte Skala

Die linke Skala ist gegenüber der rechten um einen Faktor 9 verschoben. Referenzen: CHA 71, JAM 66, YAM 65, BRO 70, TRI 65, ABR 70, POL 70, ARM 70, PRE 70, SLA 67, ADE 68, KUN 69, GAI 70, BIS 70, CHI 65, CAS 67, HON 72.

4. π^+ p-Experiment bei 11.7 GeV/c
Die in die Histogramme eingezeichneten Kurven sind Polynom Anpassungen.
"Rückwärts" und "vorwärts" bezieht sich auf den Longitudinalimpuls
im Schwerpunktsystem.
- 4.3. $p\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kanal
- 4.3.1 $M(\pi^+\pi^+)$, 9464 Ereignisse, 7 außerhalb
innen 3802 Ereignisse, beide π^+ vorwärts
- 4.3.2 $M(p\pi^+\pi^+)$ 9469 Ereignisse, 2 außerhalb
innen 4809 Ereignisse, ohne Δ^{++} (d.h. $M(p\pi_S^+) > 1.45$ GeV)
- 4.3.3 $M(p\pi^+\pi^+)$ 607 Ereignisse, 8864 außerhalb, und $M(n\pi^-\pi^-)$, 1141 Ereignisse,
31 außerhalb, aus der Reaktion $\pi^-d \rightarrow pn\pi^-\pi^-\pi^+$ (BEN 69).
innen: $M(p\pi^+\pi^+)$, 607 Ereignisse, 8864 außerhalb.
- 4.4. $p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal
- 4.4.1 $M(\pi^+\pi^+)$ 9448 Ereignisse
innen 2821 Ereignisse, π^+, π^+ vorwärts, p rückwärts
- 4.4.2 $M(\pi^+\pi^+\pi^0)$ 9445 Ereignisse, 3 außerhalb
- 4.4.3 $M(\pi^+\pi^+\pi^0)$ 3148 Ereignisse, die mindestens 4 der folgenden 5 Bedingungen erfüllen: π^+, π^+ und π^0 vorwärts, p, π^- rückwärts
innen 1658 Ereignisse, die außerdem kein ω und kein Δ^{++} enthalten
und deren Proton an der Ionisation erkannt wurde.
- 4.4.4 $M(p\pi^+\pi^+)$ 9448 Ereignisse
- 4.4.5 $M(p\pi^+\pi^+\pi^0)$ 9448 Ereignisse
- 4.5. $\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal
- 4.5.1 $M(n\pi^-)$ 2777 Ereignisse
innen 456 Ereignisse, n, π^- und ein π^+ rückwärts, $2\pi^+$ vorwärts
- 4.5.2 $M(n\pi^+)$ 3 x 2777 Kombinationen
- 4.5.3 $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ 2x 2777 Kombinationen mit den 2 langsamsten π^+
innen 456 Ereignisse wie in Abb. 4.5.1
- 4.5.4 $M(\pi^+\pi^0)$ 3 x 2777 Kombinationen

4.5.5	$M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$	3 x 2777 Kombinationen
4.5.6	$M(\pi^+ \pi^+)$	3 x 2777 Kombinationen
	innen	2448 Kombinationen, beide π^+ vorwärts, n rückwärts
4.5.7	$M(\pi_S^+ \pi_L^+)$	2 x 2777 Kombinationen
	innen	2050 Kombinationen, beide π^+ vorwärts
4.5.8	$M(\pi_L^+ \pi_L^+)$	2777 Ereignisse
	innen	799 Ereignisse, π_L^+, π_L^+ und n rückwärts
4.5.9	$M(\pi^+ \pi^+ \pi^+)$	2777 Ereignisse
	innen	384 Ereignisse, alle π^+ vorwärts
4.5.10	$M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-)$	2777 Ereignisse
	innen	201 Ereignisse, alle Pionen vorwärts, n rückwärts
4.5.11	$M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ n)$	2777 Ereignisse
4.6.	$p\pi^+ \pi^+ \pi^- X^0$ -Kanal	
4.6.1	$M(p\pi_L^+)$	37789 Ereignisse, 878 außerhalb (Menge a)
	innen	9836 Ereignisse, 404 außerhalb (Menge c)
4.6.2	$M(\pi^+ \pi^-)$	75424 Kombinationen, 1910 außerhalb (Menge a)
	innen	20299 Kombinationen, 181 außerhalb (Menge c)
4.6.3	$M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$	38667 Ereignisse (Menge a)
	innen	10240 Ereignisse (Menge c)
4.6.4	$M(p\pi^-)$	37030 Ereignisse, 1637 außerhalb (Menge a)
	innen	11158 Ereignisse, 4 außerhalb, p, π^- rückwärts
4.6.5	$M(\pi^+ \pi^+)$	38667 Ereignisse (Menge a)
	innen	10240 Ereignisse (Menge c)
4.6.6	$M(\pi^+ \pi^+ X^0)$	38664 Ereignisse, 3 außerhalb (Menge a)
	innen	10240 Ereignisse (Menge c)
4.6.7	$M(\pi^+ \pi^+ X^0)$	3370 Ereignisse, π^+, π^+, π^- und X^0 vorwärts, p rückwärts (Menge a)
	innen	2246 Ereignisse, ebenso (Menge c)

- 4.6.8 $M(\pi^+ \pi^+)$ 38666 Ereignisse, 1 außerhalb (Menge a)
innen 10240 Ereignisse (Menge c)
- 4.6.9 $M(\pi^+ \pi^+ X^0)$ 38620 Ereignisse, 47 außerhalb (Menge a)
innen 10238 Ereignisse, 2 außerhalb (Menge c)
- 4.7 $\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- X^0$ -Kanal
- 4.7.1 $M(\pi^+ \pi^-)$ 58996 Kombinationen, 1319 außerhalb (Menge a)
- 4.7.2 $M(\pi_S^+ \pi_L^+)$ 40164 Kombinationen, 46 außerhalb (Menge a)
innen 26479 Kombinationen, 13 außerhalb (Menge c)
rechts oben 4513 Kombinationen, 1 außerhalb (Menge b)
- 4.7.3 $M(\pi_L^+ \pi_L^+)$ 20086 Ereignisse, 19 außerhalb (Menge a)
innen 2257 Ereignisse (Menge b)
rechts oben 1113 Ereignisse, 1 außerhalb, π_S^+ vorwärts,
 π_L^+, π_L^+, π^- und X^0 rückwärts
- 4.7.4 $M(\pi^+ \pi^+)$ 60250 Kombinationen, 65 außerhalb (Menge a)
innen 6771 Kombinationen (Menge b)
- 4.7.5 $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+)$ 20099 Ereignisse, 6 außerhalb (Menge a)
innen 2257 Ereignisse (Menge b)
- 4.7.6 $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ 20105 Ereignisse (Menge a)
innen 2257 Ereignisse (Menge b)
- 4.7.7 $M(\pi^+ \pi^+ \pi^+ X^0)$ 20098 Ereignisse, 7 außerhalb (Menge a)
innen 2250 Ereignisse, 7 außerhalb (Menge b)

