

Interner Bericht
DESY F38-73/1
April 1973

Messung des Polarisationsparameters $P_0(t)$ bei grossem Impulsübertrag
für die Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow \eta n$ bei 4.9 und 7.85 GeV/c

by

Lorenz Paul

DESY-Bibliothek

8. JUNI 1973

Internat. Bericht
DEBY 108-101
April 1911

Die die "Kellern" - P. 101
Verfahren des Folienverfahrens

Messung des Polarisationsparameters $P_0(t)$ bei grossem Impulsübertrag
für die Reaktionen $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ und $\pi^-p \rightarrow nn$ bei 4.9 und 7.85 GeV/c

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Lorenz Paul
aus
H a m b u r g

H a m b u r g
1 9 7 2

Genehmigt von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Universität Hamburg auf Antrag von Prof. Dr. J. K. Bienlein

Hamburg, den 20. Juni 1972

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der
Gruppe F38 beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg.

Wir haben in einem Experiment bei CERN den Polarisationsparameter $P_0(t)$ in Abhängigkeit von der Energie und dem Quadrat des Impulsübertrages t durch Streuung an einem normal polarisierten Butanoltarget für folgende Reaktionen gemessen:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad \text{mit} \quad 0.1 < |t| < 2.0 \quad (\text{GeV}/c)^2 \quad \text{bei} \quad 4.9 \text{ und } 7.85 \text{ GeV}$$

$$\pi^- p \rightarrow \eta n \quad \text{mit} \quad 0.0 < |t| < 1.0 \quad (\text{GeV}/c)^2 \quad \text{bei} \quad 4.9 \text{ und } 7.85 \text{ GeV}$$

Es wurden nur die Zerfalls- γ 's des Mesons nachgewiesen.

Die Bestimmung des Untergrundes durch Streuprozesse an den gebundenen, unpolarisierten Protonen der Kerne im Butanol wurden durch zusätzliche Messungen an CH_2 und C durchgeführt. Auf diese Weise konnte der Polarisationsparameter $P_0(t)$ ausgedrückt werden als Produkt zweier getrennt messbarer Größen:

- 1) der Asymmetrie in der Zählrate am Butanol
- 2) dem Verhältnis der Zählrate am Butanol zur Zählrate des in ihm enthaltenen Wasserstoffes.

Wir haben folgendes Verhalten für $P_0(t)$ gefunden:

$$\underline{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n}$$

-Der Polarisationsverlauf ist positiv im Bereich $0.1 < |t| < 1.0 \quad (\text{GeV}/c)^2$. Darüber hinaus ist er mit Null verträglich.

-Er durchläuft ein positives Maximum, dessen Lage und Höhe energieabhängig sind. Bei einer Primärenergie von 4.9 GeV beträgt es ungefähr 70% bei einem t -Wert von $\sim -0.5 \quad (\text{GeV}/c)^2$. Bei 7.85 GeV wandert es nach $t \sim -0.35 \quad (\text{GeV}/c)^2$ und schrumpft auf 30% zusammen.

$$\underline{\pi^- p \rightarrow \eta n}$$

Der Polarisationsparameter zeigt, bei kleinerem Absolutwert, eine ähnliche Tendenz wie für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. Auf Grund der geringen Statistik sind jedoch seine Fehlerbalken so gross, dass die Polarisation fast überall verträglich mit Null ist.

Inhaltsübersicht

I.	Einführung	1
I.1	Physikalische Bedeutung der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow \eta n$	1
I.2	Experimentelle Methode	2
I.3	Experimenteller Aufbau und Auswertung	4
I.4	Plan der Arbeit	5
II.	Beschreibung der experimentellen Anordnung	6
II.A	Das Polarisierete Target	6
II.A1	Das physikalische Prinzip	6
II.A2	Beschreibung des Aufbaues	9
	1. Das Magnetfeld	10
	2. Der Kryostat	11
	3. Das Hochfrequenzsystem	13
	4. Das NMR System	14
	5. Die Targets substanz	17
II.B	Der Aufbau des Experimentes	19
III.	Analyse der Funkenkammerbilder	24
III.1	Überblick über den Datenablauf	24
III.2	Beschreibung der Messmaschine ARIANE	25
III.3	Beschreibung des Programmes ARIANE	26
III.4	Leistung des Programmes ARIANE	30
IV.	Auswertungsverfahren	36
IV.1	Definition des Polarisationsparameters P_0	36
IV.2	Kinematik der Reaktion $\pi^- p \rightarrow X^0 n$, $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$	39
IV.3	Verteilung des Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfalls- γ 's des π^0 und des η - Mesons	42
IV.4	Bestimmung des Untergrundes durch andere Streupro- zesse	47
IV.5	Behandlung des Untergrundes an gebundenen Protonen	51

IV.6	Der Untergrundfaktor $R(t)$	52
IV.7	Berechnung des Fehlers in $P_0(t)$	53
V.	Presentation der Ergebnisse	55
VI.	Interpretation der Messergebnisse	59
VI.1	Allgemeine Übersicht	60
VI.2	Das einfache Reggepol-Modell	63
VI.3	Einführen von sekundären Regge-Trajektorien	69
VI.4	Modell mit phänomenologischen Schnitten	71
VI.5	Optische Absorptionsmodelle	74
VI.6	Komplexe Regge -Trajektorien	80
VI.7	Zusammenfassung	83
VII.	Zusammenfassung	85
	Anhang 1	88
	Literaturhinweise	91
	Legenda der Abbildungen	96

I Einführung

I.1 Physikalische Bedeutung der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \eta n$

Bei der Beschreibung von Streuprozessen hoher Energie spielt das Regge-Pol-Modell eine dominierende Rolle. Es interpretiert den physikalischen Streuprozess im s-Kanal als Austausch von sogenannten Regge-Trajektorien im t-Kanal. Die einfachsten Prozesse dieser Art sind die Ladungsaustauschreaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \eta n$, da hierbei nur die Quantenzahlen der dem ρ (bzw dem A_2) -Meson entsprechenden Trajektorie ausgetauscht werden können. Diese Reaktionen stellen somit einen empfindlichen Test für das Regge-Pol-Modell dar. In der Tat gibt es, zumindest für diese Reaktionen, die wesentlichen Merkmale des experimentell gefundenen Verlaufes des differentiellen Wirkungsquerschnittes wieder: das Maximum in Vorwärtsrichtung, das Schrumpfen seiner Breite mit wachsender Energie ("shrinkage"), das Minimum bei einem Impulsübertrag $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ (im Falle der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$) und das zweite Maximum bei $t = -1.1 \text{ (GeV/c)}^2$. Ausserdem erklärt es an Hand der Streuamplituden für diese Reaktion den "cross over" Effekt zwischen den elastischen Wirkungsquerschnitten von $\pi^+ p$ und $\pi^- p$. Die nicht verschwindende Polarisation⁽¹⁾ der beiden Austauschstreuungen am polarisierten Target hat jedoch gezeigt, dass das Regge-Pol-Modell in seiner einfachen Form allein nicht ausreicht, den Streuprozess vollständig zu beschreiben. Beim Austausch von nur einer Trajektorie fordert es nämlich eine Polarisation identisch null. Eine genauere Untersuchung der Streuamplituden (siehe § IV.1), insbesondere deren relativen Phasen, ist nur durch Polarisationsmessungen möglich, da hierbei die einzelnen Amplituden getrennt gemessen werden können, bzw. die Interferenz der einzelnen Amplituden miteinander direkt messbar ist. Der Polarisationsparameter $P_0(t)$ bei der Streuung an einem normal polarisierten Target lautet:

$$P_0(t) = - \frac{2 \operatorname{Im} f^*(t)g(t)}{|f(t)|^2 + |g(t)|^2}$$

Hierbei bedeuten $f(t)$ und $g(t)$ die Spinnonflip- bzw. die Spinflipamplitude der Streuung.

Die hier betrachteten Reaktionen haben den Vorzug, dass ihre Asymmetrie nur durch die Korrekturbeiträge zum einfachen Regge-Pol-Modell gegeben ist.

Es sind verschiedene Versuche unternommen worden, das Modell zu erweitern:

- durch Hinzunahme einer zweiten Trajektorie. Im Falle der $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ wird sie dem ρ' Meson zugeschrieben,
- durch Schnitte in der komplexen Drehimpulsebene.
- durch absorptive Behandlung der Regge-Pol-Amplituden im Rahmen der Glauber-Theorie.
- durch Einführen von komplexen Regge-Polen

Alle diese Ansätze beschreiben im bisher gemessenen t -Bereich von $0 < |t| < 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ die Polarisation mehr oder minder korrekt. Bei höherem Impulsübertrag unterscheiden sie sich zum Teil erheblich voneinander. Es war also wünschenswert, die bisherigen Messungen auf grössere t -Werte auszudehnen, um etwas mehr Klarheit zu bekommen.

In der vorliegenden Arbeit wird über ein Experiment berichtet, das bei zwei Energien folgenden t -Bereich überstreicht:

	$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	$\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$
4.9, 7.85 GeV/c	$0.1 < t < 2.0$	$0.0 < t < 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$

1.2 Experimentelle Methode

Das vorliegende Experiment ist in Zusammenarbeit zwischen einer Arbeitsgruppe aus DESY, Hamburg, und einer Arbeitsgruppe von CEN-SACLAY aus Paris im Winter 1969-1970 am Protonensynchrotron von CERN durchgeführt worden. Der Beitrag der DESY-Gruppe zum experimentellen Aufbau bestand im polarisierten Protonentarget, während die SACLAY-Gruppe für den übrigen Teil verantwortlich zeichnete.

Dieses Experiment unterscheidet sich von einem früheren Polarisationsexperiment der französischen Gruppe in einem wichtigen Punkt. Da ein polari-

siertes Protonentarget nicht nur aus reinem Wasserstoff besteht, sondern eine Reihe verschiedener Atomkerne enthält, von denen nur die Protonen des freien Wasserstoffes ausgerichtet werden können, tritt das Problem auf, die am polarisierten Proton erzeugten Streueignisse vom Untergrund der an den unpolarisierten, in den Kernen enthaltenen Protonen entstandenen Ereignissen zu trennen. Da die unpolarisierten Protonen jedoch der Fermi-Bewegung im Kern unterworfen sind, ist es möglich, durch kinematische Überbestimmung der Reaktion den Untergrund weitgehend zu eliminieren. Diese Methode ist beim ersten Experiment angewandt worden. Zu diesem Zweck wurden die Rückstossneutronen in einem Hodoskop nachgewiesen. Auf Grund der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen und der geringen Winkelakzeptanz einer solchen Anordnung bedeutet dies eine erhebliche Einbusse in der Zählrate. Um nun auch bei höherem Impulsübertrag eine ausreichende Statistik zu erhalten, wurde im vorliegenden Experiment auf den Rückstossarm verzichtet. Dies ist ermöglicht worden durch die Entwicklung eines polarisierten Butanoltargets, das sich trotz niedrigerer Endpolarisation von den früher verwendeten LMN (Lanthan-Magnesiumnitrat) Kristallen in zwei wichtigen Punkten unterscheidet:

- grössere Strahlungslänge
- mehr freie Protonen im Verhältnis zu den im Kern gebundenen : 1:3,2 statt 1:20

Um den immer noch sehr hohen Untergrund zu eliminieren, benutzen wir die Subtraktionsmethode, die darauf basiert, dass man durch zusätzliche Messungen am Kohlenstoff und am Polyethylen $(CH_2)_n$ das Verhältnis der Zählraten am freien und am gebundenen Proton bestimmt. Die mit Hilfe der Butanolzählrate ermittelte Asymmetrie wird durch das obige Verhältnis dividiert.

Die Asymmetrie ist folgendermassen definiert:

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \cdot R$$

Hierbei bedeutet N^+ die Zählrate bei positiver Targetpolarisation, N^- die entsprechende Zählrate bei negativ polarisiertem Target. Der Faktor

R stellt folgendes Verhältnis dar:

$$R = \frac{(\text{Untergrund} + H)\text{-Ereignisse}}{H - \text{Ereignisse}}$$

I.3 Experimenteller Aufbau und Auswertung

Es ist eine einfache Versuchsanordnung benutzt worden. Der π^- -Strahl fällt durch ein Loch im Joch des Targetmagneten auf das polarisierte Target und erzeugt dort die Ladungsaustauschreaktion. Da das nachzuweisende π^0 oder η sofort in zwei Gammaquanten zerfällt, werden mittels einer Bleifunkenkammer nur solche Gammaqaare nachgewiesen, deren Entstehungsort das Target selbst oder seine unmittelbare Nachbarschaft ist. Diese Auswahl geschieht mit Hilfe eines Antikoinzidenzsystemes, bestehend aus einer Anordnung von Bleiplatten und Szintillationszählern, die nur dann einen Hochspannungspuls an die Funkenkammer legen, wenn ein geladenes Teilchen eine neutrale Reaktion erzeugt hat, und wenn keines der Zerfallsgammaquanten unter anderem als dem von der Funkenkammer überstrichenen Raumwinkel ausgesandt wurde. Die Funkenkammerbilder ermöglichen die räumliche Rekonstruktion der γ -Quanten aus der Messung der Anfangskoordinaten der durch sie erzeugten Schauer. Die Vermessung der Bilder wurde nach erfolgter Durchmusterung teils automatisch, teils manuell vorgenommen. Das halbautomatische Verfahren stützte sich auf die in SACLAY speziell zur Auswertung von Funkenkammerbildern entwickelte Messmaschine ARIANE II. Sie liefert für jeden Funken die zugehörigen Koordinaten. Es musste ein besonderes Programm entwickelt werden, um aus der Vielfalt der Funken die Anfangskoordinaten der beiden, auf dem Photo sichtbaren Schauer zu ermitteln.

Dadurch, dass wir keine Information über das Rückstossteilchen haben, und wir ebenfalls auf eine genaue Energiemessung der Zerfalls- γ verzichtet haben, können wir a priori keine Rückschlüsse über die Masse des zerfallenden Teilchens machen. Um die Beiträge von Reaktionen, die nicht mit der gewünschten identisch sind, zu eliminieren, betrachten wir die Verteilung der Öffnungswinkel zwischen den beiden Gammaquanten. Die Verteilung

ist sehr stark um den minimalen Öffnungswinkel herum gehäuft. Da dieser bei vorgegebenem Impuls alleinige Funktion der Masse des Zerfallsteilchens ist, lässt sich mit Hilfe von Schnitten in der Verteilung die Masse des Teilchens definieren. Es gilt:

$$\operatorname{tg}(\phi_{\gamma\gamma}^{\min}/2) = \frac{m}{p} \quad m, p \text{ sind die Masse und der Impuls des } \pi \text{ bzw. des } \eta$$

Mit Hilfe des im CERN entwickelten Programmes SUMX lassen sich die so analysierten Ereignisse nach bestimmten Gesichtspunkten klassifizieren und in Histogrammen aufaddieren.

I.4 Plan der Arbeit

Im folgenden werden die oben skizzierten Punkte ausführlich behandelt. Dabei werden jedoch deutlich Akzente gesetzt, die zum Teil darin begründet liegen, dass die persönliche Aktivität bei einer so komplexen Aufgabe wie der Auswertung eines Hochenergieexperimentes nur Teilbereiche erfassen kann.

Die vorliegende Arbeit verfolgt im einzelnen folgenden Plan. In Kapitel II wird der Aufbau und die Wirkweise des polarisierten Butanoltargets beschrieben, welches der experimentelle Beitrag unserer Gruppe war. Der dritte Teil hat die Beschreibung und Diskussion des zur Identifizierung und Messung der automatisch vermessenen Funkenkammerbilder entwickelten Programmes ARIANE zum Inhalt. In Kapitel IV wird die eigentliche Analyse der Ereignisse erläutert. Da diese in einer anderen Arbeit⁽²⁾ ausführlich dargelegt werden wird, werde ich, um zu grosse Überschneidungen zu vermeiden, das öfteren darauf verweisen. Die Resultate werden dann in Abschnitt V diskutiert und anschliessend im Teil VI mit der Theorie konfrontiert.

II Beschreibung der experimentellen Anordnung

A Das Polarisierte Target

A.I Physikalisches Prinzip

Gegeben sei ein System von N freien Spins \vec{I} mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_B \cdot \vec{I}$$

μ_B : Bohr'sches Magneton

g : Lande Faktor des \vec{I}

Es befindet sich in einem Magnetfeld \vec{H}_0 und sei von einem Temperaturbad T umgeben. Das System heisst dann polarisiert, wenn für seine Spin-komponente in Richtung des Magnetfeldes, über alle Teilchen gemittelt, gilt:

$$P = \langle I_z \rangle / I \neq 0$$

Der Hamiltonoperator des vorliegenden Systems lautet:

$$\mathcal{H} = - \vec{\mu} \cdot \vec{H}_0$$

Der erste Term entspricht dem Hamiltonoperator des freien Spins, der zweite ist der Zeeman-Operator.

Bezeichne E_m das Matrixelement von \mathcal{H} :

$$E_m = \langle I, I_z | \mathcal{H} | I, I_z \rangle$$

Dann ist die Wahrscheinlichkeit, den Spin im Zustand I_z zu finden, wobei I_z einen Wert zwischen $-|I|$ < I_z < $+|I|$ annehmen kann, durch die Boltzmann'sche Statistik gegeben:

$$W(I_z) = \exp(-E_m/kT) = \exp(-\vec{\mu} \cdot \vec{H}_0/kT)$$

Hierin stellt k die Boltzmann-Konstante dar.

Auf ein System von Teilchen mit dem Spin 1/2 angewandt, findet man folgenden Ausdruck:

$$P = \frac{W(+)-W(-)}{W(+)+W(-)} = \tanh(\vec{\mu} \cdot \vec{H}_0/2kT)$$

Dieser Ausdruck reduziert sich im Falle von Protonen zu :

$$P = \tanh(1,02 \cdot 10^{-7} H_0/T)$$

wobei H_0 in Einheiten von Gauss und T in Einheiten von $^{\circ}$ Kelvin einzusetzen sind. Im Falle von 1° K und 25 Kgauss findet man für das Protonensystem im thermischen Gleichgewicht eine Polarisation von 0.25 %. Wir sehen, dass die statische oder auch "natürliche" Polarisation für Protonen sehr klein ist. Im Gegensatz hierzu ist die der freien Elektronen oder auch der freien Radikale (deren Landé-Faktor etwa dem der Elektronen ist) $P_e = 93$ %. Der Grund hierfür ist das viel grössere magnetische Moment der Elektronen.

Dynamische Polarisation (3)

Man kann diese hohe Elektronenpolarisation ausnutzen, um die Protonenausrichtung um ein Vielfaches zu verstärken. Betrachten wir dazu ein System, das aus N Elektronen und n Protonen bestehen möge. Jeder Spin des Systems ist mit den anderen durch eine dipolare Wechselwirkung seiner magnetischen Momente gekoppelt. Der dazugehörige Operator hat folgende Form:

$$\mathcal{H}_{\text{dip}} = \frac{\hbar^2}{4\pi^2} \frac{\mu_1 \mu_2}{r^3} \left\{ \vec{I}_1 \cdot \vec{I}_2 - \frac{3(\vec{I}_1 \cdot \vec{r})(\vec{I}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} \right\}$$

wobei μ_1, μ_2 die magnetischen Momente und \vec{r} der relative Abstand der beiden wechselwirkenden Spins I_1 und I_2 sind. Ist der Abstand zwischen ihnen klein, so kann \mathcal{H}_{dip} als Störung der Zeeman'schen Energieniveaux aufgefasst werden.

Nehmen wir an, dass sich das System in thermischem Gleichgewicht befindet, d.h., dass die Besetzungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Energieniveaux der Boltzmann'schen Verteilung unterliegen. Wird nun dieses Gleichgewicht gestört, so hat das System nach Aufhebung der Störung das Bestreben, sein ursprüngliches Gleichgewicht wiederzuerlangen. Diese Relaxation kann in unserem System im wesentlichen über drei Mechanismen ablaufen:

- durch dipolare Kopplung zwischen den Protonen und Elektronen.
- durch dipolare Kopplung zwischen den Protonen untereinander.
- durch thermische Kopplung der Spins mit der Umgebung, dem Gitter, die durch Austausch von Phononen zwischen beiden vorstatten geht.

Der erste Mechanismus wirkt sich auf zweifache Weise auf das Gesamtsys-

tem aus. Es führt eine Änderung der Zustände des Elektron-Proton-Systems und - damit verbunden - eine Änderung der Energieniveaux herbei. Bei hohen Magnetfeldern ist die Änderung der Energieniveaux vernachlässigbar, nicht jedoch die Änderung der Zustände. Für diese sind die nicht mit dem Zeeman-Operator kommutierenden Terme in \mathcal{H}_{dip} verantwortlich. Den grössten Einfluss haben die Terme, die benachbarte Energiezustände mischen (siehe Abb. 1): $|++\rangle$ mit $|+-\rangle$ und $|-\rangle$ mit $|--\rangle$ und umgekehrt. Hierbei bedeutet das erste Vorzeichen die Spinrichtung des Elektrons, das zweite die des Protons. Aufgrund dieser Zustandsmischung können durch Absorption von Phononen der Energie $\hbar(\omega_e + \omega_n)$ und $\hbar(\omega_e - \omega_n)$ aus dem Energiereservoir des Gitters verbotene Übergänge induziert werden, die für die dynamische Polarisation von Bedeutung sind.

Der zweite Mechanismus führt als statischer Effekt zur Verbreiterung der Energieniveaux der Protonen. Dynamisch führt er zur Spindiffusion: die Terme $I_+ I_-$ bewirken ein simultanes Umklappen der beiden beteiligten Spins. Sind die Abstände der Protonen klein, so ist die Wahrscheinlichkeit für ein solches Umklappen sehr gross. Sukzessive Flips führen zur Spindiffusion.

Der Festkörper-Effekt ("solid effect") ⁴⁾

Im Termschema der Figur 1 kommen zwei verschiedene Übergänge vor: die erlaubten Übergänge, bei denen nur der Spin des Elektrons umgeklappt wird, sind stark an das Gitter gekoppelt (durch Austausch von Phononen) und haben demzufolge sehr kurze Relaxationszeiten. Zweitens die sogenannten verbotenen Übergänge, die eine Folge der dipolaren Kopplung sind. Sättigt man nun einen der verbotenen Übergänge, z.B. durch Einstrahlen eines magnetischen Wechselfeldes der Frequenz $(\omega_e - \omega_n)$ oder $(\omega_e + \omega_n)$ senkrecht zum statischen Magnetfeld H_0 , so egalisiert man die Besetzungswahrscheinlichkeiten der beiden, durch diesen Übergang miteinander verbundenen Energieniveaux, während die erlaubten Übergänge aufgrund ihrer kurzen Relaxationszeiten dafür sorgen, dass die übrigen Niveaux gemäss der Boltzmann'schen Verteilung besetzt sind. Die Summation der Besetzungswahrscheinlichkeiten führt zu:

$$P = - \tanh(h\omega_e/2kT) = - P_e \quad \text{bei Saturierung von } (\omega_e + \omega_n)$$

$$P = + \tanh(h\omega_e/2kT) = + P_e \quad \text{bei Saturierung von } (\omega_e - \omega_n)$$

Dieser Polarisationsmechanismus ist wirksam für Protonen in diamagnetischen Substanzen unter Zusatz von freien Radikalen. Auf Grund der oben erwähnten Spindiffusion genügt eine kleine Zahl freier Radikale, da der elektronische Spin wegen seiner kurzen Relaxationszeit mehrmals mit denselben Protonen reagieren kann. Diese reichen ihrerseits ihre Ausrichtung unter Umklappen in ihre ursprüngliche Lage an einen der Nachbarn weiter.

Zwei Bemerkungen drängen sich auf:

- Das Vorzeichen der Polarisation kann leicht geändert werden. Hierzu genügt eine kleine Frequenzänderung der eingestrahlten Energie: $\Delta\omega = 2\omega_n$.

- die obige Gleichung besagt, dass die durch den Festkörper-Effekt erreichbare Protonenpolarisation ebenso gross werden kann wie die Polarisation der Elektronen selbst. In der Praxis ist dieses jedoch nicht der Fall, da in der obigen Formel eine Reihe von Komplikationen ausser Acht gelassen worden sind, die eine Reduzierung nach sich ziehen:

- i) In vielen Fällen ist die Breite der Elektronenspin-Resonanzlinien zu gross, um die beiden verbotenen Übergänge voneinander zu trennen. Dies führt zu einer Überlagerung von positiver und negativer Polarisation⁵⁾.
- ii) Die Relaxation der Protonen durch Wechselwirkung mit dem Gitter ist nicht immer vernachlässigbar. In diesem Falle kann das Proton seinerseits über die dipolare Kopplung die Elektronen depolarisieren.

A.II Beschreibung des Aufbaues

Der im folgenden beschriebene Aufbau des polarisierten Targets basiert im wesentlichen auf Plänen, die im CERN in Zusammenarbeit mit SACLAY entworfen und dort seit geraumer Zeit verwirklicht worden sind. Zum genaueren Studium verweisen wir deshalb auf die einschlägige Literatur⁶⁾ und beschränken uns im übrigen auf die Beschreibung der zum unmittelbaren Verständnis dieser Apparatur notwendigen Teile.

Wir haben gesehen, dass sich die Polarisierung der Wasserstoffkerne in zwei Etappen vollzieht, die jeweils einen spezifischen Aufwand erfordern:

-Polarisation in thermischem Gleichgewicht.

Sie ist eine unmittelbare Funktion des Verhältnisses zwischen dem statischen Magnetfeld H_0 und dem Temperaturbad T . Hohe natürliche Polarisation erfordert ein hohes Magnetfeld und eine sehr tiefe Temperatur. Da die durch die dynamische Polarisation erreichbare Endpolarisation sehr stark von der thermischen Gleichgewichtspolarisation abhängt, muss die Temperatur äusserst konstant sein.

-Dynamische Polarisation durch den Festkörper-Effekt.

Sie beruht auf der Einstrahlung eines hochfrequenten, magnetischen Wechselfeldes senkrecht zum statischen Magnetfeld, wodurch einer der beiden in Abb. 1 gezeigten verbotenen Übergänge induziert wird. Im Falle der Sättigung eines dieser Übergänge tritt eine Entvölkerung eines Kernspin-zustandes zugunsten des anderen auf, und somit eine Polarisation des Wasserstoffkernes. Dieses Verfahren erfordert einen HF-Sender hoher Leistung. Da die Linienbreite der Übergänge schmal sein muss, um die Übergänge positiver und negativer Polarisation voneinander trennen zu können, benötigt man einen äusserst stabilen Sender und ein sehr homogenes Magnetfeld.

Eine zusätzliche Aufgabe stellt die Messung der erzeugten Polarisation und deren Auslese dar. Dies geschieht mittels eines Kernresonanzsystems (NMR), welches ein Signal liefert, dessen Integral proportional zur Polarisation ist. Um den Einfluss eventueller Störspannungen auf das integrierte Signal zu reduzieren, sorgt ein System von zeitlich gesteuerten Schaltern, dass der Integrationskreis nur dann geöffnet wird, wenn das Signal aufgenommen werden soll.

Es folgt nun die Einzelbeschreibung.

1. Das Magnetfeld

Der Magnet ist in Figur 2 abgebildet. Er stellt eine Kopie der in CERN verwandten Polarisationsmagnete dar. Das Eisenjoch ist C-förmig ausge-

legt und endet in einem Paar von Polschuhen aus Kobalt von 170mm Durchmesser und einem Abstand von 67mm. Er zeichnet sich durch seine grosse horizontale Zugänglichkeit ($\pm 140^\circ$) und einen grossen vertikalen Öffnungswinkel ($\pm 28^\circ$) aus. Der Teilchenstrahl kann an drei verschiedenen Stellen durch das Eisenjoch hindurch auf das im Magnetmittelpunkt befindliche Target geschossen werden. Diese Konzeption sorgt für eine grosse Flexibilität bei Streuexperimenten verschiedener Art.

Das Magnetfeld beträgt 25 kGauss bei einer Stromstärke von ungefähr 600 A. Das Streufeld ausserhalb der Polschuhe ist sehr klein. Die gewünschte Homogenität von $\Delta H/H = 10^{-4}$ erhält man durch Anbringen von zusätzlichen Eisenringen an den Polschuhen, deren Höhe von aussen nach innen abnimmt⁷⁾. Damit reduziert sich der Abstand zwischen den Polschuhen auf 63 mm. Die Konstanz des Feldverlaufes wurde mit Hilfe eines Systems von zwei Hall-Sonden gemessen, von denen die eine als Referenz diente, die andere jedoch frei beweglich verschoben werden konnte. Die kurzzeitige Konstanz dieses Systems betrug $5 \cdot 10^{-5}$. Die Abbildung 3 zeigt die Homogenitätszone in der rotationssymmetrischen y-z Ebene. Sie bildet eine Scheibe von ungefähr 50 mm Durchmesser und 20 mm Höhe.

2. Der Kryostat

Das Temperaturbad wird durch Abpumpen des Gases über dem Flüssigkeitsspiegel eines Heliumbades erzeugt. Diesem Verfahren liegt das physikalische Prinzip zugrunde, dass in einem adiabatischen System eine enge Korrelation zwischen Temperatur und Dampfdruck einer Flüssigkeit besteht: wird das durch die Temperatur gegebene Gleichgewicht zwischen beiden Phasen durch Erniedrigung des Dampfdruckes gestört, so hat die Flüssigkeit das Bestreben, durch Temperaturerniedrigung das Gleichgewicht mit der Gasphase wiederzuerlangen. Der niedrigste erreichbare Dampfdruck eines solchen Bades hängt von der Sauggeschwindigkeit der Pumpen und den Eigenverlusten des Kryostaten, gegeben durch die während des Heliumtransportes zum eigentlichen Temperaturbad verdampfte Gasmenge, ab.