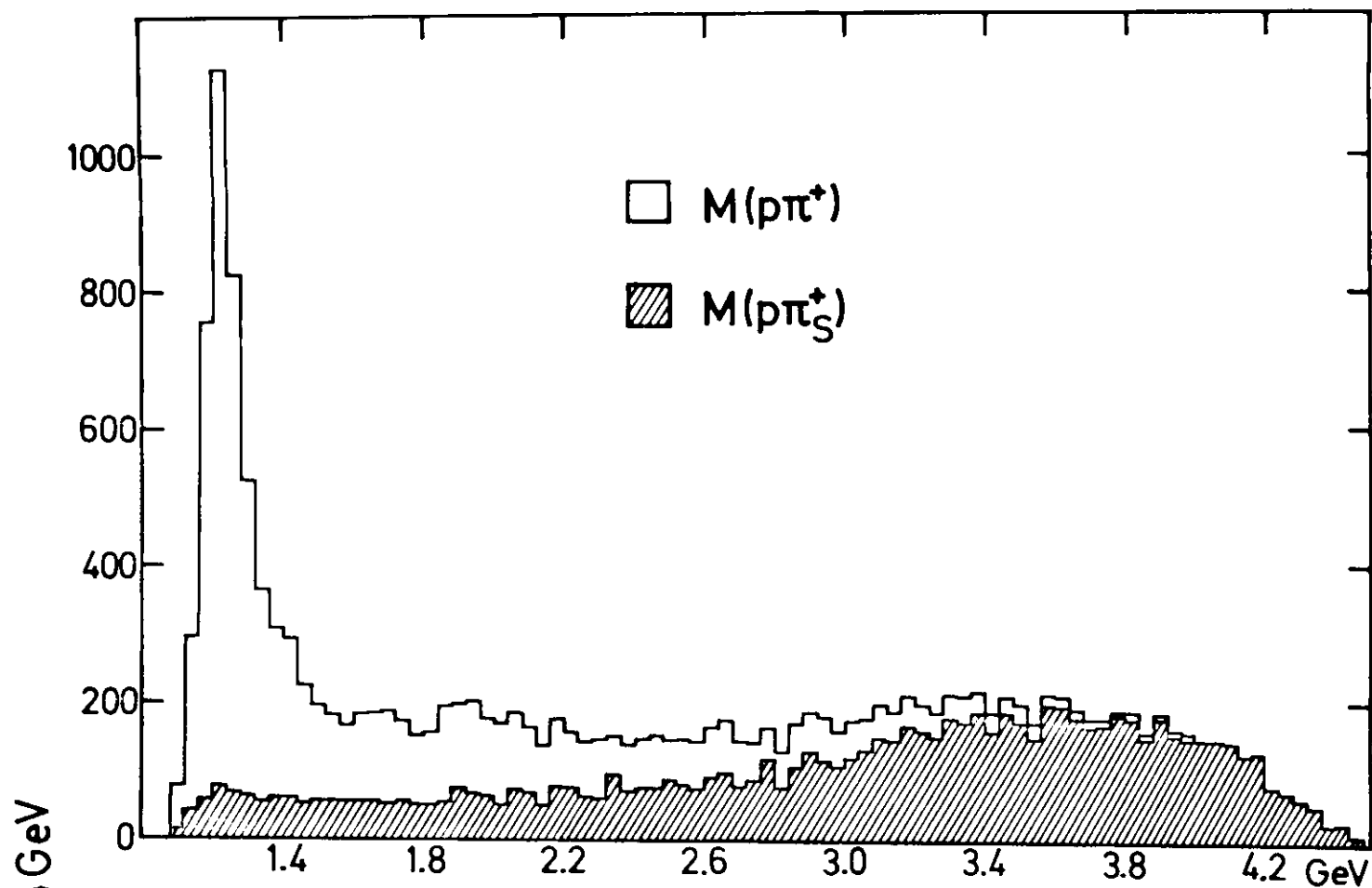


Abb.1.2.1

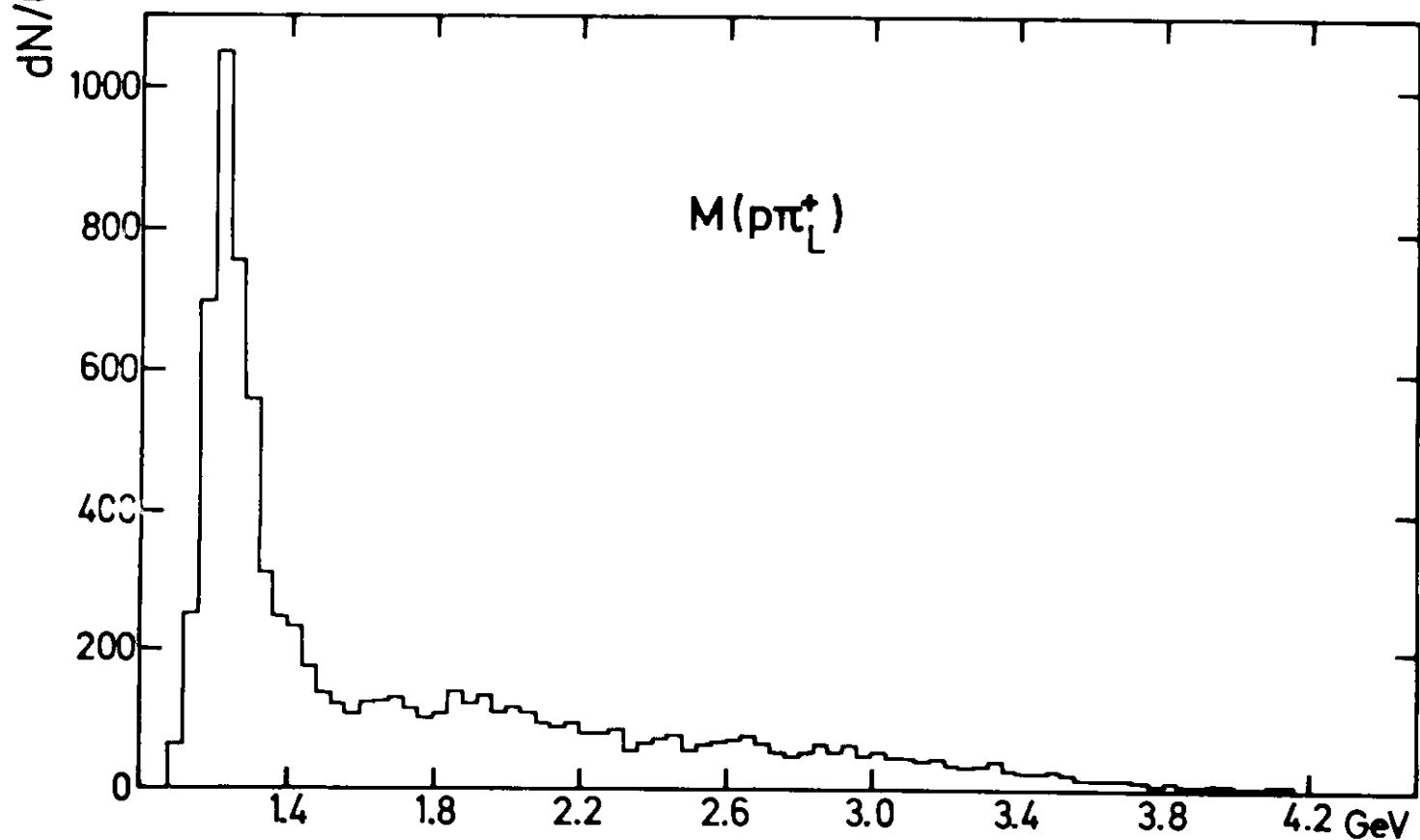


Abb.1.2.2

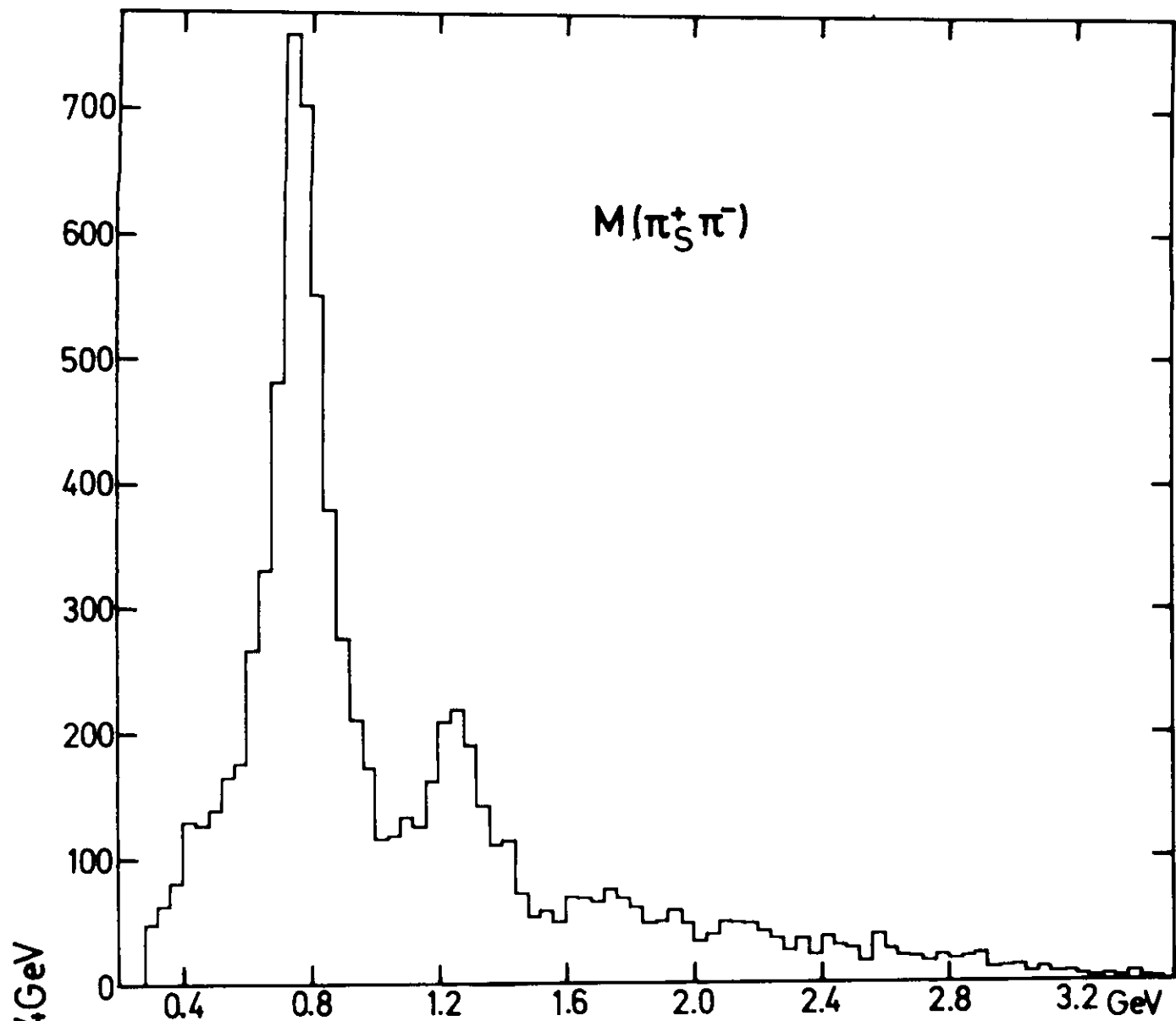


Abb.1.2.3

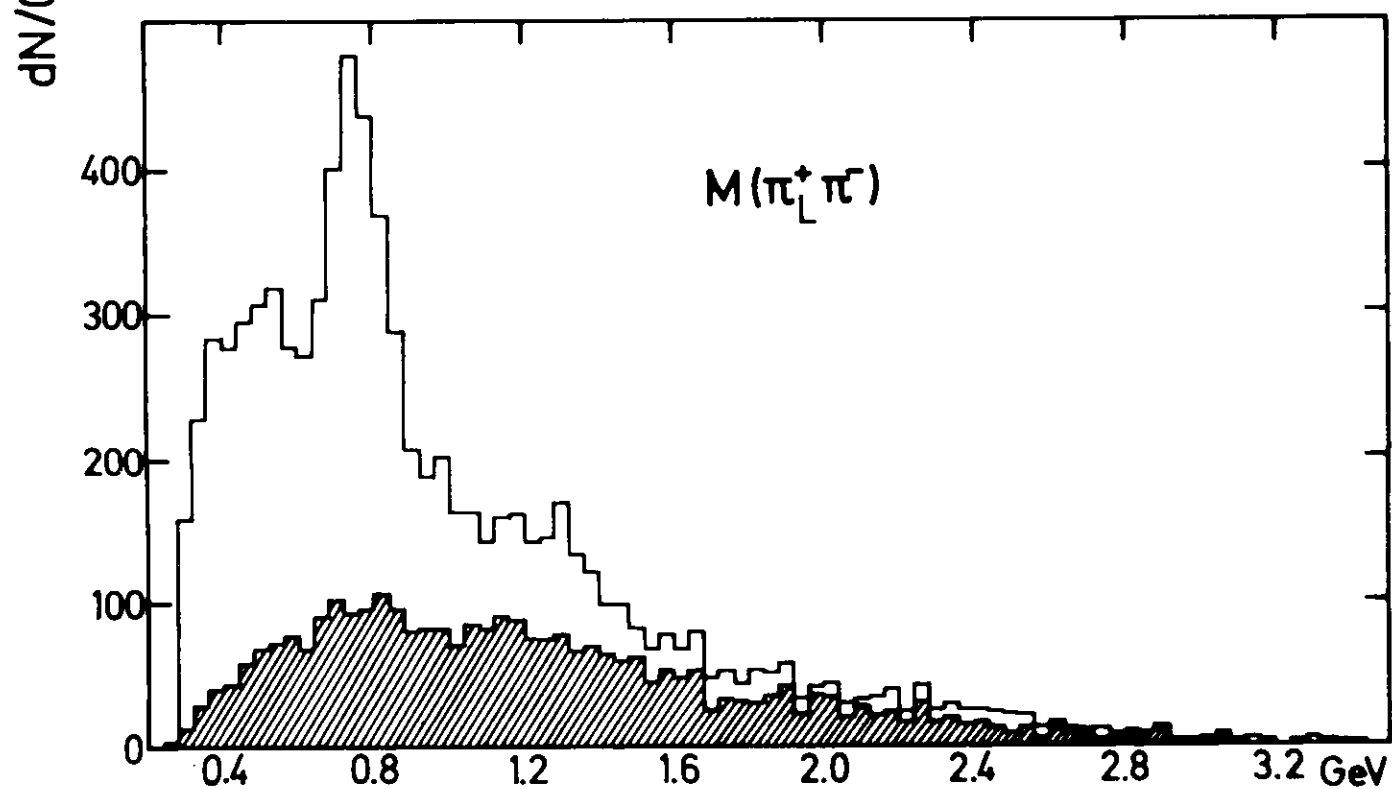


Abb.1.2.4

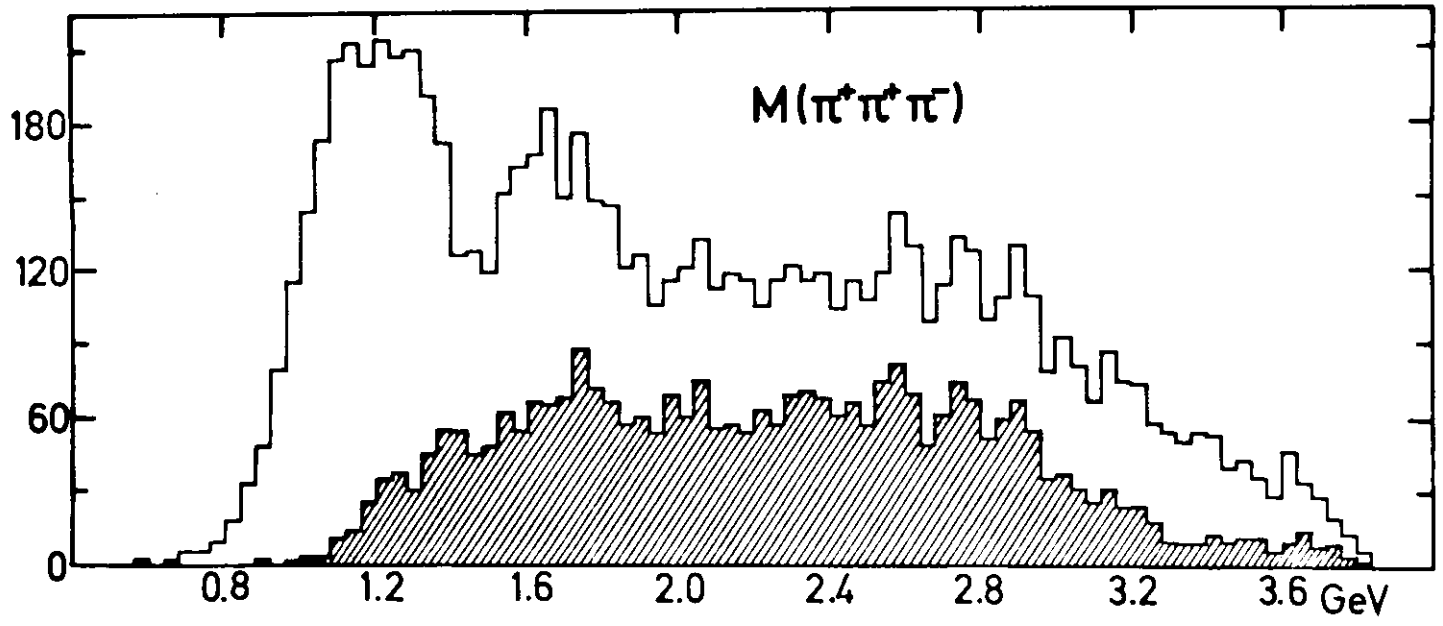


Abb.12.5

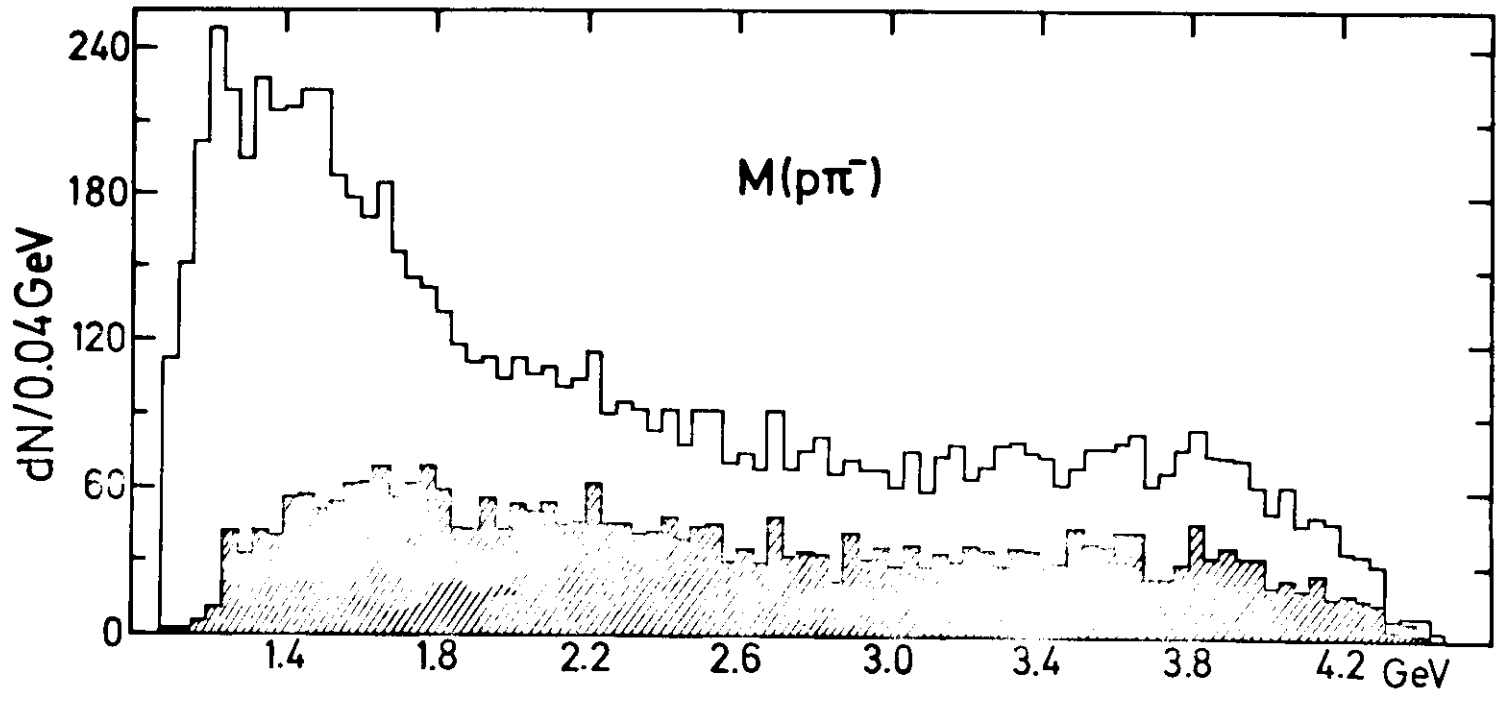


Abb.12.6

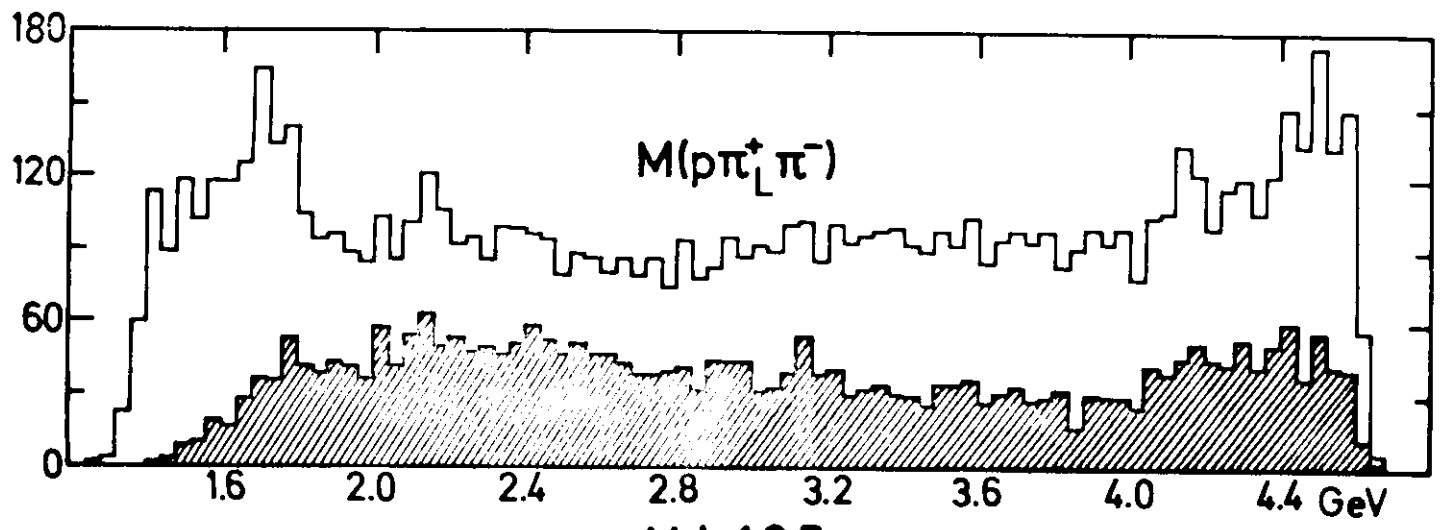


Abb.12.7

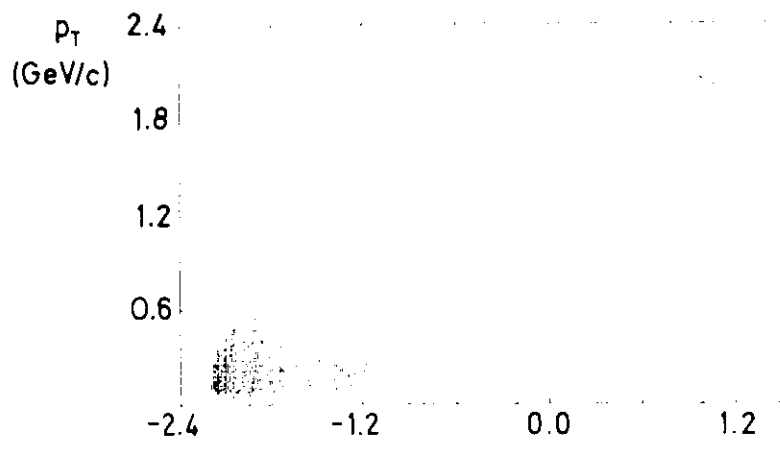


Abb. 1.3.1

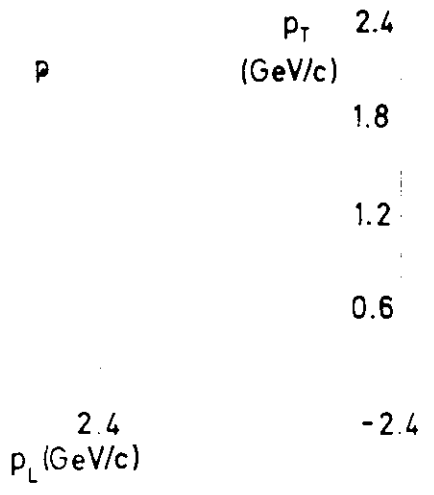


Abb. 1.3.2

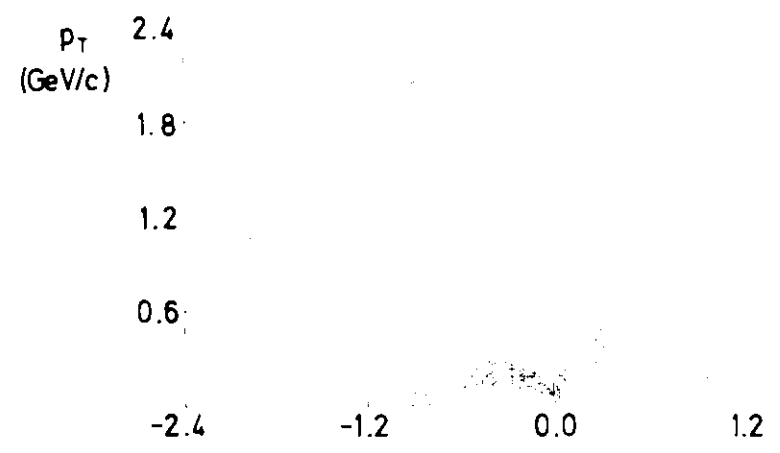


Abb. 1.3.3

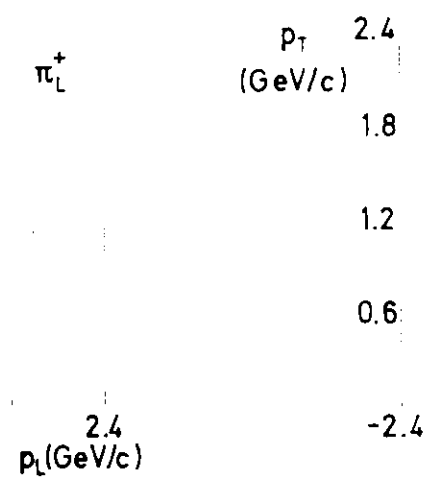
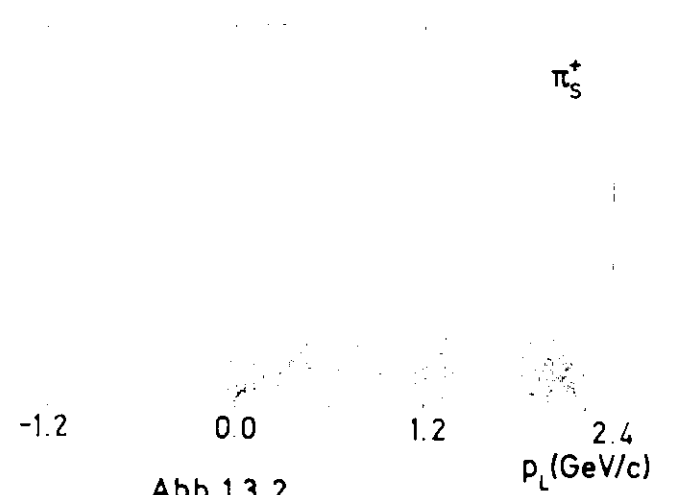