Wir verwenden einen horizontalen, kontinuierlich arbeitenden Kryosta-

ten⁸⁾. Er zeichnet sich durch eine hohe Temperaturkonstanz ($0,005^{\circ}\text{K}$), grosse Kälteleistung (bis zu 2W) und geringem ^4He -Verbrauch ($1,5\text{ l}$ flüssiges Helium) aus. Dies wird erreicht geschickte Konstruktion eines Wärmetauschers, dessen Aufgabe es ist, durch thermischen Kontakt die Kälteenergie des verdampften Gases auf die Flüssigkeit zu übertragen. Der Aufbau des Kryostaten ist in Abbildung 4 dargestellt. Das flüssige Helium wird über eine vakuumisolierte Transferteitung in den Kryostaten gehebert. Es wird dort in einem Separator gesammelt, in dem über ein gesintertes Bronzefilter die dampfförmige von der flüssigen Phase getrennt wird. Zur Regulierung des Heliumflusses wird das Gas mittels einer kleinen Vorpumpe der Saugleistung von $25\text{ m}^3/\text{h}$ abgepumpt. Es strömt über eine kleine Kupferröhre, die sich schlangenförmig an der Innenseite der Aussenwandung (genauer: des Strahlungsschildes) entlang windet, um diese auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff vorzukühlen. Die flüssige Phase aus der unteren Separatorkammer fliesst in einem engen Kupferrohr durch den oben erwähnten Wärmeaustauscher, wo es bei annähernd Atmosphärendruck von $4,2^{\circ}\text{K}$ auf $1,7^{\circ}\text{K}$ vorgekühlt wird. Anschliessend wird das superfluide gewordene Helium über ein Nadelventil, das den Fluss kontrollieren soll, auf 10^{-1} Torr expandiert, wobei es sich auf 1°K abkühlt. Das in dem Bad abgepumpte Gas wird durch zwei Wärmeaustauscher geschickt, von denen der erste die Temperatur vor und nach der Expansion niedrig halten soll (um dadurch die bei der Expansion und der nachfolgenden Temperaturerniedrigung verdampfte Gasmenge so klein wie möglich zu halten). Der zweite Wärmeaustauscher soll die beim Überhebern des Heliums erfolgte Verdampfung reduzieren. Um die Kaltfahrzeit zu Beginn zu kürzen, kann das aus dem Separator strömende flüssige Helium durch Öffnen eines weiteren Nadelventils direkt zum Temperaturbad geleitet werden. Nach Erreichen von $4,2^{\circ}\text{K}$ in der Kavität wird die direkte Leitung geschlossen. Um das ordnungsgemässe Verhalten des Kryostaten zu kontrollieren, wird die Temperatur an drei verschiedenen Stellen mittels Kohleschichtwiderständen gemessen: an den beiden Wärmeaustauschern und vor dem Expansionsventil. Ein weiterer Widerstand zeigt den Heliumstand in dem Temperaturbad an. Die eigentliche Temperatur in diesem Bad wird über

seinen Dampfdruck mit Hilfe eines Thermotrons gemessen, welches sich am Ausgangsflansch des Kryostaten befindet. Da die Verbindung zum Messkopf des Thermotrons durch eine enge Kapillare hergestellt wird, muss die Druckanzeige auf Grund des thermomolekularen Effektes, der bei diesen Temperaturen nicht mehr vernachlässigbar ist, korrigiert werden. Die Form des Kryostaten ist konisch und läuft nach vorne in eine zylindrische Nase von 43mm Durchmesser aus, in der sich das eigentliche Temperaturbad befindet. Die Wärmeisolierung nach aussen macht einen Vakuummantel und einen Strahlungsschild aus Kupfer notwendig. Es entsteht somit eine dreifache Wandung, deren Existenz in einem Streuexperiment zu zusätzlichen Schwierigkeiten führt, da der einfallende Teilchenstrahl und die im Target erzeugten Reaktionsprodukte auf ihrem Flug zusätzliche Materie durchqueren müssen. Um diese so klein wie möglich zu halten, haben wir den Strahlungsschild um das Target herum mit einem Fenster versehen, das jedoch eine Reduzierung der Kälteleistung zur Folge hatte. Da andererseits die Intensität des Strahles ($5 \cdot 10^{+5} \pi^-$ / Maschinenpuls) gering war, war die zusätzliche Wärmebelastung durch den Strahl vernachlässigbar klein, sodass der Leistungsabfall des Kryostaten keinen merklichen Effekt nachsichzog.

Die Innennase bestand aus 0.1 mm Edelstahl, während die Aussennase, die einer Druckdifferenz von einer Atmosphäre standhalten musste, eine Dicke von 0.4 mm Aluminium aufwies.

Als Pumpen wurde ein aus zwei in Serie geschalteten Rootspumpen von $8000 \text{ m}^3/\text{h}$ bzw. 3000 m^3 Leistung bestehendes System der Firma ALCATEL aus Annecy, Frankreich, gewählt.

3. Das Hochfrequenzsystem

Der Hochfrequenzsender besteht aus einem Carcinotron vom Typ CO-40-B der Firma CSF - THOMSON, Paris. Es liefert eine hohe Ausgangsleistung (um 15W) bei grosser Stabilität in einem Frequenzbereich von 69 - 71 GHz. Dieser Bereich ist ausreichend, um durch Änderung der Anodenspannung von der Frequenz ($\omega_e + \omega_n$) auf die Frequenz ($\omega_e - \omega_n$) umschalten und somit das Vorzeichen der Polarisation zu wechseln. Die Stabilität der Frequenz wird erreicht durch eine hochstabile Stromversorgung der Firma ASTEL, Pa-

ris, deren Konstanz über einen längeren Zeitraum $5 \cdot 10^{-5}$ beträgt. Ein Wasserkühlsystem sorgt für die notwendige Konstanz der Betriebstemperatur des Carcinotrons.

Der Sender ist über ein System von Hohlleitern grossen Querschnittes (7mm x 3,5 mm) mit einer nicht abgestimmten Kavität verbunden. Diese befindet sich am Ende des Kryostaten und bildet gleichzeitig das Temperaturbad, in das das zu polarisierende Targetmaterial eingetaucht ist. Die Kavität ist aus Kupfer und ist mit seinem unteren Boden auf den Hohlleiter gelötet. Ein Schlitz auf der Unterseite dient zur HF-Einkopplung. Um eine möglichst gleichmässige Energieverteilung innerhalb der Kavität zu garantieren, darf sie nicht abgestimmt sein. Der Energiezufluss wird mit Hilfe eines variablen Abschwächers geregelt. Um einen Energierückfluss zum Carcinotron zu unterbinden, wird ein HF-Isolator an den Ausgang des Carcinotrons gesetzt.

4. Das NMR-System zum Nachweis der Polarisation.

Wie wir im Anhang 1 zeigen, lässt sich die Polarisation mit Hilfe eines Resonanzschwingkreises messen. Eine solche Anordnung ist unter dem Namen " Q - Meter " bekannt. Seine Arbeitsweise beruht auf dem Prinzip der Kernresonanz. Im Resonanzfall werden Übergänge von einem Kernniveau zu einem anderen induziert. Hierbei tritt eine Suszeptibilitätsänderung der Probe auf, die proportional zur Polarisation ist. Dies führt nun wiederum zu einer Induktivitätsänderung der Spule des Schwingkreises, die die Probe enthält, und somit seiner Impedanz. Wir sehen, dass die Änderung der Impedanz eines abgestimmten Resonanzschwingkreises zur Bestimmung der Polarisation einer Probe benutzt werden kann.

Abbildung 5 zeigt eine solche Anordnung⁹⁾. Man kann sie in folgende Funktionsbereiche einteilen: Sender, Empfänger und Detektor.

-- Sender

Er besteht aus einem Oszillator, dessen Frequenz im Bereich von 100-110 Mhz variierbar ist. Die lineare Frequenzmodulation wird von einem Sägezahnimpuls gesteuert. Die untere Frequenz kann über einen Trimmkondensator auf den Wert $f_0 - \Delta f$ eingestellt werden, wobei f_0 die Resonanzfrequenz des Schwingkreises ($f_0 \sim 106$ Mhz bei 25 kGauss) und Δf die halbe Modulati-

onsbreite bedeuten. Die obere Frequenz wird so eingestellt, dass sie den Wert $f_0 + \Delta f$ annimmt. Zeitdauer und Anstieg der Modulation ist durch die Länge und Anstieg des Sägezahnes gegeben.

-- Empfänger

Als Empfänger dient ein Serienschwingkreis (siehe Anhang 1). Seine Induktivität L ist gegeben durch seine Spule, die sich senkrecht zum statischen Magnetfeld H_0 , in der Kavität des Kryostaten befindet, wo sie das polarisierte Targetmaterial umschliesst. Die Kapazität des Schwingkreises ist regelbar durch einen variablen Kondensator von maximal 22pF. Dieser Kreis ist mit dem Sender über eine hohe Impedanz verbunden, sodass der Sender als Konstantstromgenerator aufgefasst werden kann. Die Spule ist einseitig geerdet.

-- Detektorsystem

Gemessen wird die Spannung $V(\omega)$ über der Impedanz $Z(\omega)$ als Funktion von ω . In Anhang 1 wird gezeigt, dass die Abweichung gegenüber dem ungestörten Spannungsverlauf (d.h. gegenüber dem unpolarisierten Zustand des Targets in der Spule) direkt der zu messenden Polarisation proportional ist.

$$P = \text{const} \int \frac{V(\omega) - V_0(\omega)}{V_0(\omega)} d\omega$$

Zur Verstärkung dieses Signals wird ein dreistufiger Röhrenverstärker verwandt, der auf Grund des Frequenzhubes des Oszillators ein breites Frequenzband haben muss. Am Verstärkerausgang beobachtet man eine relativ hohe Gleichspannungskomponente des Signals (2-4 V). Dadurch kann man erstens den Einfluss von Störspannungen bei der Übertragung des Signals vom Target zur Messhütte reduzieren, und zweitens den in den Schwingkreis eingespeisten Strom vom Oszillator kontrollieren. Deshalb wird der Pegel der Gleichspannung am Verstärkerausgang ständig gemessen.

Die Spannung an den Enden des "Q - Meters" ist nicht frequenzunabhängig, sondern sie beschreibt beim Abtasten der Resonanzkurve eine Parabel, auf dessen Gipfel das eigentliche Absorptionssignal liegt. Um dieses Signal zu isolieren, geht man wie folgt vor:

--- eine kapazitive Kopplung des HF-Verstärkers mit dem nachfolgenden NF-Verstärker eliminiert die Gleichspannung.

---die dem unpolarisierten Zustand entsprechende Spannungsparabel $V_0(\omega)$ des Schwingkreises wird durch einen Funktionsgenerator simuliert und mit Hilfe eines Differenzenverstärkers von der eigentlichen Spannung $V(\omega)$ abgezogen.

Das übriggebliebene Signal muss noch integriert werden. Dies geschieht auf dreierlei Weise:

Analoge Integration

Das Absorptionssignal wird mit Hilfe eines Operationsverstärkers in Integrationsschaltung integriert. Ein nachfolgender Kondensator wird durch die dem Integral des Signals entsprechende Spannung aufgeladen und dient als Speicher. Die Spannung an diesem Kondensator wird auf einem Schreiber registriert.

Digitale Integration

Sie geschieht mit Hilfe eines Spannungs-Frequenz-Konverters, der eine Impulsfolge liefert, deren Anzahl proportional zur integrierten Spannung ist. Diese Zahl kann mit einem Zähler gemessen werden. Ein Abschwächer am Eingang des Konverters erlaubt es, die Pulshöhe so einzustellen, dass die Anzeige auf dem Zähler den Wert der Polarisierung in % wiedergibt.

Photographische Integration

Das Absorptionssignal wird auf einem Oszillographen photographiert, ebenso die Grundlinie, d. h. das kompensierte Signal in Abwesenheit der Polarisierung, indem man das gleiche Signal bei einem niedrigeren Magnetfeld aufnimmt. Die Superposition beider Kurven ermöglicht es uns, mittels eines Planimeters die von ihnen eingeschlossene Fläche zu bestimmen. Sie ist direkt proportional zur Polarisierung. Die Proportionalitätskonstante lässt sich durch Vergleich mit der natürlichen Polarisierung bestimmen, da diese, wie wir oben gesehen haben, bei bekannter Temperatur und bekanntem Magnetfeld berechenbar ist. Mit Hilfe dieser Prozedur können analoge und digitale Anzeige geeicht werden.

In Abbildung 6 zeigen wir jeweils ein Signal für die natürliche Polari-

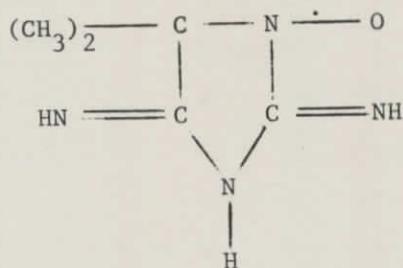
sation, die negative und positive dynamische Polarisation. Der elektronische Verstärkungsfaktor der natürlichen Polarisation ist 50 mal grösser. Der relative hohe Rauschanteil führt im Falle der Integration des natürlichen Signals zu einem relativ grossen Fehler.

-- Zeitenfolge der Messung

Um den Einfluss von Störspannungen bei der Integration gering zu halten, sorgt ein Gatesystem dafür, dass die Apparatur nur für die Dauer der eigentlichen Messung geöffnet wird. Die Zeitenfolge und die einzelnen Pulslängen sind in Abbildung 7 dargestellt. Die Schalter S_1 und S_2 sind nur für die Dauer der Modulation geöffnet. Im übrigen liegen die Eingänge der nachfolgenden Einheit auf Erdpotential. S_3 ist nur für die Dauer der Messung geschlossen, um zu bewirken, dass der Kondensator zu Beginn der Modulation entladen ist. S_4 , zwischen dem Integrator und dem Speicherkondensator gelegen, ist nur kurzzeitig geöffnet, um den Inhalt des Integrators auf den Speicher gelangen zu lassen. Frequenzzähler und Digitalvoltmeter werden unmittelbar vor Beginn der Messung gelöscht, um danach für kurze Zeit zur Aufnahme von Information bereit zu sein.

5. Targets substanz

Im Laufe der letzten drei Jahre hat sich Butanol als Targets substanz in Hochenergiephysik-Experimenten am besten bewährt¹⁰⁾. Es weist gegenüber den vorher verwandten LMN-Kristallen, trotz kleinerer Endpolarisation, zwei Vorteile auf: eine grössere Strahlungslänge und ein viel günstigeres Verhältnis zwischen freien und gebundenen Protonen. Mango et al.¹¹⁾ haben eingehende Untersuchungen über das Polarisationsverhalten von Butanol gemacht. Dabei haben sie festgestellt, dass die höchsten Werte für ein Gemisch aus 95% Butanol (chemische Formel $C_4H_{10}O$) mit 5% doppelt destilliertem Wasser zu erzielen sind. Als freies Radikal wird ein Zusatz von 1% Porphyrexid (gesättigte Lösung) verwandt. Es hat folgende Struktur



Das ungesättigte Elektron, welches den Charakter des freien Radikals bestimmt, liegt zwischen dem N- und dem O-Atom. Die Elektronenspin-Resonanzlinie ist wegen der Anisotropie des Landé - Tensors:

$$g_1 = 2.000 \quad g_2 = 2.005 \quad g_3 = 2.010$$

und der Feinstrukturaufspaltung:

$$A_1 = 27 \text{ Oe} \quad A_2 + A_3 = 0.$$

ziemlich breit, sodass der Festkörpereffekt allein nicht zur Erklärung der Polarisation ausreicht ¹²⁾.

Eine systematische Untersuchung der Polarisation in Abhängigkeit vom Wassergehalt ¹¹⁾ hat gezeigt, dass sich ein eindeutiges Maximum bei einer Beimengung von 5% H₂O ergibt. Die Breite dieses Maximums nimmt in Anwesenheit von molekularem Sauerstoff ab. Deshalb muss bei der Targetzubereitung der Sauerstoff durch Spülen mit trockenem, hochreinem Stickstoffgas entfernt werden. Um eine gleichmäßige Temperaturverteilung innerhalb der Probe durch das flüssige Helium zu erhalten, wird wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit des Butanols das Target in kleine Kügelchen von ungefähr 2mm Durchmesser gegossen. Dies geschieht dadurch, dass man das bei Zimmertemperatur flüssige Butanol mittels einer feinen Spritze auf den Oberflächenspiegel eines flüssigen Stickstoffbades tropfen lässt, wobei es sich langsam abkühlt und nach Erstarrung auf den Grund sinkt. Dort ist das Target beliebig haltbar. Mit einer solchen Probe haben wir durchschnittlich 34% erzielt.

II B Aufbau des Experimentes

Der π^- -Strahl

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 8 dargestellt. Der auf das polarisierte Target fallende π^- -Strahl wurde am CERN Protonensynchrotron mit Hilfe eines internen Berylliumoxydtargets erzeugt. Ein hochenergetischer, unseparierter Strahl, dessen Impulsauflösung $\Delta p/p \approx \pm 1\%$ betrug, wurde auf das Target fokussiert. Die Intensität, gemessen mit einem aus 5 Szintillationszählern bestehenden Teleskop, war $5 \cdot 10^{+5}$ Teilchen pro Maschinenpuls, dessen Länge, bei einer Repetitionsrate von 2,5 sec, 520 msec betrug. Der Strahlquerschnitt am Targetmittelpunkt ergab $7,5 \times 7,5 \text{ mm}^2$.

Da das Target umgeben war von einem Magnetfeld von 25 kGauss, erfuhr der Strahl beim Durchgang durch das Target eine Ablenkung. Dies führte zu einer Verschiebung des mittleren Teilchenvertex im Target und, im Zusammenhang damit, zu einer Ungenauigkeit in der Bestimmung des Streuwinkels, da dieser in Bezug zur Richtung des einfallenden Teilchens definiert wird. Die mittleren Koordinaten des Reaktionsursprungs sowie die mittlere Richtung der π^- Mesonen in diesem Punkt lassen sich folgendermassen ermitteln: Man misst die Richtung der π^- vor und nach Durchlaufen des Magnetfeldes (Magnet aus bzw. Magnet an) mit Hilfe der Funkenkammer. Ist der genaue Verlauf des Magnetfeldes bekannt, lässt sich die mittlere Flugbahn berechnen und somit die Position und die Richtung der Teilchen nach Durchlaufen des halben Targets. Insbesondere ergab sich für eine Primärenergie von 7,85 GeV/c :

$$\begin{aligned} x &= - 0.6 \text{ mm} \pm 1,5 \text{ mm} & dx/dz &= .5 \text{ mrad} \pm 1,5 \text{ mrad} \\ y &= - 1.0 \text{ mm} \pm 1,0 \text{ mm} & dy/dz &= 16.4 \text{ mrad} \pm 1,5 \text{ mrad} \end{aligned}$$

Der Nachweis des einfallenden π^- geschah über eine Anordnung von fünf Szintillationszählern, von denen C1, C2, C3 und C4 in Koinzidenz und AC1 in Antikoinzidenz stehen. Der letztere ist mit einem Loch versehen, um den Strahl durchzulassen. Seine Aufgabe besteht darin, den Stahlquerschnitt zu definieren. Die Position in Bezug auf das Target und die Dimension der Zähler sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Das Target

Es wurde ein polarisiertes Butanoltarget von $33 \times 22 \times 16 \text{ mm}^3$ verwandt. Es befand sich in einem ^4He -Kryostaten von 1°K , dessen Wände insgesamt aus 50μ Cu-Folie (Kavität), 0.8 mm Aluminium (Aussenwand) und 0.2 mm Edelstahl (Innenwand) bestanden. Mit dieser Apparatur wurde eine mittlere Polarisation von $(33.7 \pm 2)\%$ erzielt. Um eventuelle, zeitliche Änderungen der Apparatur auf die Asymmetriemessung auszuschliessen, wurde das Vorzeichen der Polarisation alle 3 Stunden umgekehrt.

Die Triggeranordnung

Aufgabe eines Triggersystems ist es, die Reaktion eines bestimmten Typs zu definieren. Da in den uns interessierenden Reaktionen nur ungeladene Teilchen (π^0 bzw. η und n) im Endzustand auftreten, wird der Trigger so gewählt, dass er nur dann ein Signal liefert, wenn ein geladenes Teilchen auf das Target läuft und keine geladenen Teilchen im Endzustand erzeugt. Dieser "neutrale" Trigger wird erzeugt vom π^- -Teleskop in Verbindung einer Antikoinzidenz mit allen übrigen Zählern:

$$T = C1.C2.C3.C4.AC1.AC2.AC3.AC4.AC5.AC6.(C5 \text{ OR } C6)$$

Die Zähler C5 und C6 in der Funkenkammer sind hinzugefügt worden, um die Qualität des Triggers zu verbessern. Man erhält somit nur dann einen Puls, wenn eines der beiden γ vor der 9. oder 10. Funkenkammerzelle konvertiert worden ist.

Das Antikoinzidenzsystem hat darüber hinaus eine zweite Funktion: es wählt nur solche Ereignisse aus, bei denen die vom Zerfall des π^0 oder η herrührenden γ -Quanten in den Raumwinkel der Funkenkammer ausgesandt werden.

Der "Sandwich"-Zähler

Der "Sandwich"-Zähler umgibt das Target fast vollständig. Seine Geometrie ist so ausgelegt, dass möglichst alle im Target entstehenden geladenen Teilchen nachgewiesen werden, ebenso wie die unter grossem Winkel ausgesandten Photonen. Er bildet eine Anordnung von Szintillations-

schichten von je 2 mm Dicke, zwischen denen Wolfram- und Bleiplatten liegen, so dass die Photonen in ihnen materialisiert und nachgewiesen werden können. Die Dicke dieser Platten entspricht 2-3 Strahlungslängen, je nach Richtung der Photonen. Die Schwellenenergie für die γ -Quanten beträgt 50 MeV.

In Strahlrichtung ist der "Sandwich"-Zähler mit je einem Loch versehen, um den Durchgang der nicht reagierenden π^- zu gestatten. Strahlabwärts sind die Bleiplatten so angeordnet, dass ein Raumwinkel in Vorwärtsrichtung frei bleibt, um den Nachweis der Zerfalls- γ zu ermöglichen. Die rechte Seite besitzt eine Öffnung von 0.54 sr, durch die der Kryostat mitsamt des Targets eingeführt wird. Auf diese Weise entsteht ein Antizähler von fast 4π Akzeptanz.

Das Antizählersystem schliesst in Vorwärtsrichtung ab mit den Zählern AC3, AC4, AC5, AC6. Sie zeichnen sich durch eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit aus, um die nicht im Target reagierenden π^- nachzuweisen. Ausserdem sollen sie durch das Leertarget produzierten Untergrund verringern.

Akzeptanzbereich

Es gibt ausser den uns hier interessierenden Reaktionen noch eine Vielzahl anderer Prozesse, die der Triggerbedingung genügen: $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$, $\pi^- p \rightarrow \omega n$, $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ etc. Diese sind dadurch ausgezeichnet, dass mehr als zwei Gammaquanten ausgesandt werden, die jedoch nicht alle von der Funkenkammer nachgewiesen zu werden brauchen. Sie können somit zu einer Simulierung von guten Ereignissen führen. Dieser Effekt kann dadurch eliminiert werden, dass man den Akzeptanzbereich begrenzt, so dass der Trigger nur dann einen Puls liefert, wenn alle produzierten γ -Quanten in die Funkenkammer fallen. Diese Begrenzung geschieht einmal durch den "Sandwich"-Zähler selbst, zum anderen durch eine Bleimaske von 16 mm Dicke, gefolgt von einem Szintillationszähler (AC4-AC6). Eine zweite Bleimaske hinter diesen Zählern hat die Aufgabe, sekundäre γ 's zu absorbieren, die bei der Entwicklung des Schauers in der Funkenkammer in Rückwärtsrichtung ausgesandt werden können und somit eine Annulierung des Ereignisses

durch einen Puls in AC4 oder AC6 nachsichziehen.

Eliminierung der Ereignisse in Vorwärtsrichtung

Ziel des Experimentes ist es, die Asymmetriemessungen bei grossen Impulsüberträgen durchzuführen. Da der Wirkungsquerschnitt aber ein grosses Maximum in Vorwärtsrichtung besitzt, würde der relative Anteil von Ereignissen mit grossem t nur sehr klein sein. Um diesen Anteil, bei vorgegebener Zahl von Ereignissen, zu erhöhen, haben wir mit Hilfe einer zusätzlichen Bleimaske von 16 mm Dicke (siehe Abb. 9) den grössten Teil der Ereignisse in Vorwärtsrichtung eliminiert.

Optische Funkenkammer

Die Funkenkammer besteht aus einer Anordnung von 26 Platten zu je $60 \times 60 \text{ cm}^2$. Die 6 mm dicken Platten sind ihrerseits zusammengesetzt aus aufeinanderfolgenden Lagen Aluminium-Blei-Aluminium von je 2 mm, so dass die gesamte, von den durch die Funkenkammer hindurchgehenden γ 's gesehene Länge 12 Strahlungslängen beträgt. Der Abstand zwischen den einzelnen Platten ist 1 cm.

Die Kammer ist gefüllt mit einem Gemisch aus 30% Neon und 70% Helium, dessen Druck etwas über dem Atmosphärendruck liegt. Das Gas wird durch einen geschlossenen Kreislauf geleitet, wobei es regeneriert und gereinigt wird durch Zirkonium, das auf 800°C erhitzt ist. Dadurch erhält man einen guten Wirkungsgrad zur Erzeugung von Spuren mit vielen Funken. Die Kammer wird mit Hilfe des Triggerpulses gefeuert. Ein optisches System gestattet die photographische Aufnahme der Ereignisse in 90° Stereoskopie. Eine Databox liefert zu jedem Ereignis Nummer des Photos und des Films.

Die Materialisationspunkte der beiden Zerfalls- γ können somit rekonstruiert werden durch Messung der Ursprungskoordinaten der entsprechenden Photonen in Bezug auf einen an den Kammerrändern angebrachten Satz von Eichmarken. Diese stellen - aus Gründen, die später ersichtlich werden - eine Serie von Leitlinien dar, die auf eine Plexiglasscheibe geritzt sind. Lage und Abstand des Gitters sind so gewählt, dass jede zweite Platte mit einer Leitlinie zusammenfällt.

Zusätzlich angebrachte Eichmarken erlauben die Bestimmung der Tiefenkorrektur des optischen Systems.

Die Vermessung der Ereignisse wurde auf zweierlei Weise vorgenommen: durch direkte Messung der Materialisationspunkte auf den Projektionstischen oder durch automatische Messung aller Funken auf dem Bild und anschliessender Rekonstruktion der Ursprungs-koordinaten der Schauer mit Hilfe eines Computers CDC 6600.

Auflösungsvermögen

Das endliche Auflösungsvermögen der Apparatur hat verschiedene Ursachen:

- i) Messungenauigkeiten in Energie und Richtung der einfallenden π^- .
- ii) Einfluss der endlichen Targetdicke auf die Bestimmung der Richtung der γ -Quanten, und somit auf die Richtung des π^0 bzw. des η : $\Delta\theta/\theta \sim 5\%$.
- iii) Messungenauigkeit bei der Bestimmung der Schauerkoordinaten von ± 1.5 mm.

Der Einfluss dieser Grössen auf den Impulsübertrag lässt sich mit Hilfe eines Monte Carlo Programmes bestimmen, in dem bei der Simulation der Streueignisse die oben genannten Messungenauigkeiten berücksichtigt wurden. Insbesondere ergibt sich für eine Primärenergie von 8 GeV/c:

für $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ wandert Δt von 0,04 nach 0,17 $(\text{GeV}/c)^2$ wenn $|t|$ von 0 nach 2 $(\text{GeV}/c)^2$
für $\pi^- p \rightarrow \eta n$ variiert Δt von 0,04 bis 0,15 $(\text{GeV}/c)^2$ wenn $|t|$ von 0 nach 1,0 $(\text{GeV}/c)^2$

wandert.

Für 5 (GeV/c) erwartet man eine bessere Auflösung. Eine ausführliche Diskussion hierüber findet sich in der Arbeit von P. Bonamy²).

III Analyse der Funkenkammerbilder

III.1 Überblick über den Datenablauf

Wie wir später sehen werden, ist die Trajektorie eines zerfallenden π^0 oder eines η -Mesons, unter Annahme eines punktförmigen Targets, eindeutig festgelegt durch die Konversionspunkte seiner beiden Zerfalls- γ in den Bleiplatten der Funkenkammer. Dies gilt zumindest für den symmetrischen Zerfall. Im unsymmetrischen Falle tritt eine Zweideutigkeit auf, die die zusätzliche Kenntnis der relativen Energie der beiden γ 's erfordert. Diese lässt sich direkt aus dem Vergleich der Funkenzahl in beiden Schauern ermitteln.

Ein Blick auf die Figur 10 zeigt uns den generellen Datenverarbeitungsablauf:

Man beginnt mit der Durchmusterung der Funkenkammerbilder, wobei nur solche Ereignisse zurückbehalten werden, in denen mindestens auf einer Ansicht zwei klar erkennbare Schauer sichtbar sind. Die Information über die Natur des Ereignisses sowie die Nummer des Photos und des Filmes werden auf Lochkarten gestanzt, die mit Hilfe eines von M. Riols, Saclay, entworfenen Programms auf ein spezielles Magnetband geschrieben werden.

Hauptaufgabe dieses Programmes ist, in Verbindung mit dem obigen Magnetband, die Steuerung des automatischen Messablaufes, die Dechiffrierung der Databox des Films und der Ausdruck der Information über die einzelnen Funken des Photos auf ein weiteres Magnetband in Maschinensprache. Die Information besteht im wesentlichen aus der Position der Funken, deren Schwärzung auf dem Film und ihrer Breite. Anschliessend werden die Messdaten in kodifizierter Form im Programm RIOLS entziffert.

Das Programm ARIANE setzt nun diese Information wieder zu einem "Bild" zusammen. In einem ersten Schritt wird die Richtung der Schauer ermittelt. Ist diese bekannt, so ist es einfach, den ersten, in dieser Richtung liegenden Funken des Schauers aufzusuchen. Die so ge-

wonnenen Koordinaten werden auf ein Magnetband hoher Dichte geschrieben. Es dient als Urband für das Programm SUMX, in dem die physikalische Aufbereitung stattfindet, d.h. in dem die kinematische Rekonstruktion mit nachfolgenden Tests und Schnitten vorsichtig geht.

Dieser halbautomatischen Auswertung steht die Prozedur der Handmessungen auf speziellen Projektionstischen gegenüber, die wir - aus Gründen, auf die wir noch später eingehen werden - auf alle Ereignisse bei 8 GeV/c und auf einen Teil der Ereignisse bei 5 GeV/c angewandt haben.