Abb. 1.3.4



π_L^-

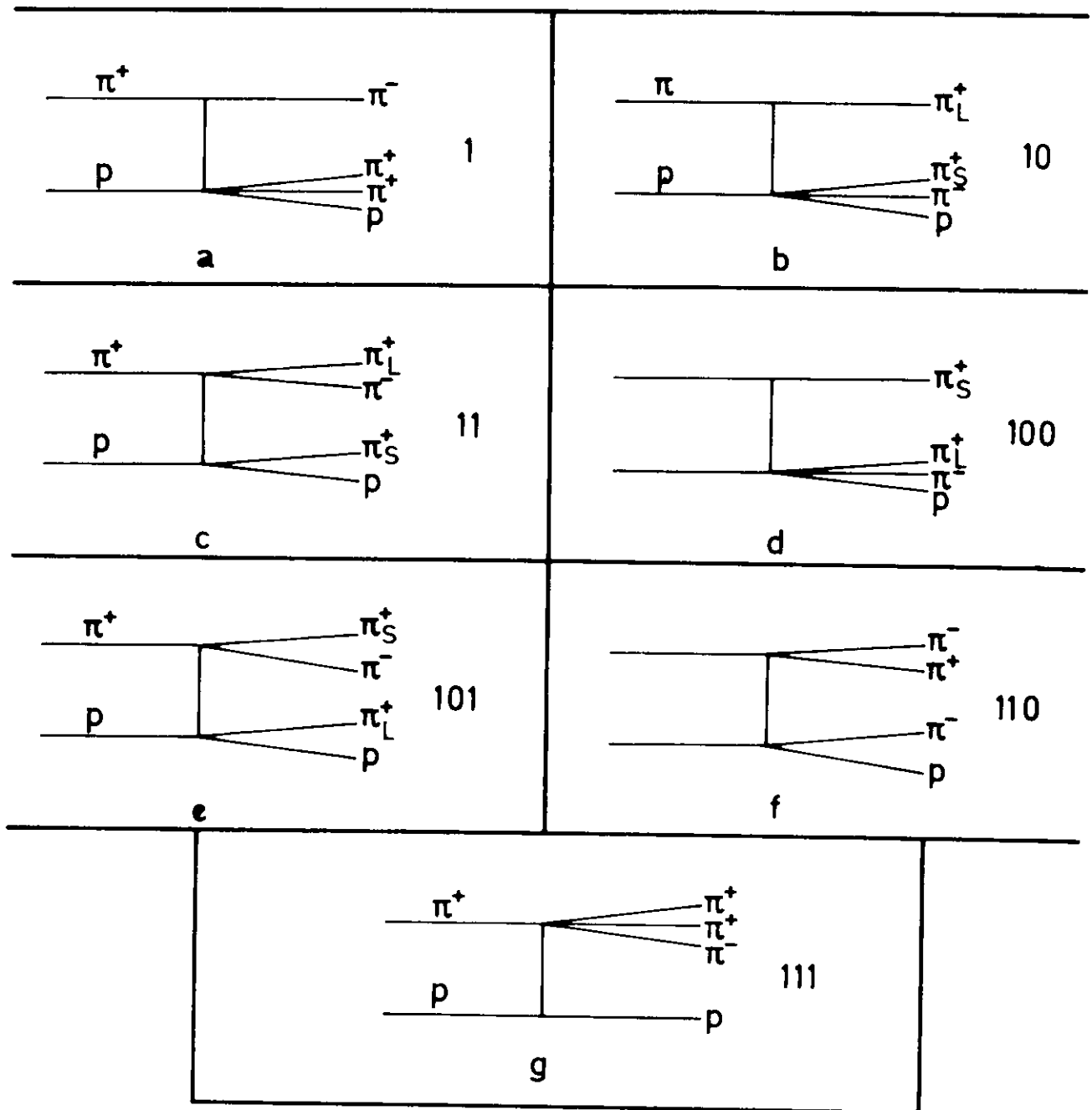
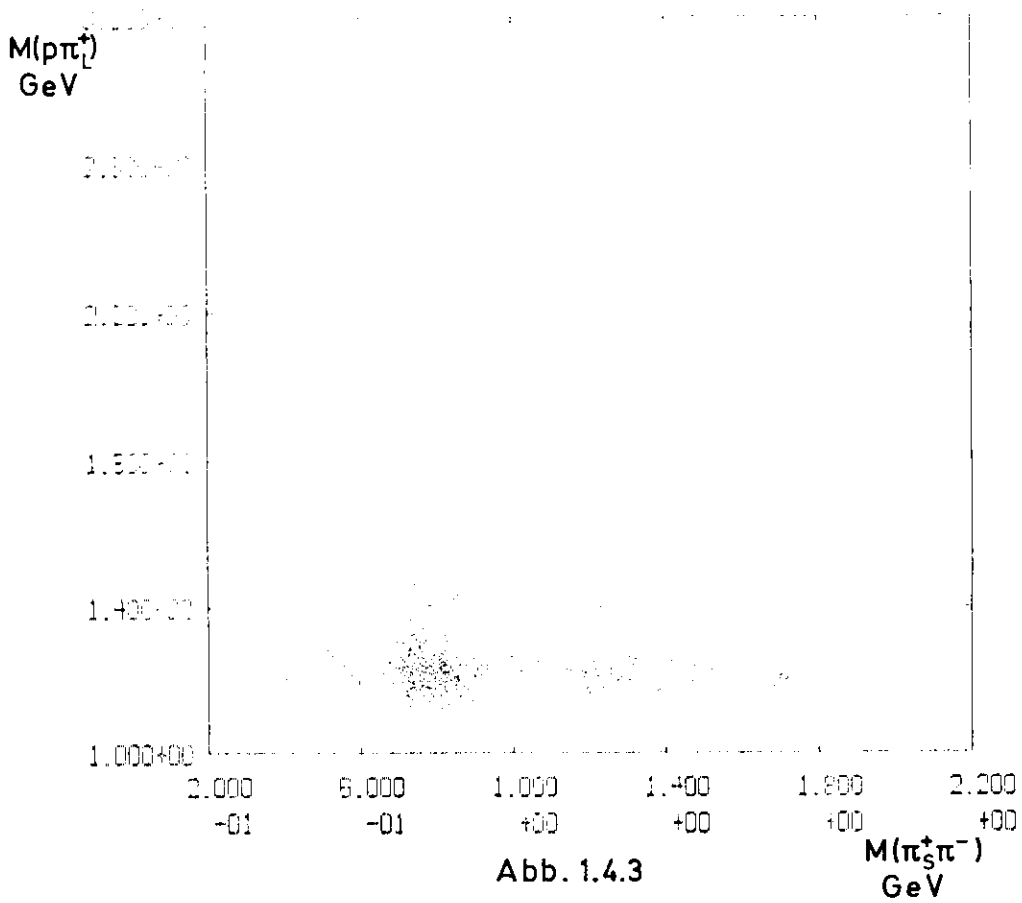
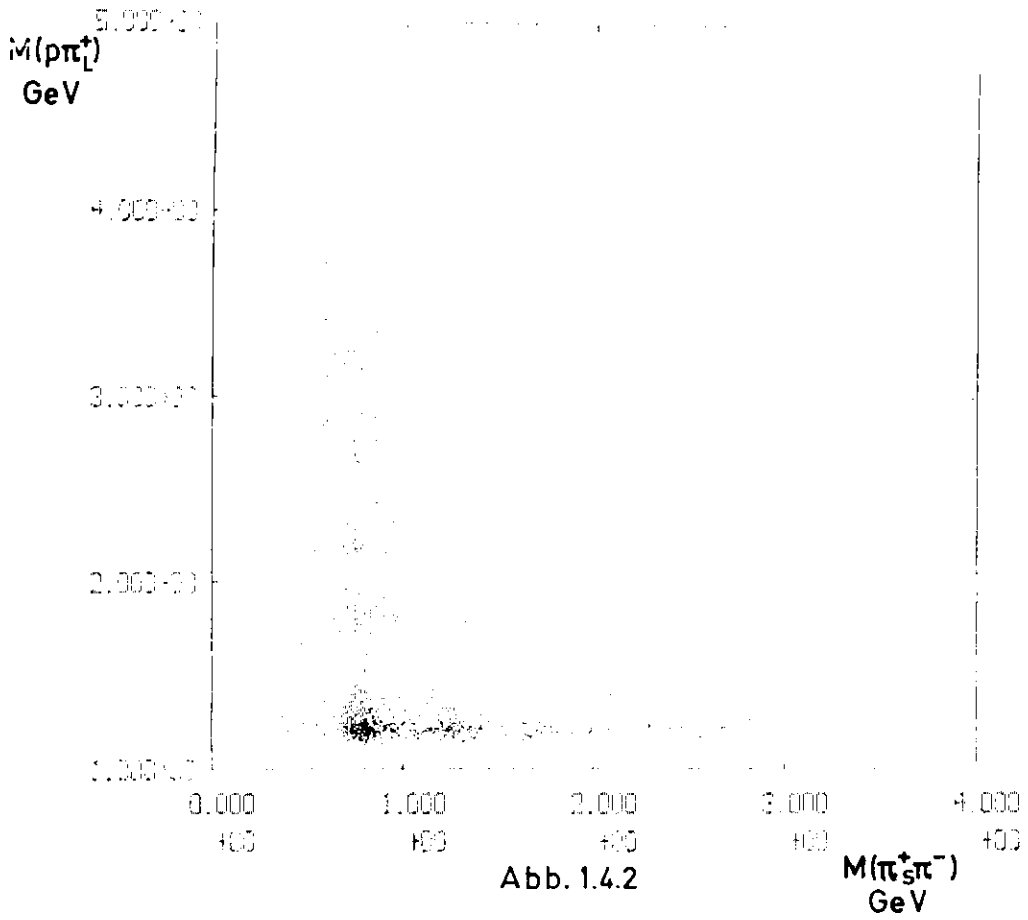
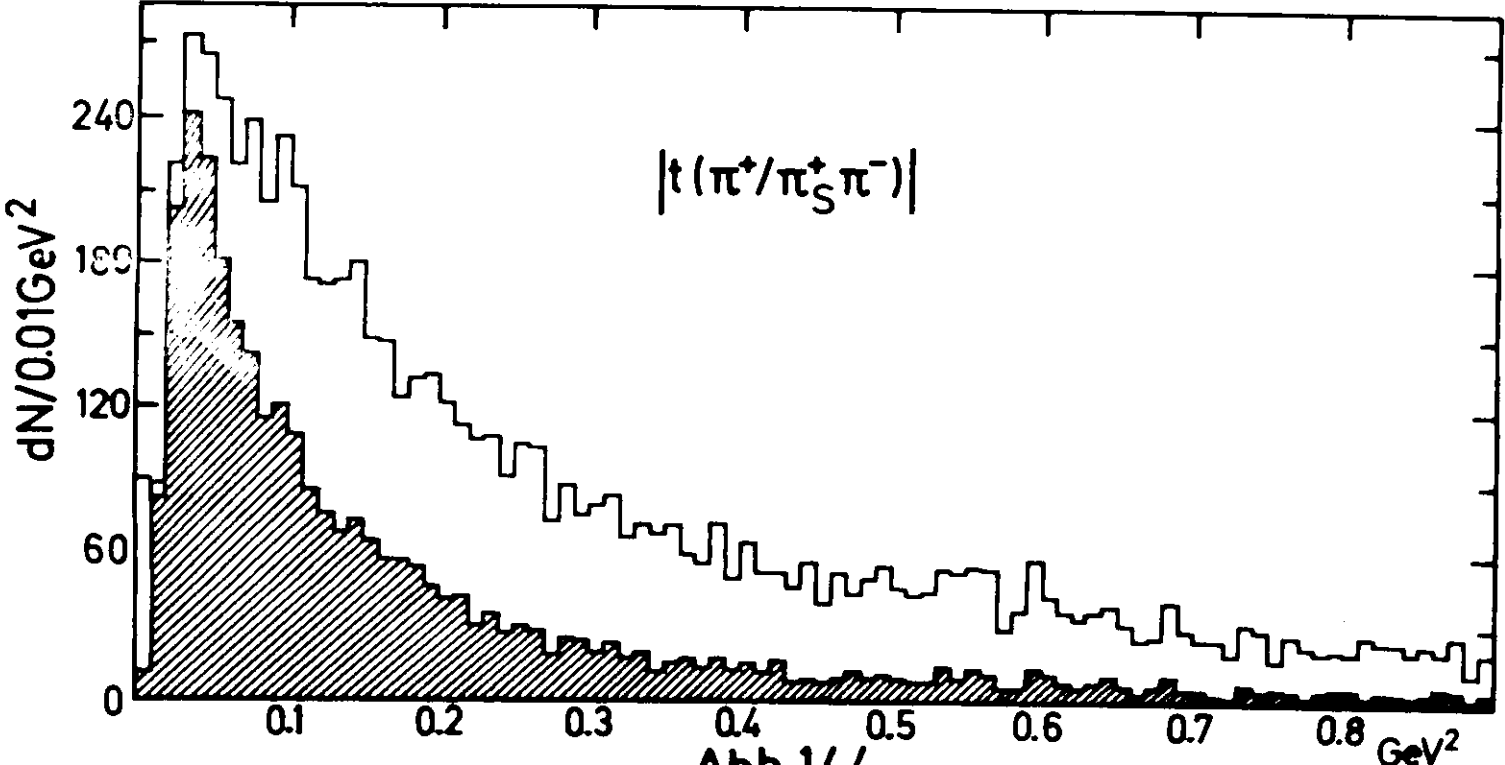
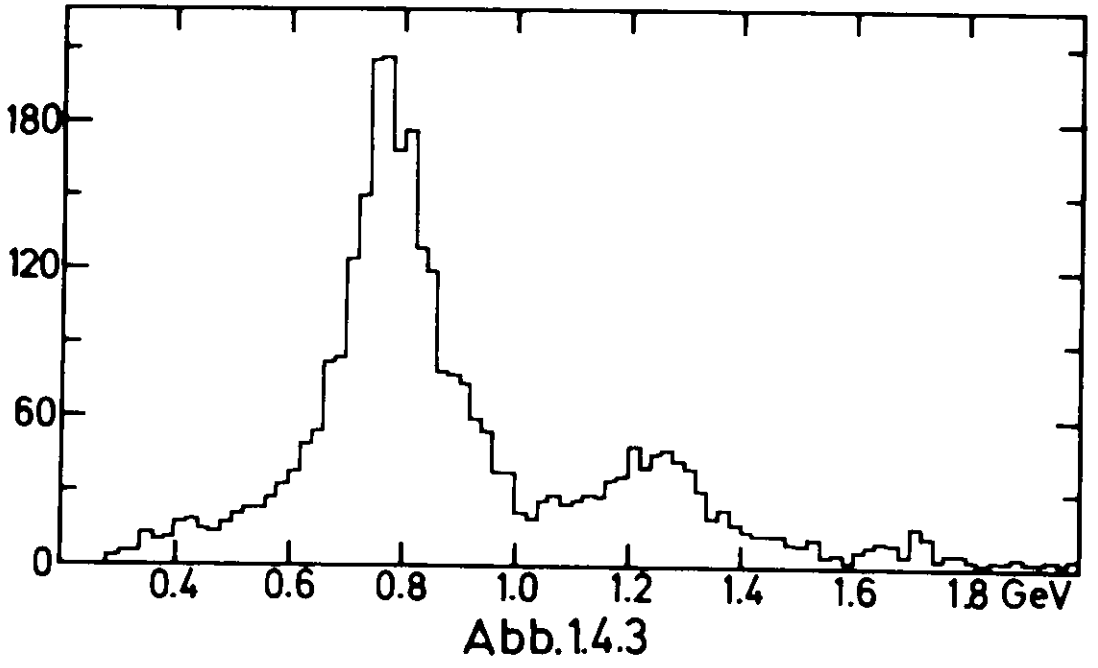
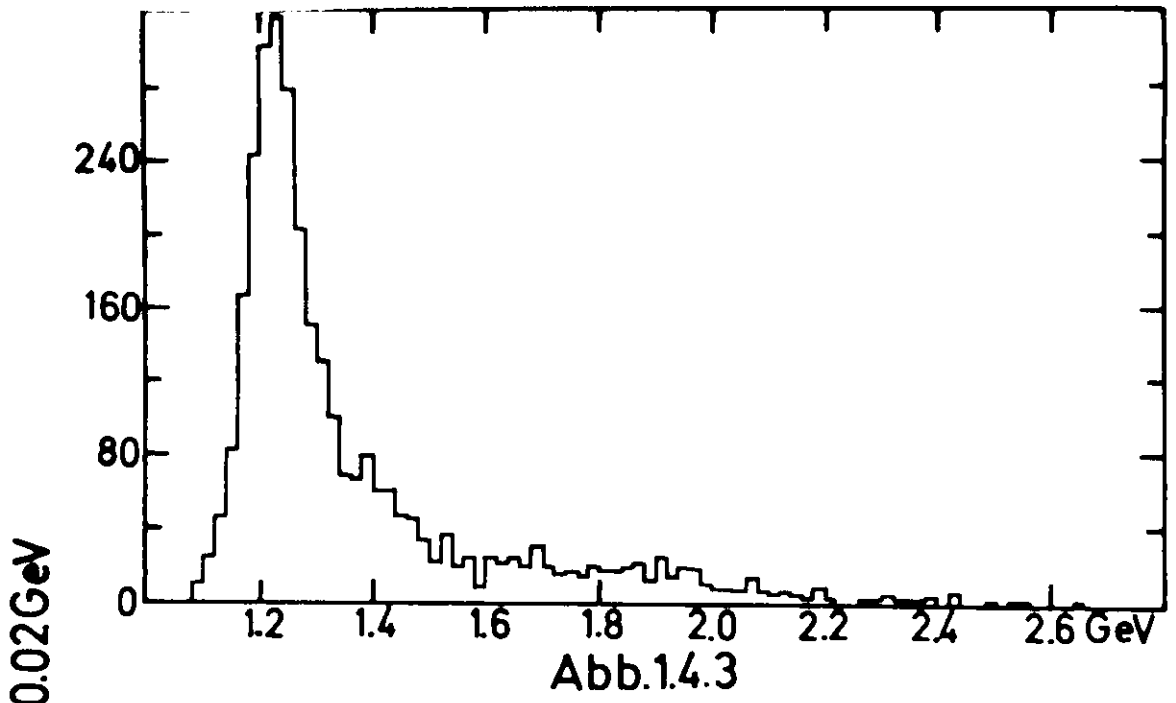