Die auf Lochkarten gestanzten Messdaten werden zunächst mittels des Programmes BRUNETON auf ein Magnetband geschrieben, und in das Programm BONAMY gegeben. Nach anfänglichen Kontrollen der Lochkarteninformation wird an Hand von 40 Eichmarken das räumliche Koordinatensystem der Funkenkammer rekonstruiert. Die Messung dieser Eichmarken wird einmal zu Beginn jeder Messschicht von den "Scannerinnen" durchgeführt. Anschliessend werden die einzelnen Ereigniskoordinaten in dem System des Messtisches berechnet und mittels zusätzlicher Angabe zweier Eichmarken in das räumliche System übertragen. Die weitere Behandlung erfolgt wie vorher.

III.2 Beschreibung der Messmaschine ARIANE

Ariane ist eine in Saclay speziell zur automatischen Auswertung von Funkenkammerbildern entworfene Messanordnung⁵⁴⁾ aus einem programmiert steuerbaren, sehr fein fokussiertem Kathodenstrahl und - in Verbindung mit einem optischen Linsensystem - einem Paar von Photomultipliern. Aufgabe dieser Multiplier ist es, die Intensität des vom Kathodenstrahl auf einem Fluoreszenzschirm erzeugten Lichtpunktes vor und nach dem Durchgang durch den zu analysierenden Film zu messen und auf eventuelle Absorption durch Spuren zu analysieren. Wesentlich hierzu ist die Existenz eines aus Leitlinien bestehenden Gitters auf dem Film, dessen Struktur so gewählt ist, dass der Kathodenstrahl beim Durchlaufen dieser Linien das gesamte Kammervolumen erfasst. Im

vorliegenden Falle handelt es sich um ein Netz von Linien, die parallel zu den Funkenkammerzellen verlaufen. Jede Linie ist zu beiden Seiten von je einer solchen Zelle umgeben. Der Kathodenstrahl, der zusätzlich zu seiner Längsrichtung schnelle Oszillationen senkrecht dazu beschreibt (50 KHz), kann so gleichzeitig zwei Zellen erfassen. Die Information, die sich auf die eine oder andere Zelle beziehen, werden durch ein Vorzeichen unterschieden.

Die zu messenden Funken sind entlang der Leitlinien verteilt. Die Intensität, die vom Photomultiplier hinter dem Film registriert wird, ist direkt proportional zur Schwärzung auf dem Film. Trifft der Kathodenstrahl auf einen Funken, so beobachtet man zwischen den Zeiten t_1 und t_2 ein Absinken des Stromes. Die Zeit, die verstrichen ist zwischen dem Start auf dem Führungsstrich und der Zeit t_2 , ist ein Mass für die Koordinate des Funkens. Die Analyse des Absorptionssignals durch ein System von Diskriminatoren erlaubt zusätzlich die Angabe der Funkenbreite und seiner Schwärzung. Ist n die Nummer des obersten angesprochenen Diskriminators, so ist die Breite definiert als der Zeitraum $t_2 - t_1$, in der der Diskriminator $n-1$ den Impuls gesehen hat, während der Kontrast der Schwellhöhe des Diskriminators n entspricht. Diese drei Grössen werden für jeden Funken registriert als ein Paar von 12 Bit-Worten. Das erste Wort enthält die Position, das entspricht maximal 4096 willkürlichen Einheiten, während das zweite Wort Angabe über Breite (6 Bit = 64 Einheiten), Kontrast (insgesamt 9 Diskriminatoren = 9 Werte) und das Vorzeichen (rechte oder linke Seite) enthält.

III.3 Beschreibung des Programms ARIANE

Dieses Programm ist speziell zur Identifizierung zweier γ -Quanten durch ihre Schauer in einer Bleifunkenkammer konzipiert worden. Der Programmablauf ist in Abbildung 11 wiedergegeben.

-- Das Hauptprogramm steuert im wesentlichen nur die Datenein- und

ausgabe und den Datenfluss durch die einzelnen Unterprogramme und stellt ausserdem die Bilanz auf über gute und nicht identifizierte Ereignisse.

-- Das Unterprogramm MFID berechnet aus der direkten Information, die von der Messmaschine ARIANE geliefert wird, die Funkenkoordinaten. In einem ersten Schritt werden - den beiden Ansichten auf dem Film entsprechend - die (x-z)- und die (y-z)-Ebene der Kammer aufgespannt. Dies geschieht folgendermassen:

Läuft der Kathodenstrahl auf einer Führungslinie entlang, so trifft er einmal zu Beginn und einmal am Ende seines Weges auf eine senkrecht zum Gitter verlaufende Linie, die gemeinsam die Dimension der Kammer definieren. Den Übergang über eine solche Linie interpretiert ARIANE als ein Funkenpaar gleicher Koordinate, aber verschiedenen Vorzeichens. Pro Ansicht erhält man zwei Serien von 13 solchen Funkenpaaren, durch die man eine Gerade legen kann, um den Rand der Kammer auf der Filmebene zu rekonstruieren.

In einem zweiten Schritt wird durch direkten Vergleich mit dem Abstand der beiden begrenzenden Geraden, dessen Wert im Funkenkammersystem bekannt ist, die Koordinate der einzelnen Funken in mm bestimmt. Die z-Koordinate ist durch die Kammerzelle, in der der Funken erzeugt worden ist, gegeben.

-- Im Unterprogramm PRO findet die eigentliche Identifizierung der einzelnen Schauer statt. Wir gehen dabei wie folgt vor:
Aufgrund des unmittelbaren Zerfalls des π^0 haben die beiden Gamma ihren Ursprungsort im Target. Da die Schauerachse die gleiche Richtung wie das ihn erzeugende Gamma hat, erscheint die Projektion seiner Funken auf eine Einheitskugel um das Target als eine Verteilung, deren Maximum in der Richtung des ursprünglichen Gamma liegt. Wir teilen den von der Funkenkammer erfassten Bereich ($\tan \theta = \pm 0.4$) in 50 Intervalle zu 0.016 (was einem Winkel von 0.9° entspricht) ein. Die Verteilung der Funken auf diese Intervalle weist zunächst eine Reihe von kleineren und grösseren Häufungspunkten auf. Deshalb versehen wir diese mit einem dem Kontrast der einzelnen Funken entsprechenden statistischen Gewicht und berücksichtigen nur solche

Maxima, deren Kontrast - über drei Kanäle summiert - grösser als 45 ist. Dies entspricht einer Forderung nach mindestens 5 starken Funken.

Gesucht werden die Maxima, die den beiden Zerfallsgamma entsprechen. Dabei erwarten wir folgende Konstellationen:

- Zwei deutlich von einander getrennte Maxima in jeder der beiden Ansichten, von denen einer einen Mindestkontrast von 100, der andere von 50 aufweist.
- Die beiden Schauer sind in einer Ansicht einander überlagert. Dies ist dann der Fall, wenn die Zerfallsebene parallel zu einer der beiden photographierten Ebenen liegt. Das Maximum hat einen Mindestkontrast von 100. Aufgrund des minimalen Öffnungswinkels zwischen den beiden Zerfallsgammaquanten sind die Schauer auf der anderen Ebene deutlich von einander getrennt.

Betrachten wir zunächst den zweiten Fall. Wir greifen das Maximum heraus und spannen in der Richtung, die der Lage des Maximums entspricht, einen Konus auf, dessen Ursprung im Target liegt. Der Öffnungswinkel beträgt 2,5 Kanäle, was bei einem Schauer in Vorwärtsrichtung einem Öffnungswinkel von $2,3^\circ$ entspricht. Dieser Bereich ist so gross gewählt, weil wir in diesem zwei überlagerte Schauer erwarten. Mit Hilfe des Unterprogrammes LOOK suchen wir Funken um Funken auf, die in diesen Bereich fallen, um denjenigen zu finden, der Ausgangspunkt des durch das Maximum beschriebenen Schauers ist. Dabei geben wir uns gewisse Anfangsbedingungen für die einzelnen Funken vor, um eventuell als Funken interpretierte Kratzer oder Staubteilchen auf dem Film zu eliminieren. Zum Beispiel verlangen wir einen Kontrast grösser als 4. Wir spannen nun mit Hilfe des Unterprogrammes GERBE in jedem dieser Funken einen den Schauer begrenzenden Konus auf (Öffnungswinkel $\pm 6,3^\circ$) und zählen die in ihn fallenden Funken. Ein Schauer liegt dann vor, wenn gilt:

Zahl der Funken in den ersten 3 Zellen:	≥ 2
Kontrast " " " " 3 Zellen:	≥ 14
Zahl der Funken in den ersten 6 Zellen:	≥ 4

Haben wir auf diese Weise den ersten Schauer lokalisiert, so suchen wir nach einem weiteren, der allerdings ausserhalb des Konus des ersten Schauers liegen muss. Ist dies nicht der Fall, behalten wir nur den einzelnen Schauer zurück.

Die gleiche Prozedur wird auch im Falle zweier separierter Maxima angewandt, allerdings wird der Konus, innerhalb dessen wir nach den Kandidaten suchen, auf einen Öffnungswinkel von einem Kanal reduziert. - Das Unterprogramm PIZOBE übernimmt die Aufgabe, die oben ermittelten Schauer aus beiden Ansichten einander zuzuordnen, um die räumliche Rekonstruktion der beiden Gamma zu ermöglichen. Dies geschieht über direkten Vergleich der z-Koordinaten der Schauer in beiden Ebenen.

Wir müssen drei Fälle unterscheiden:

- 1) Die z-Koordinaten sind paarweise einander gleich. In diesem Falle ist die Zuordnung trivial.
- 2) Die z-Koordinaten sind alle gleich. Um die einzelnen Schauer von einander zu unterscheiden, nehmen wir den Kontrast oder die Anzahl der Funken zu Hilfe. Da es sich um jeweils zwei verschiedene Ansichten des gleichen Schauers handelt, müssen wir in beiden Fällen annähernd den gleichen Wert erhalten. Eventuelle Verschiebungen können auftreten, wenn es sich um lichtschwache Funken handelt, die in eine der Ansichten registriert werden, in der anderen dagegen nicht. Eine weitere Ursache sind Staubkörner oder Kratzer auf dem Film. Die Folge einer solchen Abweichung der Kontraste in den verschiedenen Ebenen können Vertauschung der Schauerpaare sein, ein Phänomen, auf das wir noch gesondert zu sprechen kommen.
- 3) Die z-Koordinaten eines Paares sind gleich, das andere hat zwei verschiedene z-Koordinaten. Dies ist gewöhnlich der Fall, wenn ein parasitärer Funke einem Schauer auf einer Sicht unmittelbar vorangeht, oder der erste Funke des Schauers ziemlich lichtschwach ist und auf einer Sicht nicht registriert wird. In diesem Falle ruft man das Unterprogramm RECUP. Hier wird der Schauer mit dem kleineren z

herausgegriffen und es wird nachgeprüft, ob sich in der Zelle, die dem Ursprung des Schauers auf der anderen Sicht entspricht, ein Funken befindet, der Ausgangspunkt eines neuen Schauers sein kann. Ist das Ergebnis positiv, so wird der neue Schauer dem anderen zugeordnet. Ist die Antwort negativ, so wird das Ereignis als nicht identifizierbar bezeichnet. Sollte im ersten Falle die Differenz zwischen dem neuen und alten z-Wert grösser als zwei Zelleneinheiten sein, so wird es anschliessend eliminiert. Dies gilt jedoch nicht für Ereignisse, in denen zwei Schauer überlagert sind.

III.4 Leistung des Programms ARIANE

Der Wirkungsgrad des Programmes ist eine empfindliche Funktion von einer Reihe empirisch festzulegender Parameter:

- i) Mindestkontrast eines Maximums nach der Projektion der Funken auf das Target
- ii) die zulässige Breite dieses Maximums
- iii) die minimale Funkenzahl pro Maximum
- iv) Öffnungswinkel ϕ des Konus, innerhalb dessen der erste Schauer gesucht wird
- v) Öffnungswinkel ζ des Konus, in dem die Funken des Schauers selbst liegen
- vi) Öffnungswinkel Ψ des Bereiches um den ersten Schauer herum, in dem der zweite Schauer nicht liegen darf
- vii) Anzahl und Kontrast der ersten Funken innerhalb eines Schauers

Die Fixierung dieser Parameter bestimmt die Interpretation der Ereignisse, den Wirkungsgrad und die Messgenauigkeit des Programmes in Bezug auf die Koordinaten der Zerfallsgammaquanten. Diese drei Grössen sollen im einzelnen betrachtet werden:

Interpretation der Ereignisse

Sie setzt an bei der Verteilung der Maxima in den beiden Ebenen (x-z) und (y-z), nach Fixierung der ersten drei Parameter. Im Falle zweier sauber voneinander getrennter Schauer erhält man zwei grosse, deutlich erkennbare Maxima, und die Identifizierung stellt kein Problem dar. Sind die Funken innerhalb eines Schauers unsymmetrisch verteilt, bilden sich um das Maximum herum kleinere Peaks, die von den Funken ausserhalb der Schauerachse herrühren. Es sind diese parasitären Maxima, die einer eindeutigen Interpretation entgegenstehen, insbesondere dann, wenn eines der beiden echten Gamma energiearm ist oder die beiden Schauer auf einer Ansicht zusammenfallen. Eine Folge davon sind Verfälschungen der eigentlichen Koordinaten. Dabei ergeben sich folgende Möglichkeiten:

Projektion eines grossen und eines kleinen Schauers (Kategorie I): Da der energiereiche Schauer sehr viele Funken enthält, kann seine Projektion von einem zweiten Peak begleitet sein, dessen Kontrast grösser als der des dem zweiten Gamma entsprechenden Maximums ist. In diesem Falle wird der echte Schauer zu Gunsten des parasitären eliminiert.

Ist der zweite Schauer zu energiearm, so kann er auch ignoriert werden und das Ereignis wird so interpretiert, als sei auf einer Ansicht eine Überlappung der beiden Schauer.

Zwei auf einer Ansicht überlagerte Schauer (Kategorie II): Die Projektion ergibt ein grosses und breites Maximum, das von einem kleineren begleitet sein kann. In diesem Falle wird die Verteilung einem grossen und einem kleinen Schauer zugeschrieben, dessen Koordinaten mit denen des echten Gamma nicht übereinstimmen.

Um das Auftreten solcher parasitärer Peaks im Gefolge eines anderen zu vermeiden, sind die Parameter iv - vii eingeführt worden. Dennoch auftretende Fehlinterpretationen können im Unterprogramm PIZOBE eliminiert werden. Dabei macht man sich den Umstand zunutze, dass der parasitäre und der durch ihn ersetzte Schauer in der Regel verschiedene z-Koordinaten haben. Eine weitere Möglichkeit des Ausschlusses ist durch die Verteilung der Öffnungswinkel zwischen den beiden Gamma-

quanten gegeben. Wir werden später noch darauf zurückkommen.

Um den Beitrag dieser falsch interpretierten Ereignisse abzuschätzen, haben wir die Koordinaten der einzelnen Gammaquanten von etwa 1300 Bildern mit den von diesem Programm ermittelten Werten verglichen. Dabei haben wir gefunden:

33 Bilder oder 2,6% nach Kategorie I und II falsche Interpretationen
12 Bilder oder 0,9% falsche Interpretationen ungeklärten Ursprungs
52 Bilder oder 4,1% Ereignisse, bei denen die einzelnen Ansichten
der beiden Gammaquanten vertauscht worden sind.

Die Fehlinterpretationen der beiden ersten Gruppen wurden später durch Schnitte in der Verteilung der Öffnungswinkel ausgeschlossen.

Der Wirkungsgrad des Programms

Die Diskussion des Wirkungsgrades ist eng mit der Wahl der freien Parameter im Programm verbunden. Diese müssen so festgelegt werden, dass man einerseits einen hohen Wirkungsgrad erzielt, aber andererseits keine zusätzlichen falschen Identifizierungen der Schauer erhält. Wir wollen deshalb in diesem Zusammenhang auf den Ausschuss des Programms und seine Ursachen etwas näher eingehen.

In Tabelle 2 stellen wir eine Übersicht über die einzelnen Kategorien und deren Häufigkeit zusammen.

Die einzelnen Ursachen, die diesen Kategorien zu Grunde liegen, sind:

Fiducial Marks: Das Programm MFID ist nicht in der Lage, das Koordinatensystem in der Funkenkammer zu rekonstruieren:

- da zu viele Punkte fehlen, um das Leitgitter zu rekonstruieren,
- da der Abstand der die Kammerdimensionen definierenden Linien zu gross oder zu klein ist,
- da die Messmaschine die erste Leitlinie verfehlt hat.

Unsichere Kandidaten: Die den Schauern entsprechenden Maxima sind nicht kontrastreich genug.

- Maximum #1 oder 2 : In diese Kategorie fallen zwei Typen von Ereignissen
- die Maxima haben alle Kontraste kleiner als 45 und werden ignoriert,
 - die Zahl der gefundenen Maxima ist drei, von denen die beiden kleineren den gleichen Kontrast aufweisen. Diese Zweideutigkeit kann nicht aufgehoben werden.

Projektion:

Die Projektion der Funken auf die Einheitskugel um das Target liefert für eine Ansicht ein oder zwei Maxima, denen jedoch kein Schauer, definiert durch das Unterprogramm GERBE, zugeordnet werden kann

Rückgewinnung gescheitert: Sind die z-Koordinaten eines Schauers in beiden Ansichten voneinander verschieden, sucht das Unterprogramm PIZOBE eine neue gemeinsame Koordinate z. Gelingt dies nicht, wird das Ereignis eliminiert.

$\Delta z \geq 3$:

PIZOBE hat die z-Koordinate erfolgreich korrigiert, die Korrektur beträgt jedoch mehr als zwei Zellen.

An Hand der Tabelle 1 können wir den Wirkungsgrad W bestimmen. Er ist definiert als Verhältnis der erfolgreich identifizierten Ereignisse zur Gesamtzahl der von ARIANE vermessenen Ereignisse.

$$W = 84,2\%$$

Dieser Wert stellt einen Kompromiß dar zwischen der Forderung nach einem möglichst hohen Wirkungsgrad und der Notwendigkeit möglichst weniger Fehlinterpretationen.

Messgenauigkeit

Die Messgenauigkeit unseres halbautomatischen Verfahrens kann durch folgende Umstände beeinträchtigt werden:

- Die Schauer können bei ihrer Entwicklung innerhalb der Funkenkammer eine ganz leichte Krümmung beschreiben, so dass das Projektionsmaximum nicht mehr mit der eigentlichen Schauerachse zusammenfällt. Die Folge davon ist, dass der erste Funken des Schauers nicht in Richtung des Maximums zu liegen kommt und demzufolge unberücksichtigt bleibt.

- Wenn sich Schauerpaare mischen, kann ebenfalls das Projektionsmaximum verschoben werden.

- Liegt der zweite Schauer im Konus des ersten Schauers, der vom Programm GERBE aufgespannt wurde, so werden sie im Programm nicht voneinander getrennt. Dieser Umstand kann zu merklichen Abweichungen in den Koordinaten führen, wenn die Materialisationspunkte der Gammaquanten weiter auseinanderliegen.

Um die Messgenauigkeit abzuschätzen, haben wir ungefähr 1000 Ereignisse zusätzlich manuell ausmessen lassen und die Koordinaten mit einander verglichen. Das Ergebnis wird in Fig. 12 gezeigt. Wir finden Abweichungen von ungefähr 1,6 mm zwischen beiden Verfahren. Dies entspricht einer Auflösung, die der Genauigkeit der Handmessungen vergleichbar ist: $\Delta x = \Delta y = \pm 1,6$ mm.

Zusammenfassung

Wir haben ein Programm zur Rekonstruktion der Flugbahn zweier Gammaquanten in einer Bleifunkenkammer durch Bestimmung der Konversionspunkte ihrer Schauer geschrieben. Seine Eigenschaften sind:

- gute Messgenauigkeit von ± 1.6 mm im Raum
- guter Wirkungsgrad von 84,2%
- wenig falsche Rekonstruktionen der Ereignisse
- eine Rechenzeit pro Ereignis von 0.4 sec (CDC.6600).

Nachteilig ist jedoch die Tatsache, dass ein Vorsortieren der Ereignisse notwendig ist, um sicherzustellen, dass nur Ereignisse mit einem oder zwei Gamma vorliegen. Da jedoch fast 25% aller Ereignisse zusätzlich Spuren von π^- enthalten, die unmittelbar vor oder nach dem Ereignis die Kammer durchlaufen haben, müssen wir diese Bilder

aussortieren und mit der Hand messen lassen. Dadurch geht ein erheblicher Vorteil - die Zeitersparnis - teilweise verloren.

Wir haben versucht, dieses Programm auch auf die Ereignisse bei 8 GeV/c Primärimpuls anzuwenden. Ein erster Test hat einen um mehr als 10% kleineren Wirkungsgrad ergeben. Der Ausschuss bei dieser Energie ist ebenfalls in Tabelle 2 enthalten. Der niedrigere Wirkungsgrad ist eine Folge des bei dieser Energie geringeren Öffnungswinkels zwischen den Zerfallsgammaquanten. Dieser kleine Wirkungsgrad im Zusammenhang mit den Bildern, die alte π^- Spuren enthalten, haben uns bewogen, zum manuellen Verfahren zurückzukehren.

IV Auswertungsverfahren

IV.1 Definition des Polarisationsparameters P_0

Bei der zu untersuchenden Reaktion $\pi^- p \rightarrow X^0 n$ (X^0 bezeichnet das π^0 oder das η) handelt es sich um die Streuung eines spinlosen Teilchens an einem Teilchen mit dem Spin $s = 1/2$. Legt man die z-Achse des Koordinatensystems in Richtung des einfallenden π^- , ist der Anfangszustand der Reaktion gekennzeichnet durch den Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$ und seiner Komponenten $J_x = \ell_x + 1/2$, entsprechend der Spineinstellung des Targetprotons (siehe Abb. 13). Da bei der Wechselwirkung zwischen beiden Teilchen der Gesamtdrehimpuls (nicht der Spin oder der relative Bahndrehimpuls $\vec{\ell}$) erhalten bleibt, folgt, dass der Spin des Rückstossnukleons entweder seine ursprüngliche Richtung beibehält (Spinerhaltung oder auch Spin-Nonflip) oder aber - unter gleichzeitiger Änderung des relativen Bahndrehimpulses von $\Delta \ell_x = \pm 1$ zwischen beiden auslaufenden Teilchen - seine Richtung umklappt (Spinumkehr oder auch Spinflip).

Die Gesamtamplitude der Streuung wird durch folgende Matrize beschrieben:

$$(1) \quad M = f(\theta) - ig(\theta) \vec{n} \cdot \vec{\sigma}$$

Hierbei bedeuten: $\vec{n} = \vec{k}_i \times \vec{k}_f / |\vec{k}_i \times \vec{k}_f|$ die Normale der durch die Impulsvektoren \vec{k}_i und \vec{k}_f des einfallenden und des gestreuten Teilchens definierten Streuebene, $\vec{\sigma}$ der Pauli'sche Spinoperator des Protons und $f(\theta)$ und $g(\theta)$ die Spin-Nonflip- und die Spinflipamplitude der Reaktion.

Die Normale der Streuebene für die in Fig. 13 abgebildete Konstellation ist gegeben durch:

$$(2) \quad \vec{n} = +\sin\phi \vec{i} - \cos\phi \vec{j}$$

Damit findet man für $i \vec{n} \cdot \vec{\sigma}$

$$(3) \quad i \cdot \vec{n} \cdot \vec{\sigma} = i \cdot (n_x \sigma_x + n_y \sigma_y)$$

$$(4) \quad = \begin{pmatrix} 0 & -e^{-i\phi} \\ +e^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}$$

Der Wirkungsquerschnitt ist definiert durch

$$(5) \quad \frac{d\sigma}{de} = \chi_f^+ M^+ M \chi_i$$

χ_i und χ_f stellen die Spinfunktionen des Nukleons im Anfangs- und im Endzustand dar. Unter Berücksichtigung der Orthogonalitätsbedingungen der Spinoren und mit $(\vec{\sigma} \cdot \vec{n})^2 = 1$ erhält man

$$(6) \quad \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \chi_f^+ \left[(f^*(\theta) + ig^*(\theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}) (f(\theta) - ig(\theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \right] \chi_i \\ &= [|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 - i(f^*(\theta)g(\theta) - g^*(\theta)f(\theta))] (\chi_f^+ \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \chi_i) \end{aligned}$$

Da der Erwartungswert von $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$ im Falle eines unpolarisierten Targets Null ist, reduziert sich die Gleichung (6) zu

$$(7) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2$$

Für ein polarisiertes Target, dessen Protonen in Richtung der x-Achse ausgerichtet sind, reduziert sich der Erwartungswert von $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$ zu:

$$(8) \quad \langle \vec{n} \cdot \vec{\sigma} \rangle = P_t \sin\phi$$

wobei P_t die Polarisation des Protons im Anfangszustand darstellt. Somit erhält man für die Gleichung (6)

$$(9) \quad \begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_t &= [|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2 - 2 \cdot \text{Im}(f^*(\theta)g(\theta)) \cdot P_t \sin\phi] \\ &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[1 - \frac{2 \cdot \text{Im}(f^*(\theta)g(\theta))}{|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2} P_t \cdot \sin\phi \right] \\ &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 (1 + P_o \cdot P_t \sin\phi) \end{aligned}$$

$$(10) \quad \text{mit } P_o = - \frac{2 \text{Im} f^*(\theta) \cdot g(\theta)}{|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2}$$

Die Grösse P_o ist der sogenannte Polarisationsparameter P_o . Er ist ein Mass für die Abweichung des Wirkungsquerschnittes bei verschiedener

Polarisationsrichtung. Sie ist maximal, wenn die Polarisation senkrecht zur Streuebene ist (in diesem Falle wird $\phi = 90^\circ$). Man kann P_o auf zweierlei Weise bestimmen:

i) als Asymmetrie des Wirkungsquerschnittes bei verschiedener Polarisation (positiv und negativ) und fester Nachweisgeometrie. Man erhält folgenden Ausdruck:

$$(11) \quad P_o = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\uparrow - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\downarrow}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\uparrow + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\downarrow} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \cdot \frac{1}{P_t} \cdot \frac{1}{\sin\phi}$$

Hierbei bedeuten N^+ und N^- die Zählraten bei positiver und negativer Targetspinrichtung.

ii) Als Asymmetrie des Wirkungsquerschnittes bei fester Polarisation und einander zur Strahlachse symmetrisch angeordneter Nachweisgeometrie (rechts-links Symmetrie). Geht man von einem positiven zu einem negativen Streuwinkel über, ändert sich das Vorzeichen der Normalen der Streuebene in Gleichung (6). Für den Nachweis des gestreuten Teilchens (im vorliegenden Falle das X^0) ergibt sich daraus:

$$(12) \quad P_o = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\uparrow^L - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\uparrow^R}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\uparrow^L + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\uparrow^R} = \frac{N_+^L - N_+^R}{N_+^L + N_+^R}$$

$$(13) \quad P_o = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\downarrow^R - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\downarrow^L}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\downarrow^R + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\downarrow^L} = \frac{N_-^R - N_-^L}{N_-^R + N_-^L}$$

Der Subskript r bzw. l stehen für die Streuwinkel rechts bzw. links in Strahlrichtung gesehen.

Im vorliegenden Experiment wurden beide Methoden kombiniert. Bei fester Targetpolarisation wurde die Winkelverteilung des X^0 gleichzeitig für positive (Streuung nach links) und negative Winkel (Streuung nach rechts) gemessen. Anschliessend wurde unpolarisiert. Somit erhält man für den Polarisationsparameter:

$$(14) \quad P_0 = \frac{N_+^1 - N_+^r + N_-^r - N_-^1}{N_+^1 + N_+^r + N_-^r + N_-^1}$$

IV.2 Kinematik der Reaktion $\pi^- p \rightarrow X^0 n, X^0 \rightarrow 2\gamma$

Der Viererimpuls des einfallenden π^- sei $\underline{P}_\pi = (W_\pi, \vec{P}_\pi)$ und der des Protons $\underline{P}_p = (W_p, \vec{P}_p)$. Die auslaufenden Teilchen seien durch $\underline{P}_n = (W_n, \vec{P}_n)$ und $\underline{P}_{X^0} = (W_{X^0}, \vec{P}_{X^0})$ bezeichnet. Die Reaktion wird vollständig von diesen 16 kinematischen Grössen beschrieben. Wir kennen die 8 Grössen des Anfangszustandes (das Proton ist im Laborsystem in Ruhe, ausserdem sind Richtung und Impuls des einfallenden Strahles bekannt) und messen die Richtung des zerfallenden X^0 . Zusammen mit der Masse des X^0 und des Neutrons kennen wir 12 Grössen, aus denen wir unter Zuhilfenahme der Impuls- und Energieerhaltung die restlichen 4 Grössen berechnen können.

Wir betrachten die Reaktion in ihrem Schwerpunktsystem.

Das Quadrat der Gesamtenergie s ist gegeben durch:

$$(15) \quad s = (\underline{P}_p + \underline{P}_\pi)^2 = (W_p^* + W_\pi^*)^2 - (\vec{P}_p^* + \vec{P}_\pi^*)^2 = (W_p^* + W_\pi^*)^2$$

wobei $W^2 = M^2 + P^2$ ist.

Der Impuls der einzelnen Teilchen in diesem System lautet:

für das Proton und π^-

$$(16) \quad P_p^{*2} = \frac{[s - (M_p^2 + M_\pi^2)]^2 - 4M_p^2 M_\pi^2}{4s} \quad W_\pi^{*2} = \frac{[s - (M_p^2 - M_\pi^2)]^2}{4s}$$

für X^0 und das Neutron

$$(17) \quad P_n^{*2} = \frac{[s - (M_n^2 + M_{X^0}^2)]^2 - 4M_n^2 M_{X^0}^2}{4s} \quad W_{X^0}^{*2} = \frac{[s - (M_n^2 - M_{X^0}^2)]^2}{4s}$$

Das Quadrat des Impulsübertrags t ist definiert als

$$(18) \quad t = - (\underline{P}_{\pi^-} - \underline{P}_{X^0})^2 = - (W_{\pi^-}^* - W_{X^0}^*)^2 + (P^* - P'^*)^2$$

$$= - M_{\pi^-}^2 - M_{X^0}^2 + 2W_{\pi^-}^* W_{X^0}^* - 2 / P^* // P'^* / \cos \theta^*$$

Berechnung von $\cos \theta^*$

Der Winkel θ^* gibt die Richtung des gestreuten Teilchens X^0 in Bezug auf die Richtung des einfallenden π^- , die wir zur z-Achse des Schwerpunktsystems machen (siehe Abb. 14). Er lässt sich bestimmen aus dem Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfalls γ -Quanten des X^0 . Im Schwerpunktsystem des X^0 werden die beiden γ -Quanten entgegengesetzt, unter dem Winkel λ bzw. $180^\circ - \lambda$ ausgesandt. Im Schwerpunktsystem der Reaktion, in der das Teilchen X^0 den Impuls \vec{P}' besitzt, erscheinen sie unter dem Winkel Λ_1 bzw. Λ_2 (siehe Abb. 14). Die Zerfallswinkel in beiden Systemen sind untereinander gekoppelt durch die Lorentz-Transformation, die ein System in das andere überführt. Bezeichne $\vec{P}_{\gamma 1}$ ($\vec{P}_{\gamma 2}$) den Impuls der γ -Quanten im Schwerpunktsystem der Reaktion, $\vec{P}_{\gamma 1}^{CM}$ ($\vec{P}_{\gamma 2}^{CM}$) die entsprechenden Impulse im Schwerpunktsystem des X^0 , dann gilt:

$$(19) \quad \sin \Lambda_1 = \frac{P_{\gamma 1}^*}{|\vec{P}_{\gamma 1}^*|} = \frac{P_{\gamma 1}^{CM} \cdot \sin \lambda}{P_{\gamma 1}^{CM} (\bar{\beta}/\beta)_{\gamma 1} \Gamma (1 + \bar{\beta} B \cos \lambda)}$$

$$= \frac{\sin \lambda}{\Gamma (1 + B \cos \lambda)}$$

Hierbei bezeichnen B (bzw. β) die Geschwindigkeit, geteilt durch c, des X^0 (bzw. der γ) im Schwerpunktsystem der Reaktion. Der Strich über dem β bezeichnet die entsprechende Geschwindigkeit im Schwerpunktsystem des X^0 .

Ausserdem sei

$$\Gamma = 1/\sqrt{1-B^2} \quad \beta = \bar{\beta} = 1 \text{ für } \gamma\text{-Quanten}$$

$$K = B/\bar{\beta}$$

$$(20) \quad \cos \Lambda_1 = \frac{P_{\gamma_1 \rightarrow x}^*}{|\vec{P}_{\gamma_1}^*|} = \frac{P_{\gamma_1}^{CM} (\cos \lambda + K)}{P_{\gamma_1}^{CM} (\bar{\beta}/\beta)_{\gamma_2} \Gamma (1 + \bar{\beta} B \cos \lambda)}$$

$$= \frac{B + \cos \lambda}{1 + B \cos \lambda}$$

Die entsprechenden Ausdrücke für das zweite γ erhält man durch Substitution von λ durch $180^\circ - \lambda$ in (5) und (6).

$$(21) \quad \sin \Lambda_2 = \frac{-\sin \lambda}{\Gamma(1+B\cos\lambda)} \quad \cos \Lambda_2 = \frac{B - \sin \lambda}{1 - B \sin \lambda}$$

Für die Energie der beiden Gamma gilt im Schwerpunktsystem des X^0 :

$$(22) \quad W_{X^0}^{CM} = M_{X^0} = W_1^{CM} + W_2^{CM} \quad \text{mit } W_1^{CM} = W_2^{CM} = M_{X^0} / 2$$

Im Schwerpunktsystem der Reaktion findet man:

$$(23) \quad W_1^* = \Gamma(W_1^{cm} + B P_1^{cm} \cos \lambda) = \frac{1}{2} (W_{X^0}^* + P_{X^0}^* \cos \lambda)$$

$$W_2^* = \Gamma(W_2^{cm} - B P_2^{cm} \cos \lambda) = \frac{1}{2} (W_{X^0}^* - P_{X^0}^* \cos \lambda)$$

Der Öffnungswinkel zwischen den beiden γ -Quanten in diesem System ist $\phi^* = \Lambda_1 - \Lambda_2$. Somit findet man folgende Beziehung:

$$\sin \phi^* = \sin \Lambda_1 \cos \Lambda_2 - \sin \Lambda_2 \cos \Lambda_1$$

$$(24) \quad = \frac{2 N \sin \lambda}{1 + N^2 \sin^2 \lambda} \quad \text{mit } N = B\Gamma$$

$$(25) \quad \cos \phi^* = \frac{-1 + N^2 \sin^2 \lambda}{1 + N^2 \sin^2 \lambda}$$

Mit der Beziehung

$$\tan \phi / 2 = \sqrt{\frac{1 - \cos \phi}{1 + \cos \phi}}$$

erhält man schliesslich

$$(26) \quad \tan \phi^* / 2 = \frac{1}{N \sin \lambda}$$

Um nun eine Beziehung zwischen der Richtung der beiden Zerfalls- γ -Quanten und der Richtung des X^0 im Schwerpunktsystem der Reaktion aufzustellen, definieren wir die Richtungsvektoren der beiden γ in diesem System, \vec{u}_1^* und \vec{u}_2^* . Wir finden dann

$$(27) \quad \vec{P}_X^* \cdot \vec{P}_{\pi^-}^* = (P_{\gamma 1}^* + P_{\gamma 2}^*) \cdot P_{\pi^-} = P_{\pi^-}^* W_1^* u_{1z}^* + P_{\pi^-}^* W_2^* u_{2z}^*$$

Daraus folgt:

$$(28) \quad \cos \theta^* = \frac{W_1^* u_{1z}^* + W_2^* u_{2z}^*}{P_{X^0}^*}$$

Wir sehen, dass $\cos \theta^*$ abhängt sowohl von der Richtung u_z^* als auch von der Energie der beiden γ -Quanten. Zu seiner eindeutigen Bestimmung benötigt man zwei Angaben, den Öffnungswinkel ϕ und die Auskunft, welches der beiden γ -Quanten das energiereichere ist. Man berechnet zunächst aus dem Öffnungswinkel mit Hilfe der Gleichung (26) den Zerfallswinkel λ im Schwerpunktsystem des X^0 . Damit kann man dann über Gleichung (23) die beiden Energien W_1^* und W_2^* bestimmen. Die Angabe des energetischeren Teilchens erlaubt die eindeutige Bestimmung von $\cos \theta^*$, und damit von t .

IV.3. Verteilung des Öffnungswinkels zwischen den Zerfalls- γ -Quanten des π^0 und η

Da wir nicht die Gesamtenergie des Gammazerfalls messen, haben wir keine direkte Aussage darüber, welche Masse das Ursprungsteilchen besitzt. Wir werden zeigen, dass man jedoch eine Art Massenschnitt einführen kann, der auf der Verteilung des Öffnungswinkels zwischen den beiden γ -Quanten beruht. Voraussetzung hierbei ist, dass der Zerfall im Ruhesystem des Ursprungsteilchen isotrop ist.

Wir haben oben gesehen, dass ein direkter Zusammenhang besteht zwischen dem Öffnungswinkel der beiden γ -Quanten ϕ und dem Winkel λ , unter dem das X^0 in seinem Ruhesystem zerfällt. In Analogie zu (26) findet man für das Laborsystem:

$$(29) \quad \tan\phi/2 = \frac{1}{N \sin\lambda}$$

mit
$$N = \frac{P_{\pi^0}}{M_{X^0}}$$

Da $|\sin\lambda| \leq 1$ gilt, kann $\tan\phi/2$ einen minimalen Wert nicht unterschreiten:

$$(30) \quad \tan\phi/2 \geq \frac{1}{N} = \frac{M_{X^0}}{P_{X^0}} = \tan\phi_{\min}/2$$

Dieser minimale Öffnungswinkel entspricht einem Zerfall, in dem die γ -Quanten senkrecht zur Fluglinie des X_0 ausgesandt werden. Wir sehen ausserdem, dass der minimale Öffnungswinkel umso kleiner ist, je höher die Energie des zerfallenden Teilchens und je kleiner seine Masse ist. Dieser Umstand erlaubt es uns, bei vorgegebener Energie durch geeignete Schnitte in der Winkelverteilung die Zerfälle des π^0 von solchen anderer Teilchen klar zu trennen, da das π^0 von allen Teilchen, die in zwei γ -Quanten zerfallen können, die niedrigste Masse besitzt.

Wir definieren folgende Grösse:

$$(31) \quad \xi = \frac{\tan\phi/2}{\tan\phi_{\min}/2} = \frac{\phi}{\phi_{\min}}$$

Wir sehen: $\xi^{\pi^0}/\xi^{\eta} \sim 4$. Ausserdem wissen wir, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit im Ruhesystem des Teilchens isotrop ist. Diese lautet für den Fall, dass eines der beiden γ -Quanten in den Winkelbereich $\lambda_0 \leq \lambda \leq \lambda_0 + d\lambda$ ausgesandt wird:

$$(32) \quad dP = (4\pi)^{-1} \sin\lambda_0 d\lambda_0 2\pi \cdot 2 = d(\cos\lambda)$$

Der letzte Faktor 2 tritt auf, weil es zwei γ gibt, die in diesen Bereich fallen können.

Da
$$\cos\lambda_0 = \sqrt{1 - 1/\xi_0^2}$$

findet man für die differentielle Wahrscheinlichkeit dP , dass ein Zerfall mit einem $\xi_0 \leq \xi \leq \xi_0 + d\xi$ stattfindet:

$$(33) \quad dP = \frac{1/\xi_0^2}{\sqrt{\xi_0^2 - 1}} d\xi$$

Dies ist eine Funktion, die ein sehr starkes Maximum um $\xi = 1$ hat, das heißt, die Verteilung der Öffnungswinkel ist sehr stark um den minimalen Öffnungswinkel herum gehäuft. Danach fällt sie sehr schnell ab.

In Abbildung 15 wird der theoretische Verlauf der Verteilung der Öffnungswinkel nach Gleichung (33) dargestellt. Er wird konfrontiert mit der experimentell ermittelten Kurve. Wir sehen, daß beide insgesamt gut übereinstimmen. Die Abweichungen im Gebiet $0,8 < \xi_{\pi^0} < 1,1$ sind eine Folge des endlichen Auflösungsvermögens der Apparatur, die leicht mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung reproduziert werden können (siehe z. B. Abb. 17). Außerhalb dieses Bereiches fallen beide Verteilungen zusammen.

Vergleich der ξ -Verteilungen zwischen den von ARIANE gemessenen und den handgemessenen Ereignissen

Ein Blick auf Abb. 15 zeigt, daß die Übereinstimmung beider Verteilungen sehr gut ist. Dies gilt sowohl für die $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ als auch für die $n \rightarrow 2 \gamma$ Ereignisse. Allerdings scheint die Häufung um den Minimumswinkel im Falle der automatisch vermessenen Bilder etwas breiter zu sein. Insbesondere im Bereich $\xi < 0,9$ findet man fast doppelt so viele ARIANE-Ereignisse wie handgemessene. (Es sind dies ungefähr 2 % im Vergleich zu den durch Schnitte zugelassenen Ereignissen). Die Ursache für diese Verbreiterung liegt in den möglichen falschen Interpretationen der Schauerursprünge durch das Programm ARIANE. Wie eine nähere Untersuchung ergeben hat, bestehen diese Fehlinterpretationen in der Unterdrückung eines echten Schauers zugunsten einer parasitären, in der Nähe des zweiten Schauers befindlichen Anhäufung von Funken. Dadurch wird in der Regel der Öffnungswinkel zwischen den beiden akzeptierten Schauern kleiner als er in Wirklichkeit zwischen den beiden Zerfalls- γ war. Durch Schnitte können diese Beiträge reduziert werden.

Wir haben bei der Diskussion des Programmes ARIANE gesehen, daß Vertauschungen der Schauerpaare bei der Rekonstruktion der γ -Flugbahnen auftreten können. Da hierbei lediglich spiegelsymmetrische Vertauschungen der γ -Koordinaten auftreten:

$$\begin{aligned} \gamma_1(x_1, y_1, z_1) \gamma_2(x_2, y_2, z_2) &\rightarrow \gamma_1(x_1, y_2, z_1) \gamma_2(x_2, y_1, z_2) \\ \text{bzw.} &\rightarrow \gamma_1(x_2, y_1, z_1) \gamma_2(x_1, y_2, z_2) \end{aligned}$$

ändert sich der Öffnungswinkel zwischen den beiden γ 's kaum. Dies gilt jedoch nicht für die Fluglinie des zerfallenden π^0 . Solange es sich um symmetrische Zerfälle handelt, bei denen die Fluglinie des π^0 durch die Winkelhalbierende des Öffnungswinkels beschrieben wird, ändert sich nichts. Da aber im Falle von unsymmetrischen Zerfällen die π^0 -Trajektorie diejenige der beiden Lösungen wählt, die dem energetischen Photon am nächsten liegt, kann die Vertauschung der x- bzw. der y-Koordinate eine Verfälschung der π^0 -Trajektorie und somit des Impulsübertrages zur Folge haben. Andererseits aber treten die Inversionen gerade dann auf, wenn die Schauerpaare gleiche z-Koordinaten und annähernd gleiche Funkenzahl (d. h. gleiche Energie) besitzen, denn in diesem Falle kann das Programm ARIANE die einzelnen Schauer nicht unterscheiden. Dies entspricht aber gerade dem symmetrischen Fall. Anders ausgedrückt: je größer der durch die Vertauschung der Koordinaten hervorgerufene Fehler ist, desto unwahrscheinlicher wird er, da die Kriterien zur Zuordnung der einzelnen Schaueransichten im gleichen Maße eindeutiger werden.

Schnitte in der ξ -Verteilung

Da die Verteilung der Öffnungswinkel zwischen dem Zerfalls- γ einerseits sehr stark abnimmt mit größer werdendem ξ , andererseits aber der minimale Öffnungswinkel proportional zur Masse des Zerfallsteilchens ist ($M_\eta/M_{\pi^0} \simeq 4$), kann man beide Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow n n$ durch einen geeigneten Schnitt in der ξ -Verteilung von einander trennen. Wir legen diesen Schnitt bei $\xi_{\pi^0} = 2,5$. Außerdem betrachten wir nur solche Ereignisse, deren ξ in folgende Intervalle fallen:

$$\begin{array}{ll} 0,9 \leq \xi_\pi \leq 1,6 & \text{(oder 78 \% aller } \pi^0\text{-Ereignisse)} \\ 0,95 \leq \xi_\eta \leq 1,10 & \text{(oder 41 \% aller } n\text{-Ereignisse)} \end{array}$$

Massenverteilung $M_{\gamma\gamma}$ der Zerfallsgammas

Im Gegensatz zu den Handmessungen, in denen nur das relativ energiereichere der beiden Zerfalls- γ angegeben wurde, lieferte uns die automatische Vermessung die Anzahl der Funken in beiden Schauern. Wir sind somit in der Lage, die Energieverteilung der einzelnen γ 's und die Ruhemasse des Zerfallsteilchens zu bestimmen. Dieser Test kann jedoch nur als Konsistenztest betrachtet werden, da keine absolute Energieeichung zugrundelag. Diese ist eng verknüpft mit der Wahl der Parameter der Meßmaschine ARIANE. Diese wurden so festgelegt, daß eine möglichst genaue Rekonstruktion der Schauer erreicht werden konnte unter Verzicht auf die Erfassung und Auflösung möglichst aller Funken. Die

Zahl der gemessenen Funken ist deshalb kein absolutes Maß für die Ruhemasse der Zerfallsteilchen.

Es wurde folgende Relation zwischen der Anzahl der Funken in einem Schauer und der Energie des Ursprungsgammas verwandt:¹³⁾

$$N_{\text{et}} = A(P_{\pi^-}) \cdot f(E_{\gamma}, L_{\text{rad}}) \cdot \text{Log}(1+2 E_{\gamma})$$

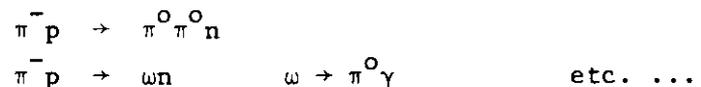
Hierbei ist $A(P_{\pi^-})$ ein vom Impuls des einfallenden π^- abhängiger Faktor; $f(E_{\gamma}, L_{\text{rad}})$ ist eine von der Energie der γ und der vom Schauer durchlaufenen Strahlungslänge L_{rad} abhängig. Die Abbildung 16 zeigt die Verteilung der Schauerpaare in Abhängigkeit von $\log(M_{\gamma\gamma}/M_{\pi^0})$. Wir sehen zwei deutlich von einander getrennte Häufungen, von denen die erste der Masse des π^0 , die zweite der Masse des n -Mesons entspricht. Allerdings sind diese Maxima gegenüber den Sollwerten $\log(M_{\gamma\gamma}/M_{\pi^0}) = 0$ und $\log(M_{\gamma\gamma}/M_{\pi^0}) = 1,4$ versetzt, was nach den obigen Vorbehalten auch nicht anders zu erwarten ist.

IV.4 Bestimmung des Untergrundes durch andere Streuprozesse

Im vorliegenden Experiment haben wir es mit drei Arten von Untergrundprozessen zu tun.

Inelastische Reaktionen

Wie wir bereits in Kapitel II.B erwähnt haben, ist unsere Meßapparatur auch für Reaktionen vom Typ



empfindlich, wobei jeweils zwei γ -Quanten in der Funkenkammer nachgewiesen werden. Diese können bei der Analyse zur Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ nichts beitragen, da, wenn eines der beiden π^0 in Vorwärtsrichtung ausgesandt wird (mit einer Energie, die annähernd der des aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ entstandenen π^0 entspricht, so daß es in der Nähe des Maximums der ξ -Verteilung auftritt), das andere unter großem Winkel auftreten und einen Impuls im Antizählensystem hervorrufen muß. Oder aber beide π^0 treten als energieärmere Teilchen auf, deren Zerfalls- γ unter ganz anderem Minimumsöffnungswinkel ausgesandt werden, so daß er außerhalb des Schnittbereiches fällt.

Nehmen wir andererseits an, daß die beiden nachgewiesenen γ von zwei verschiedenen π^0 herrühren. Geht man nun davon aus, daß der Öffnungswinkel zwischen diesen beiden unkorrelierten γ -Quanten gleichmäßig verteilt ist, so kann man ihren Anteil dadurch abschätzen, daß man den Bereich $0 < \xi < 0,9$ untersucht, eine Gegend, in der auf Grund der isotropen Zerfallswahrscheinlichkeit im π^0 bzw. im η Ruhesystem keine Ereignisse auftreten dürfen. Im Falle der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ sieht man, daß die Verunreinigung durch die obigen Prozesse null ist (siehe Abb. 17).

Anders liegt der Fall für $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Nach Abzug des Leertargets und des π^0 -Anteils unter dem Häufungsmaximum der ξ_η -Verteilung, findet man im Bereich $\xi_\eta < 0,9$ eine gleichförmige Verteilung, die von den unelastischen Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow \omega(784) n$ herrührt. Vergleicht man nun die gesamte experimentelle Verteilung mit einer Monte-Carlo-Rechnung, ergibt sich das Bild von Abb. 18. Die Abweichung zwischen beiden Kurven läßt sich als inelastischer Untergrund deuten. Man findet auf diese Weise:

für $\pi^- p \rightarrow \eta n$	bei 7,85 GeV/c	4,9 GeV/c
π^0 -Anteil	2,6 %	1,6 %
inelastischer Untergrund	8,4 %	6,4 %

Quasielastische Reaktionen

Sie sind vom Typ



wobei das N^* im Antizählersystem nicht nachgewiesen wird.

Nur das $N^*(1238)$ hat einen störenden Einfluß, da die Kinematik auf Grund der ähnlichen Massen zwischen n und N^* annähernd gleich ist. In diesem Fall läßt sich die Methode der ξ -Verteilung zur Separierung des N^* -Anteils nicht mehr anwenden. O. Guisan et al.¹⁴⁾ haben die Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur für die quasielastischen Reaktionen experimentell untersucht, indem sie die Bleizusammensetzung des "Sandwich"-Zählers variiert haben. Sie finden, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit der von uns verwandten Anordnung für N^* 100 % ist, bei einer Meßgenauigkeit von ± 6 %.

Streuereignisse an gebundenen Protonen

In unserem Fall handelt es sich um ein Butanoltarget $C_4H_{10}O$. Da dies sehr ähnlich mit dem Polyethylen CH_2 ist, haben wir das Verhältnis $N(t)/n(t)$ durch folgenden Ansatz bestimmt:

$$(37) \quad \frac{N}{N_{CH_2}} = \frac{N_{CH_2} - N_C}{N_{CH_2}} \quad N_C = \text{Zählrate am Kohlenstoff}$$

Um etwas mehr über das Verhalten des Untergrundes zu erfahren, haben wir eine systematische Studie über die Reaktionen $\pi^- p_b \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p_b \rightarrow n n$ an verschiedenen Kernen unternommen*. Dabei haben wir beobachtet, daß die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes direkt proportional zum Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei Streuung am Proton ist.¹⁵⁾

$$(38) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Kern}} = Z_{\text{Kern}}^{\text{eff}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Wasserstoff}}$$

Die Proportionalitätskonstante läßt sich deuten als die effektive Ladungszahl Z^{eff} des entsprechenden Kerns. Diese ist kleiner als die Ordnungszahl Z , da Abschirmeffekte durch inelastische Streuung vor und nach dem betrachteten Streuprozess auftreten können. Im Rahmen der Glauber'schen Theorie läßt sich Z^{eff} als Funktion der Atomzahl A und dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt im Anfangs- und im Endzustand der Streuung darstellen: $Z^{\text{eff}}(A, \sigma_i^{\text{in}}, \sigma_f^{\text{in}})$. Wir haben versucht, unsere Meßpunkte durch eine solche Funktion zu beschreiben, wobei wir σ_f^{in} als freien Parameter benutzt haben. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Z^{eff} erhalten wir für $\sigma_i^{\text{in}} \sim 21,3 \text{ mb}$ und $\sigma_f^{\text{in}} \sim 29 \text{ mb}$. Diese Kurve gestattet uns eine Interpolation auf die uns im Zusammenhang mit dem Untergrund interessierenden Kerne (siehe Abb. 19). Im Verlaufe des Experimentes wurden diese Werte durch weitere Eichmessungen am Untergrund bestätigt.

Messung des Untergrundes

Die Zählrate am Butanol setzt sich zusammen aus Beiträgen der Wasserstoffkerne, Kohlenstoffkerne und Sauerstoffkerne. Zusätzlich muß man noch die von Streuung am Leertarget und am Helium herrührenden Anteile berücksichtigen. Diese Größen wurden durch zusätzliche Messungen ermittelt.

* (p_b bezeichnet ein im Kern gebundenes Proton)

Zur Bestimmung des Kohlenstoffbeitrages wurde der Kryostat aus dem Gehäuse entfernt. Um den gleichen Leertargeteffekt wie beim Butanol zu erhalten, wurde das Kohlenstofftarget in eine fiktive Kavität gelegt und mittels einer Halterung in das Gehäuse des Kryostaten eingeführt. Der Sauerstoffanteil im Butanol wurde nicht zusätzlich gemessen. Es wurde vielmehr angenommen, daß er den gleichen Verlauf wie der Kohlenstoffbeitrag nahm. Zur Normierung wurde das nach dem oben beschriebenen Verfahren ermittelte Verhältnis der beiden effektiven Ladungszahlen $Z_C^{eff} = 3,4$ und $Z_O^{eff} = 4,0$ benutzt. Die Zählrate am Helium und am Leertarget wurde nach Entfernen der Targets substanz mit und ohne Heliumstand in der Kavität gemessen.

Relative Zusammensetzung des Untergrundes

Zur Bestimmung der relativen Zusammensetzung des Untergrundes gehen wir von der folgenden Form des experimentellen Wirkungsquerschnittes aus ¹⁴⁾:

$$(39) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^-}} e^1 \frac{N_{2\gamma}}{N_{Photo}} \frac{A}{N \rho L}$$

Das Verhältnis N_{π^0}/N_{π^-} gibt die Zahl der elektronischen Trigger pro einfallendes π^- an, während $N_{2\gamma}/N_{Photo}$ die Zahl der 2γ -Ereignisse pro gemustertes Photo darstellt. Der letzte Faktor ergibt die Zahl der Atome pro cm^2 , wobei N die Avogadro'sche Zahl, A das Atomgewicht, ρ die Dichte und L die Länge des betrachteten Targetmaterials bezeichnet.

In Tabelle 3 haben wir die Zahlenwerte für die einzelnen Größen von (39) an den einzelnen Targets zusammengefaßt. Die erste Reihe enthält die Werte am Leertarget, also jener Komponente, die in jeder der nachfolgenden Messungen enthalten ist. Der reine Heliumanteil in der zweiten Reihe läßt sich ermitteln durch den Abzug der entsprechenden Werte aus der ersten Reihe. In gleicher Weise verfährt man bei den übrigen Targets. Nach Normierung auf die gleiche Targetlänge kann man unter Verwendung der Gleichung (37) das Verhältnis von der am reinen Wasserstoff gestreuten Zählrate ($N_{CH_2} - N_C$) zur Gesamtzählrate am CH_2 bestimmen. Vergleicht man andererseits die Werte vom Kohlenstoff mit den entsprechenden am Wasserstoff, findet man die effektive Ladungszahl des Kohlenstoffkernes: $Z_C^{eff} = 3,72$.

Angesichts der hierbei verwandten niedrigen Statistik in den Zählraten ist die Übereinstimmung mit den oben gefundenen $Z_C^{eff} = 3,4$ verträglich.

Die letzte Reihe enthält die entsprechenden Daten für das Butanol. Diese Angaben enthalten unter anderem einen Heliumbeitrag. Da der Heliumanteil des Targets im Verhältnis zum Butanol nicht genau bekannt ist, geht man zu seiner Abschätzung folgendermaßen vor:

Wie wir früher bereits erwähnt haben, besteht das Butanoltarget aus kleinen Kügelchen, die alle ungefähr den gleichen Radius besitzen. Unter der Annahme, daß diese gleichmäßig dicht im Targetvolumen gepackt sind, läßt sich ihr Füllfaktor berechnen zu 0,74. Dies bedeutet, daß 74 % des Gesamtvolumens vom Butanol und 26 % vom flüssigen Helium eingenommen werden. Unter dieser Voraussetzung erhält man folgende Zählrate \bar{N}_{But} am Butanol selbst:

$$\bar{N}_{But} = N_{But} - N_{LT} - 0,26 N_{He} = 1,25$$

Nimmt man andererseits an, daß das Butanol das gesamte Target ausfüllt, läßt sich unter Verwendung der Werte aus den oberen Reihen der Tabelle die Zählrate des Butanol aus seinen Komponenten berechnen:

$$\bar{N}_{But}^1 = aN_H + bN_C + cN_O = 1,74$$

Hierbei wurde $N_O = Z_O^{eff}/Z_C^{eff} N_C$ gesetzt. a, b, c sind geeignete Normierungsgrößen. Das Verhältnis $\bar{N}_{But}/\bar{N}_{But}^1$ stellt den effektiven Füllfaktor dar. Somit sind wir in der Lage, den Heliumanteil in der Butanolzählrate zu bestimmen. Nach Abzug dieses Anteils läßt sich der relative Kohlenstoff- und Wasserstoffbeitrag ermitteln. In Abbildung 20 zeigen wir ein Butanolspektrum, das in seine einzelnen Komponenten zerlegt wird.

Zusammenfassend zeigen wir in Tabelle 4 die prozentuellen Anteile der einzelnen Komponenten für die beiden Energien. Diese Werte gelten sowohl für den Ladungsaustausch als auch für die η -Produktion bei gleicher Energie.

IV.5 Behandlung des Untergrundes durch gebundene Protonen

Experimentell läßt sich der Polarisationsparameter $P_o(t)$ bei Streuung an einem polarisierten Protonentarget der Polarisation P_T , die einen Winkel ϕ mit der Normalen der Streuebene bildet, wie folgt schreiben:

$$(34) \quad P_o(t) = \frac{1}{P_T \cos \phi} \frac{N^+(t) - N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t)}$$

Da aber ein polarisiertes Target nicht nur aus freien, polarisierbaren Protonen besteht, sondern in der Hauptsache Kerne anderer Substanzen enthält, deren Protonen durch die Kernkräfte mit einander verbunden sind und sich einer Polarisation entgegenstellen, entspricht die effektiv gemessene Zählrate $n(t)$ nicht mehr der an den freien Protonen gestreuten Ereignissen $N(t)$. Sie ist vielmehr zu ersetzen durch eine Summe von $N(t)$ mit einem Untergrund, der eine Folge der an den gebundenen Protonen erzeugten Reaktionen ist.

$$n^{\pm}(t) = N^{\pm}(t) + f(t)$$

Setzt man diese Summe in den Ausdruck für $P_o(t)$ ein, findet man:

$$(35) \quad P_o(t) = \frac{1}{P_T \cos \phi} \frac{n^+(t) - n^-(t)}{n^+(t) + n^-(t) - 2f(t)}$$

$$= \frac{1}{P_{Teff} \cos \phi} \frac{n^+(t) - n^-(t)}{n^+(t) + n^+(t)}$$

mit

$$(36) \quad P_{Teff} = P_T \frac{N^+(t) + N^-(t)}{n^+(t) + n^-(t)}$$

Man sieht, daß sich $P_o(t)$ bestimmen läßt durch die Asymmetrie in der Gesamtzählrate $n(t)$, dividiert durch die effektive Polarisation P_{Teff} , die ein Equivalent zur Polarisation eines fiktiven Wasserstofftargets darstellt. P_{Teff} ist proportional zur gemessenen Targetpolarisation, wobei der Proportionalitätsfaktor das Verhältnis darstellt zwischen den Zählraten an der eigentlichen Targetsubstanz und einem reinen Wasserstofftarget. Da nur die Summen über beide Spinrichtungen auftreten, können bei der Bestimmung von diesem Verhältnis unpolarisierte Targets verwandt werden.