Abb.1.4.1





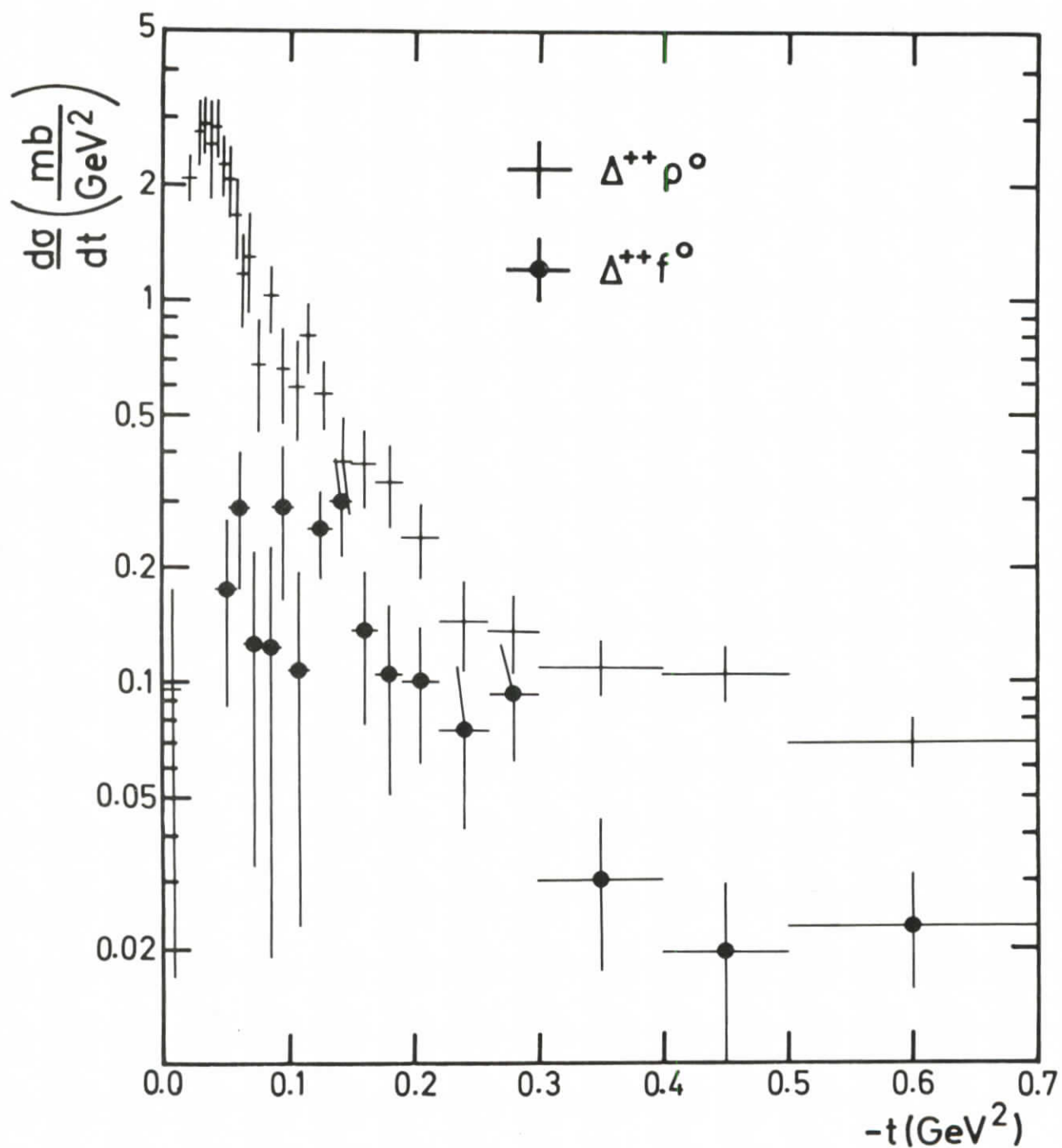


Abb.16.1

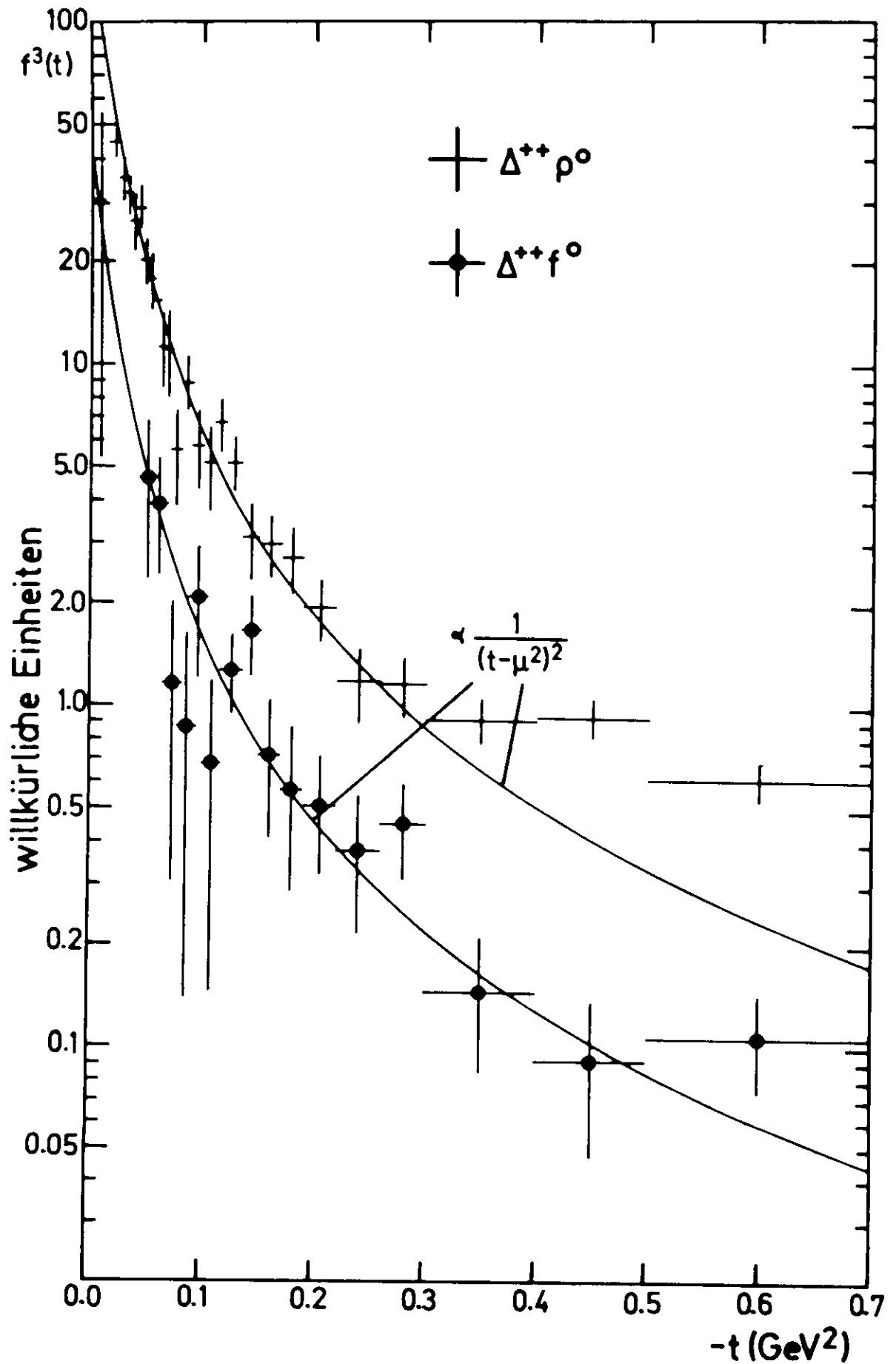
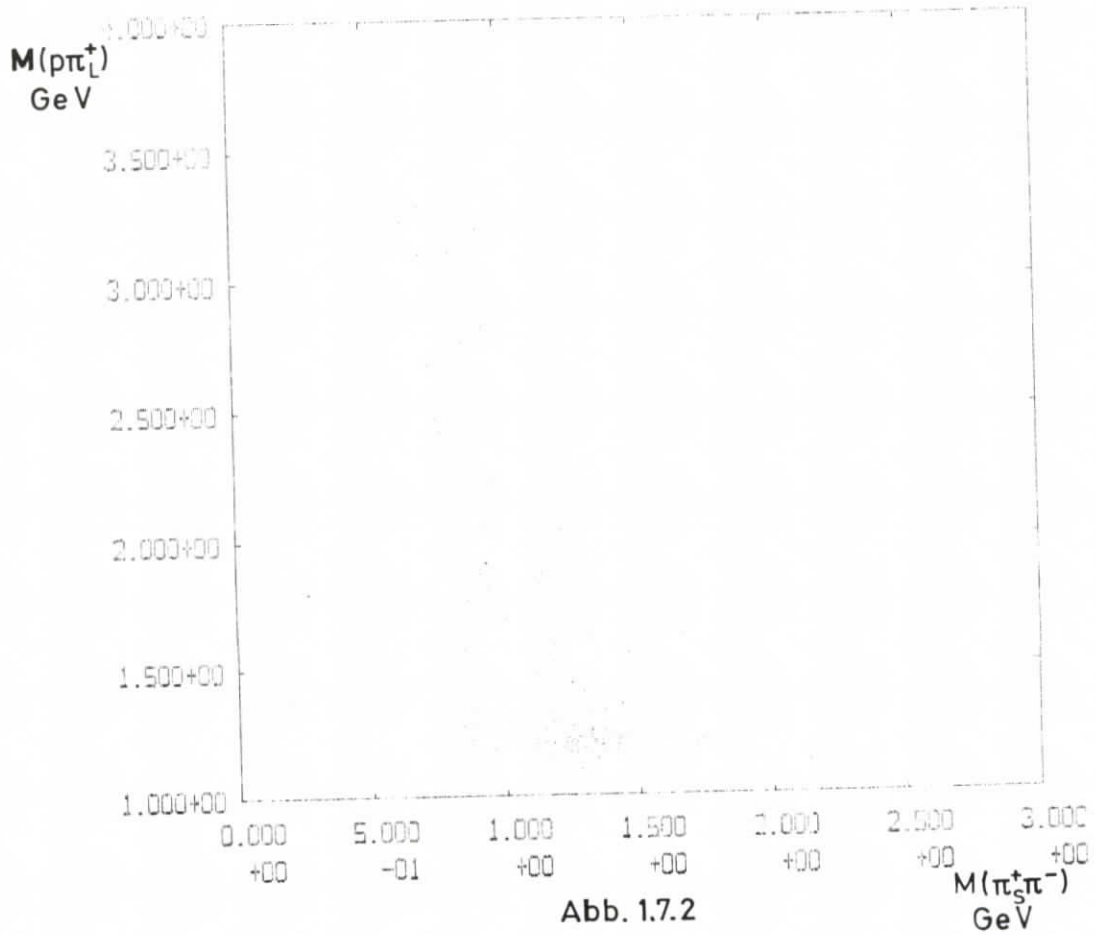
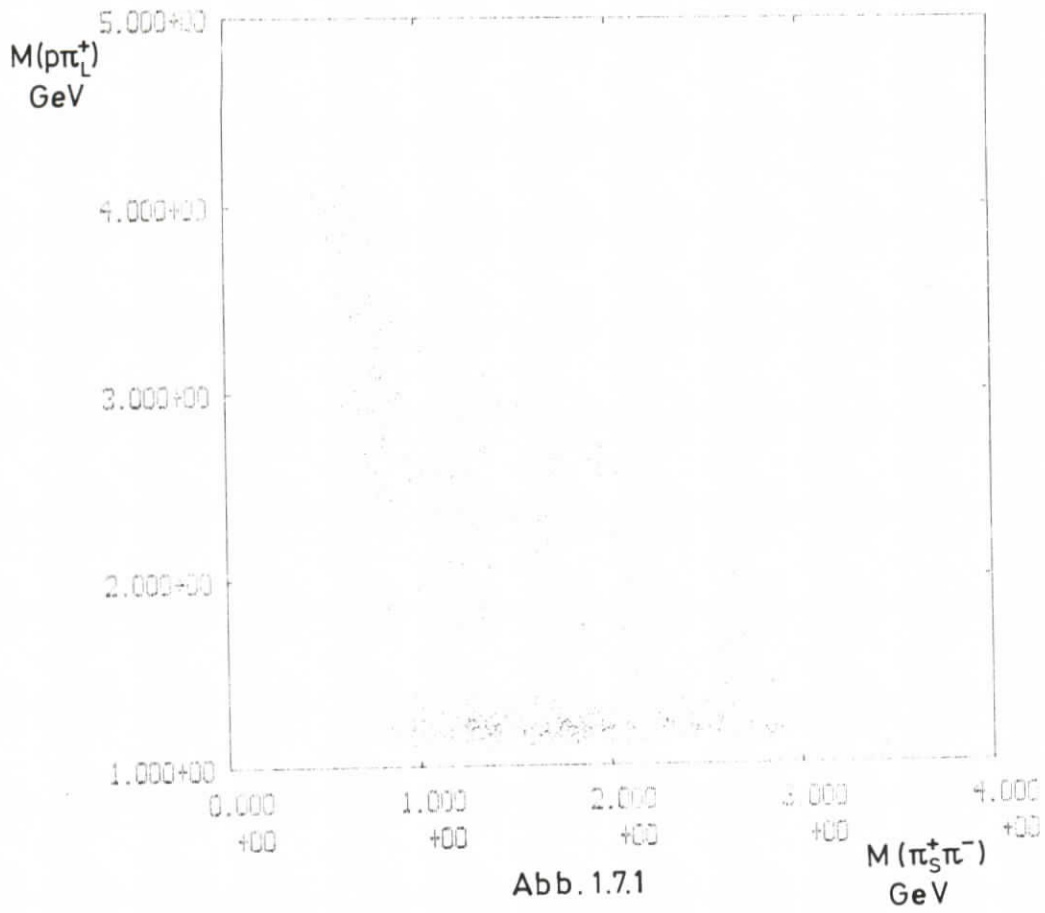


Abb.16.2



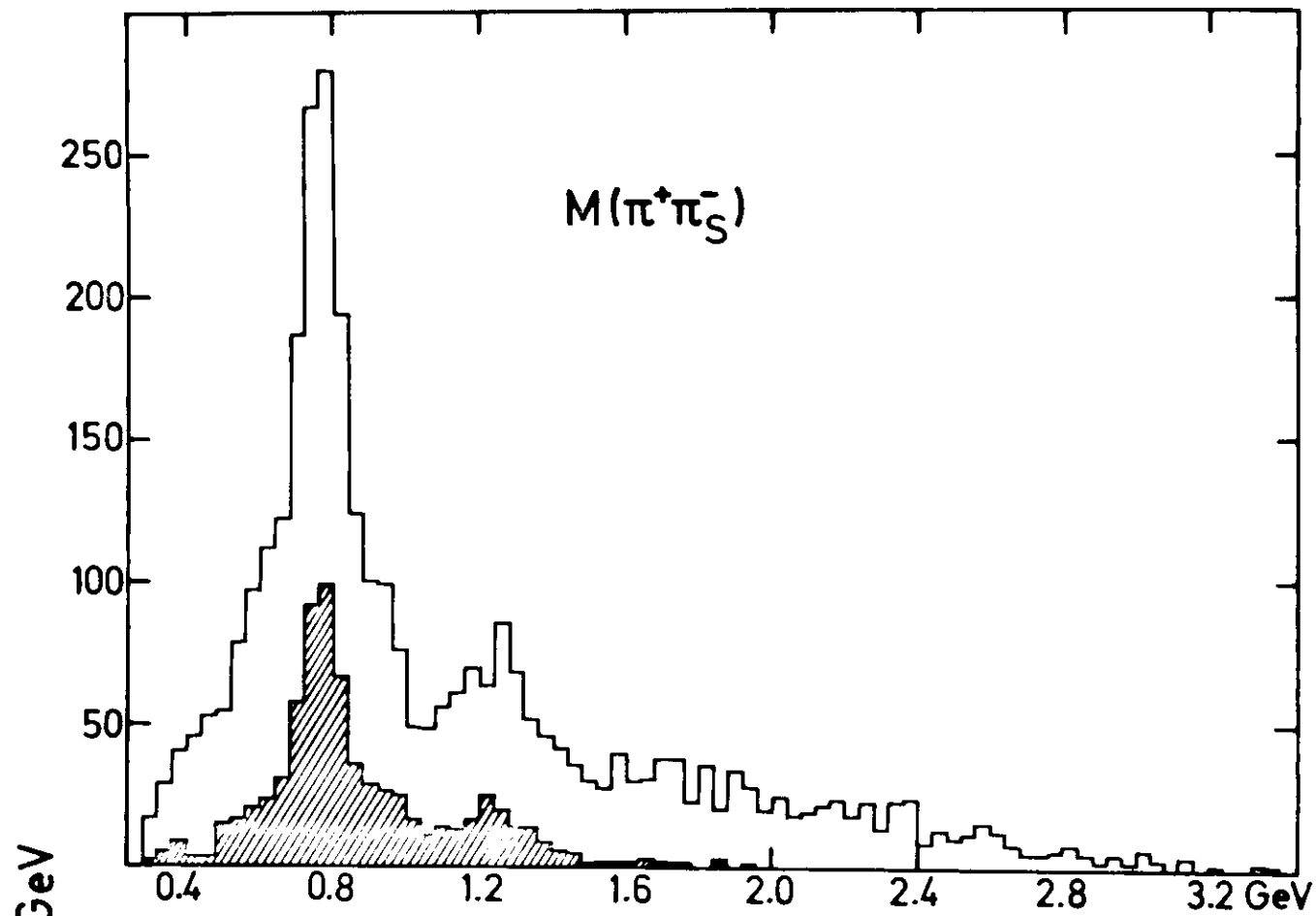


Abb.2.2.1

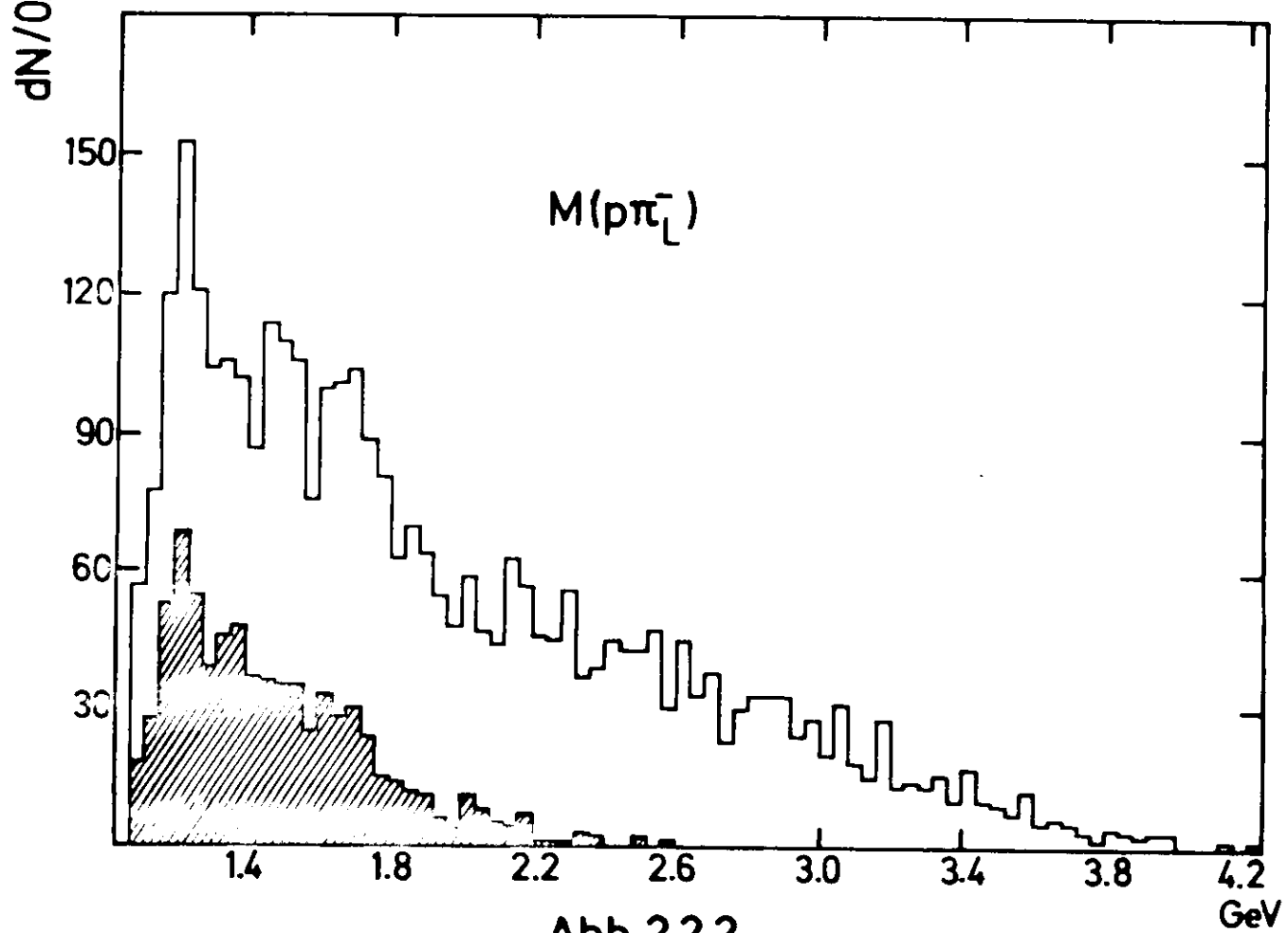
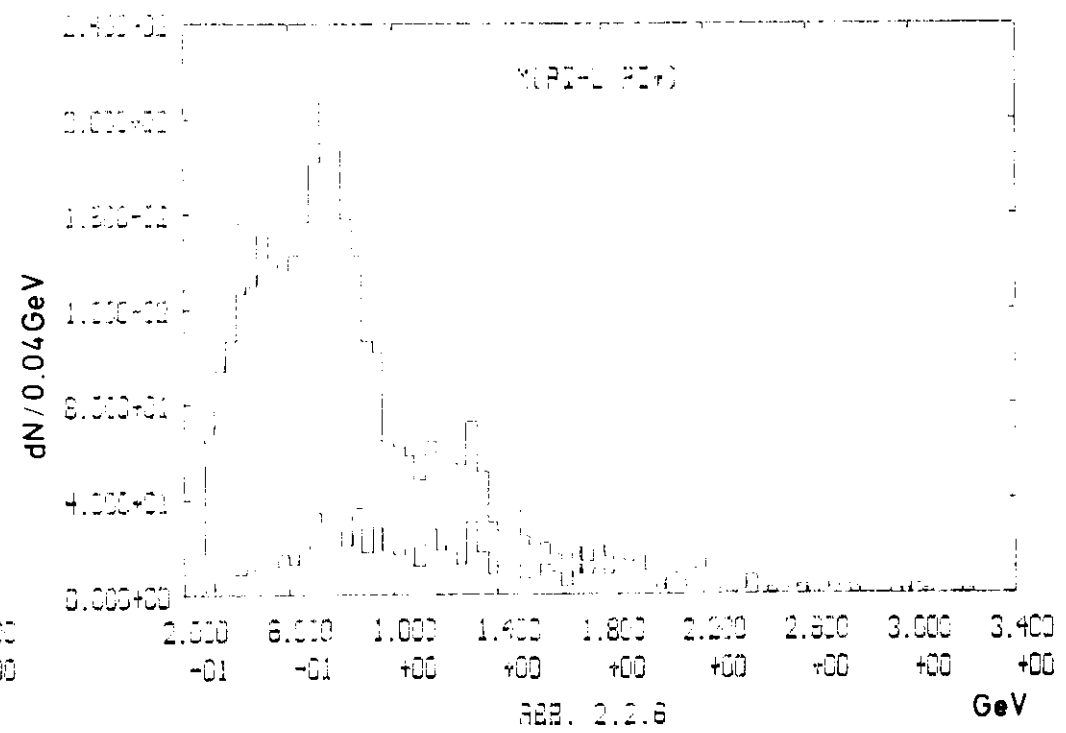
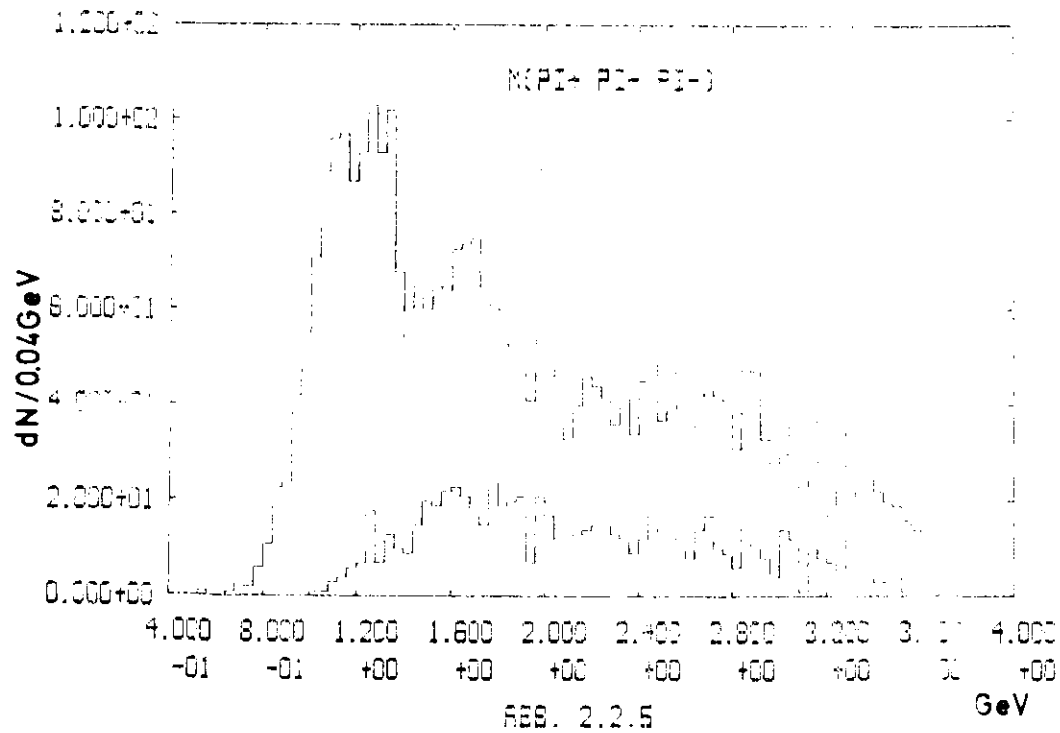
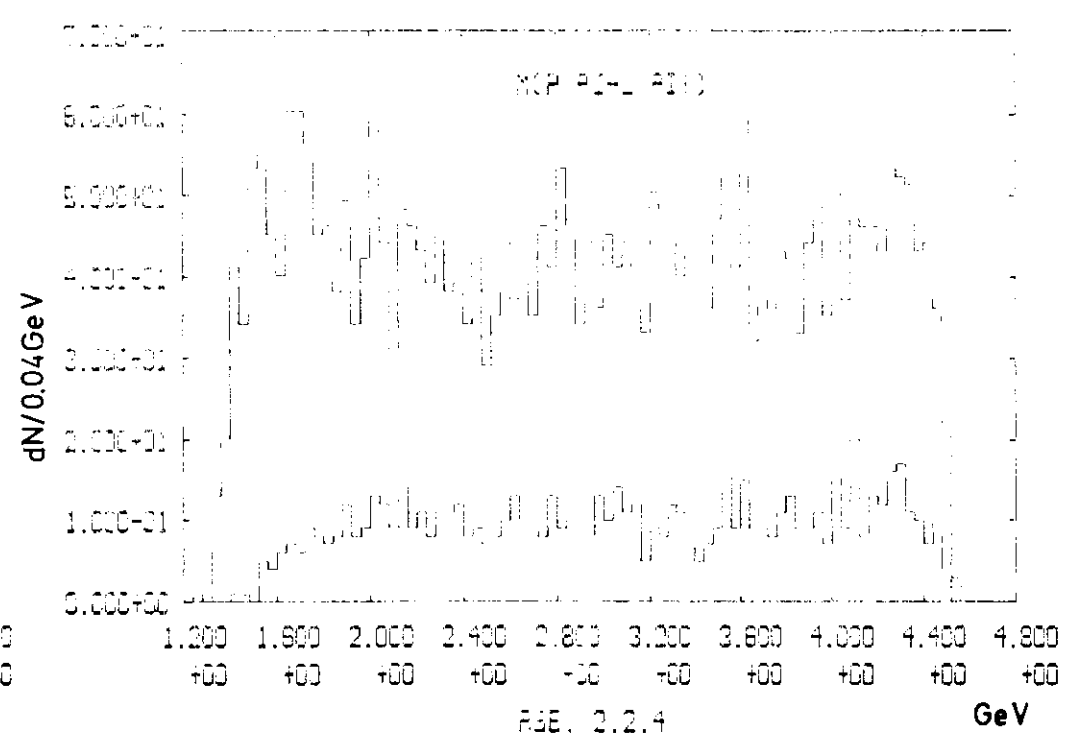
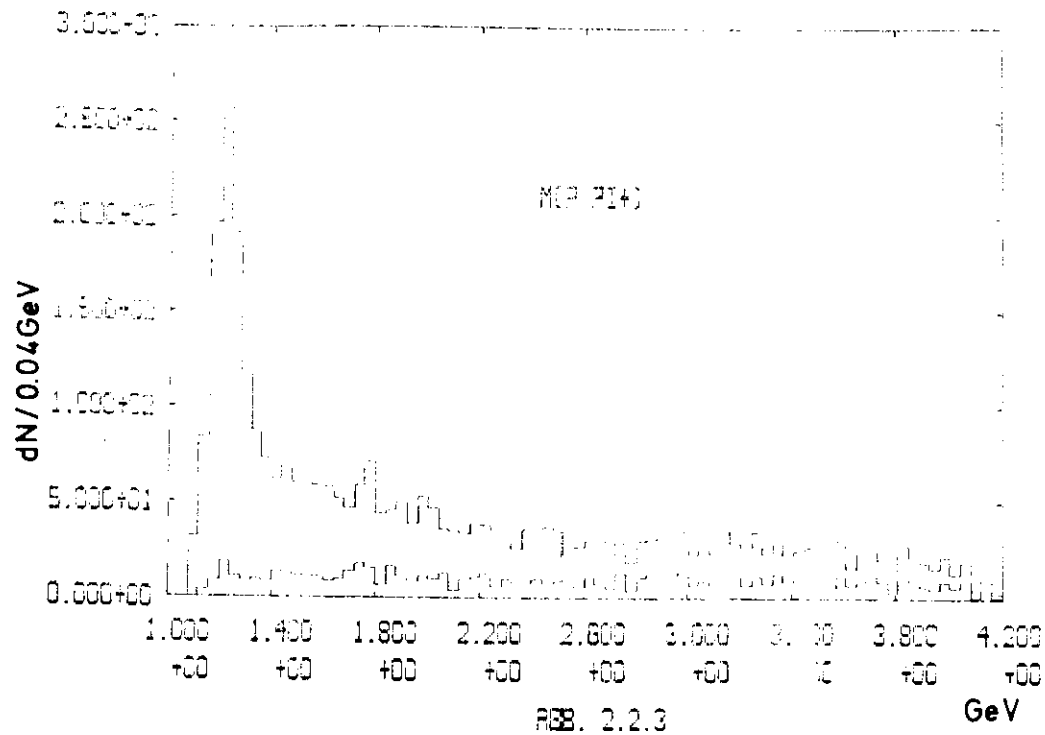


Abb.2.2.2



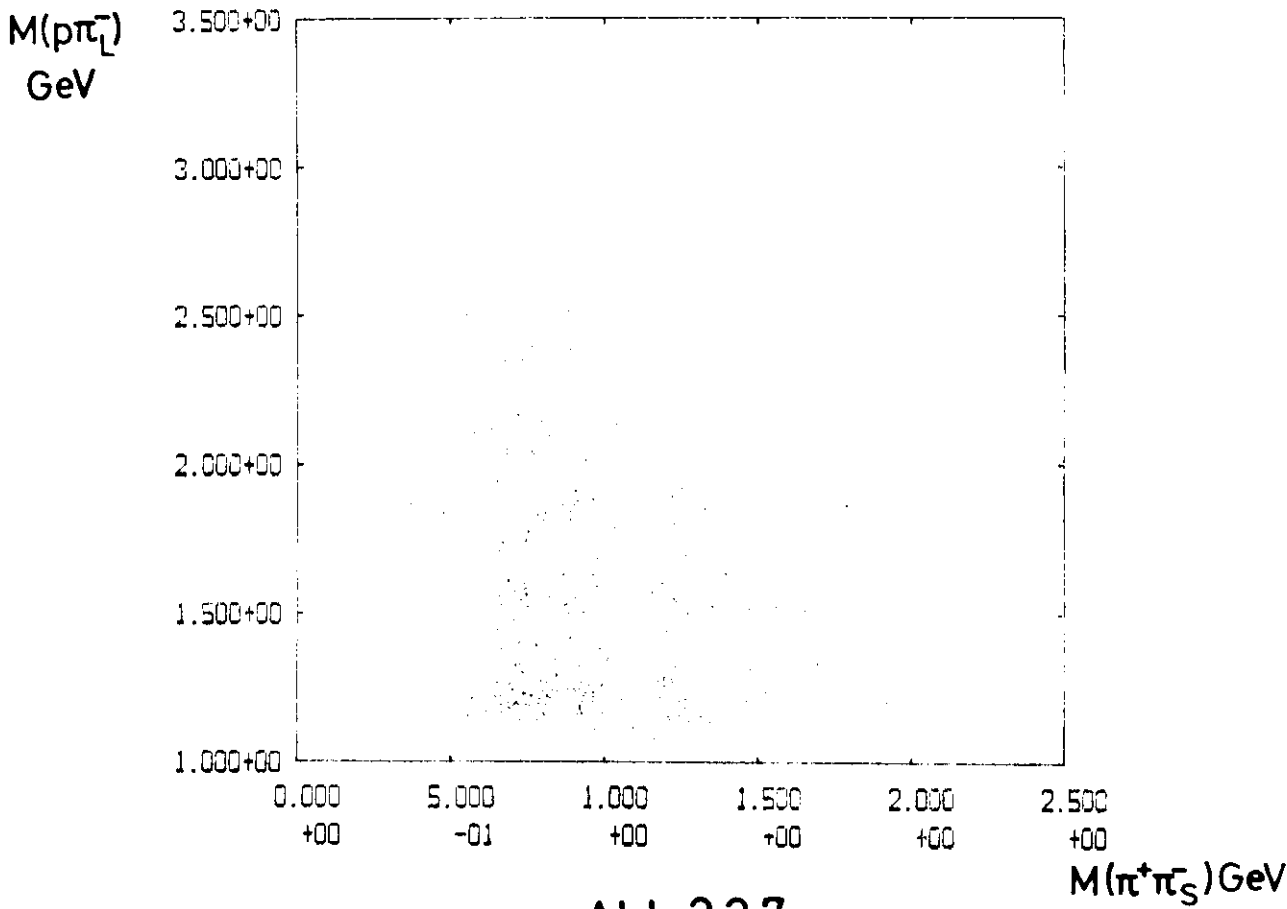


Abb.2.2.7

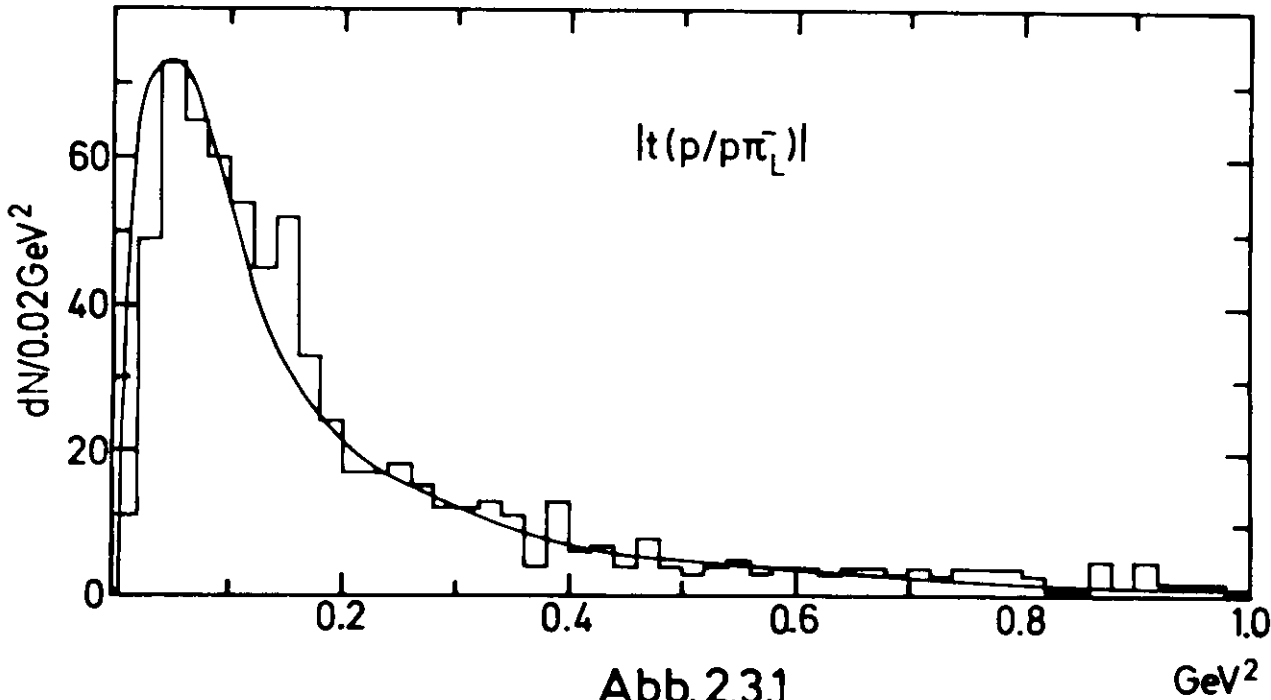
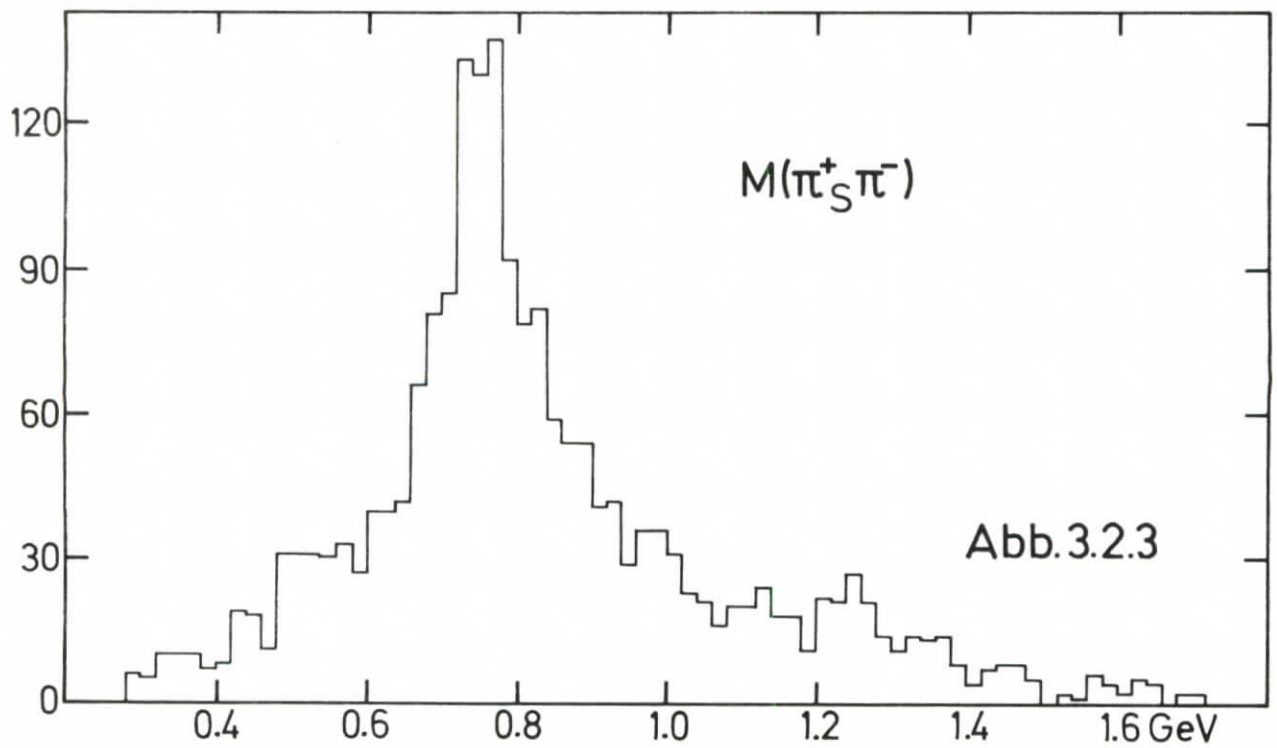
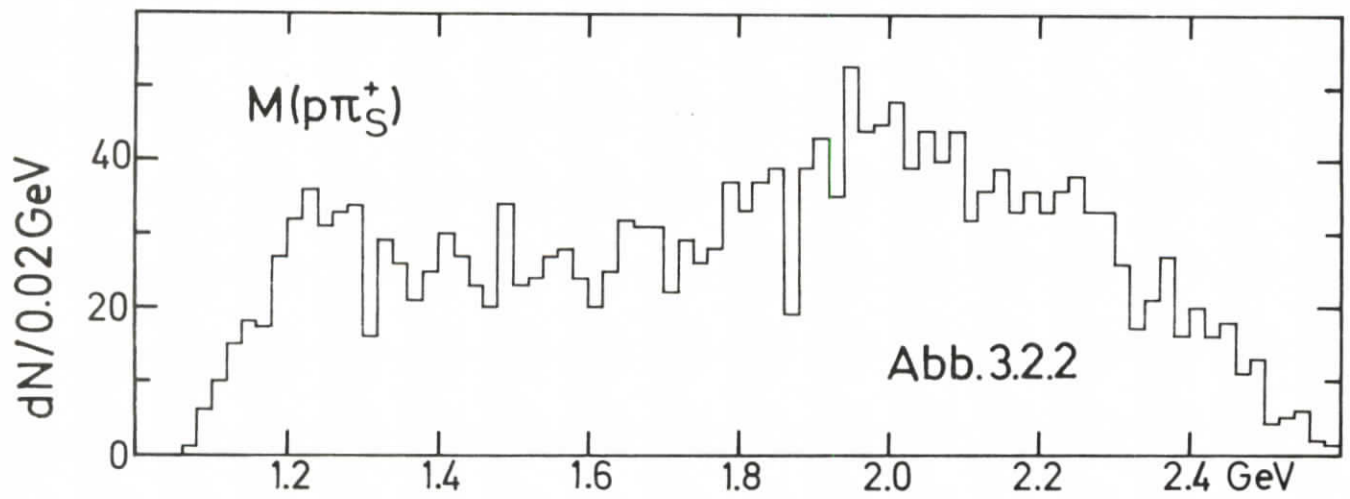
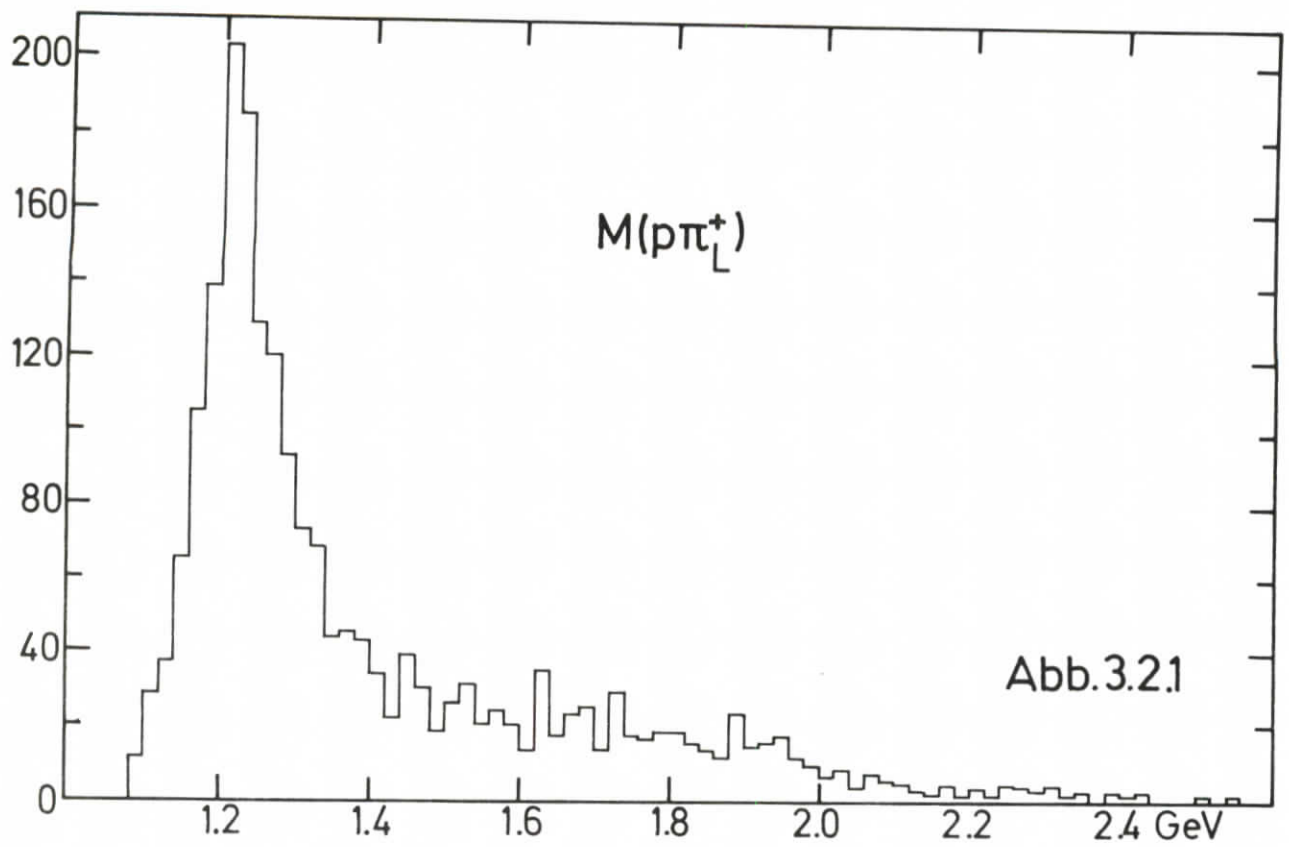