IV.6 Der Untergrundfaktor $R(t)$

Ein entscheidender Punkt bei der Berechnung des Polarisationsfaktors P_0 ist das Verhalten von $R(t)$. Da dieser das Verhältnis von der Zählrate am Butanol zur Zählrate am Wasserstoff ist, läßt er sich unter Verwendung der in Tabelle 4 gegebenen Komponenten des Butanols und der entsprechenden t -Verteilungen der Zählrate leicht bestimmen.

$$\text{Mit} \quad N_H = N_{\text{But}} - a N_C - b N_O - c N_{\text{He}} - d N_{\text{LT}}$$

$$\text{findet man} \quad R(t) = \frac{N_{\text{But}}(t)}{N_H(t)} .$$

Das Ergebnis wird in Abbildung 21 dargestellt. Wir sehen, daß sich $R(t)$ zwischen den Werten 3 und 4 bewegt, mit Ausnahme des Punktes bei $t \sim -0,5 \text{ (GeV/c)}^2$, der ein deutliches Maximum annimmt. Im Falle der Reaktion $\pi^- p \rightarrow n n$ ist das Maximum nicht sichtbar.

Diese Erscheinung läßt sich auf den Fermi-Impuls des Protons im Kern zurückführen. In der Tat zeigt eine Monte-Carlo-Rechnung für den Streuprozeß $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ an einem gebundenen Proton, das im Rahmen eines Fermigasmodells einer Fermibewegung unterworfen wird, daß sich dieser Fermiimpuls gerade in der Gegend des Minimums im differentiellen Wirkungsquerschnitt auswirkt. In Abbildung 22 zeigen wir eine Gegenüberstellung der Zählraten am gebundenen und am freien Proton. Man sieht deutlich, daß das Minimum ausgewaschen wird. Dies läßt sich auch experimentell feststellen (Vergleich der Zählrate an Wasserstoff und an Kohlenstoff in Abb. 20). Bildet man nun das Verhältnis zwischen der Summe beider Spektren (wobei die Zählrate am gebundenen Proton so normiert werden muß, daß sie den Beitrag aller in der Butanolzählrate enthaltenen Kerne darstellt) und deren Spektren am freien Wasserstoff, so erhält man einen theoretischen Wert von $R(t)$. Dieser ist als durchgezogene Kurve in Figur 21 abgebildet. Wir sehen, daß beide, theoretischer und experimentell ermittelter Verlauf, gut übereinstimmen.

IV.7 Berechnung des Fehlers in $P_o(t)$

Wir haben gesehen, daß sich der Polarisationsparameter P_o in folgender Form darstellen läßt:

$$P_o(t) = \frac{1}{P_T \cos \phi} R(t) A(t)$$

Hierin bedeutet P_T die gemessene Targetpolarisation, $\cos \phi$ den mittleren Winkel zwischen der Normalen der Streuebene und der Polarisationsrichtung. $R(t)$ stellt den Untergrundfaktor dar:

$$R(t) = \frac{n^+ + kn^-}{n^+ + kn^- - B}$$

k ist ein auf die gleiche π^- -Rate bezogener Normierungsfaktor zwischen der Anzahl der Streueignisse bei positiver und bei negativer Polarisation. B bezeichnet den von den gebundenen Protonen herrührenden Untergrund. $A(t)$ bedeutet die am Butanol gemessene Asymmetrie:

$$A(t) = \frac{n^+ - kn^-}{n^+ + kn^-}$$

Da man $R(t)$ in erster Näherung als einen von t unabhängigen Faktor betrachten kann, hat man es mit zwei Arten von Fehlern zu tun:

- einem systematischen Fehler, der den Gesamtverlauf der Kurve beeinträchtigt (dies sind die Fehler ΔP_T und ΔR)
- einem statistischen Fehler, der die Lage der einzelnen Meßpunkte zueinander beeinflusst. Dies ist der Fehler ΔA .

Zur Berechnung der einzelnen Fehler kann man folgende Relationen benutzen:

$$n^+ = \frac{N(1+A)}{2}$$

und
$$kn^- = \frac{N(1-A)}{2}$$

mit
$$N = n^+ + kn^-$$

Da andererseits die zu erwartende Asymmetrie $A < 0,1$ ist, vernachlässigen wir Terme in $A^2 < 10^{-2}$. Berücksichtigt man außerdem, daß $k \geq 0,95$ ist, so findet man:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{B}{N - B} \sqrt{\frac{1}{N} + \frac{1}{4} \frac{\Delta k^2}{k^2} + \frac{\Delta B^2}{B^2}}$$

und
$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{1}{N} \left(1 + \frac{N}{4} \frac{\Delta k^2}{k^2} \right)$$

Außerdem gilt
$$\frac{\Delta P_T}{P_T} \sim 6 \%$$

V. Präsentation der Meßergebnisse

Die aus der Analyse nach Kapitel IV erhaltenen Meßergebnisse werden in Tabelle 5 und 6 gezeigt. Die erste Spalte gibt das t -Intervall an, über das die einzelnen Meßpunkte summiert worden sind. Es ist so gewählt worden, daß einerseits der statistische Fehler innerhalb eines solchen Intervalles möglichst klein wird, andererseits aber eine mögliche Struktur in $P_0(t)$ nicht durch Summation zerstört wird. Die Breite eines jeden t -Intervalls ist mindestens doppelt so groß wie die durch die Meßapparatur bedingte Auflösung Δt . Die nächste Spalte enthält die am Butanol gemessene Asymmetrie $A(t)$ und deren statistischen Fehler. Zur Berechnung von $A(t)$ wurde er zunächst für verschiedene Intervalle in $\cos \phi$ gebildet. Anschließend wurde der gewichtete Mittelwert berechnet. Diese Methode ist äquivalent zu einem Mittelwert $\langle \cos \phi \rangle = 0,89$. Die dritte Spalte führt die aus den Untergrundmessungen ermittelten Werte von $R(t)$ auf. Das Produkt aus der zweiten mit der dritten Spalte, dividiert durch die Targetpolarisation, liefert $P_0(t)$, dessen Werte wir in der vierten Spalte zeigen. Der angegebene Fehler enthält nur den statistischen Fehler in $A(t)$, da der Fehler von $R(t)$ als ein für fast alle Punkte ungefähr gleich großer systematischer Fehler aufgefaßt werden kann.

$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Der experimentelle Verlauf der Polarisation $P_0(t)$ ist in Abbildungen 23 und 24 dargestellt. Wir sehen, daß sie im Bereich $0,1 \leq |t| \leq 1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ überall positiv ist. Bei einer Primärenergie von $4,90 \text{ GeV}/c$ steigt sie im Bereich $0,1 \leq |t| \leq 0,5$ $(\text{GeV}/c)^2$ an, um mit $|t| \sim 0,5$ $(\text{GeV}/c)^2$ ein großes Maximum von ungefähr 70 % anzunehmen. Anschließend fällt sie gegen Null hin ab. Für $|t| > 1,0$ $(\text{GeV}/c)^2$ ist die Polarisation mit Null verträglich. Das Verhalten bei kleinen Impulsüberträgen ist in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen¹⁾.

Ein Vergleich zwischen Abb. 23 und 24 zeigt die Energieabhängigkeit von $P_0(t)$. Wir sehen, daß das Maximum nach kleineren Impulsüberträgen wandert. Außerdem schrumpft sein Betrag bei einer Primärenergie von $7,85 \text{ GeV}/c$ auf $P_0(t) \sim 30$ %.



Die Polarisation ist in Abbildung 25 dargestellt. In diesen Daten haben wir den Untergrund durch inelastische und quasielastische Reaktionen nicht abgezogen, da er selbst unter der Annahme, daß er eine Asymmetrie von 100 % besitzt, einen Beitrag liefert, der innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Auch diese Reaktion scheint ein Maximum bei einer Energie von 4,9 GeV/c und $|t| \sim 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ anzunehmen. Doch sind die Fehlerbalken zu groß (nur 38,6 % aller η zerfallen in $\gamma\gamma$), um darüber definitive Aussagen zu machen. Auch hier finden wir wieder eine starke Energieabhängigkeit der Polarisation.

Um die Daten auf eventuelle Einflüsse der Meßapparatur oder der Meßmethode hin zu überprüfen, haben wir drei Tests gemacht:

- i) Die Rekonstruktion der Streueignisse geschieht über die Untersuchung des minimalen Öffnungswinkels zwischen den beiden Zerfalls- γ . Mit Hilfe von Schnitten in der ξ -Verteilung wird der Untergrund separiert. Um den Einfluß des möglichen Untergrundes auf $P_0(t)$ zu studieren, kann man die Analyse bei verschiedenen Schnitten durchführen. Dabei hat sich innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichung ergeben.

- ii) Der Polarisationsparameter ist bestimmt worden durch eine Kombination der (Rechts-Links)- mit der (Spin oben-Spin unten)-Asymmetrie, die beide die gleichen Werte ergeben müssen. Hierdurch werden mögliche Einflüsse nicht völlig geometrischer Nachweißgeometrie ausgeschlossen, vorausgesetzt, daß keine zeitlichen Änderungen aufgetreten sind. Wir haben deshalb eine getrennte Analyse für die Asymmetrie bei Streuung am polarisierten Target nach rechts und nach links durchgeführt. Das Ergebnis wird in Abbildung 27 gezeigt. Wir sehen, daß unter Berücksichtigung der relativ großen statistischen Fehler keine systematische Abweichung auftritt. Dies stellt einen guten Test für die Symmetrie der Apparatur dar.

iii) Die Subtraktionsmethode zur Bestimmung der Asymmetrie am Wasserstoff liefert die Zählrate N_H des Streuprozesses am freien Proton. Ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur in Abhängigkeit des Impulsübertrages t bekannt, so läßt sich aus N_H der differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmen. Dies stellt einen geeigneten Test für $R(t)$ dar. In Abbildung 26 zeigten wir den auf diese Weise ermittelten, differentiellen Wirkungsquerschnitt (ausführliche Diskussion siehe P. Bonamy²⁾). Die durchgezogene Kurve stellt eine Berechnung von Barger und Phillips³⁶⁾ im Rahmen des Reggepolmodells unter Austausch der ρ und der ρ' Trajektorie dar. Sie entspricht der besten Anpassung an früher gemessene Kurven von O. Guisan¹⁴⁾. Die Übereinstimmung mit unseren Daten ist ausgezeichnet.

VI Interpretation der Ergebnisse

Wir haben in Kapitel IV.1 gesehen, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Streuprozess an einem polarisierten Target gegeben ist durch folgenden Ausdruck:

$$P_0 = \frac{-2 \operatorname{Im} f^*(\theta)g(\theta)}{|f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2}$$

Der Polarisationsparameter P_0 hängt direkt von der relativen Phase zwischen den beiden Streuamplituden $f(\theta)$ (Spinnonflip) und $g(\theta)$ (Spinflip) ab. Ist der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion an einem unpolarisierten Target bekannt, lässt sich durch die Messung von P_0 diese relative Phase ermitteln. Sind andererseits die Streuamplituden im Rahmen eines Modells aus anderen Messdaten durch Anpassen einiger Parameter explizit festgelegt, stellt der Vergleich der mit Hilfe der obigen Beziehung berechneten Werte von P_0 mit den gemessenen Daten einen empfindlichen Test für die Gültigkeit dieses Modells dar. Bevor wir auf diese Modelle im einzelnen eingehen wollen, weisen wir kurz auf die experimentellen Befunde hin, denen ein gültiges Modell im Rahmen des Ladungsaustauschprozesses $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ Rechnung tragen sollte.

i) Struktur des differentiellen Wirkungsquerschnittes von $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Der Abbildung (28) entnehmen wir, dass der Wirkungsquerschnitt bei einem Impulsübertrag $t = 0$ ein Minimum aufweist. Dies deutet darauf hin, dass der Spinflip-Term, der an dieser Stelle verschwindet, in diesem Prozess dominiert. Der Wirkungsquerschnitt hat bei $t \sim -0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ ein Maximum und fällt dann anschliessend exponentiell ab, durchläuft bei $t \sim -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ ein Minimum, um ein zweites Maximum bei -1.1 (GeV/c)^2 zu erreichen.

ii) Energieverhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der Abfall des Wirkungsquerschnittes zwischen $-0.1 > |t| > -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ wird mit wachsender Energie steiler (shrinkage). Ausserdem scheint das zweite Maximum nach kleineren Impulsüberträgen zu wandern.

iii) Der "cross over"-Effekt

Ein charakteristisches Merkmal für die $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pp und $\bar{p}p$ elastische Streuung bei hoher Energie ist die Tatsache, dass die Differenz der Wirkungsquerschnitte zwischen der Streuung eines Teilchens und seines Antiteilchens das Vorzeichen wechselt:

$$\Delta(AB) = \frac{d\sigma(\bar{A}B)}{dt} - \frac{d\sigma(A,B)}{dt}$$

Dieses Phänomen wird als "cross over" bezeichnet und tritt bei einem Impulsübertrag von $t_c \sim -0.15 \text{ (GeV/c)}^2$ auf.

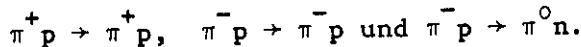
iv) Die Polarisation

Die gemessene Polarisation steigt bei kleinen Impulsüberträgen ¹⁾ bis $|t| \sim .2 - .3 \text{ (GeV/c)}^2$ flach an. Wie die neuen Messungen jedoch zeigen, wird bei $|t| \sim .4 - .5 \text{ (GeV/c)}^2$ ein Maximum erreicht, dessen Betrag mit der Energie abnimmt, und dessen Lage mit wachsender Energie nach vorne zu wandern scheint. Die Polarisation fällt dann ziemlich schnell ab, um dann in der Nähe der Nullachse zu bleiben.

Dieser Verlauf steht in gutem Einklang mit einer Abschätzung von Dass et al. ¹⁶⁾ (siehe Abb. 29), der folgende Dreiecksbeziehung aus der Isospinerhaltung der πN -Streuung zugrunde liegt:

$$(1) \quad (\sqrt{\sigma_+(1+p_+)} - \sqrt{\sigma_-(1+p_-)})^2 \leq \sigma_o(1+p_o) \leq (\sqrt{\sigma_+(1+p_+)} + \sqrt{\sigma_-(1+p_-)})^2$$

Die Indizes +, -, o stehen für folgende Reaktionen:



Mit Hilfe des differentiellen Wirkungsquerschnittes σ und dem Polarisationsparameter für die elastische $\pi^+ p$ bzw. $\pi^- p$ -Streuung lässt sich daraus P_o abschätzen.

VI.1. Allgemeine Übersicht

Aus der relativistischen Streumatrixtheorie ¹⁸⁾ ist bekannt, dass die beiden Streuprozesse

$$a + b \text{ ----} c + d \quad (\text{A})$$

und $a + \bar{c} \text{ ----} \bar{b} + d \quad (\text{B})$

von ein und derselben Streuamplitude $T(s, t)$ beschrieben werden. Hierbei stellt (B) die vom t -Kanal aus gesehene Reaktion (A) (siehe Abb. 30a) dar. Beim Übergang vom s -Kanal in den t -Kanal vertauschen die relativistisch invarianten Variablen s, t ihre Rolle (im s -Kanal ist $s \geq (M_a + M_b)^2$ die Schwerpunktsenergie, $t \leq 0$ der Impulsübertrag, im t -Kanal ist $t \geq (M_a + M_c)^2$ die Schwerpunktsenergie und $s \leq 0$ der Impulsübertrag): Somit sind die Bereiche, in denen die Reaktionen (A) und (B) beobachtbar sind, voneinander getrennt. Dies bedeutet, dass der Definitionsbereich von $T(s, t)$ in zwei sich einander nicht überlappende Bereiche zerfällt. Um den Prozess (A) durch seine entsprechende Reaktion (B) beschreiben zu können, sucht man nach einer mathematischen Darstellung von $T(s, t)$, die eine analytische Fortsetzung von dem einen in den anderen Bereich erlaubt. Dies ist möglich, wenn $T(s, t)$ überall stetig ist bis auf einzelne Singularitäten.

Diese Eigenschaft erfüllt das einfache Austauschmodell (OPE), in dem die Reaktion (A) durch den Austausch eines Teilchens in der Reaktion (B) beschrieben wird. Dieser Austausch lässt sich beschreiben als Pol in der dem Spin l_s des ausgetauschten Teilchens entsprechenden Partialwelle von $T(s, t)$. Da diese dominiert, lässt sich der Wirkungsquerschnitt durch die Summe der resonanten Partialwellen ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{(2l_s + 1)^2}{16 \pi} \cdot |f_{l_s}(t)|^2 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2l_s - 2}$$

Dies führt zu der Aussage, dass das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts durch den Spin l_s bestimmt wird. Er wächst ins-

besondere für $l_s > 1$ mit der Energie. Das widerspricht jedoch dem experimentellen Befund.

Diese Schwierigkeit kann man dadurch umgehen, dass man den Definitionsbereich der Streuamplitude auf die gesamte komplexe Drehimpulsebene ausdehnt. Dies führt zum Konzept der Reggepole¹⁹⁾: die Streuamplitude wird nicht mehr bestimmt vom Pol in einer bestimmten Partialwelle, sondern vom Auftreten eines Reggepoles $\alpha_i(t)$ in der in l nunmehr kontinuierlichen Amplitude $f(l, t)$.

$$\int_c \frac{f(l, t)}{1 - \alpha} l dl$$

Mit Hilfe der Sommerfeld-Watson-Transformation und unter Beschränkung auf hohe Energien lässt sich die Streuamplitude darstellen als die Summe der einzelnen Reggepolbeiträge:

$$(2) \quad T(s, t) = \sum_i \gamma_i(t) \zeta_i(t) (s/s_0)^{\alpha_i(t)}$$

Hierin bezeichnet $\gamma_i(t)$ die Residuenfunktion des i -ten Reggepoles und $\zeta_i(t)$ den entsprechenden Signaturfaktor

$$(2a) \quad \zeta_i = \frac{1 + \tau \exp(-i\pi\alpha_i(t))}{\sin \pi \alpha_i(t)} \quad \begin{array}{l} \tau = + \text{ positive Signatur} \\ \tau = - \text{ negative Signatur} \end{array}$$

Der Reggepol $\alpha_i(t)$ ist nunmehr eine Funktion der Energie im t -Kanal:

$$\alpha_i(t) = \alpha_0 + \alpha' t \quad \alpha_0 \text{ und } \alpha' \text{ sind positiv und reell}$$

Er stellt im Chew-Frautschi-Diagramm eine Gerade dar, die für positive t und $\text{Re } \alpha_i(t) = n$ einem reellen Teilchen oder einer Resonanz mit der Masse t und dem Spin n entspricht. Da der Pol auch sonst die gleichen Quantenzahlen aufweist wie die auf seiner Trajektorie liegenden Teilchen, lässt sich der Reggepolaustausch deuten als Austausch eines Teilchens mit kontinuierlichem Spin.

In einer Untersuchung über die analytischen Eigenschaften der Streuamplitude hat Mandelstam²⁰⁾ gezeigt, dass ausser den Reggepolen noch

andere Singularitäten auftreten können, nämlich feste Pole und Schnitte in der komplexen Drehimpulsebene. Eine einfache Darstellung à la Regge ist nicht mehr zulässig.

Ein Schnitt lässt sich darstellen als ein Kontinuum von Reggepolen:

$$\int_{\alpha_c(t)}^{\infty} \frac{f(s, t)}{j - \alpha} d\alpha$$

wobei $\alpha_c(t)$ der Verzweigungspunkt ist. Physikalisch lässt sich der Schnitt deuten als Vielfachstreuung oder Vielfachaustausch von Reggeonen: $R + R \leftrightarrow R + R \leftrightarrow R \leftrightarrow R +$ (siehe Abb. 30 b) ²¹⁾

Zum Beispiel führt der Austausch von zwei Reggeonen zu einer Trajektorie des Verzweigungspunktes, die sich folgendermassen darstellen lässt:

$$(3) \quad \alpha_i(t) = \alpha_0^1 + \alpha_0^2 - 1 + \frac{\alpha_1^1 \alpha_2^1}{\alpha_1^1 + \alpha_2^1} t$$

Die Energieabhängigkeit des Schnittes ist:

$$(4) \quad f(s, t) \sim s^{\alpha_c} / (\ln s)^{\gamma+1}$$

wobei γ eine positive Zahl ist, die von der Diskontinuität der Amplitude durch den Schnitt abhängt. Seine Phase ist im Falle hoher Energien ($\ln s \rightarrow \infty$) durch den Signaturfaktor bestimmt:

$$\zeta(t) = \frac{1 + \exp(-i\pi \alpha_c)}{\sin \pi \alpha_c}$$

Zachariasen ²²⁾ et al haben das Verhalten der Streuamplitude untersucht im Falle zweier sich schneidender Trajektorien. Dabei gelangen sie zum Konzept komplexer Trajektorien. Der Streuprozess lässt sich darstellen durch ein Paar komplex konjugierter Reggepole, α_+ und α_- , von denen sich der eine auf dem physikalischen Blatt der Drehimpulsebene bewegt, der andere auf einem unphysikalischen. Im Schnittpunkt treffen beide aufeinander, um dann als gemeinsames Paar weiterzulaufen. Sie

haben folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} \alpha_+ &= \alpha_R + \alpha_I & \alpha_R &= \alpha_0 + \alpha_1 \operatorname{trg}^{-t} \\ \alpha_- &= \alpha_R - \alpha_I & \alpha_I &= \alpha_0 + \alpha_1 t + g^{-t} \end{aligned}$$

$$(5) \quad T(s, t) \sim \gamma_+ s^{\alpha_R} \exp(-i\pi\alpha_R/2) + \gamma_- s^{\alpha_R} \exp(-i\pi\alpha_R/2)$$

Die Residuen sind zu einander komplex konjugiert.

Die weiteren Eigenschaften dieser Modelle, insbesondere deren Verhalten für die πN Streuung wollen wir nun näher betrachten.

VI.2. Das einfache Reggepol-Modell

Die die Reggetrajektorie die gleichen Quantenzahlen aufweist, wie die durch sie miteinander verbundenen Teilchen oder Resonanzen, gelten beim Reggepol-austausch an den Vertizes die üblichen Erhaltungssätze: Im Falle der $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ Streuung besitzt der $\pi^- \pi^0$ -Vertex folgende Quantenzahlenpaare (I^G, J^P): $(1^+, 1^-)$. Das einzige Teilchen mit diesen Werten ist das ρ -Meson. Bei der Reaktion $\pi p \rightarrow \eta n$ findet man $(1^-, 2^+)$, was den Quantenzahlen des A_2 Mesons entspricht.

Da bei diesen beiden Reaktionen nur jeweils eine Trajektorie ausgetauscht werden kann, ist ihre Beschreibung im Rahmen des Reggepolmodelles besonders einfach. Hierauf beruht ihre grosse Bedeutung zur Prüfung des theoretischen Modells.

Zu ihrer Beschreibung verwendet man zweckmässigerweise die Helizitätsamplituden²³⁾. Im t -Kanal lassen sich diese durch die relativistisch invarianten Amplituden²⁴⁾ $A(s, t)$ und $B(s, t)$ folgendermassen ausdrücken:

$$\begin{aligned} f_{++}^t(t, s) &= (t-4M^2)^{-1/2} (4M^2-t)A + M(s-u)B && \text{Helizitätsnonflip} \\ (6) \quad f_{+-}^t(t, s) &= 2(t-4M^2)^{-1/2} \sqrt{t} p_t k_t \sin\theta_t B && \text{Helizitätsflip} \end{aligned}$$

Hierbei stellen s , t , u die Mandelstam-Variablen dar, p_t bezeichnet den Impuls des Protons, k_t den Impuls des π^- und θ_t den Streuwinkel im Schwerpunktsystem (Abb. 30 a). Bevor man diese Amplituden reggeisieren kann, müssen noch die kinematischen Singularitäten entfernt werden. Dies geschieht durch Definition von reduzierten Helizitätsamplituden $f(t, s)$:

$$(7) \quad \begin{aligned} \tilde{f}_{++}^t(t, s) &= (4M^2 - t)A + M(s-u)B \\ \tilde{f}_{+-}^t(t, s) &= B \end{aligned}$$

Man kann nun diese reduzierten Helizitätsamplituden in ihre Partialwellen zerlegen und durch Anwenden der Sommerfeld-Watson-Transformation in ihrer reggeisierten Form darstellen. Man erhält dann:

$$(8) \quad \begin{aligned} \bar{f}_{++}(s, t) &= \gamma_{++}(t) R(s, t) \\ \bar{f}_{+-}(s, t) &= \alpha(t) \gamma_{+-}(t) R(s, t) (-4Mp_t k_t \cos \theta_t)^{-1} \end{aligned}$$

mit

$$(9) \quad R(s, t) = \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)} \zeta(t) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}$$

Der Wirkungsquerschnitt und die Polarisation nehmen dann folgende Form an:

$$(10) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64 \pi s p^2} \left[|f_{++}|^2 + |f_{+-}|^2 \right] = \frac{|R(s, t)|^2}{64 \pi s p^2 s} \left[\gamma_{++}^2(t) - \frac{t}{4 M^2} \alpha^2 \gamma_{+-}^2(t) \right]$$

$$(11) \quad P \frac{d\sigma}{dt} = + \frac{\sin \theta_s}{16\pi\sqrt{s}} \frac{\text{Im}(\tilde{f}_{++} \tilde{f}_{+-}^*)}{(4M^2 - t)} = \frac{\sin \theta_s}{8\pi\sqrt{s}} \frac{\alpha(t) \gamma_{++} \cdot \gamma_{+-}}{(4M^2 - t)} \text{Im} R(s, t) \cdot R^*(s, t)$$

In der Darstellung der Helizitätsamplituden nach Gleichung (8) erscheint die Energieabhängigkeit lediglich in $R(s, t)$, während die Abhängigkeit vom Impulsübertrag t im wesentlichen vom Verhalten der Residuenfunktionen γ_{++} und γ_{+-} bestimmt wird. Das Reggepol-Modell allein führt zu keiner expliziten Darstellung dieser Residuen. Sein Verdienst liegt vielmehr darin, unter Ausnutzung bestimmter analytischer Eigenschaften der Streuamplitude eine Form zu liefern, die durch Einführen einiger freier Para-

meter eine qualitative Beschreibung des hochenergetischen Verhaltens vieler Streuprozesse gestattet. Zu diesem Zweck führt man eine Parametrisierung der einzelnen Residuen ein, deren freie Parameter zusammen mit der Regge-Trajektorie $\alpha_i(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ durch Anpassen an experimentelle Daten festgesetzt werden können. Dies kann auf zweierlei Weise geschehen:

- i) durch direkten Vergleich mit den Streudaten bei hoher Energie,
- ii) durch Anpassen an die niederenergetischen Streudaten im Resonanzbereich. Dies erfordert die Verwendung von sogenannten Endlichen Summenregeln (Finite-Energy-Sum-Rules), die eine Vorschrift zur Extrapolation der asymptotischen Reggepol-Amplituden in den Resonanzbereich darstellen. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass es den direkten Vergleich von Amplituden ermöglicht.

Die Residuenfunktionen hängen in zweifacher Weise vom Impulsübertrag t ab: durch explizites Erscheinen der Variablen und implizit über $\alpha_i(t)$. Zur Vereinfachung nimmt man an, dass man α_i als Faktor aus der Residuenfunktion herausziehen kann. Man erhält somit ein Produkt zweier Funktionen, die jeweils nur von t oder $\alpha_i(t)$ abhängen. In der Literatur tauchen vier verschiedene Ansätze für die $\alpha_i(t)$ -Abhängigkeit der Residuen auf, die ihren jeweiligen Ursprung in voneinander verschiedenen Kopplungsmechanismen der Regge-Trajektorien an die einzelnen Teilchenvertices haben. Hier auf wollen wir etwas ausführlicher eingehen.

Nach dem Gell-Mann'schen Faktorisierungstheorem²⁵⁾ lassen sich die einzelnen Residuen als Produkt zweier Funktionen darstellen, die die Ankopplung der Trajektorie an den Anfangskanal und den Endkanal beschreiben.

$$\gamma = \gamma_{ac} \bar{\gamma}_{bd}$$

Diese reduzieren sich an Stelle $t = 0$ zu den entsprechenden Kopplungskonstanten.

Bezeichnet man die Kopplungsfunktionen der Vertices im Falle der Ladungsaustauschstreuung mit $\gamma_{\alpha\pi\pi}$, $\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{++}$ und $\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-}$, so erhält man für die Streuamplituden:

$$(12) \quad f_{++}^+ \sim \gamma_{\alpha\pi\pi} \gamma_{\alpha\bar{N}N} \zeta_{\alpha}(t) (t) s^{\alpha(t)}$$

$$f_{+-} \sim \alpha \gamma_{\alpha\pi\pi} \gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-} \zeta_{\alpha}(t) (t) s^{\alpha(t)}$$

Das Verhalten der Vertexfunktionen muss so gewählt werden, dass die einzelnen Helizitätsamplituden frei von Verzweigungspunkten oder Polen sind. Dies gilt insbesondere im Punkt $\alpha(t) = 0$, wo der Nenner des Signaturfaktors Null wird. Daraus ergibt sich

$$(13) \quad \gamma_{\alpha\pi\pi} \gamma_{\alpha\bar{N}N}^{++} \sim \alpha^{n/2} \quad \text{und} \quad \gamma_{\alpha\pi\pi} \gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-} \sim \alpha^{m/2} \quad \text{mit } m, n = 1, 3, 5 \text{ etc.}$$

Hieraus lassen sich folgende Mechanismen ableiten:

sense Mechanismus	$\gamma_{\alpha\pi\pi} \sim 1$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{++} \sim 1$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-} \sim \sqrt{\alpha}$
nonsense (oder Gell-Mann)-Mechanismus	$\gamma_{\alpha\pi\pi} \sim \sqrt{\alpha}$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{++} \sim \sqrt{\alpha}$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-} \sim 1$
Chew-Mechanismus	$\gamma_{\alpha\pi\pi} \sim \sqrt{\alpha}$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{++} \sim \sqrt{\alpha}$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-} \sim \alpha$
no compensation-Mechanismus	$\gamma_{\alpha\pi\pi} \sim \alpha$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{++} \sim \alpha$	$\gamma_{\alpha\bar{N}N}^{+-} \sim \sqrt{\alpha}$

Bisher hat man keinerlei theoretische Anhaltspunkte gefunden, die für die Wahl eines dieser Mechanismen in eindeutiger Weise sprechen. Die Entscheidung ist der jeweiligen Analyse der experimentellen Daten vorbehalten.