Abb.2.3.1



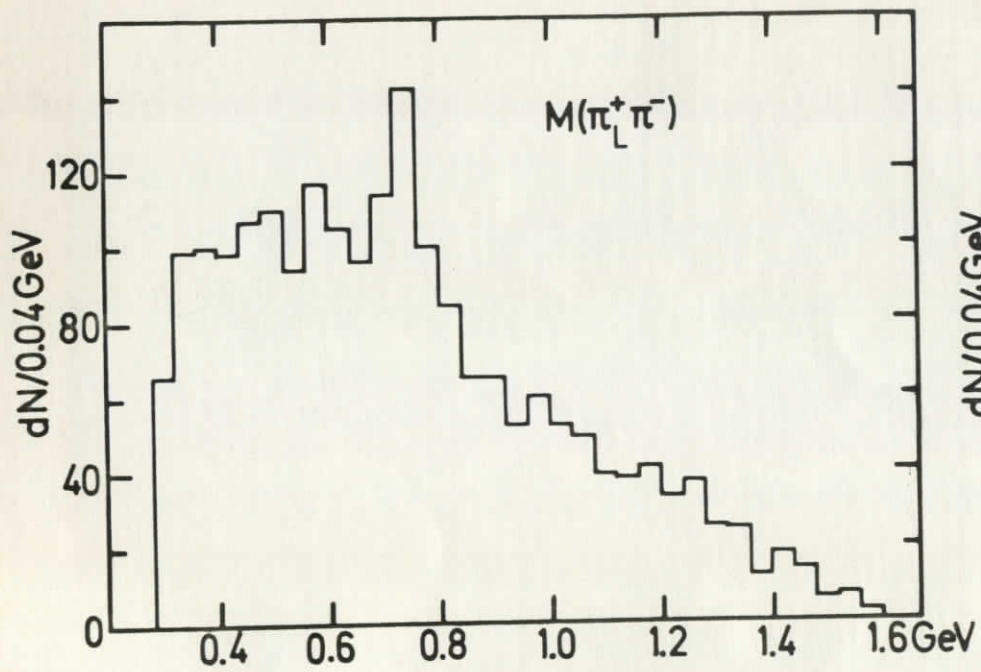


Abb.3.2.4

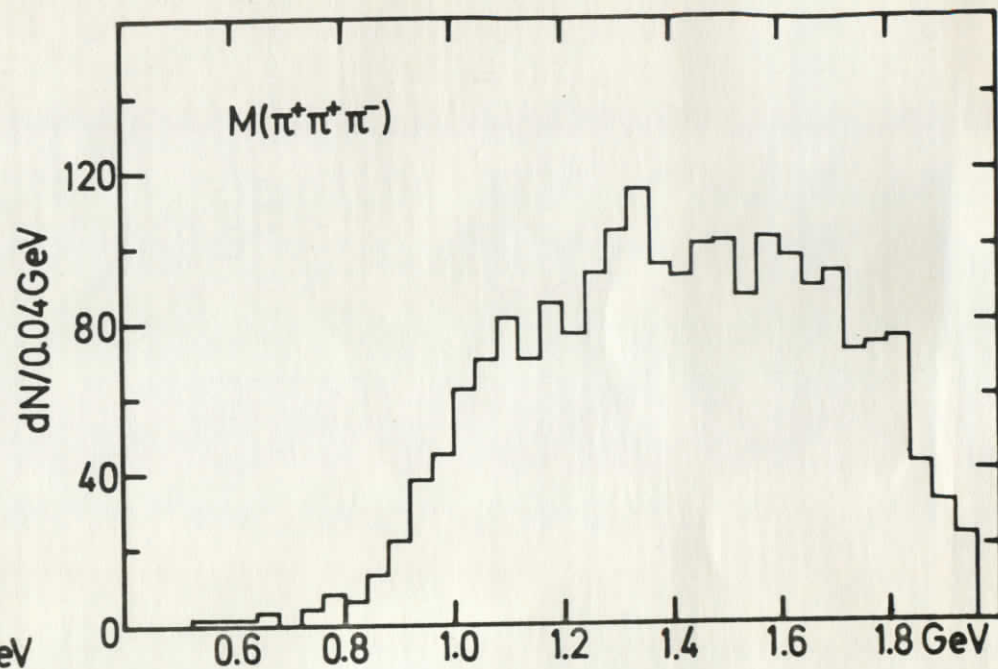


Abb.3.2.5

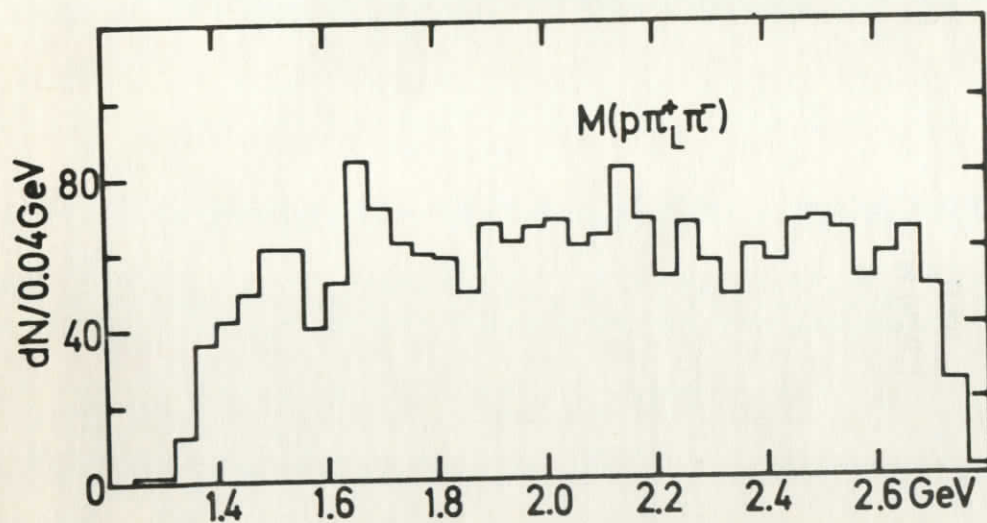


Abb.3.2.6

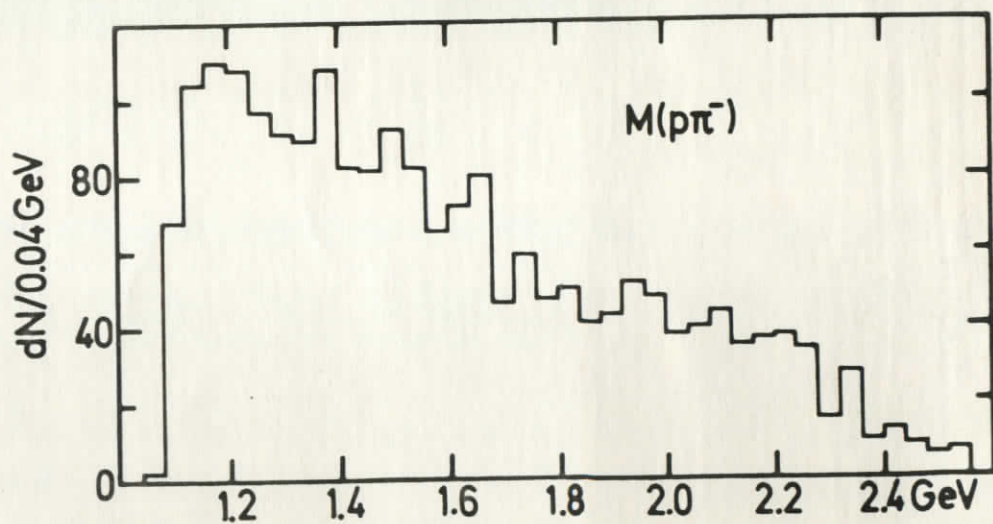


Abb.3.2.7

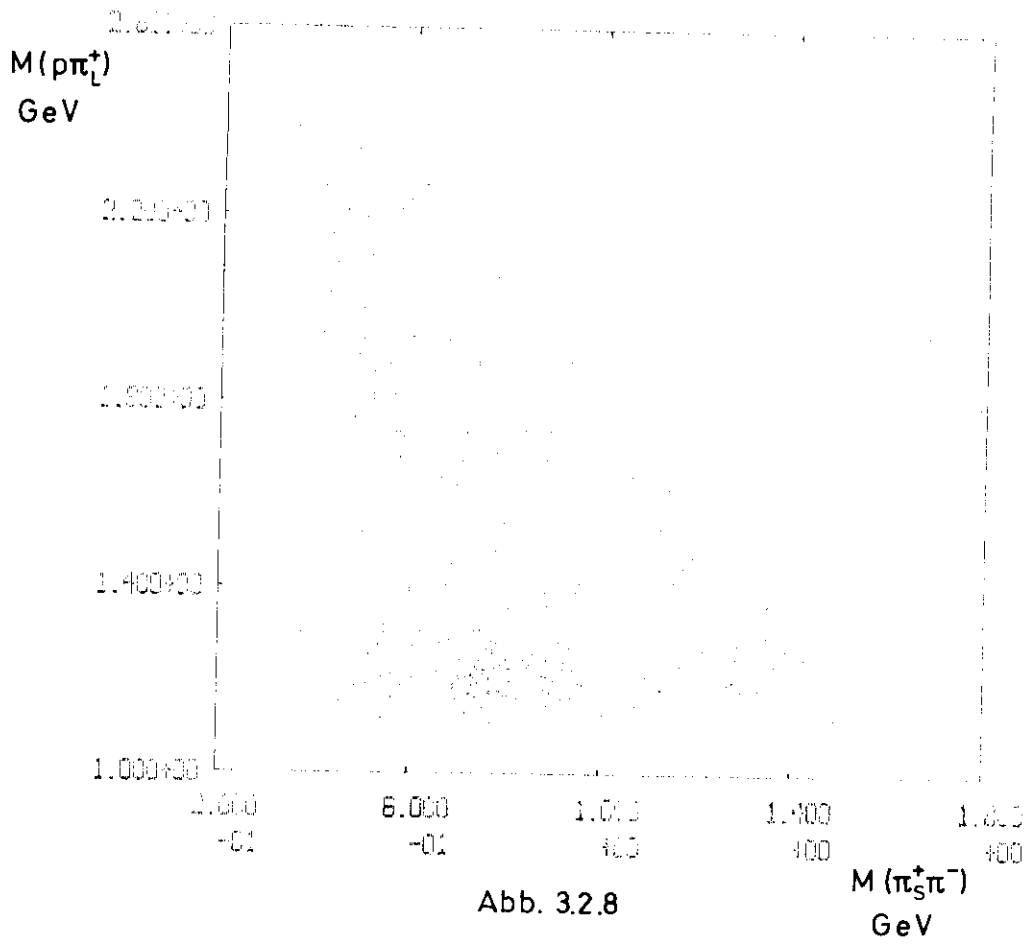


Abb. 3.2.8

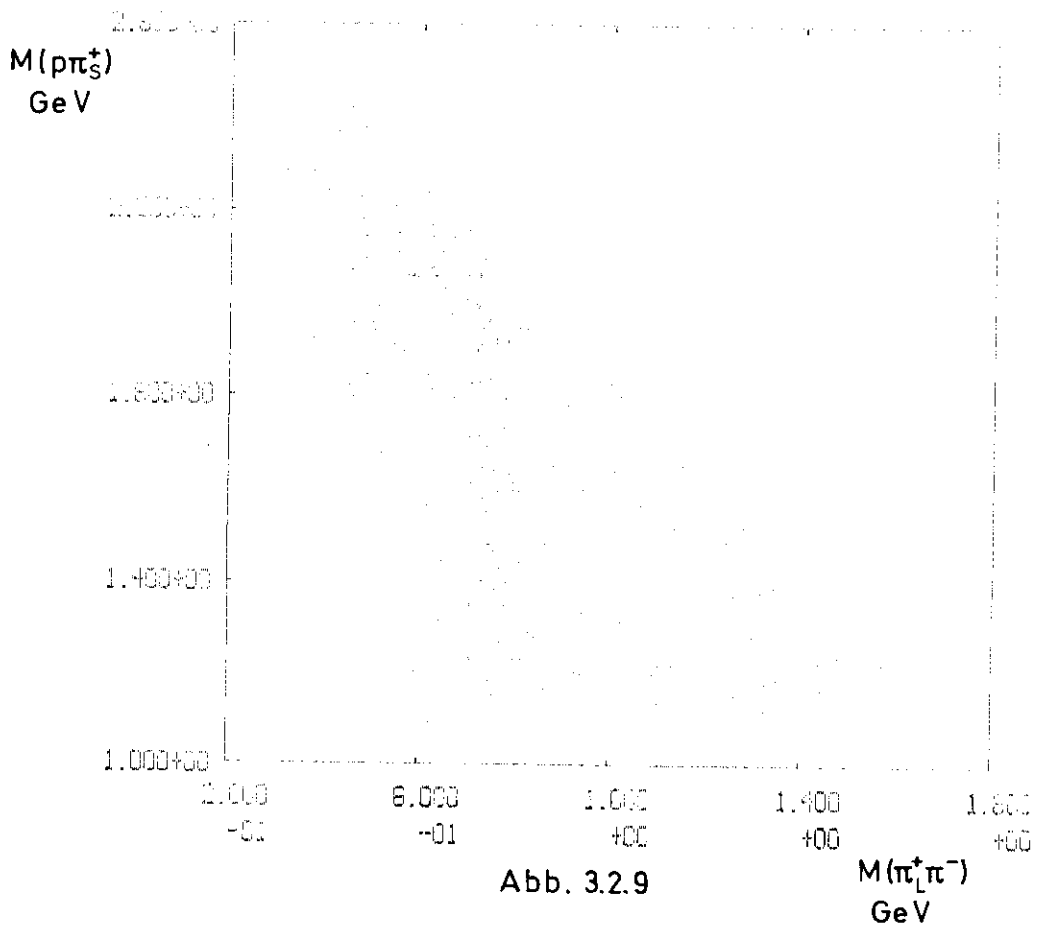


Abb. 3.2.9

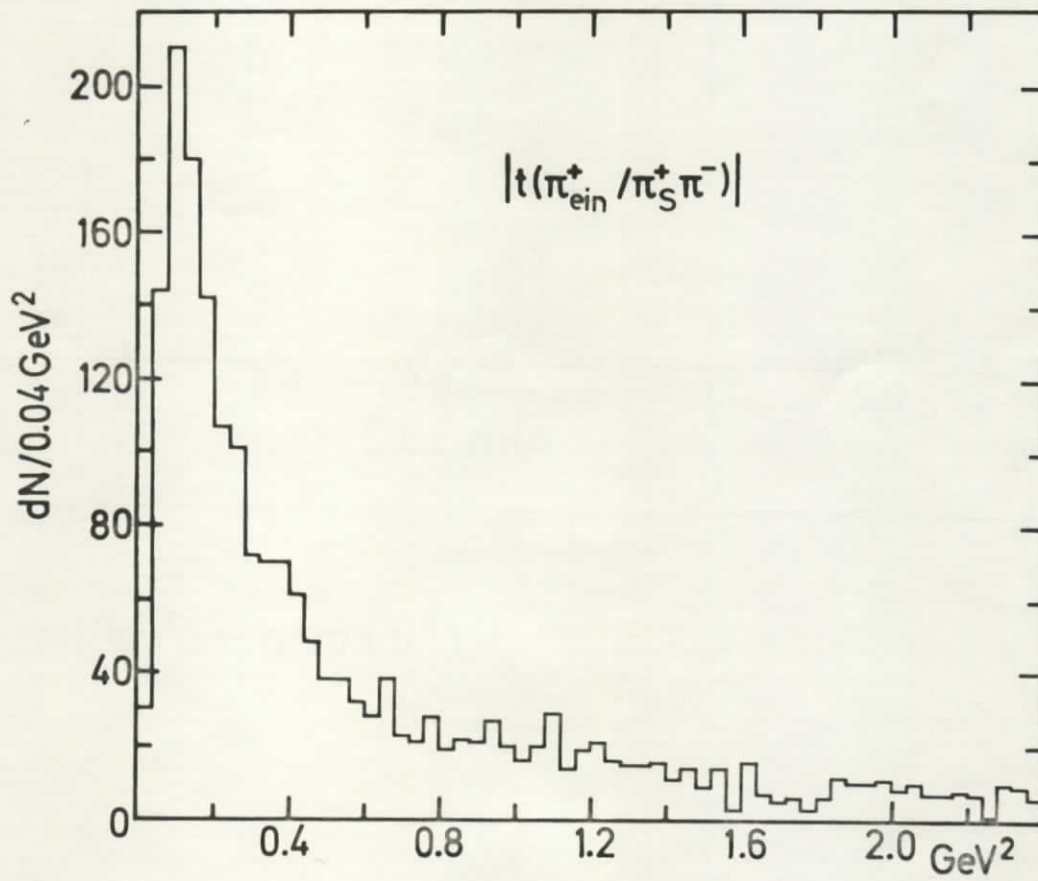


Abb. 3.3.1

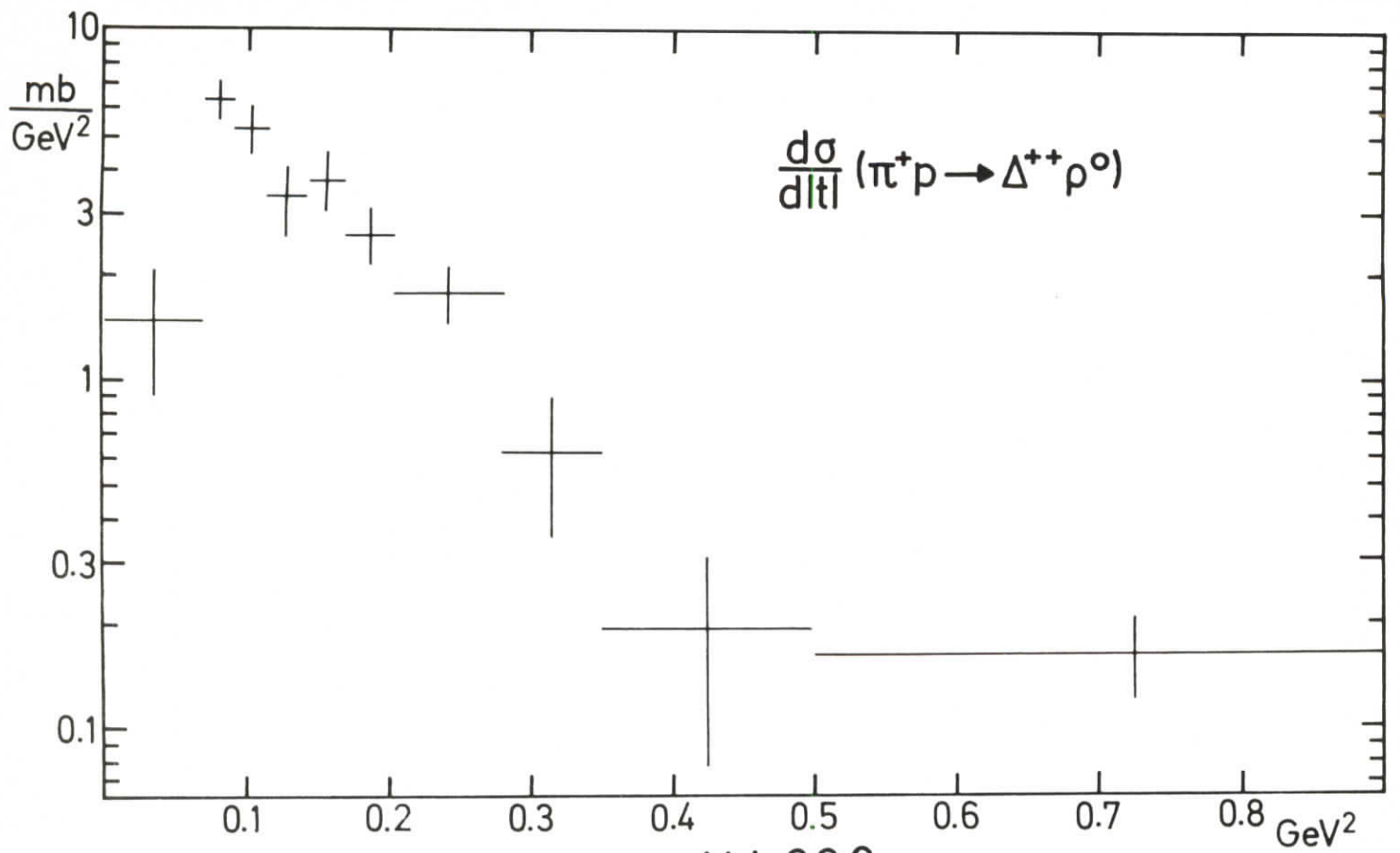


Abb.3.3.2

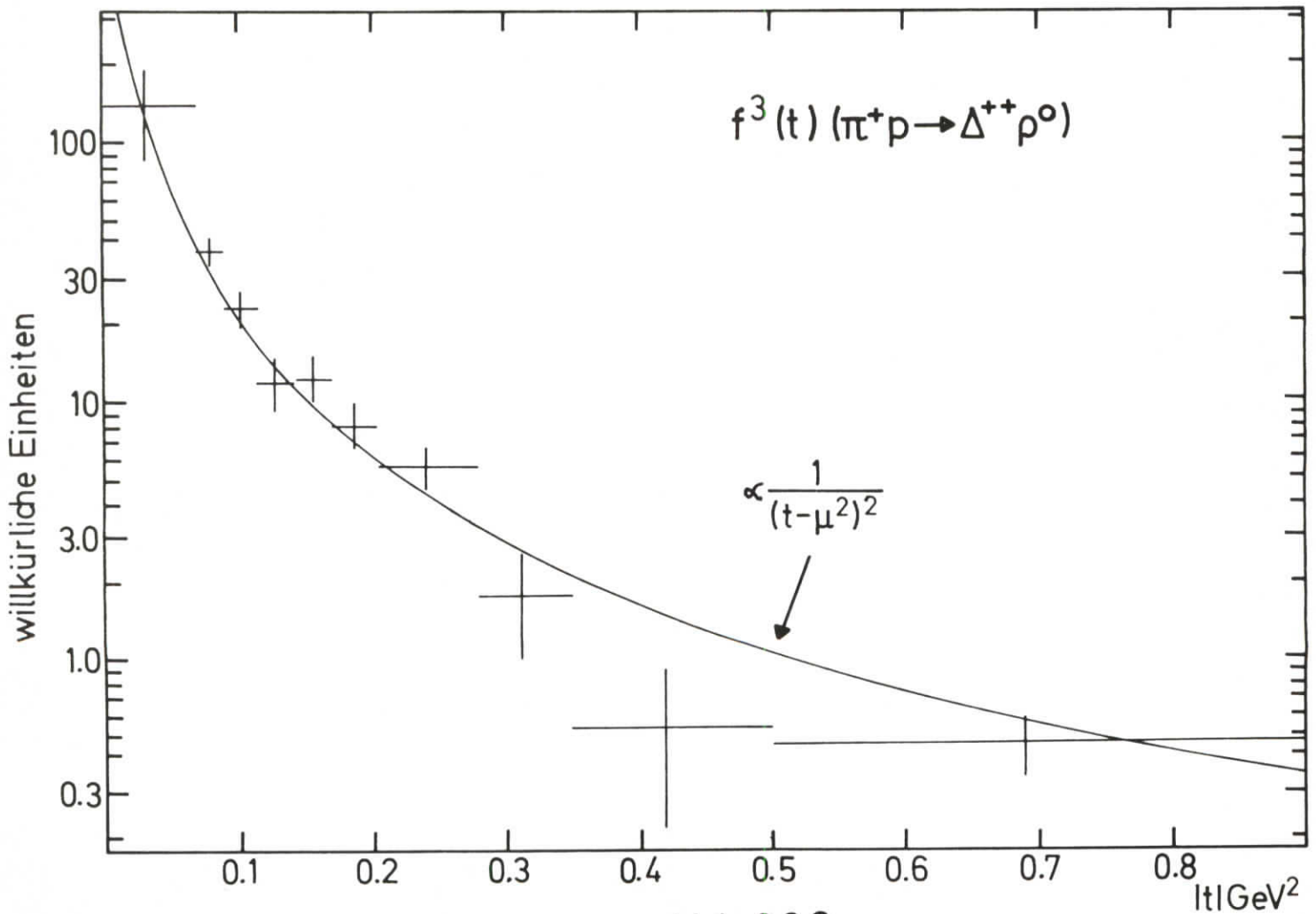


Abb.3.3.3

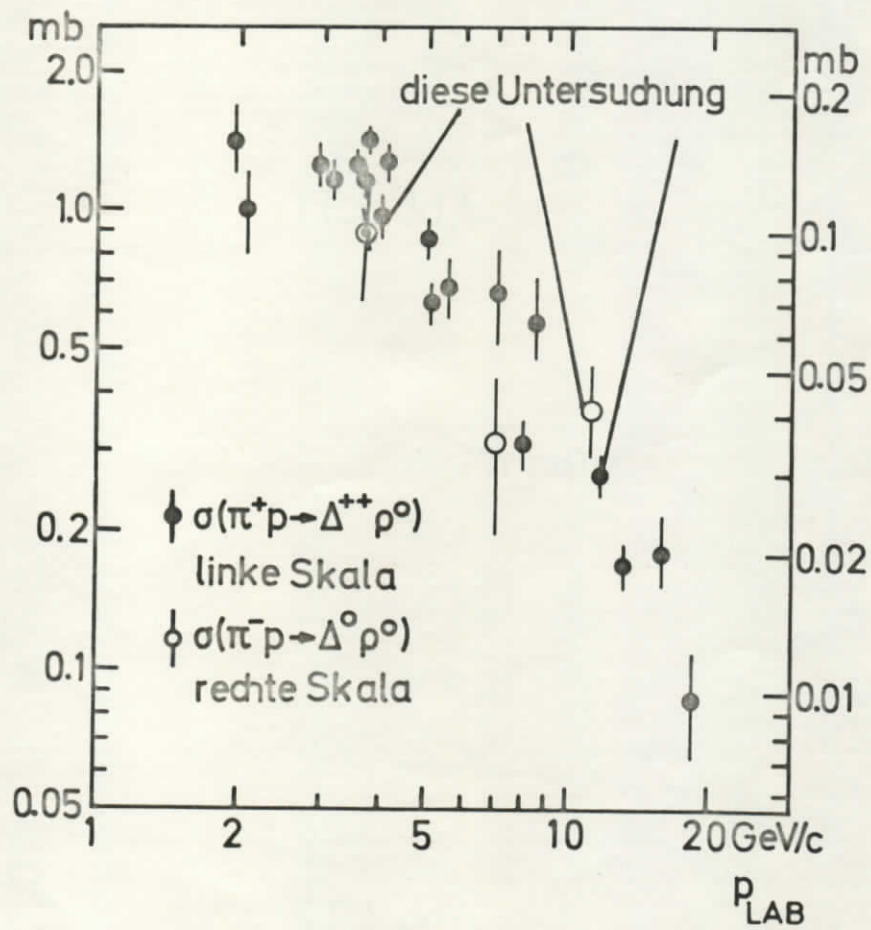


Abb. 3.4.1

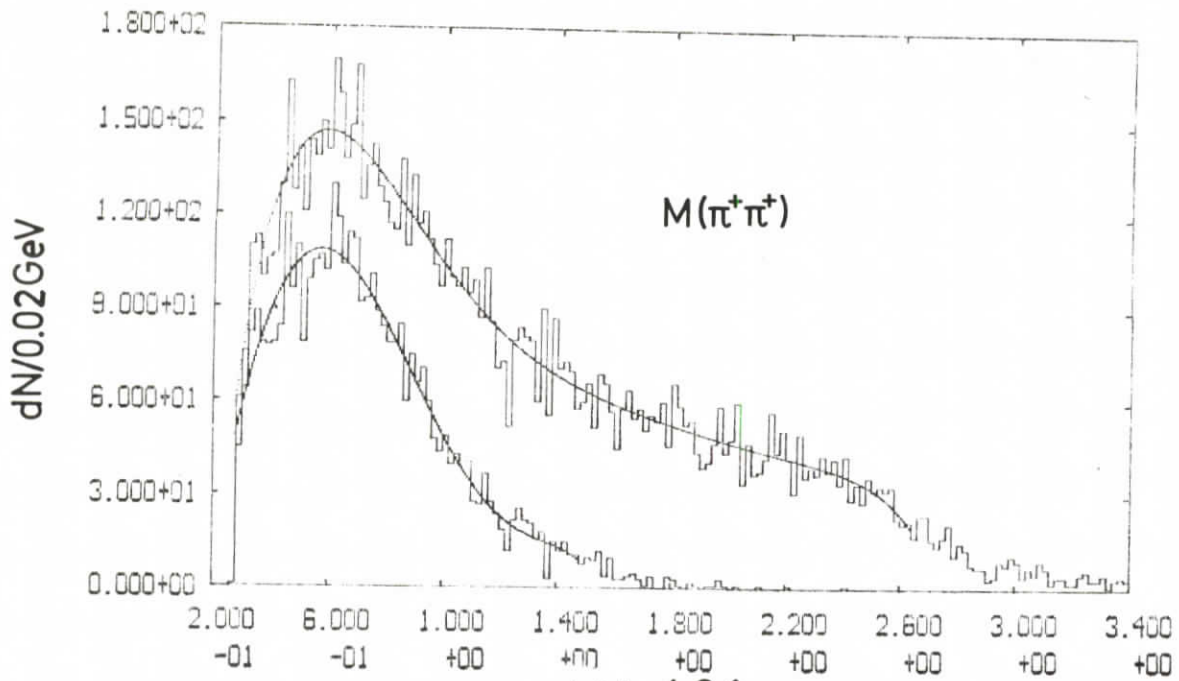


Abb.4.3.1

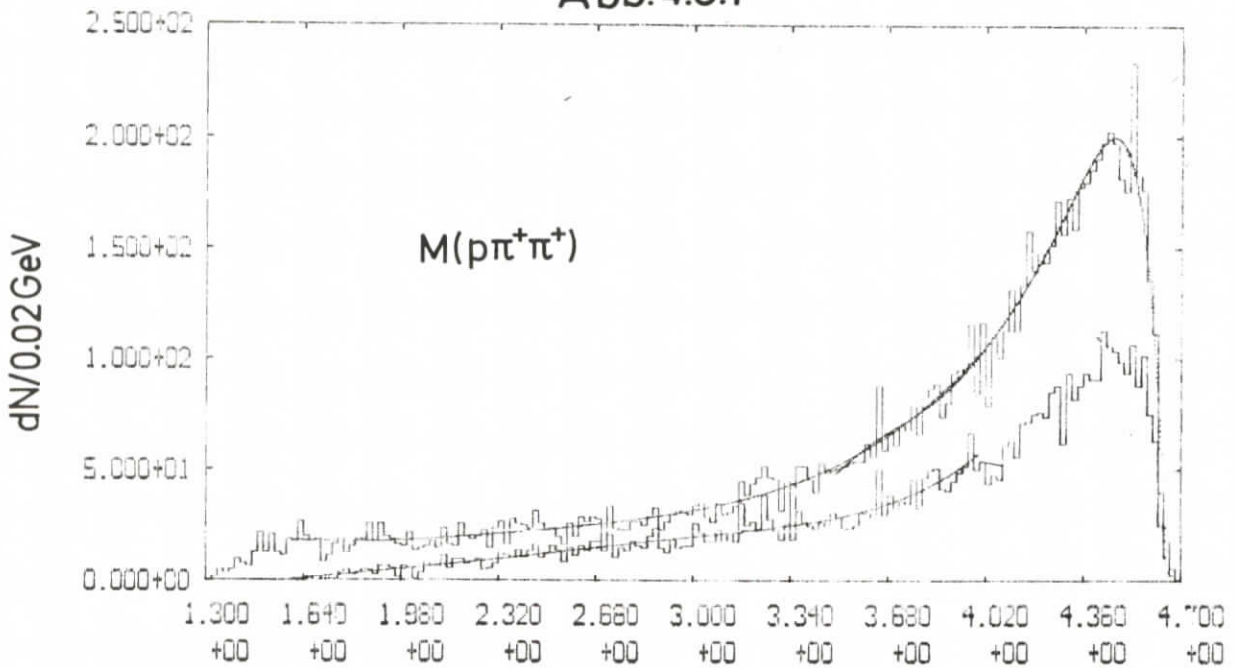


Abb.4.3.2

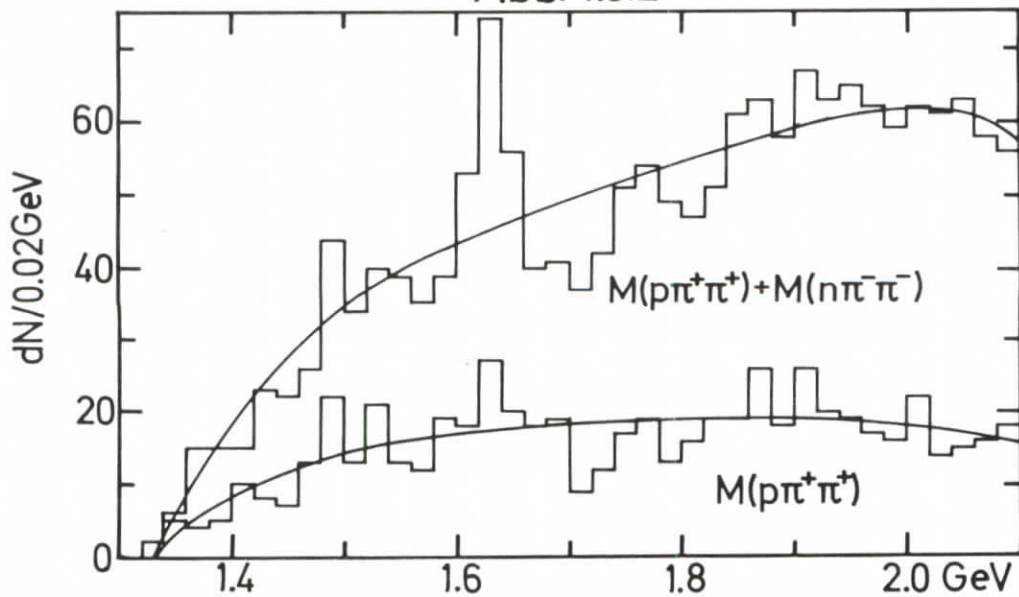