Ein Nachteil des Reggepolmodells ist sein grosser interner Freiheitsgrad aufgrund der Vielzahl seiner Parameter. Sie können jedoch durch zusätzliche Annahmen reduziert werden: Eine Folge des Dualitätsprinzips ²⁷⁾ ist die Austauschentartung einiger Trajektorien. Sie besagt, dass Trajektorien mit verschiedener Signatur zusammenfallen können und gleiches Kopplungsverhalten an den Vertices aufweisen. Dies gilt insbesondere für die ρ und die A_2 -Trajektorien

$$(14) \quad \gamma_{\rho} \pi^- \pi^0 = \gamma_{A_2} \pi^- \eta \quad \gamma_{\rho NN} = \gamma_{A_2 NN} \quad \alpha_{\rho}(t) = \alpha_{A_2}(t)$$

Die Energieabhängigkeit

Die Energieabhängigkeit des diff. Wirkungsquerschnittes wird allein vom Verlauf der Trajektorie bestimmt. Das "shrinkage" ist ersichtlich, wenn man den Wirkungsquerschnitt folgendermassen darstellt:

$$(16) \quad \frac{d\sigma}{dt} = F(t) (s/s_0)^{2\alpha_0 - 2} \exp(2\alpha_1 t \ln s/s_0)$$

Da α_1 positiv ist, wird der exponentielle Abfall grösser. Den Anstieg der Trajektorie kann man unmittelbar aus der s-Abhängigkeit des diff. Wirkungsquerschnittes ermitteln. Man erhält in der Tat eine Gerade im Falle $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, die für positive Werte von t in der Nähe der ρ -Masse liegt ³²⁾ (siehe Abb. 31):

$$\alpha_\rho = \alpha_0 + \alpha_1 t = 0.57 + 0.91 t$$

Auf die gleiche Weise lässt sich die A_2 -Trajektorie finden. Sie beschreibt allerdings eine Kurve, die durch folgende Form ³³⁾ beschrieben werden kann:

$$\alpha_{A_2} = \frac{\alpha_0^2}{\alpha_0 + \alpha_1 t} \quad \text{mit} \quad \alpha_0 = 0.4 \quad \alpha_1 = 1.19$$

Da aber das Dualitätsprinzip Austauschentartung zwischen der ρ und der A_2 Trajektorie fordert, nimmt man oft eine Gerade mit $\alpha_{A_2} = 0.5 + t$ an.

Die Struktur des diff. Wirkungsquerschnittes

Die Struktur wird bestimmt vom Verhalten der Residuen im Punkte $\alpha(t) = 0$.

So lässt sich das Minimum deuten durch das Verschwinden der Helizitätsflipamplitude in diesem Punkt. Dies Verhalten hat seinen physikalischen Ursprung in der Tatsache, dass an dieser Stelle die Helizität der Trajektorie Null ist und deshalb keinen Flip am Nukleonenvertex hervorrufen kann.

Welchen Kopplungsmechanismus muss die ρ -Trajektorie wählen, damit f_{+-} Null wird in $\alpha(t) = 0$? Die die ρ -Trajektorie eine negative Signatur aufweist, besitzt an dieser Stelle die Amplitude keinen Pol, der wegen der Kompensierung zusätzliche α Faktoren erforderlich machen könnte. Da f_{+-} bereits explizit einen Faktor $\sqrt{\alpha}$ enthält, muss die Residue selbst noch $\sqrt{\alpha}$ enthalten. Ein Blick auf die Tabelle der Kopplungsmechanismen zeigt, dass dies sowohl über den "nonsense" als auch über den "sense"-Mechanismus geschehen kann. Da andererseits der "nonsense"-Mechanismus dazu führt, dass f_{++} im Punkte $\alpha = 0$ verschwindet, was eine Nullstelle des Wirkungsquerschnitts zur Folge hätte, liegt es nahe, sich für den "sense"-Mechanismus zu entscheiden.

Anders liegt das Problem im Falle der A_2 -Trajektorie, deren Signatur positiv ist. Der Pol in $\zeta_{A_2}(t)$ in diesem Punkte und das Fehlen einer Struktur im diff. Wirkungsquerschnitt legen den Schluss nahe, dass γ^{++} einen Faktor α und γ^{+-} einen Faktor $\sqrt{\alpha}$ enthalten. Dies ist nur nach dem "nonsense"-Mechanismus möglich.

Die verschiedenen Kopplungsmechanismen für ρ und A_2 sind nicht mit der Dualität vereinbar. Wenn man beiden Trajektorien den "nonsense"-Mechanismus zubilligt, muss der nichtverschwindende Wirkungsquerschnitt auf das Auftreten einer zweiten Trajektorie oder eines Schnittes zurückgeführt werden.

Der "cross-over"-Effekt

Im Reggepol-Modell lässt sich die Differenz des elastischen Wirkungsquerschnitts zwischen $\pi^- p$ und $\pi^+ p$ wie folgt beschreiben^{31,34)} :

$$(17) \quad D = \frac{d\sigma(\pi^- p)}{dt} - \frac{d\sigma(\pi^+ p)}{dt} = 2 \operatorname{Re} \sum_{\lambda} T_{\lambda} V_{\lambda}$$

wobei λ die Teilchenhelizitäten im t-Kanal bezeichnet. T ist die Summe über die Austauschamplituden, die unter der Ladungskonjugation ihr Vorzeichen nicht ändern: (P, P', A_2 ...). V stellt die Summe über

die Amplituden dar, die das Vorzeichen unter der Ladungskonjugation wechseln. Es wird allgemein angenommen, dass die dominanten Terme in T_λ für $t \approx 0$ die Helizitätsnonflipamplituden sind, die im wesentlichen imaginär sind. Dann gilt:

$$(18) \quad D = 2 \sum_{\text{non flip}} \text{Im } T_\lambda \quad \text{Im } V_\lambda$$

Da $\text{Im } T \neq 0$ ist, kann der Vorzeichenwechsel nur eine Folge von $\text{Im } V$ sein. Also muss die Nonflippresidue bei $t_c \sim -.15(\text{GeV}/c)^2$ eine Nullstelle haben. Dies gilt sowohl für den Imaginär- als auch den Realteil.

Die Polarisation

Ein Blick auf die beiden Helizitätsamplituden zeigt, dass deren Phasen - gegeben durch den Signaturfaktor - gleich sind. Daraus folgt, dass die Polarisation identisch Null ist. Diese Aussage steht in krassem Widerspruch zumindest zu den Polarisationsmessungen für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

VI. 4. Einführung von sekundären Trajektorien

Die Hypothese, dass bei der hier betrachteten Reaktion nur eine einzige Trajektorie ausgetauscht wird, führt zu zwei Aussagen, die nachweislich falsch sind:

- i) die Erklärung des "cross over", dass bei $t_c \sim -.15$ die $\pi\pi\rho$ Residue Null ist, zieht über das Faktorisierungstheorem das Verschwinden der ganzen Streuamplitude in diesem Punkt nach sich
- ii) das Polarisationsverhalten.

Ein Ausweg aus diesen Widersprüchen ist die Annahme einer sekundären Trajektorie ρ' , die den gleichen Anstieg, aber einen tiefer liegenden Schnittpunkt mit der Achse $t = 0$ hat wie die ρ -Trajektorie. Nimmt man weiterhin an, dass dieses ρ' mit dem B-Meson konspiriert, lässt sich eine einfache Erklärung für den "cross over" finden: da die Residue des konspirierenden ρ' proportional zu t ist, ist der Beitrag

zur Streuamplitude Null bei $t = 0$ und wächst mit grösser werdendem Impulsübertrag. Bei $t = t_c$ heben sich ρ und ρ' Anteile in $\text{Im } V$ gerade auf.

Für die Polarisation findet man nunmehr folgenden Ausdruck:)

$$(19) \quad P(s,t) = \frac{\sin\theta s^{\alpha_\rho + \alpha_{\rho'} - 1}}{8\pi \sqrt{s} \frac{d\sigma}{dt}} (\gamma_{++}^\rho \gamma_{+-}^{\rho'} - \gamma_{+-}^\rho \gamma_{++}^{\rho'}) (\text{tg}\pi\alpha_\rho/2 - \text{tg}\pi\alpha_{\rho'}/2)$$

Hieraus ergibt sich insbesondere eine Energieabhängigkeit von $P(s,t)$ mit $s^{-\alpha_\rho + \alpha_{\rho'}}$. Ferner sind die Nullstellen der Polarisation abhängig vom Verhalten der einzelnen Residuen im Zusammenhang mit den entsprechenden Trajektorien, d.h. vom Kopplungsmechanismus der Trajektorien an den Teilchenvertizes. Dazu sind eine Reihe von Untersuchungen gemacht worden. Insbesondere diskutiert Derem³⁵⁾ folgende verschiedene Hypothesen:

- 1) beide Trajektorien gehorchen dem Mechanismus von Gell-Mann,
- 2) die Parametrisierung des ρ ist wie bei 1), noch wird zusätzlich gefordert, dass ρ' und B-Meson miteinander konspirieren:
 $f_{++}^{\rho'}(s, t = 0) = 0$

In beiden Fällen entsteht eine Nullstelle bei $\alpha_\rho(t) = 0$.

- 3) Die ρ -Trajektorie folgt dem Mechanismus von Chew, während das ρ' wiederum mit dem B-Meson konspiriert.
- 4) Die ρ -Trajektorie gehorcht dem Chew-Mechanismus, während die ρ' -Trajektorie dem Gell-Mann Mechanismus folgt.

In diesen Fällen sind keine Nullstellen zu erwarten.

Bei allen vier Hypothesen entsteht ein ausgeprägtes, positives Maximum bei $t \sim -0.5$. Der Effekt der Konspiration besteht darin, dieses Maximum zu verstärken und den Abfall zu schwächen.

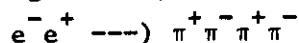
Zur Fixierung der freien Parameter wurden Streudaten bei hoher Energie aus der π^- und K Ladungsaustauschstreuung verwandt.

Eine ähnliche Analyse ist von Barger³⁶⁾ und Philips durchgeführt worden, wobei sie ihre Parameter über eine kontinuierliche Summenregel durch Anpassen an Niederenergiedaten bestimmen. Ihre Annahmen

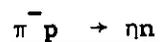
über die beiden Trajektorien entsprechend den Kategorien 3) und 4) von Derem.

Beide Vorhersagen der Polarisierung bei π^- Ladungsaustauschstreueung-Reaktion werden in Fig. 32 mit unseren Daten konfrontiert. Wir sehen, dass die Übereinstimmung recht gut ist.

Der Vorbehalt, der diesen Ansätzen gegenüber besteht, dass nämlich der etwas ad hoc eingeführten ρ' -Trajektorie kein reales Teilchen entspricht, scheint durch neueste Messungen am Elektronenspeicherring in Frage gestellt, da im Energiespektrum der Reaktion:



eine Resonanz erscheint, die die gleichen Quantenzahlen wie das ρ Meson aufweist. ^{39,40)}



Eine analoge Analyse lässt sich für die $\pi^-p \rightarrow \eta n$ - Streuung durchführen. ³⁷⁾ Dabei entspricht die zweite Trajektorie einem hypothetischen Teilchen der Masse ~ 1 GeV, das Mitglied eines 0^+ Mesonenoktetts ist. Der Verlauf der berechneten Polarisierung wird in Abb. 34 wiedergegeben. Im Gegensatz zur $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ Streuung finden Derem et al. ³⁷⁾ einen flachen, positiven Anstieg bis zu einem Maximum von $\sim 20\%$. Bei $|t| \sim 1$ (GeV/c)² wird die Polarisierung negativ. Einen ähnlichen Verlauf finden auch Austin et al. ³⁸⁾ in ihrer Analyse.

VI.4. Modelle mit Schnitten in der komplexen Drehimpulsebene

Der Schnitt in der Streuamplitude lässt sich interpretieren als simultaner Austausch zweier Reggeonen, dem eigentlichen Reggepol und dem Pomeron P, einem Reggepol mit den Quantenzahlen des Vakuums. Im Falle der Ladungsaustausch-Streuung führt dies zu folgender Schnitt-Trajektorie:

$$(20) \quad \alpha_c = \alpha_0^\rho + \frac{\alpha^{\rho'} \alpha^{P'}}{\alpha^{\rho'} + \alpha^{P'}} t$$

Nach Anwendung der Sommerfeld-Watson-Transformation erhält man für die invariante Streuamplitude $A'(s,t)$:

$$(21) \quad A'(s,t) = A'_p(s,t) + A'_{\text{cut}}(s,t)$$

$$\text{mit} \quad A'_{\text{cut}}(s,t) = + \int dJ D^+(J,t) (\tan(\pi J/2) + i) (s/s_0)^J$$

$D^+(J,t)$ stellt die Diskontinuität der Streuamplitude durch den Schnitt dar. Einen entsprechenden Ausdruck findet man für den Flip-anteil $B(s,t)$. Chiu und Finkelstein⁴¹⁾ haben gezeigt, dass sich der Schnittbeitrag A'_{cut} bei hohen Energien und unter Vernachlässigung von Beiträgen höherer Ordnung in $1/\ln(s/s_0)$ reduzieren lässt zu

$$(22) \quad A'_{\text{cut}}(s,t) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_c} \frac{\exp\left[i\pi/2 \left\{1 - \alpha_c(t) + 2/\pi(\gamma+1) \arctg(\pi/2 \ln s/s_0)\right\}\right]}{\left[\ln^2 s/s_0 + \pi^2/4\right]^{(\gamma+1)/2}}$$

Einen entsprechenden Ausdruck findet man für $B_{\text{cut}}(s,t)$. Dabei zeigt sich, dass A'_{cut} und B_{cut} die gleiche Phase besitzen. Die Polarisation lautet dann:

$$(23) \quad P(s,t) \approx \frac{2 \operatorname{Im}\left[A'_{\text{cut}} B_p^* + A'_p B_{\text{cut}}^*\right]}{|A'(s,t)|^2 + |B(s,t)|^2}$$

$$\sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_c - \alpha_p} \frac{\sin\left[\pi/2 \alpha_p(t) - \alpha_{\text{eff}}(t,s)\right]}{\left[\ln^2(s/s_0) + \pi^2/4\right]^{(\gamma+1)/2}}$$

Die effektive Trajektorie ist folgendermassen definiert:

$$(24) \quad \alpha_{\text{eff}}(s,t) = \alpha_c(t) - \frac{2}{\pi} (\gamma+1) \arctan(\pi/2 \cdot \ln s/s_0) \\ \approx \alpha_c(t) - \frac{(\gamma+1)}{\ln s/s_0}$$

Die effektive Trajektorie verläuft parallel zu α_c , wobei sie sich ihr asymptotisch mit der Energie nähert. Ausserdem schneidet sie die ρ -Trajektorie in $t = t_2$

mit

$$t_2 = \frac{(\gamma+1)(\alpha'_\rho + \alpha'_P)}{\alpha'^2_\rho \ln s/s_0}$$

Somit ergibt sich folgendes Verhalten von $P(s,t)$:

- i) $P(s,t) = 0$ für $t \sim -0.6 (\text{GeV}/c)^2$, wenn die ρ -Trajektorie den "sense" Mechanismus bei $\alpha_\rho = 0$ wählt.
- ii) $P(s,t) = 0$ für $t = t_2$. Da aber t_2 mit wachsender Energie kleiner wird, wandert diese Nullstelle mit $1/\ln(s/s_0)$ gegen $t = 0$.
- iii) für $|t| < |t_2|$ nimmt die Polarisation mit der Energie ab.
- iv) für $|t| > |t_2|$ nimmt sie mit der Energie zu.

VI.5 Optische Absorptionsmodelle

Betrachtet man das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von t , so stellt man eine Ähnlichkeit mit dem Beugungsbild der Streuung von Licht an einer Scheibe mit dem Radius R fest. Dies führt zur semiklassischen Beschreibung des Streuprozesses (siehe Abb. 30c), in dem das gestreute Teilchen im Abstand $b = l/k$, dem sogenannten Stossparameter, an dem Streuteilchen vorbeifliegt. Wie die Beugungsstruktur bei der Lichtstreuung durch Interferenz zwischen den am Rande R gestreuten Wellen erzeugt wird, weist das Auftreten der Maxima und Minima im Wirkungsquerschnitt darauf hin, dass die Streuamplitude von Prozessen dominiert wird, deren Stossparameter dem "Radius" b_0 des Streuteilchens entspricht. Dies bedeutet, dass der Streuprozess vornehmlich peripher ist.

Das Teilchen erfährt beim Durchgang durch das Streupotential zwei Effekte: den eigentlichen Austauschprozess und eine Absorption durch elastische Streuung sowohl im Anfangszustand als auch im Endzustand. Somit lässt sich das periphere Verhalten der Streuung auf zwei Weisen erklären:

i) Der Reggeaustausch selbst ist peripher, seine Struktur ist eine Folge des Kopplungsmechanismus zwischen Teilchen und Trajektorie an den einzelnen Vertizes. Der Schnitt ist somit nur eine kleinere Korrektur. Diese Annahme entspricht dem sogenannten "weak cut absorption" Modell^{42,43)}.

ii) Das periphere Verhalten der Streuamplitude ist eine Folge der destruktiven Interferenz zwischen der Austauschamplitude und dem Schnitt, bei der insbesondere die Beiträge kleinerer Drehimpulse (kleines b) ausgelöscht werden. Dieser Ansatz hat den Vorteil, dass es keiner zusätzlichen Annahmen über die Eigenschaften der Reggetrajektorien, wie zum Beispiel Austauschentartung oder Auftreten von Nullstellen bei $\alpha = 0$ in den entsprechenden Amplituden, zur Er-

klärung der Struktur bedarf. Dies setzt allerdings starke Schnitte voraus. Man hat es in diesem Falle mit einem "strong cut absorption" Modell ⁴⁴⁾ zu tun.

a) Das "weak cut absorption" Modell ⁴³⁾

In diesem Modell wird die Absorption über das eikonale Näherungsverfahren von Glauber ⁴⁵⁾ eingeführt. In der Potentialtheorie wird die Absorption durch ein optisches Potential beschrieben, in dem das gestreute Teilchen eine Phasenverschiebung δ_ℓ erleidet, die proportional zu dem in diesem Potential zurückgelegten Weg ist. Ist die Born'sche Näherung der Streuamplitude bekannt, lässt sich eine eikonale Funktion konstruieren, mit deren Hilfe sich die Streuamplitude bei sehr hohen Energien und kleinen Impulsüberträgen berechnen lässt:

$$(25) \quad (s.b.) = 1/8\pi s \int_{-\infty}^0 dt J_n(b\sqrt{-t}) A_n^{\text{Born}}(s,t)$$

so dass gilt:

$$(26) \quad A_n(s,t) = 4\pi s \int_0^\infty b db i [1 - \exp(ix(b))] J_n(b\sqrt{-t})$$

Hierin stellt $A_n(s,t)$ die Helizitätsamplitude in der s-Kanal Darstellung dar, n bezeichnet den Helizitätsflip $(\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4) = n$ und $J_n(b\sqrt{-t})$ die entsprechende Besselfunktion.

Um dieses Näherungsverfahren auch auf das Reggemodell anwenden zu können, machen Arnold et al. folgende Annahmen:

i) Das optische Potential sei so gewählt, dass sich die einzelnen Beiträge addieren: $\chi_a + \chi_b + \dots$

ii) die Born'sche Näherung wird durch die normalen Regge-Amplituden dargestellt, die sowohl der Dualität als auch dem Faktorisierungsprinzip gehorchen.

iii) Die elastische Streuung lässt sich darstellen durch den Austausch

von Pomeronen. Sie werden in die Born'sche Näherung mit einbezogen. Man ersetzt den Ausdruck $1 - \exp(i\chi(b))$ durch $\chi_R \exp(i\chi_P(b))$.

Unter diesen Prämissen findet man:

$$(27) \quad A_n(s, t) = 4\pi s \int_0^\infty b \, db \, J_n(b\sqrt{-t}) \chi_R(b) \exp(i\chi_P)$$

$$\text{mit} \quad \chi_P(s, t) = 1/8\pi s \int_{-\infty}^0 dt \, J_n(b\sqrt{-t}) A_n^P(s, t)$$

$$\text{und} \quad \chi_R(s, t) = 1/8\pi s \int_{-\infty}^0 dt \, J_n(b\sqrt{-t}) A_n^R(s, t)$$

b) Das "strong cut absorption" Modell ⁴⁴⁾

Im Gegensatz zum "weak cut absorption" Modell wird hier die Struktur des Differentiellen Wirkungsquerschnittes als eine Folge der Absorptionseffekte im s-Kanal gedeutet. Dabei wird die Absorptionskorrektur nach der Vorschrift von Sopkovich ⁴⁶⁾ durchgeführt:

$$(28) \quad T_{21}^{IJ} = S_2^{IJ} \tau_{21} S_1^{IJ} = S_{e1}^{IJ} \tau_{21}$$

τ_{21} ist die Übergangsamplitude in Born'scher Näherung, S_1 und S_2 bezeichnen die Streuamplitude der elastischen Streuung im Anfangs- und im Endzustand. Wendet man diese Vorschrift auf jede einzelne Partialwelle der Helizitätsamplitude im s-Kanal an, so erhält man folgenden Ausdruck:

$$(29) \quad A_n(s, t) = \sum_j (2j+1) \tau_{e1}^j a_j^R d_{n_1 n_2}^j(\cos\theta) \quad n_1 = \sqrt{\lambda_1 - \lambda_2} / \quad n_2 = \sqrt{\lambda_3 - \lambda_4} /$$

Zur Veranschaulichung der Struktur der Amplitude betrachten wir $A_n(s, t)$ in der Stossparameterdarstellung: dieser Übergang ist identisch mit dem Übergang in der klassischen Optik von der Beschreibung der Lichtstreuung durch die Streuwinkel zur Beschreibung des Prozesses durch seine Abhängigkeit vom Ort auf dem Streuobjekt. Man findet:

$$(30) \quad A_n(s, t) = \int_0^\infty b \, db \, A(b) \, J_n(b\sqrt{-t})$$

mit
$$A(b) = a^R(1, t) S^{el}(s, t)$$

In der Annahme, dass nur Prozesse beitragen, die am Rande des Streuobjektes b_0 stattfinden, lässt sich $A(b)$ durch eine Deltafunktion $\delta(b-b_0)$ ausdrücken, und die Integration von (30) ergibt:

$$A_0(s, t) \sim \frac{J_1(b_0 \sqrt{-t})}{\sqrt{-t}}$$

Diese Funktion hat ihre erste Nullstelle bei $t \sim .55 \text{ (GeV/c)}^2$ für $b_0 \sim 1 \text{ fm}$, was der Reichweite der starken Wechselwirkung entspricht. Da aber der "cross over" ein Verschwinden der Nonflipamplitude bei $t_c \sim .15 \text{ (GeV/c)}^2$ nach sich zieht, steht das Verhalten von A_0 in Widerspruch mit der Beobachtung. Diese Diskrepanz kann jedoch dadurch behoben werden, dass man noch inelastische Streubeiträge der Form:

$$(31) \quad T_{ij}^{in, P} = \sum_k T_{ik} A_{kj}$$

berücksichtigt. Dies führt Kane⁴⁴⁾ et al. zu folgendem Ansatz:

$$(32) \quad S_{ij}^{eff} = S_{ij}^{el} + S_{ij}^{in} = \lambda S_{ij}^{el}$$

λ stellt einen freien Parameter dar, der durch Anpassen an experimentelle Daten festgesetzt werden kann. Ein typischer Wert von λ ist 2 - 3. Damit wird die Helizitätsamplitude:

$$(30a) \quad A_n(s, t) = \int_0^\infty b db A^{eff}(b) J_n(b \sqrt{-t}), \quad A^{eff}(b) = a^R(1, t) S^{eff}(s, t)$$

Nimmt man wiederum an, dass die Absorption ihr Maximum bei $b_0 = 1 \text{ fm}$ hat, lässt sich die Integration nach dem oben genannten Verfahren durchführen (geometrische Approximation der klassischen Optik), und man erhält allgemein:

$$(33) \quad A_n = \text{const.} \times J_n(b_0 \sqrt{-t})$$

Die einzelnen Helizitätsamplituden verhalten sich somit wie die entsprechenden Besselfunktionen. A_0 besitzt nun die erste Nullstelle bei $t \sim -.23 \text{ (GeV/c)}^2$, also in der Nähe des "cross-over", während die Heli-

zitätsflipamplitude ihre erste Nullstelle bei $t \sim -.55$ aufweist, also gerade an der Stelle des Minimums im diff. Wirkungsquerschnitt. Diese Nullstellen sind unabhängig von dem Verhalten der Reggetrajektorien. Dies gilt sowohl für den reellen wie den imaginären Teil der Amplituden.

Vergleicht man die Darstellung der Amplituden in beiden Absorptionsmodellen, stellt man eine grosse Ähnlichkeit fest. Wie weit man im "weak cut absorption" Modell jedoch die einfache Integration - wie oben dargestellt - durchführen kann, hängt davon ab, ob das Verhalten der Reggeamplituden genügend peripher ist ⁴⁷⁾. Im Falle der Ladungsaustauschreaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ findet man für die einzelnen Amplituden verschieden peripheren Verlauf. Dies führt zu folgenden Darstellungen:

$$\begin{aligned} \text{Im } A_0(s,t) &\sim J_0(0.85\sqrt{-t}) & \text{Re } A_0(s,t) &\sim J_0(1.4\sqrt{-t}) \\ (34) \quad \text{Im } A_1(s,t) &\sim J_1(1.1\sqrt{-t}) & \text{Re } A_1 &\text{ nicht genügend peripher.} \end{aligned}$$

Hierbei ist man von der Annahme ausgegangen, dass die ρ -Trajektorie den "nonsense" Kopplungsmechanismus wählt.

Es ergibt sich somit im Rahmen der beiden Absorptionsmodelle folgender Verlauf der Polarisation:

$$(35) \quad P(t) = \frac{\text{Re } A_0 \cdot \text{Im } A_1 - \text{Re } A_1 \cdot \text{Im } A_0}{|A_1| + |A_0|^2}$$

Zu Beginn ist die Polarisation positiv, da bei der Ladungsaustauschstreueung die Helizitätsflipamplitude dominiert und einen starken Imaginärteil besitzt. Bei $|t| \sim .3 \text{ (GeV/c)}^2$, d.h. am "cross over", werden $\text{Im } A_0$ und $\text{Re } A_0$ fast gleichzeitig Null. Zwischen $.3 < |t| < .6$ ist die Polarisation negativ. Es bildet sich ein grosses Maximum, das durch das Minimum im diff. Wirkungsquerschnitt verstärkt wird. Bei $t \sim -.6$ erscheint eine Nullstelle in $\text{Re } A_1$ und $\text{Im } A_1$, die zu einer zweiten Nullstelle der Polarisation führt. Der weitere Verlauf ist positiv.

Beide Modelle haben ein ähnliches Polarisationsverhalten. Ein Vergleich mit unseren Messdaten zeigt (siehe Abb. 33), dass sie in drastischer Weise fehlschlagen: genau dort, wo sie eine grosse negative Polarisation vorsehen, ist der gemessene Wert stark positiv.

Es sind eine Reihe von Möglichkeiten vorgeschlagen worden, die Polarisation durch leichte Modifikationen dieser Modelle zu interpretieren.

i) Durch Einführen des "sense-choosing" Mechanismus für die ρ -Trajektorie⁴⁸⁾. Da in diesem Falle die erste Nullstelle von $\text{Re } A_0$ erst bei $t \sim -.55 \text{ (GeV/c)}^2$ auftaucht, erwartet man einen positiven Verlauf der Polarisation bis über diesen Wert hinaus. Schrempf erhält mit diesem Ansatz im "weak cut absorption model" eine gute Übereinstimmung mit unseren Daten.

ii) Durch Hinzunahme des $\rho P'$ -Schnittes. White⁴⁹⁾ hat ebenfalls im Rahmen eines "weak cut absorption" Modells gezeigt, dass man eine grosse positive Polarisation erhält, wenn man zusätzlich zum ρP -Schnitt einen $\rho P'$ -Schnitt einführt. Die Polarisation ist dann bestimmt vom Anteil des ρP -Schnittes im Verhältnis zum $\rho P'$ -Schnitt.

iii) Durch Einführen eines energieabhängigen Beitrags der inelastischen Streuung zur Absorption. Stevens⁵⁰⁾ et al. beschreiben im Rahmen des "strong cut absorption"-Modells die inelastischen Beiträge durch ein Eikonale: $1 - \exp(i\chi^{\text{in}})$. Sie gehen von einem starken Imaginärteil aus, der die Absorption beschreibt. Zusätzlich führen sie eine dispersive Komponente ein: $\text{Re } \chi^{\text{in}} = a \text{ Im } \chi^{\text{in}}(b) / \text{Im } \chi^{\text{in}}(0)$. Es ist dieser dispersive Anteil, der für die grosse positive Polarisation zuständig ist.

iv) Durch einen grossen Schnittbeitrag der Helizitätsflipamplitude. Johnson⁵²⁾ et al. untersuchen die Abhängigkeit der Polarisation von untereinander unabhängigen Schnitten in den einzelnen Amplituden. Sie finden, dass $P(t) \text{ Im } A_1^{R*} A_0^c - \text{Im } A_1^c A_0^{P*}$ positive und grosse Werte annehmen kann, wenn der Schnittbeitrag A_1^c gross ist.

$\pi^- p \rightarrow n n$

Diese Reaktion wird von Adjei ⁵¹⁾ et al. im Rahmen einer allgemeinen Untersuchung von Streuprozessen, die durch Austausch von Mesonen der Seltsamkeit (Strangeness) 0 vonstatten gehen, diskutiert. Ausgangspunkt ist das "weak-cut-absorption"-Modell, in dem die ρ - und A_2 -Amplituden zusätzlich zur Austauschentartung der $U(6,6) \otimes O(3,1)$ Symmetrie unterworfen wurden. Die unter dieser Annahme berechnete Polarisation wird in Abb. 34 gezeigt. Im Gegensatz zur $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ Streuung taucht hierbei kein negatives Maximum bei $t \sim -.5$ $(\text{GeV}/c)^2$ auf. Der Grund liegt in der Tatsache, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt keine Strukturen in diesem Punkt aufweist.