Abb.4.3.3

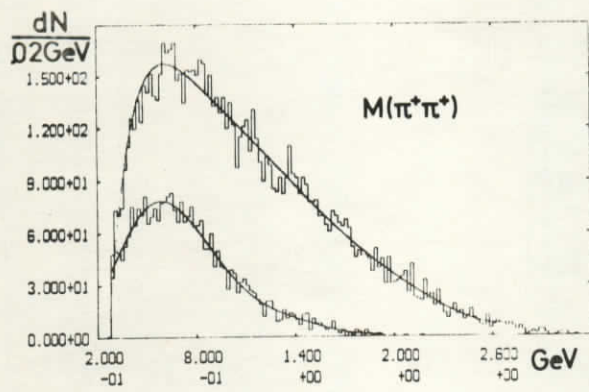


Abb.4.4.1

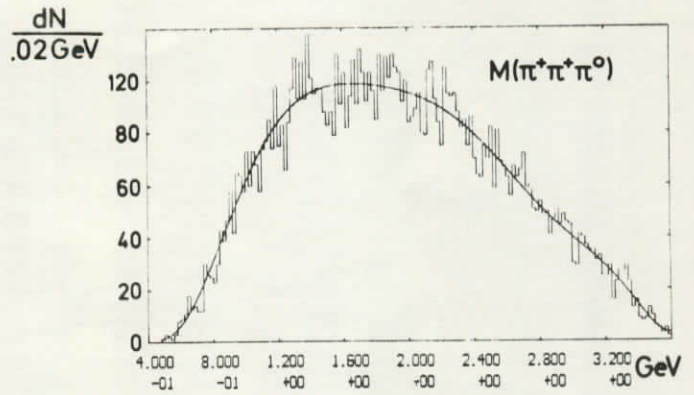


Abb.4.4.2

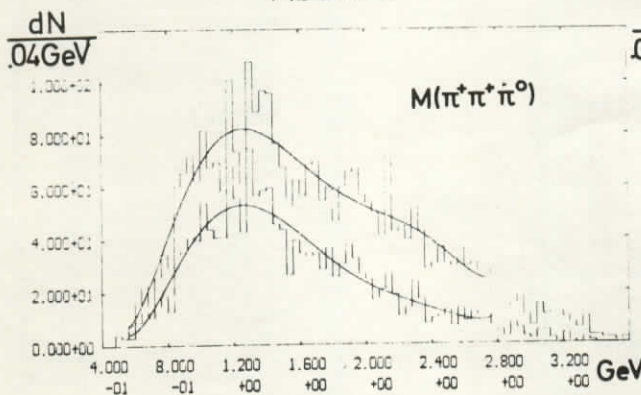


Abb.4.4.3

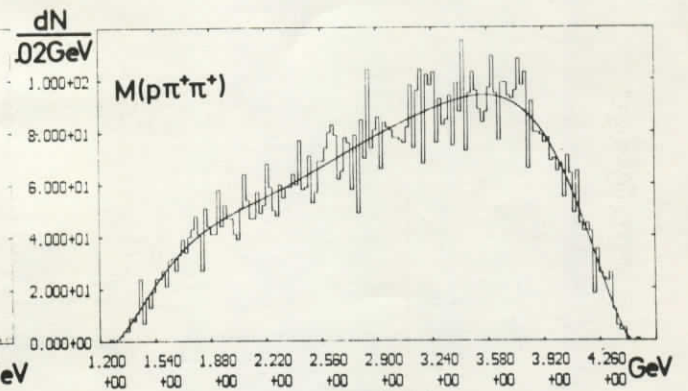


Abb.4.4.4

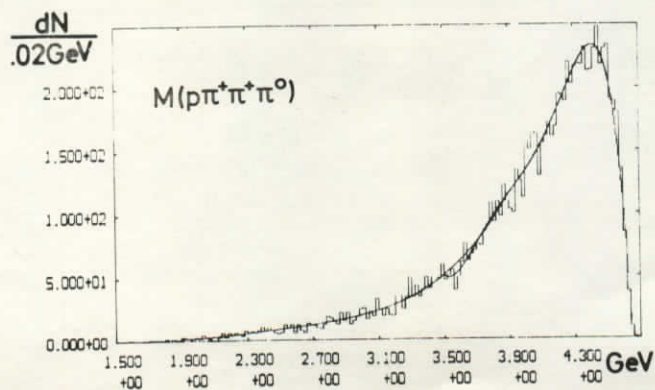


Abb.4.4.5

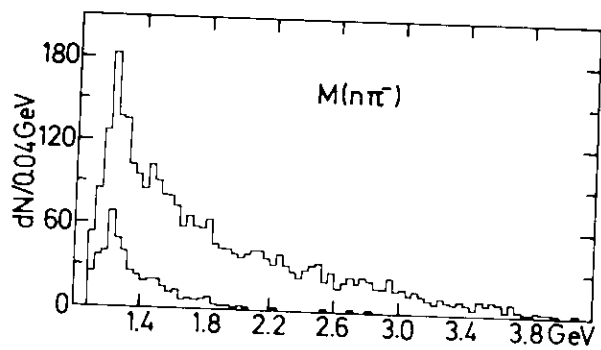


Abb.4.5.1

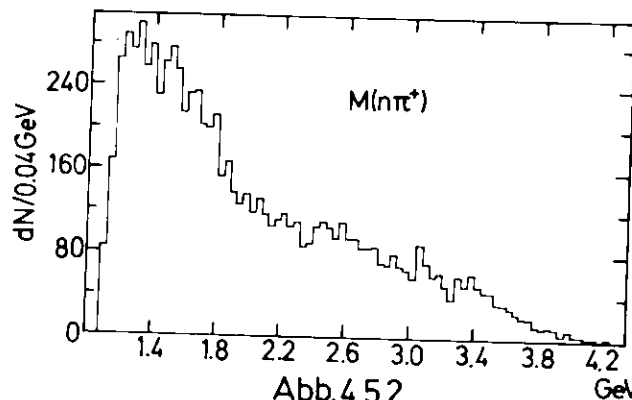


Abb.4.5.2

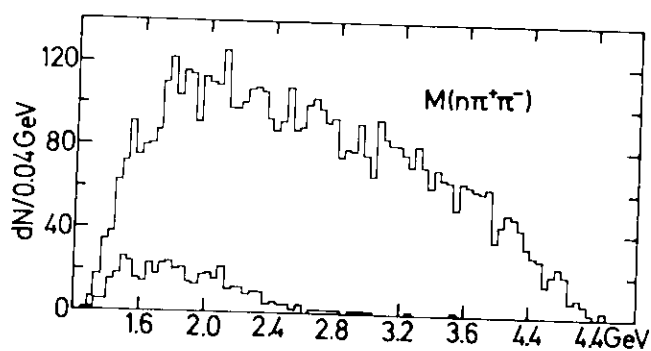


Abb.4.5.3

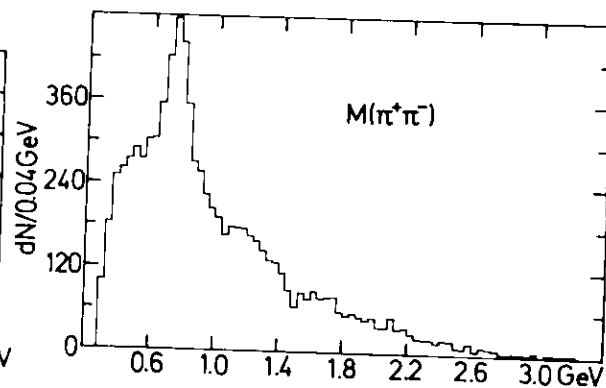


Abb.4.5.4

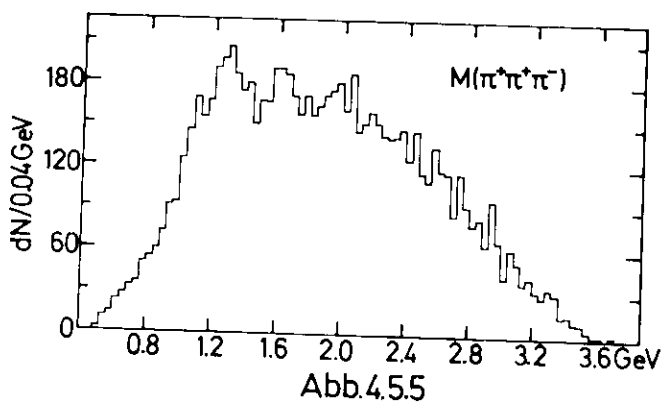


Abb.4.5.5

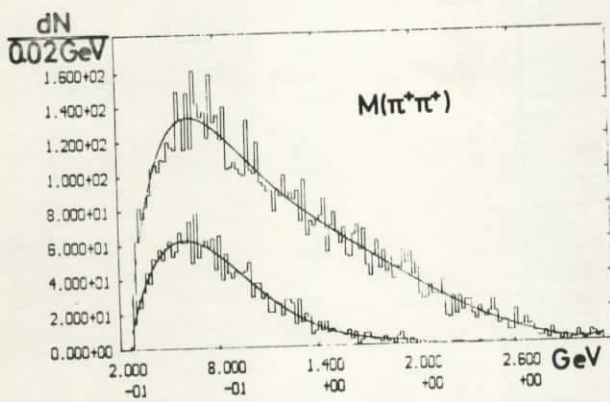


Abb. 4.5.6

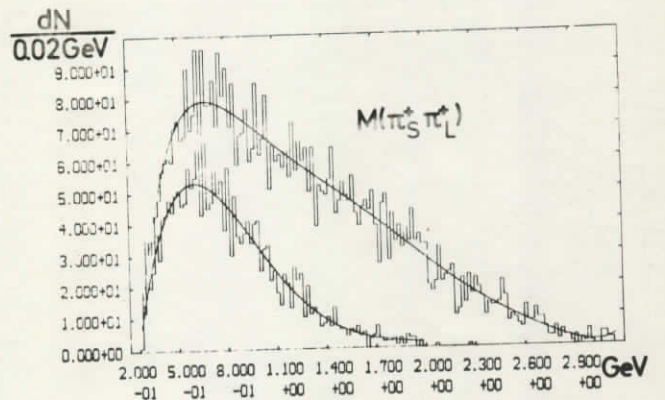


Abb. 4.5.7