VI.6 Komplexe Reggepol-Trajektorien

Einen anderen Zugang zum Konzept der Reggeschnitte liefert eine Untersuchung von Zachariasen ²²⁾ et al. über das Verhalten der Streuamplitude in der Nähe von Punkten, in denen sich ein Reggepol und sein ihm zugeordneter Mandelstam-Schnitt kreuzen.

Als Ausgangspunkt dient die Partialwellenamplitude eines Reggepoles der Form $\alpha_0(t) = \alpha_0(0) + \alpha_0 t$ und eines Schnittes:

$$(36) \quad T_{in}(t, j) = \frac{\beta_{in}(t)}{j - \alpha_0(t)} + T_{cut}(t, j)$$

Diese Darstellung wird nun mit Hilfe der K-Matrix Methode im t-Kanal unitrarisiert. Die neue Amplitude hat dann folgende Form:

$$(37) \quad T(t, j) = \frac{T_{in}(t, j)}{1 - i\rho(t)T_{in}(t, j)}$$

wobei $\rho(t)$ einen Phasenraumfaktor darstellt. Setzt man die Form von T_{in} ein, so findet man:

$$(38) \quad T(t, j) = \frac{\beta_{in} + (j - \alpha_0)T_{cut}(t, j)}{j - \alpha_0(t) - i\rho(t)(\beta_{in} + (j - \alpha_0)T_{cut})}$$

$$= \frac{\beta_{in} + (j - \alpha_0) T_{cut}}{D(t, j)}$$

Man kann den Ausdruck $\alpha_0(t) + i\rho(t)\beta_{in}$ als ungestörte Trajektorie α^1 auffassen, die (über die Unitarität) durch den Schnitt in eine neue Trajektorie umgewandelt wird. Die neue Trajektorie ist gegeben durch

$$D(t, j) = 0$$

Im Modell von Carlitz-Kisslinger hat $D(t, j)$ folgende Gestalt:

$$(39) \quad D(t, j) = j - \alpha_0(t) - i\rho(t)\beta_{in}(t) - \beta_{in}(t) \sqrt{j - \alpha_c(t)}$$

Dies führt zu zwei Polen α_+ und α_- :

$$(40) \quad \alpha_{\pm} = \alpha^1 + \beta_{in}^2 / 2 \pm \sqrt{\beta_{in}^4 / 4 + \beta_{in}^2 (\alpha_1 - \alpha_c)}$$

Wir nehmen an, dass sich die Trajektorien α^1 und α_c in $t = 0$ schneiden. Pole mit $\text{Re } \alpha > 0$ befinden sich auf dem physikalischen Blatt, während Pole mit $\text{Re } \alpha < 0$ auf einem unphysikalischen Blatt liegen.

Für $t \rightarrow \infty$ nähern sich α_{\pm} dem ungestörten Pol, wobei α_+ auf dem physikalischen Blatt und α_- auf einem unphysikalischen Blatt liegt. Bei negativem t -Wert schneiden sich beide Trajektorien (wenn $\beta_{in} = 0$). Sie liegen dann in einem gemeinsamen Blatt, wobei entweder α_- auf das physikalische oder α_+ auf das unphysikalische Blatt übergewechselt ist, entsprechend dem Vorzeichen von β_{in} . Unterhalb dieses Schnittpunktes bilden beide ein Paar komplex konjugierter Pole.

Andererseits bewirkt der Polbeitrag in (38) eine Modifizierung des Schnittes. Da die Diskontinuität durch den Schnitt in der Nähe des komplex konjugierten Polpaares stark anwächst, lässt sich zeigen, dass sich der Schnittbeitrag in guter Näherung als Beitrag zu den komplex konjugierten Polamplituden beschreiben lässt. Zusammenfassend: Ein System aus einem Reggeschnitt und einem Reggepol verhält sich wie ein Paar komplex konjugierter Reggepole der Gestalt:

$$(41) \quad \begin{aligned} \alpha_+ &= \alpha_R + i \alpha_I \\ \alpha_- &= \alpha_R - i \alpha_I \end{aligned}$$

Die Streuamplitude lässt sich dann analog zum einfachen Reggmodell wie folgt schreiben:

$$(42) \quad T(s,t) = \gamma_+ s^{\alpha_+} \exp(-i\pi\alpha_+/2) + \gamma_- s^{\alpha_-} \exp(-i\pi\alpha_-/2) \\ = |\gamma| s^{\alpha_R} \exp(-i\pi\alpha_R/2) F(s,t)$$

Die Residuen γ_+ und γ_- sind komplex konjugiert. Der Korrekturterm $F(s,t)$ enthält den Beitrag des Imaginärteiles α_I und ist eine periodische Funktion in $\ln s$.

Im folgenden wollen wir in diesem Modell die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ betrachten⁵³⁾. Die relativistisch invarianten Amplituden haben folgende Gestalt:

$$(43) \quad A'(s,t) = i /C(t) / s^{\alpha_R} \exp(-i/2\pi\alpha_R) F_A \\ B(s,t) = i /D(t) / s^{\alpha_R} \exp(-i/2\pi\alpha_R) F_B$$

mit $F_{A,B} = \cos\phi_{A,B} \cosh 1/2\pi\alpha_I + i \sin\phi_{A,B} \sinh 1/2\pi\alpha_I$

worin

$$\phi_{A'} = \phi_C + \alpha_I \log s \\ \phi_B = \phi_D + \arctg \frac{\alpha_I}{\alpha_R} + \alpha_I \lg s$$

ϕ_C und ϕ_D stellen die Phasen der entsprechenden Residuen dar. Die Polarisation lautet dann:

$$(45) \quad P(s,t) \frac{d\sigma}{dt} = - \frac{\sin\theta_s}{2\pi\sqrt{s}} \operatorname{Im}(A^* B) \\ = \frac{\sin\theta_s}{2\pi\sqrt{s}} \frac{\sinh\pi\alpha_I}{\cosh\pi\alpha_I + \cos\pi\alpha_R} /C(t) / /D(t) / s^{2\alpha_R - 1} \sin(\phi_B - \phi_{A'})$$

Die t -Abhängigkeit der Polarisation ist im wesentlichen bestimmt vom Verhalten von

$$\sin(\phi_B - \phi_{A'}) = \sin\phi_B \cos\phi_{A'} - \sin\phi_{A'} \cos\phi_B$$

Um eine Aussage hierüber machen zu können, ziehen Desai gleichzeitig den experimentell gemessenen Verlauf der Polarisation und Berechnungen der Amplitude mit Hilfe von kontinuierlichen Summenregeln (Continuous Momentum Sum Rules) in Betracht. Sie finden dabei folgendes:

- i) Der positive Verlauf von $P(s,)$ besagt, dass $\phi_B - \phi_A$, positiv ist für $0 < |t| < .6 \text{ (GeV/c)}^2$. Die Nullstelle bedeutet, dass dort $\phi_B = \phi_A$, d.h. $\phi_D \sim \phi_C$.
- ii) Die Berechnungen der Amplitude ergibt, dass $\cos\phi_A = 0$ bei $t \sim .1 \text{ (GeV/c)}^2$. Diese Nullstelle ist eine Folge des "cross over" in diesem Punkt. Ausserdem ergibt sich $\cos\phi_B = 0$ bei $t \sim .4 \text{ (GeV/c)}^2$. Diese Nullstelle erklärt die Lage des Maximums in der Polarisation.
- iii) Beide Phasen sind negativ.

Abbildung 33 zeigt den Verlauf der berechneten Polarisation in diesem Modell. Man sieht, dass die Übereinstimmung mit unseren Daten recht gut ist.

VI.7 Zusammenfassung

Wir wollen die wichtigsten Eigenschaften der oben betrachteten Modelle in Bezug auf $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ zusammenfassen.

- Das einfache Reggepolmodell liefert eine befriedigende Beschreibung der Energieabhängigkeit und des t -Verhaltens des differentiellen Wirkungsquerschnittes durch den Austausch einer ρ -Trajektorie im t -Kanal. Zur Erklärung der Polarisation und des "cross over"-Effektes muss eine weitere, bislang hypothetische ρ -Trajektorie hinzugezogen werden. Diese Annahme führt zu einer korrekten Darstellung unserer Polarisationswerte. -Modelle, die auf phänomenologischen Schnitten oder auf Absorptionsschnitten durch Pomeronaustausch beruhen, ergeben ein Polarisationsverhalten, das mit den vorliegenden Daten in Widerspruch steht: genau dort, wo die Polarisation das positive Maximum besitzt, erwarten sie ein negatives Maximum. Man kann unter Berücksichtigung zusätzlicher Schnitte, zum Beispiel dem ρ - P Schnitt, oder durch Verwendung des "sense choosing"-Kopplungsme-

chanismus der ρ -Trajektorie eine qualitative Übereinstimmung mit den Daten finden, doch bleibt auch dann noch die Schwierigkeit dieser Modelle, den "cross over" an der richtigen Stelle zu reproduzieren. Die Einführung eines zusätzlichen Absorptionsparameters λ , der der Absorption durch inelastische Kanäle Rechnung tragen soll, scheint eine ad hoc Massnahme zu sein.

- Das Modell komplexer Trajektorien ergibt zwar einen qualitativ richtigen Verlauf, hat jedoch den Nachteil, doppelt so viele Parameter zu enthalten wie das einfache Reggepol-Modell.

VII Zusammenfassung

Wir haben in einem Experiment bei CERN den Polarisationsparameter $P_0(t)$ in Abhängigkeit von der Energie und dem Quadrat des Impulsübertrages t durch Streuung an einem polarisierten Butanoltarget für folgende Reaktionen gemessen:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad \text{mit} \quad 0.1 < t < 2.0 \text{ (GeV/c)}^2 \quad \text{bei} \quad 4.90 \text{ und } 7.85 \text{ GeV}$$

$$\pi^- p \rightarrow \eta n \quad 0.0 < t < 1.0 \text{ (GeV/c)}^2 \quad \text{bei} \quad 4.90 \text{ und } 7.85 \text{ GeV}$$

Es wurden nur die beiden Zerfalls- γ 's des Mesons nachgewiesen.

Die Bestimmung des Untergrundes durch Streuprozesse an den unpolarisierten, gebundenen Protonen der Atomkerne des Butanols wurde durch zusätzliche Messungen an $(\text{CH}_2)_n$ und C durchgeführt. Auf diese Weise konnte der Polarisationsparameter $P_0(t)$ ausgedrückt werden als ein Produkt zweier unabhängig messbarer Grössen:

- 1) der Asymmetrie in der Zählrate am Butanol
- 2) dem Verhältnis der Zählrate am Butanol zur Zählrate des in ihm enthaltenen Wasserstoffes.

Wir haben folgendes Verhalten von $P_0(t)$ gefunden:

$$\underline{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n}$$

- Der Polarisationsverlauf ist positiv im Bereich $0.1 < t < 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$. Darüber hinaus ist er mit Null verträglich.
- Er durchläuft ein positives Maximum, dessen Lage und Höhe energieabhängig sind. Bei einer Primärenergie von 4.9 GeV beträgt es ungefähr 70% bei einem t -Wert von -0.5 (GeV/c)^2 . Bei 7.85 GeV wandert es nach $t = -0.35 \text{ (GeV/c)}^2$, wobei es auf 30% zusammenschrumpft.

$$\underline{\pi^- p \rightarrow \eta n}$$

Der Polarisationsparameter zeigt, bei kleineren Absolutwerten, einen ähnlichen Verlauf wie die Ladungsaustauschreaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. Auf Grund der geringen Statistik sind jedoch die Fehlerbalken so gross, dass die Polarisation fast überall mit Null verträglich ist.

Anschliessend wurden die Messdaten mit Vorhersagen aus der Regge Theorie verglichen. Dabei erweist sich, dass es zur Zeit keine konsistente Beschrei-

bung der beiden Streuprozesse gibt. Allerdings scheint der positive Polarisationsverlauf eher für den Austausch einer zweiten, sekundären Trajektorie zu sprechen. Um über diesen Punkt klarere Aussagen machen zu können, sind folgende Messungen wünschenswert:

- i) Verbesserung der bisherigen Messungen durch eine höhere Statistik und Messung der Energieabhängigkeit bei weiter auseinander liegenden Primärenergien. Dies ist möglich geworden durch die Entwicklung der ^3He - gekühlten Butanoltargets, die Targetpolarisationen von 65-70% ergeben.
- ii) Messung der Polarisationsparameter $A(t)$ und $R(t)$. Diese Größen erlauben die Bestimmung von

$$\tan \beta = \frac{2 \cdot \text{Re}(f^*(\theta)g(\theta))}{|f(\theta)|^2 - |g(\theta)|^2}$$

Diese Messungen setzen ein longitudinal polarisiertes Target sowie eine Doppelstreuung zur Bestimmung der Polarisation des Rückstossteilchens voraus. In Anbetracht der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte für eine Ladungsaustauschreaktion und der schwachen Intensität des einfallenden π^- Strahles sind diese Experimente äusserst schwierig.

Die gleichzeitige Kenntnis des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Polarisationsparameter P_0, A und R liefert die Moduli der Spinflip- und der Spinflipamplitude sowie deren relative Phase.

- iii) Die Messung der Asymmetrieparameter der Reaktionen $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ und $K^+ n \rightarrow K^0 p$. Das Interesse dieser beiden Reaktionen beruht auf der Tatsache, dass in ihnen nur das ρ^- und das A_2^- -Meson ausgetauscht werden können. Da diese beiden Reaktionen mit den $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow \eta n$ über die SU(3)-Symmetrie verbunden sind, lassen sich alle vier Reaktionen von nur zwei Amplituden beschreiben. Polarisationsmessungen der Reaktion $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ sind zur Zeit im CERN in Auswertung.

Ich möchte an dieser Stelle der gesamten Leitung von DESY, insbesondere Herrn Professor W. Jentschke und Herrn Professor E. Lohrmann, danken für die großzügige Aufnahme, die ich in diesem Laboratorium gefunden habe.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Professor J.K. Bienlein verpflichtet, der mich bei meiner Arbeit nach besten Kräften geleitet hat und stets zur Diskussion, besonders in der letzten Phase der Arbeit, bereit gewesen war. Außerdem verdanke ich ihm die wohl einmalige Gelegenheit, ein halbes Jahr lang am CERN bei der Durchführung des vorliegenden Experimentes mitzuwirken und anschließend etwa 10 Monate in Saclay zur Auswertung des Experimentes zu verbringen. In hohem Maße fühle ich mich auch allen an der Kollaboration beteiligten Wissenschaftlern verpflichtet, insbesondere den Herren Dr. O. Guisan, Dr. S. Mango und P. Bonamy, ohne deren Hilfe die Arbeit nicht zustandegekommen wäre. Das freundschaftliche Verhältnis zwischen uns hatte eine Arbeitsatmosphäre geschaffen, an die ich gerne zurückdenke. Ich möchte ebenfalls meiner Anerkennung Ausdruck verleihen gegenüber dem unermüdlichen Einsatz aller Gruppenmitglieder von F38, allen voran den Herren D. Hubert, J. Knütel und R. Henseler, ohne die der rasche Aufbau des polarisierten Targets am CERN nicht denkbar gewesen wäre.

Was wäre ein Laboratorium ohne die "kleinen" technischen Hilfestellungen, die man erst dann richtig zu schätzen lernt, wenn es darum geht, einen Bericht zu schreiben. Deshalb möchte ich Frau B. Lücke für die Schreibarbeiten, die nicht immer ganz einfach waren, danken ebenso wie Herrn Knaut für die Zeichnungen und Herrn Schmidt für die Photoarbeiten.

Anhang I

Eine Anordnung zur Messung der Polarisation einer Probe

Die Polarisation einer Probe lässt sich mittels einer als Q-Meter bekannten Anordnung gemessen werden, dessen Wirkungsweise auf dem Prinzip der magnetischen Kernresonanz (NMR) beruht. Es wird die Impedanzänderung an einem abgestimmten Resonanzschwingkreis bestimmt, dessen Erregerfrequenz linear durch die Resonanzfrequenz gesteuert wird. Tritt der Resonanzfall ein, werden Übergänge von einem Kernniveau der Probensubstanz zu einem anderen hervorgerufen. Dadurch entsteht eine Änderung der Probensuszeptibilität $\chi(\omega)$ mit

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$$

Hierin bedeutet $\chi'(\omega)$ den dispersiven Anteil und $\chi''(\omega)$ den absorptiven Anteil der Suszeptibilität. Der absorptive Anteil ist proportional zur Polarisation der Probe:

$$P = \Gamma \int \chi''(\omega) d\omega$$

Da andererseits die Induktivität der Spule, die die Probe umgibt, gegeben ist durch :

$$L = L_0 (1 + 4\pi\eta E \cdot \chi'(\omega) - 4\pi i \eta E \cdot \chi''(\omega))$$

entspricht die Änderung von $\chi(\omega)$ einer Änderung von L und somit der Impedanz des Schwingkreises.

Betrachten wir das von V. Petricek⁵⁵⁾ vorgeschlagene Q-Meter, dem ein Serienschwingkreis zugrunde liegt (siehe Abb. 5). Zierin ist die Impedanz gegeben durch:

$$Z_1(\omega) = R [(1 + X')^2 + (a + X'')^2]^{1/2}$$

mit

$$X' = 4\pi\eta \cdot Q \cdot \chi'$$

$$X'' = 4\pi\eta \cdot Q \cdot \chi''$$

und

$$\eta = \frac{\int_{\Omega} H_1^2 d\omega}{\int_{\infty} H_1^2 d\omega}$$

η bezeichnet den Füllfaktor, definiert als das Verhältnis der Energie, integriert über das von der Probe ausgefüllte Volumen Ω , zur Gesamtenergie innerhalb des Spulenvolumens.

$$Q = L \cdot \omega_0 / R$$

ist der Gütefaktor des Schwingkreises bei der Resonanzfrequenz ω_0 , der Kapazität C, der Induktivität L und dem Ohm'schen Widerstand der Spule R.

$$a = (2 + \delta\omega/\omega_0) / (1 + \delta\omega/\omega_0) \cdot Q \cdot \delta\omega/\omega_0$$

$\delta\omega/\omega_0$ bezeichnet die relative Abweichung von der Resonanzfrequenz.

Die Impedanzänderung in Abhängigkeit von ω lässt sich nachweisen als Spannungsänderung über dem Abstimmkreis, der von einem konstanten Stromgenerator (Oszillator von 107 MHz) mit linearer Frequenzmodulation gespeist wird. Dabei macht man sich die Linearität zwischen dem magnetischen Kernresonanzsignal und der reduzierten Impedanz zunutze:

$$z(\omega) = (|Z_1(\omega)| - |Z_1(\omega)|_0) / |Z_1(\omega)|_0$$

Hierin bedeutet $|Z_1(\omega)|_0$ die Impedanz des Schwingkreises in Abwesenheit der Polarisation, d.h. bei $\chi' = \chi'' = 0$ dar.

Unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung als der zweiten in X' und X'' , lässt sich die reduzierte Impedanz umschreiben zu

$$z(\omega) = X'' + 1/2 \cdot (a + X') / (1 + X'')$$

Wir sehen, dass $z(\omega)$ nahezu proportional zu X'' ist. Da der Betrag des zweiten Terms sehr klein ist, kann man ihn in erster Näherung vernachlässigen, doch kann das Nichtverschwinden des dispersiven Anteiles χ' zu Korrekturen führen.

Für $z(\omega)$ können wir auch schreiben:

$$z(\omega) = \frac{V(\omega) - V_0(\omega)}{V_0(\omega)}$$

Somit finden wir für die Polarisation :

$$P = \Gamma \int \frac{V(\omega) - V_0(\omega)}{V_0(\omega)} d\omega$$

d.h. die Polarisation ist direkt proportional zur Fläche unter dem Resonanzsignal. Man kann $V_0(\omega)$ mittels einer Kompensationsspannung, die der Parabel der Resonanzspannung in Abwesenheit der Polarisation entspricht, von $V(\omega)$ abziehen, und man erhält so ein Integral, das die Polarisation P darstellt. Die Proportionalitätskonstante Γ lässt sich durch die Messung der natürlichen Polarisation, dessen Wert man bei bekanntem Magnetfeld und bekannter Temperatur berechnen kann, ermitteln.

Das Verhältnis der gemessenen Flächen bei natürlicher und dynamischer Polarisation heisst Verstärkungsfaktor E :

$$E = F/F_0$$

Auf Grund der bisher vernachlässigten dispersiven Komponente χ' muss eine Korrektur angebracht werden:

$$E = E_m (1 - \delta)$$

δ hängt vom Vorzeichen der Polarisation ab, dem Produkt $4\pi\eta \cdot E \cdot \chi(\omega)$ und den Eigenschaften des Koaxialkabels. V. Petricek hat diese Einflüsse ausführlich untersucht⁵⁵). Es ergibt sich dabei in unserem Falle, dass

$$2 \delta^+ = -\delta^-$$

Die Korrekturen für die positive Polarisation und die negative Polarisation lassen sich aus den gemessenen Verstärkungsfaktoren E_m^+ und E_m^- ermitteln. Es gilt:

$$\begin{aligned} E &= E_m^+ - \delta^+ E_m^+ \\ -E &= -E_m^- - 2\delta^+ E_m^- \end{aligned}$$

Daraus folgt :

$$\delta = 3\delta^+ = E_m^+ - E_m^-$$

Literaturhinweise

- 1) Bonamy, P., P. Borgeaud, S. Brehin, C. Bruneton, P. Falk-Vairant, O. Guisan, P. Sonderegger, C. Caverzasio, J.P. Guillaud, J. Schneider, M. Yvert, I. Manelli, F. Sergiampetri und L. Vincelli, Nucl. Phys. B. 16 (1970) 335, Phys. Letters 23 (1966) 501
Brobnis D.D., J. Lales, R.C. Lamb, R.A. Lundy, A. Moretti, R.C. Niemann, R.B. Novey, J. Simanton, A. Yokosawa und D.D. Yovanovitch, Phys. Rev. Letters 20 (1968) 274
- 2) Bonamy, P., Dissertation, Faculté des Sciences Orsay, Frankreich, noch nicht veröffentlicht
- 3) Abragam, A., Principles of Nuclear Magnetism (Oxford University Press, London 1961)
- 4) Abragam, A., W.G. Proctor, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences 246 (1958) 1258
- 5) Hwang, C.F., D. Hill, Phys. Rev. Letters 18 (1967) 1011
- 6) Borghini, M., P. Roubeau, C. Ryter: une cible de protons polarisés pour la physique des hautes énergies, Nuclear Instruments and Methods 49 (1967) 248
- 7) Hoffmann, W., CERN NP Internal Report 69-5
- 8) Roubeau, P., Dissertation, Grenoble 1966, Cryogenics 6 (1966) 207
- 9) Knütel, J., Diplomarbeit, Hamburg 1971
- 10) Siehe Konferenz über Polarisierete Targets, Berkeley 1971
- 11) Mango, S., O. Runolfsson, M. Borghini, Nuclear Instruments and Methods 72 (1969) 45

- 12) Borghini, M., Phys. Rev. Letters 18 (1967) 419
- 13) Bonamy, P., Thèse du 3^e cycle, Faculté des Sciences, Orsay 1970
- 14) Guisan, O., Doctorat d'Etat, Université de Paris 1967
- 15) Le Du, P., Thèse du 3^e cycle, Faculté des Sciences, Orsay 1971
Bonamy, P., O. Guisan, P. Le Du, L. Paul, Nucl. Phys. B32 (1971) 681
- 16) Dass, B.V., J. Froyland, F. Halzen, A. Martin, C. Michael, S.M. Roy
TH-1367 CERN
- 17) Martin, A.D., C. Michael, R.J.N. Phillips, TH 1436 CERN
- 18) Eden, R.J., P.V. Landshoff, D.I. Olive, J.C. Polkinghorne:
The Analytic S-Matrix, London-Cambridge University Press 1966
- 19) Regge, T., Nuovo Cimento 14 (1959) 951
Allgemeine Übersicht über das Reggepolmodell: B.E.Y. Svensson, CERN
Sommerschule 1967, CERN Report 67-24 III
Barger, V., D. Cline, Phenomenological Theories in High Energy
Scattering, Benjamin Inc. New York 1969
Collins, P.D.B., E.J. Squires, Regge Poles in Particle Physics,
Springertracts in Modern Physics Band 45
- 20) Mandelstam S., Nuovo Cimento 30 (1963) 1148
- 21) Amati, D., S. Fubini, A. Stanghelini, Nuovo Cimento 26 (1962) 896,
Physics Letters 1 (1962) 29
- 22) Zachariasen, F., Schladming Lectures, CERN Preprint TH 1230 (1971)
Kaus, P., F. Zachariasen, Phys. Review D1 (1970) 2962
- 23) Jacob, M., G.C. Wick, Ann. Phys. 7 (1959) 404

- 24) Singh, V., Physical Review 129 (1963) 1889
- 25) Gell-Man, M., Phys. Rev. Letters 8 (1962) 263
- 26) Leader, E., R.C. Slansky, Phys. Review 148 (1966) 1491
- 27) Dolen, R., D. Horn, C. Schmid, Phys. Review 166 (1968) 1768
- 28) Stirling, A.V., P. Sonderegger, J. Kirz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J.P. Guillaud, C. Caverzasio, B. Amblard, Phys. Review Letters 14 (1965) 763 und Phys. Letters 20 (1966) 75
- 29) Bonamy, P., F. Borgeaud, S. Brehin, C. Bruneton, P. Falk-Vairant, O. Guisan, P. Sonderegger, C. Caverzasio, J.P. Guillaud, J. Schneider, M. Yvert, I. Manelli, F. Sergiampetri und M.L. Vincelli, Phys. Letters 23 (1966) 501
- 30) Stirling, A.V., P. Sonderegger, J. Kirz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J.P. Guillaud, C. Caverzasio, B. Amblard, Physics Letters 18 (1965) 200
- 31) Barger, V., L. Durand III, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1295
- 32) Höhler, G., J. Baake, H. Schlaile, P. Sonderegger, Phys. Letters 20 (1965) 79
- 33) Phillips, R.N.J., W. Rarita, Physics Letters 19 (1965) 598
- 34) Rarita, W., R.J. Ridell Jr., C.B. Chiu, R.J.N. Phillips, Phys. Review 165 (1968) 1615
- 35) Derem, A., Nucl. Physics B10 (1969) 619
- 36) Barger, V., R.J.N. Phillips, Phys. Review 187 (1969) 2210
Leader E., B. Nicaulescu, Preprint Oktober 1971
Field, R.D., (Dissertation) Berkeley L.B.L. 33 University of California

- 37) Derem, A., J.P. De Brion, Nucl. Physics B16 (1970) 541
- 38) Austin, D.M., J.V. Baupre, K.E. Lassila, Phys. Review 173 (1968) 1573
- 39) Barberino, G., M. Brillì, E. Jarocci, P. Spillantini, V. Valente, R. Visentin, F. Ceradini, M. Conversi, L. Paoluzzi, R. Santonico, M. Nigro, L. Trasatti, G.T. Zorn, Lettera al Nuovo Cimento 3 (1972) 689
- 40) Bramon, A., M. Greco, Frascati, L.N.F. 71/97
- 41) Chiu, C.B., J. Finkelstein, Nuovo Cimento 48A (1967) 820
- 42) Arnold, R.C., M.C.L. Blackmon, Phys. Review 176 (1968) 2082
- 43) Arnold, R.C., Phys. Review 153 (1967) 1523
- 44) Henyey, F., G.L. Kane, J. Pumplin, M.H. Ross, Phys. Review 182 (1969) 1579
Ross, M., F.S. Henyey, G.L. Kane, Nuclear Physics B23 (1970) 269
- 45) Glauber, R., Boulder Lectures I, 362 (1958)
- 46) Sopkovich, M., Nuovo Cimento 26 (1962) 186
- 47) Schrempp-Otto, B., F. Schrempp, DESY Report 71/46 oder Springertracts of Modern Physics Band 61
- 48) Schrempp, F., Nuclear Physics B6 (1968) 487
- 49) White, J.N.J., B. Carreras, Nuclear Physics B24 (1970) 61
- 50) Martin, A., P. Stevens, Michigan University MSU-71-19
- 51) Adjei, C., P.A. Collins, B.J. Hartley, R.W. Moore, K.J.M. Moriarty, ICTP /70/19 Imperial College London

- 52) Colemans, J.W., R.C. Johnson, Durham University 1971
- 53) Barik, N., R. Bipin, R. Desai, P. Kaus, R.T. Park, University of California UCR-34 P107 - 129
Zotov, N.P., Tsarev, Preprint No. 32, Levedev Physikalisches Institut 1971
- 54) Dillet, A., M. Goldwasser, J.C. Michau, J. Mullié P. Richard, G. Riols Extrait du Bulletin d'Information Scientifique 117
(1967) Juli-August , Revue de Physique Appliquée 4 (1969) 323
- 55) Petricek, V., Nucl. Instruments and Methods 58 (1968) 111
Petricek, V., M. Odehnal , Nucl. Instruments and Methods 52 (1967) 197

Legenda der Abbildungen

- Abb. 1 Termaufspaltung durch dipolare Kopplung zwischen den magnetischen Momenten des Elektrons (bzw. freien Radikales) und des Protons im System e-p. Auf der rechten Seite zeigen wir die relative Besetzungswahrscheinlichkeiten der Niveaux.
- Abb. 2 Der Magnet des polarisierten Targets.
- Abb. 3 Homogenitätszone des Magnetfeldes in der y-z-Ebene. Dieser Feldverlauf ist rotationssymmetrisch.
- Abb. 4 Aufbau des ^4He -Kryostaten nach Roubeau⁸⁾.
- Abb. 5 Blockschaltbild der NMR-Apparatur.
- Abb. 6 Polarisationsignal auf dem Oszillographen.
Oben: natürliche Polarisation mit kompensierter Grundlinie, fünfzigfach verstärkt.
Mitte: negative Polarisation, natürliche Größe.
Unten: positive Polarisation, natürliche Größe.
- Abb. 7 Pulsfolge des Gategenerators.
- Abb. 8 Experimenteller Aufbau.
- Abb. 9 Bleimaske zur Unterdrückung der $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in Vorwärtsrichtung.
- Abb. 10 Datenverarbeitungsablauf, schematische Darstellung.
- Abb. 11 Flußdiagramm des Programmes ARIANE.
- Abb. 12 Auflösungsvermögen von ARIANE relativ zu den Handmessungen der Funkenkammerbilder.