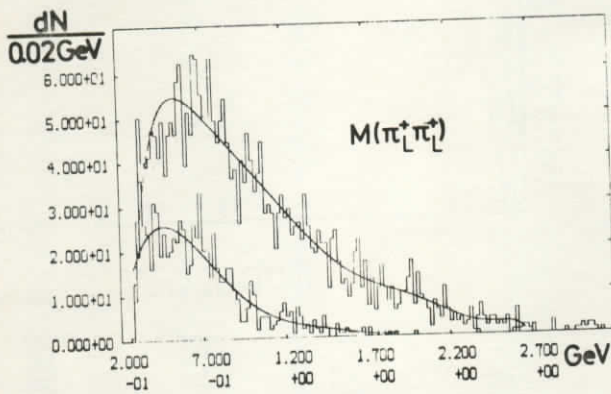


Abb. 4.5.8

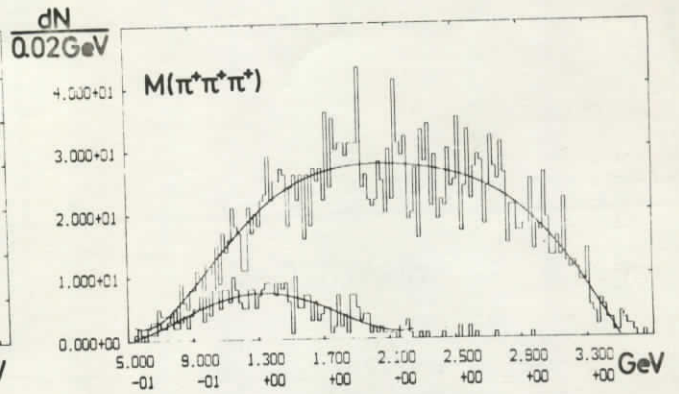


Abb. 4.5.9

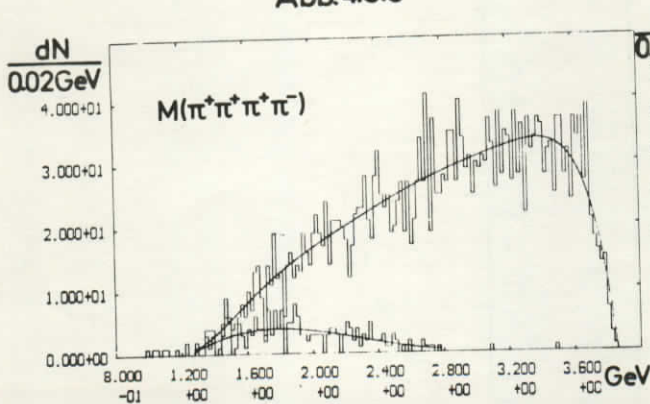


Abb. 4.5.10

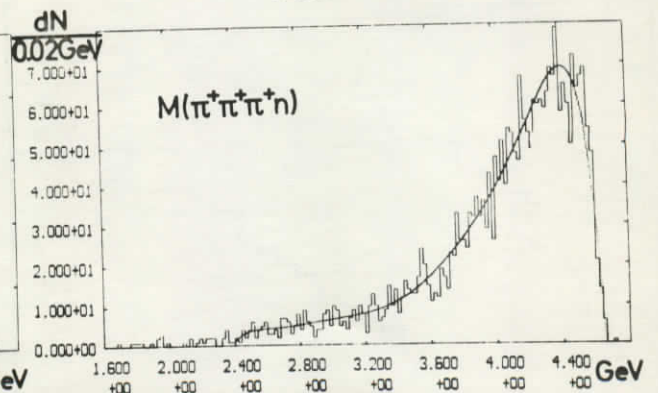


Abb. 4.5.11

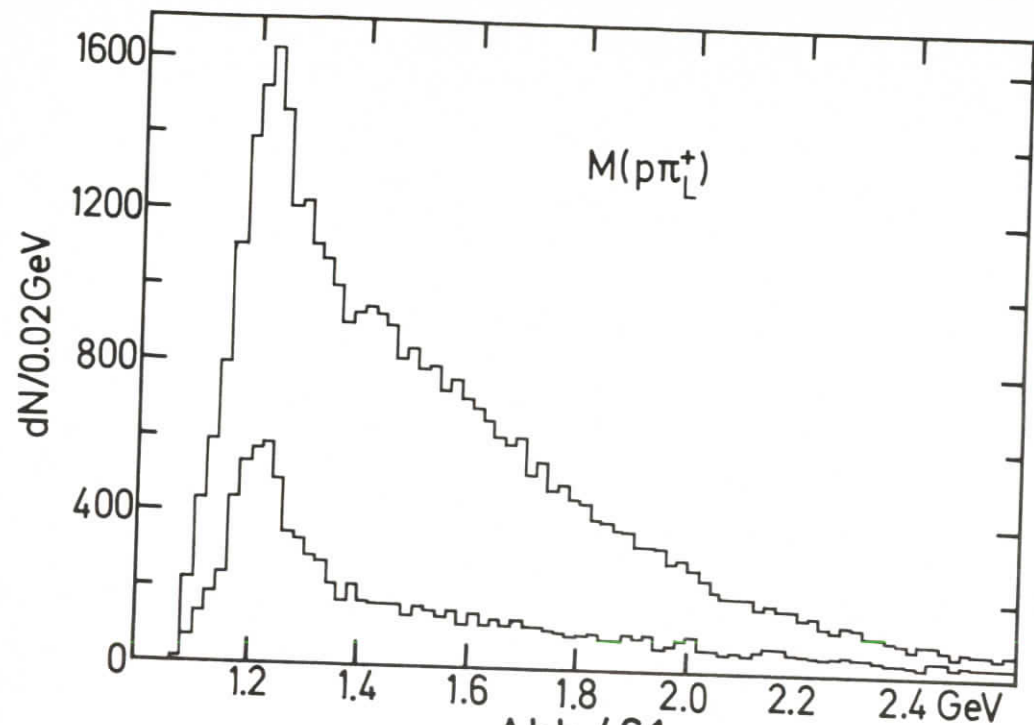


Abb. 4.6.1

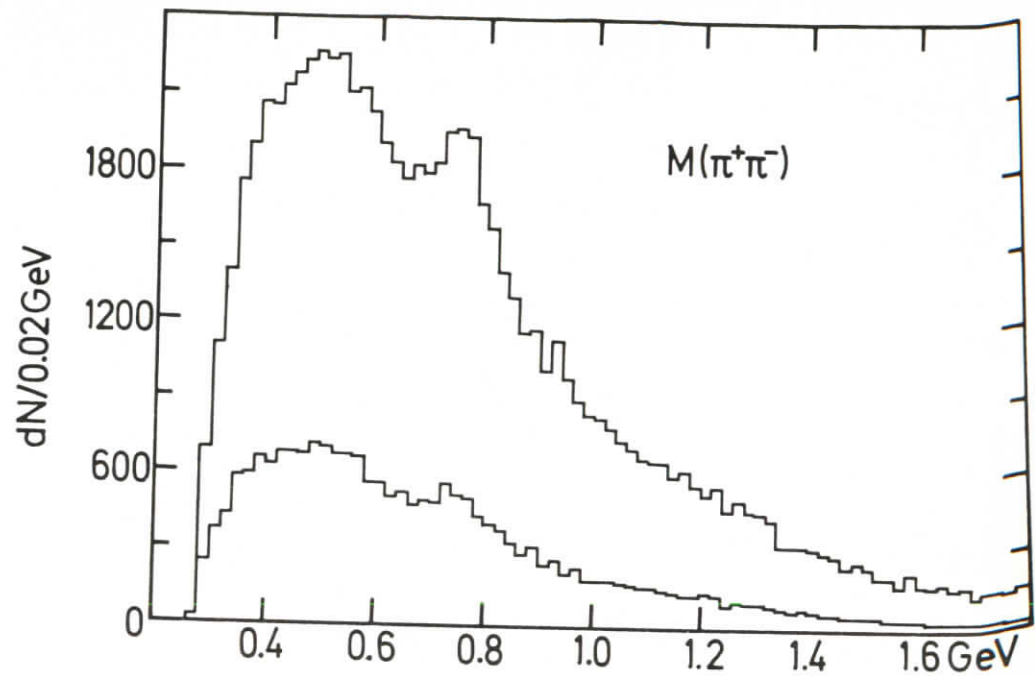


Abb. 4.6.2

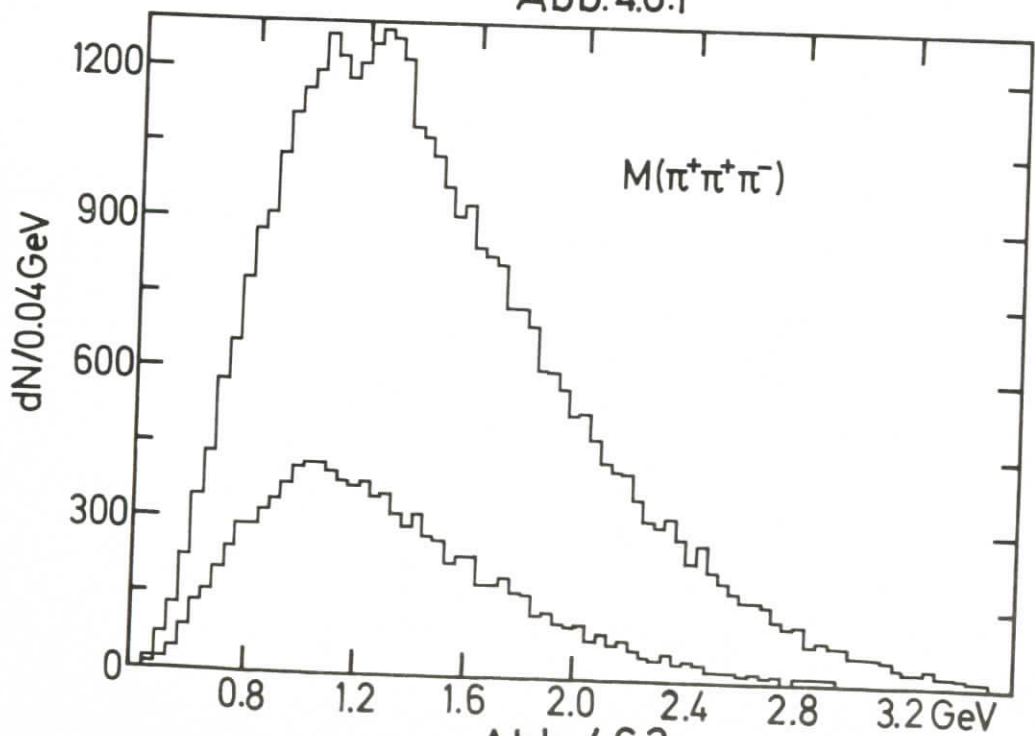


Abb. 4.6.3

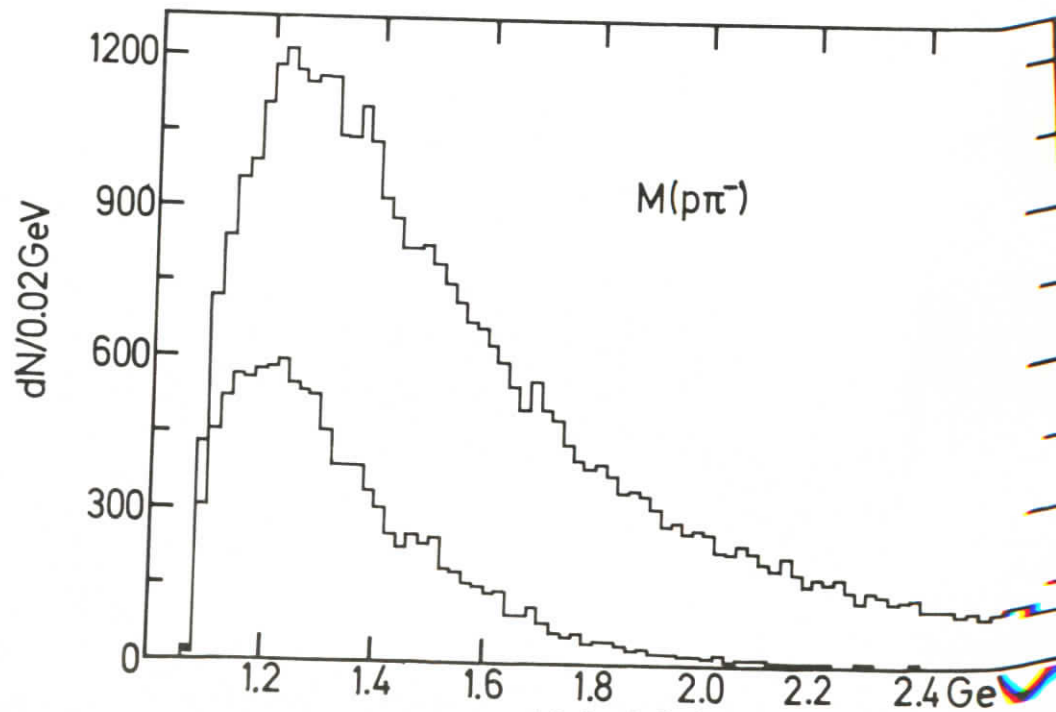


Abb. 4.6.4

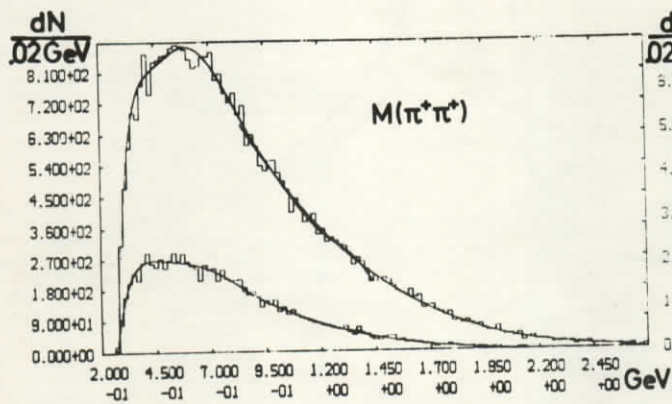


Abb.4.6.5

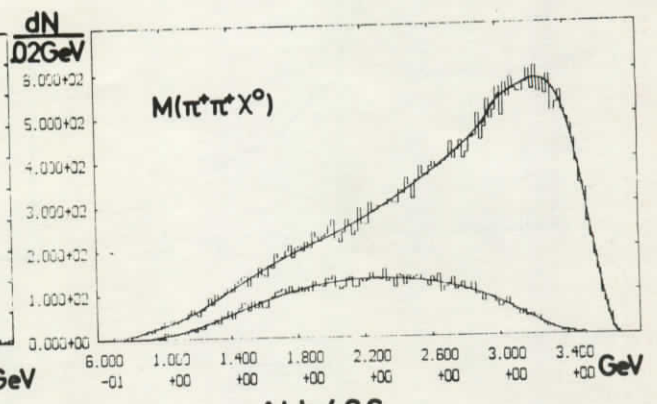


Abb.4.6.6

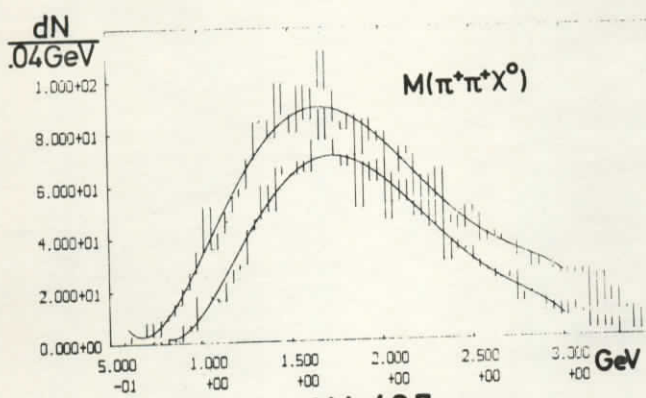


Abb.4.6.7

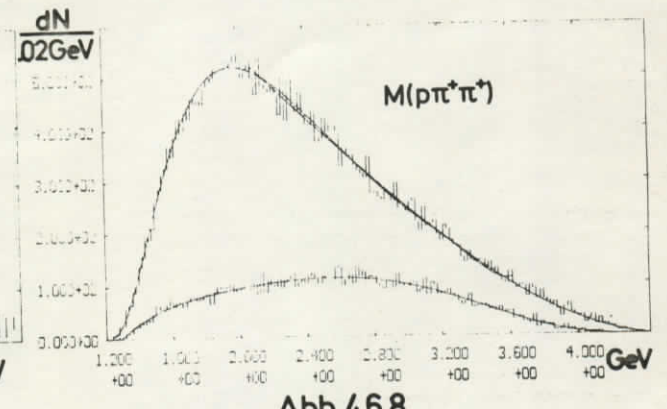


Abb.4.6.8

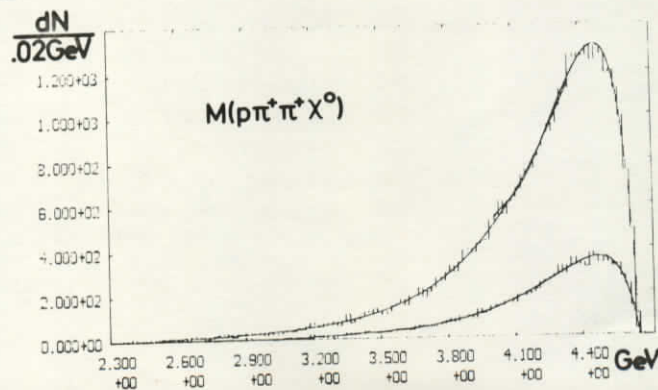


Abb.4.6.9