Abb. 13 Definition der Streuebene: θ ist der Streuwinkel in der Streuebene, definiert durch $\vec{k}_i \cdot \vec{k}_f$. Er ist positiv für Streuung nach links, negativ für Streuung nach rechts (in Strahlrichtung). ϕ stellt den Azimutwinkel der Streuebene dar in Bezug auf das x, y, z -System.

Abb. 14 Oben: Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ im Laborsystem mit anschließendem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$.

Unten: Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ im Schwerpunktsystem.

Abb. 15 Verteilung der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfalls- γ 's $\xi_{\pi^0, \eta} = \phi_{\gamma\gamma} / \phi_{\gamma\gamma}^{\min}$. Es werden die Verteilungen für die automatisch und für die manuell gemessenen Ereignisse mit dem theoretischen Verlauf konfrontiert:

$$\frac{dP}{d\xi} = \frac{1 / \xi_0^2}{\sqrt{\xi_0^2 - 1}}$$

Abb. 16 Massenverteilung der beiden Zerfalls- γ 's. Es wird die Anzahl der Ereignisse gegen $\log M_{\gamma\gamma} / M_{\pi^0}$ aufgetragen. Die Masse des π^0 liegt theoretisch bei $\log M_{\gamma\gamma} / M_{\pi^0} = 0$. Die Masse des η hat einen theoretischen Wert $\log M_{\gamma\gamma} / M_{\pi^0} \sim 1,4$.

Abb. 17 Bestimmung des Untergrundes durch inelastische Streuprozesse in der ξ -Verteilung für den Prozeß $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ durch Vergleich mit der Monte-Carlo-Verteilung. Man erhält den Untergrund aus der Differenz beider Kurven. Im vorliegenden Fall ist er Null.

Abb. 18 Bestimmung des Untergrundes durch Reaktionen, die von $\pi^- p \rightarrow \eta n$ verschieden sind. Man verfährt wie bei der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ (siehe Abb. 17). Nach Abzug des π^0 -Schwanzes und des Leertargets in der ξ_{η} -Verteilung erhält man den in der mittleren Kurve dargestellten Untergrund.

- Abb. 19 Abhängigkeit der experimentell bestimmten, effektiven Ladungszahl Z^{eff} in Abhängigkeit von Z für die Prozesse $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow n n$ bei 7,82 GeV/c. Die Kurven stellen Berechnungen dar im Rahmen der Glauber-Theorie. Es wurde der totale, inelastische Wirkungsquerschnitt σ_f^{in} für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ als freier Parameter verwandt¹⁵⁾.
- Abb. 20 Aufspaltung der Butanolzählrate in ihre Komponenten.
- Abb. 21 t -Abhängigkeit des Untergrundfaktors $R(t)$. Die durchgezogenen Kurven stellen Berechnungen nach Monte-Carlo dar, in denen das Proton im Anfangszustand eine Bewegung nach dem Fermigas-Modell unterworfen wird. Der hierin verwandte differentielle Wirkungsquerschnitt ist mit Hilfe der ρ - ρ' -Parametrisierung von V. Barger und R.J.N. Phillips³⁶⁾ im Rahmen eines Reggepolmodelles bestimmt worden.
- Abb. 22 Es wird der Einfluß des Fermi-Impulses auf die t -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes gezeigt. Die Zählraten an den freien und an den gebundenen Protonen stellen Monte-Carlo-Rechnungen dar.
- Abb. 23 Experimentell gemessener Verlauf des Polarisationsparameters
- 25 $P_0(t)$ für $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ bei 4,9 GeV/c (Abb. 23) und bei 7,85 GeV/c (Abb. 24) und für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow n n$ bei den gleichen Energien (Abb. 25).
- Abb. 27 Experimentell ermittelter Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts am freien Proton. Er ist aus der Butanolzählrate nach Abzug des Untergrundes am Leertarget, Helium, Sauerstoff und Kohlenstoff berechnet worden. Die durchgezogene Kurve stellt die Berechnung nach dem ρ - ρ' -Modell von V. Barger und R.J.N. Phillips³⁶⁾ dar.
- Abb. 26 Darstellung der Asymmetrie am Polarisierten Target bei Streuung nach rechts und bei Streuung nach links

Abb. 28 Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ²⁸⁾ und $\pi^- p \rightarrow \eta n$ ³⁰⁾.

Abb. 29 Vergleich der experimentellen Werte $P_0(t)$ mit Vorhersagen aus Dreiecksbeziehungen, die sich aus der Isospininvarianz und der SU(3)-Symmetrie herleiten lassen. Im Falle von $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Polarisationswerte der elastischen $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ verwandt worden ¹⁶⁾. Für $\pi^- p \rightarrow \eta n$ sind die entsprechenden Werte des $k^- p \rightarrow$ benutzt worden. ¹⁷⁾.

Abb. 30 a) Definition des s-Kanals und des t-Kanals.

30b) Darstellung der Streuamplitude als Summe einer einfachen Reggepolamplitude mit ihren Vielfachstreuamplituden.

30c) Definition des Stoßparameters \vec{b} .

Abb. 31 Experimentelle Darstellung der ρ^- und der A_2 -Trajektorie. Die Kurven stellen Anpassungen mit folgenden Parametern dar:

$$\rho\text{-Trajektorie} \quad = \quad 0,57 + 0,91 t \quad (\text{Ref. 32})$$

Zum Vergleich zeigen wir den aus der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \Delta$ ermittelten Verlauf.

$$A_2\text{-Trajektorie} \quad \alpha_{A_2} = \frac{\alpha_0^2}{\alpha_0 + \alpha_1 t} \quad (\text{Ref. 33})$$

$$\alpha_0 = 0,4$$

$$\alpha_1 = 1,19$$

Abb. 32 Vorhersagen für $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ von Reggepolmodellen, die zusätzlich zur ρ -Trajektorie eine ρ' -Trajektorie einführen (siehe A. Derem ³⁵⁾ und V. Barger und R.J.N. Phillips ³⁶⁾).

- Abb. 33 Vorhersagen für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ nach Modellen mit
- a) einem phänomenologischen Schnitt (C. Chin, J. Finkelstein⁴¹),
 - b) einem schwachen Schnittbeitrag (Argonne-Schule: R. Arnold, M. Blackmon⁴²),
 - c) einem starken Schnittbeitrag (Michigan-Schule: F. Henyey et al.⁴⁴) und
 - d) einem komplexen Reggepol (N. Barik et al.⁵²).

- Abb. 34 Vorhersagen für die Reaktion $\pi^- p \rightarrow nn$
- a) in einem ρ - ρ' -Modell (siehe D. Austin et al.³⁸ oder A. Derem et al.³⁷),
 - b) in einem Reggeschnittmodell (Adjei et al.⁵¹).

Zähler	∅ oder Höhe x Breite mm	Dicke mm	Abstand vom Target mm
C1	∅ 120	6	- 712
C2	∅ 52	4	- 213
C3	30 x 45	2	- 76,3
C4	12 x 16	1	- 11,5
AC1	14,2 x 18,2*	4*	- 7,0
AC2	6,2 x 110,6**	124,5**	0,0
AC3	200 x 140	6	13,1
AC4	220 x 72	10	42,3
AC5	200 x 72	6,3	42,3
AC6	220 x 72	10	42,3

* Dimension des Loches

** Außendimension des "Sandwichzählers"

TABELLE 1

Energie	Fiducial- marks	Maximum #1,#2	Unsichere Kandidaten	Projektion	Rückgewin- nung geschei- tert.	$\Delta z > 2$	Restaus- schuss	Gesamter Ausschuss	Anzahl der Ereignisse
5 GeV/c	1487	583	2164	1024	5176	5945	628	17007	109208
	1.3%	0.5%	2.0%	1.0%	4.8%	5.5%	0.6%	15.8%	
8 GeV/c	111	104	15	383	694	1264	272	2832	10598
	1.1%	1.1%	0.2%	3.6%	6.6%	12.0%	2.6%	27.6%	

Tabelle II : Übersicht über den Ausschuss des Programmes ARIANE

N_{at}/cm^2	Target	$\frac{(N_{\pi^0}/N_{\pi^-})^{el}}{10^5 \pi^-}$	$\frac{N_{2\gamma}}{Photo}$	$\frac{(N_{\pi^0}/N_{\pi^-})^{el}}{N_{2\gamma}/Photo}$	Komponenten	Anteil in %
	Leertarget	0.548	0.372	0.2039	LT: 0.2039	100 %
	Helium	1.267	0.438	0.5549	LT: 0.2039 He: 0.3510	36.7% 63.3%
1.132×10^{23}	Kohlenst.	2.690	0.459	1.2347	LT: 0.1957 C : 1.0390	15.8% 84.2%
C:1.01 H:2.02 10^{23}	$(CH_2)_n$	3.500	0.463	1.6205	LT: 0.1957 CH ₂ 1.4248 C: 0.9270 H: 0.4978	12.1% 87.9% 57.2% 30.7%
H:2.51 C:0.97 O:0.24 10^{23}	$C_4H_{10}O$ (Butanol)	3.320	0.462	1.5372	LT: 0.1957 Bu: 1.3417 He: 0.0993 C+O 0.8197 H : 0.4243	12.7% 87.3% 6.5% 53.2% 27.6%

Tabelle III : Bestimmung der Zusammensetzung der Butanolzählrate an Hand der Untergrundmessungen

Energie	Leertarget	Helium	Kohlenstoff	Wasserstoff	Füllfaktor	Z_{eff}^C
5 GeV/c	20.1 \pm 0,8 %	8,1 \pm 5.6%	46,6 \pm 2.5%	25.2 \pm 3.0%	0.63	3.47 \pm 0.28
	12.7 \pm 0.4 %	6.5 \pm 0.2%	52.5 \pm 2.8%	28.3 \pm 3.2%	0.717	3.72 \pm 0.27
8 GeV/c	21.8 \pm 0.4 %	4.6 \pm 0.3%	50.0 \pm 0.3%	23.6 \pm 3.4%	0.719	4.00 \pm 0.33
	14.6 \pm 0.4 %	5.3 \pm 0.2%	54.4 \pm 3.2%	25.7 \pm 3.6%	0.732	4.16 \pm 0.33

Tabelle IV : Zusammensetzung der Zählraten

Tabelle V b : experimentelle Werte von $P_0(t)$ bei 7.85 GeV/c

$/t/$	$R(t) \pm \Delta R$	$A(t) \pm \Delta A \%$	$P_0(t) \pm \Delta P_0 \%$
0.1 - 0.2	3.56 ± 0.40	1.86 ± 0.93	20.2 ± 10.3
0.2 - 0.3	4.15 ± 0.56	2.40 ± 0.64	30.2 ± 9.1
0.3 - 0.4	4.23 ± 0.65	2.43 ± 0.78	31.2 ± 11.5
0.4 - 0.6	5.39 ± 1.22	0.49 ± 0.94	8.0 ± 15.5
0.6 - 0.9	3.89 ± 0.56	0.29 ± 1.06	3.4 ± 12.4
0.9 - 1.2	3.17 ± 0.34	0.05 ± 1.10	0.5 ± 11.3
1.2 - 1.5	3.28 ± 0.40	-0.37 ± 1.43	-3.7 ± 14.3
1.5 - 2.0	3.35 ± 0.52	-2.40 ± 1.80	-24.4 ± 18.7

Tabelle V a : experimentelle Werte von $P_0(t)$ bei 4.9 GeV/c

$/t/$	$R(t) \pm \Delta R$	$A(t) \pm \Delta A \%$	$P_0(t) \pm \Delta P_0 \%$
0.1 - 0.2	3.66 ± 0.43	2.44 ± 1.03	26.5 ± 11.6
0.2 - 0.3	3.85 ± 0.44	3.21 ± 0.84	36.7 ± 10.5
0.3 - 0.4	4.11 ± 0.59	3.62 ± 1.10	44.2 ± 14.8
0.4 - 0.6	5.41 ± 1.06	4.59 ± 1.26	73.7 ± 24.8
0.6 - 0.9	3.64 ± 0.43	2.21 ± 1.16	23.9 ± 12.9
0.9 - 1.2	2.73 ± 0.28	-0.01 ± 1.16	-0.1 ± 11.6
1.2 - 1.5	2.93 ± 0.33	1.14 ± 1.61	1.0 ± 14.0
1.5 - 2.0	3.79 ± 0.85	-3.98 ± 2.89	-44.7 ± 33.9

Tabelle V Messergebnisse für $\pi^- p^+ \pi^0 n$

Tabelle VI b : experimentelle Werte von $P_0(t)$ bei 7.85 GeV/c

/t/	R(t) \pm ΔR	A(t) \pm ΔA	$P_0(t) \pm \Delta P_0$
0.0 - 0.2	3.79 \pm 0.55	-1.1 \pm 1.5	-12.6 \pm 17.2
0.2 - 0.4	3.95 \pm 0.63	1.7 \pm 1.6	20.3 \pm 19.2
0.4 - 0.6	4.77 \pm 1.01	-0.9 \pm 1.7	-13.4 \pm 24.6
0.6 - 1.0	4.63 \pm 1.02	-2.2 \pm 2.0	-30.9 \pm 28.1

Tabelle VI a : experimentelle Werte von $P_0(t)$ bei 4.9 GeV/c

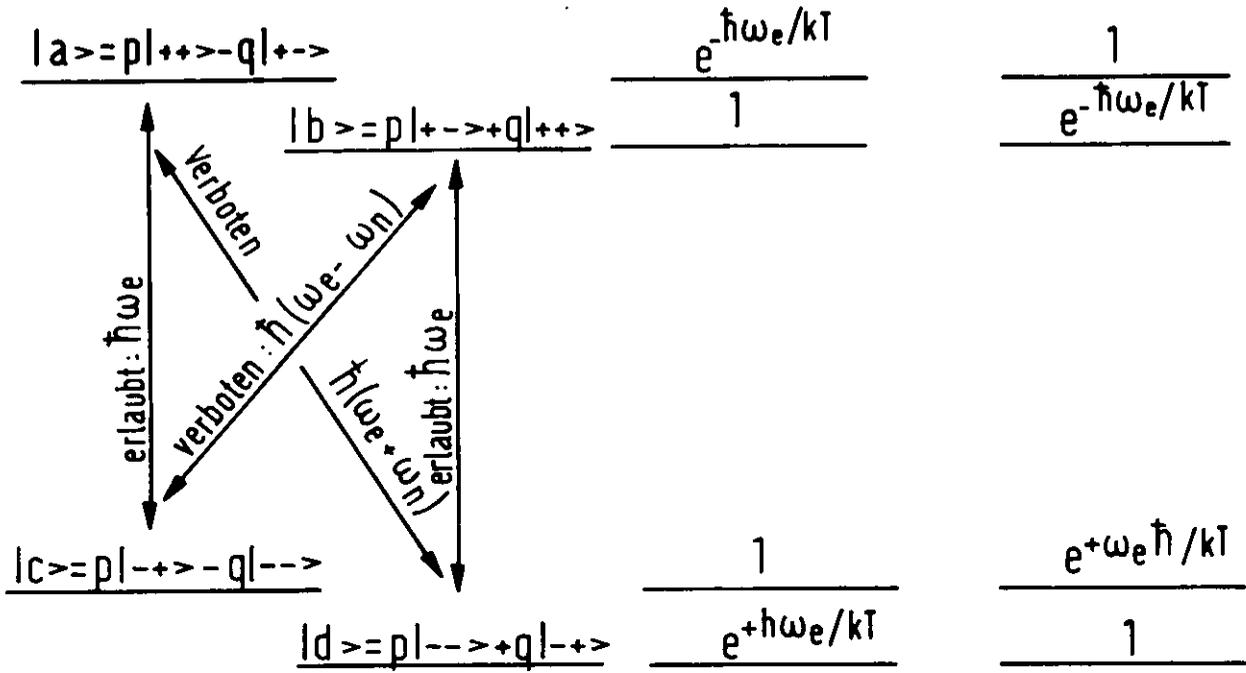
/t/	R(t) \pm ΔR	A(t) \pm ΔA %	$P_0(t) \pm \Delta P_0$ %
0.0 - 0.2	3.45 \pm 0.45	-1.8 \pm 1.9	-16.4 \pm 19.6
0.2 - 0.4	3.24 \pm 0.40	1.1 \pm 1.9	10.6 \pm 18.4
0.4 - 0.6	3.12 \pm 0.45	3.9 \pm 2.3	36.1 \pm 21.9
0.6 - 1.0	3.59 \pm 0.74	2.0 \pm 2.8	21.3 \pm 30.1

Tabelle VI Messergebnisse für $\pi^- p \rightarrow n n$

Termschema ep

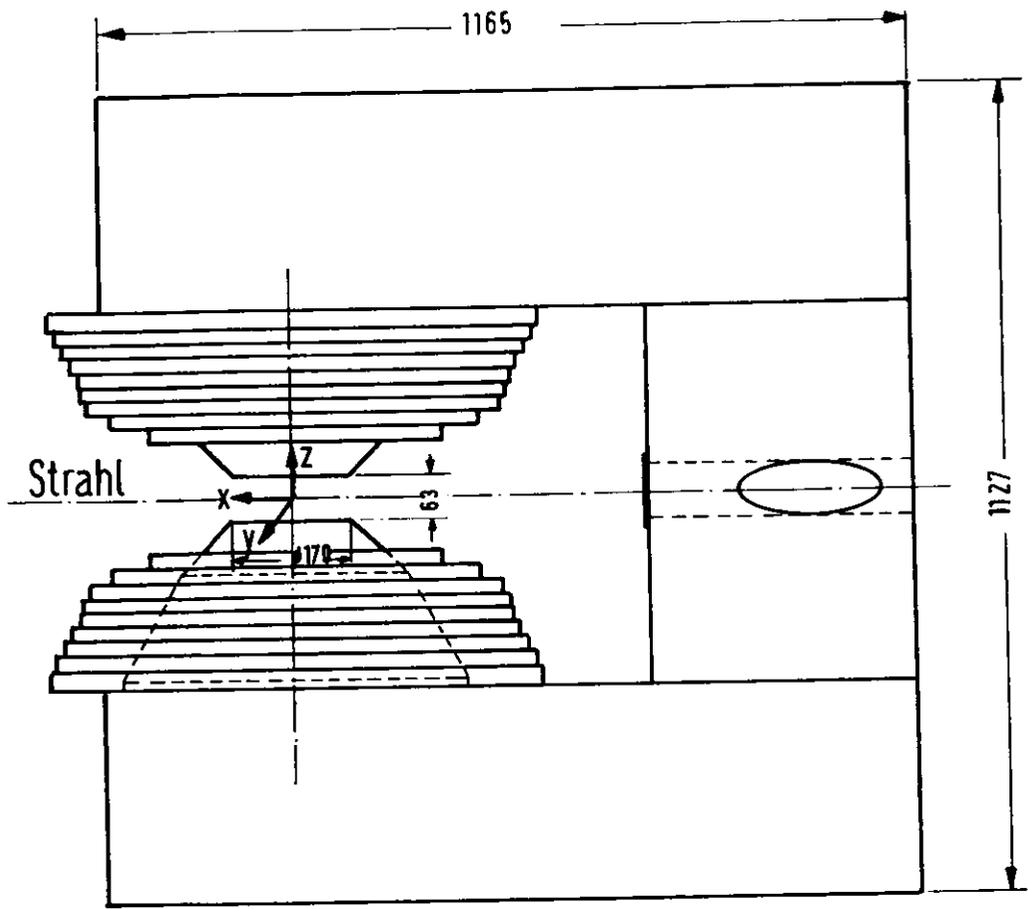
Bevölkerung der Niveaux

Bei Sättigung des Übergangs $\hbar(\omega_e - \omega_n)$ Bei Sättigung des Übergangs $\hbar(\omega_e + \omega_n)$



mit $q = g\mu / (r^3H) \ll 1$
 $p = (1 - q^2)^{1/2} \approx 1$

Abb.1



PT 6 MAGNET

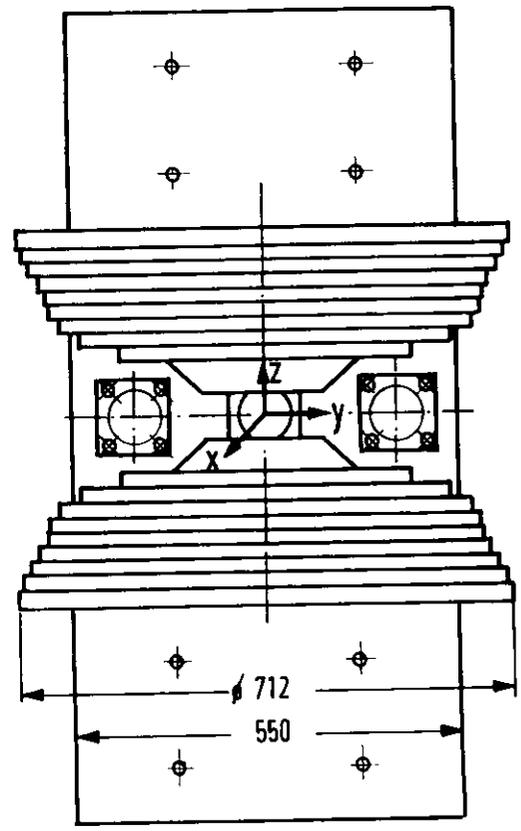
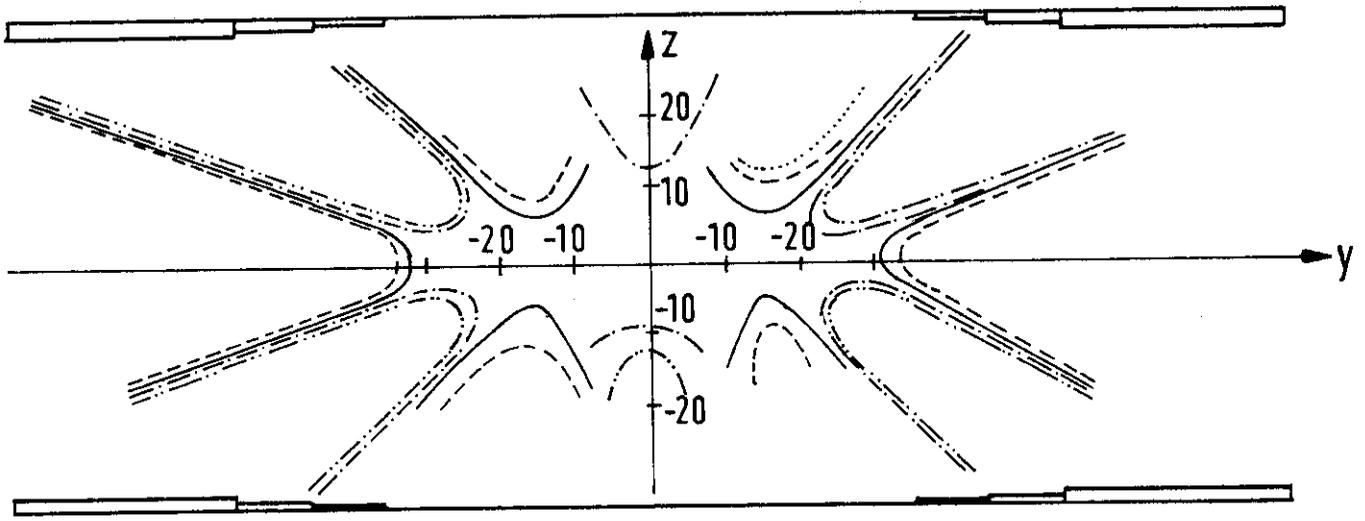


Abb.2



- $+5 \cdot 10^{-5}$
- $-5 \cdot 10^{-5}$
- · - · - $+10^{-4}$
- -10^{-4}
- $1,5 \cdot 10^{-4} = \frac{\Delta H}{H}$

Verteilung der Homogenitäten zur $z-y$ Ebene
 Außerhalb der durch 10^{-4} gekennzeichneten Zone fällt
 oder steigt $\frac{\Delta H}{H}$ rapide.

Abb. 3

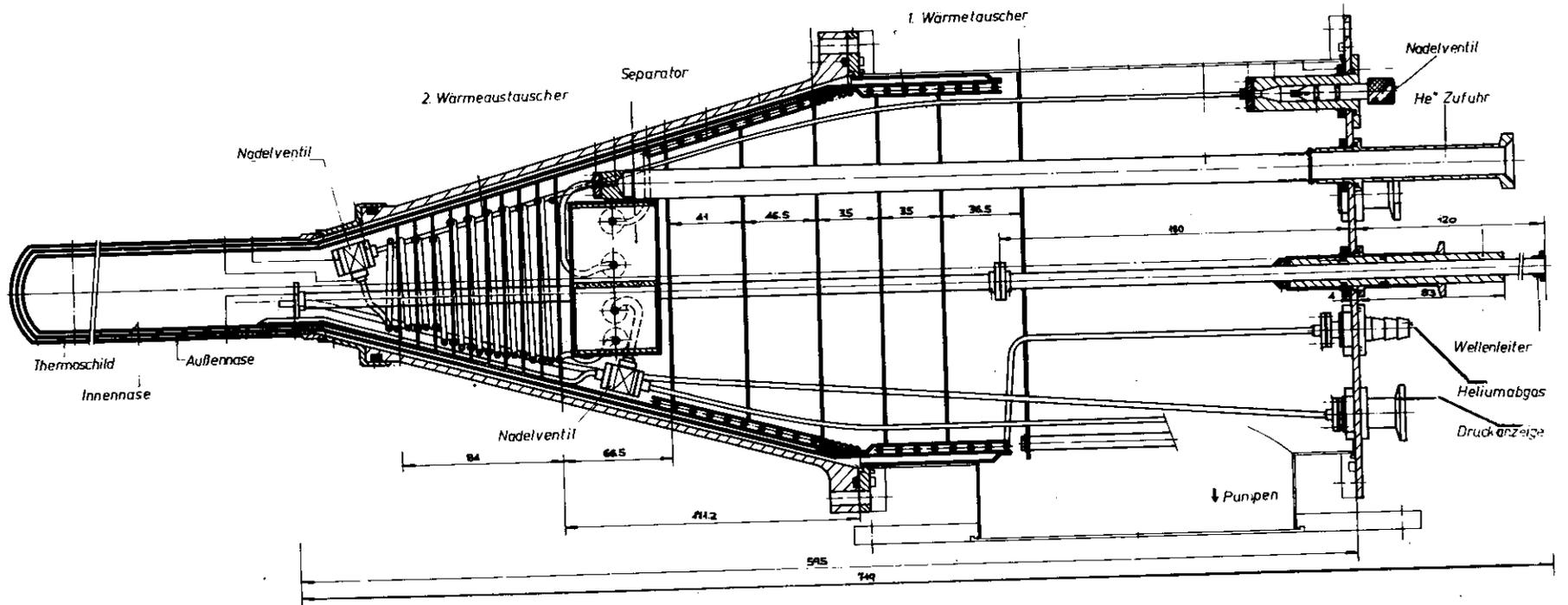


Abb. 4. Aufbau des Kryostaten

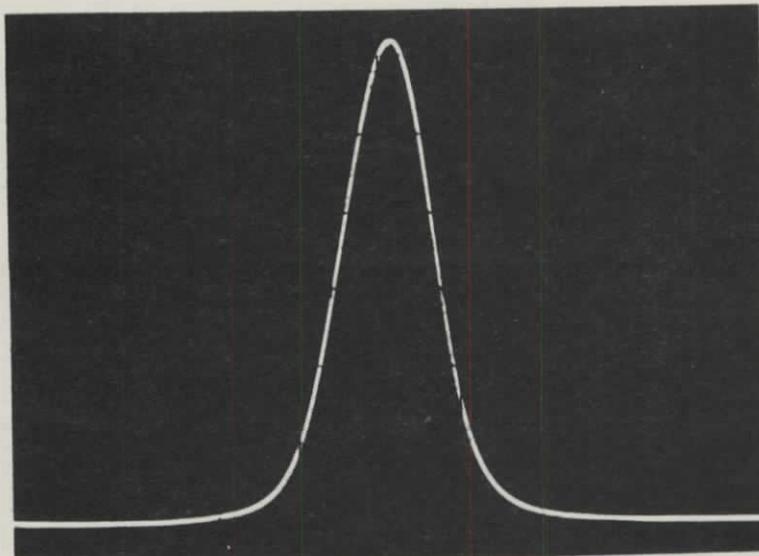
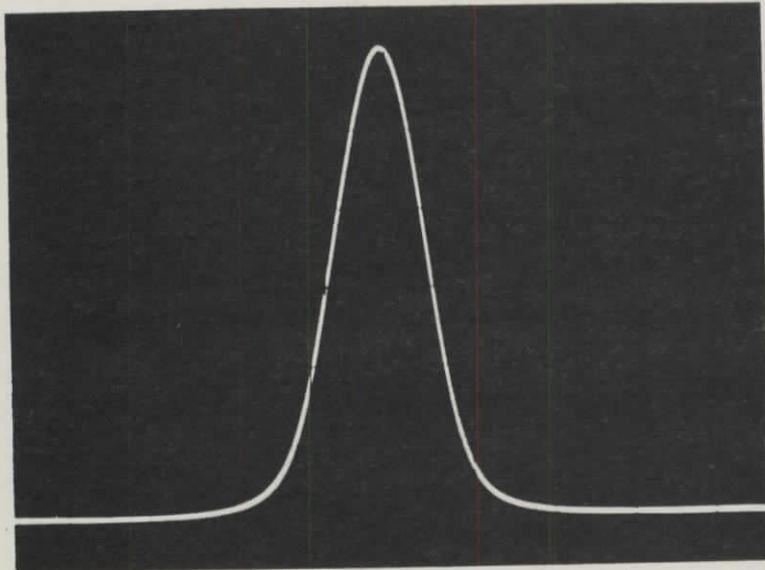
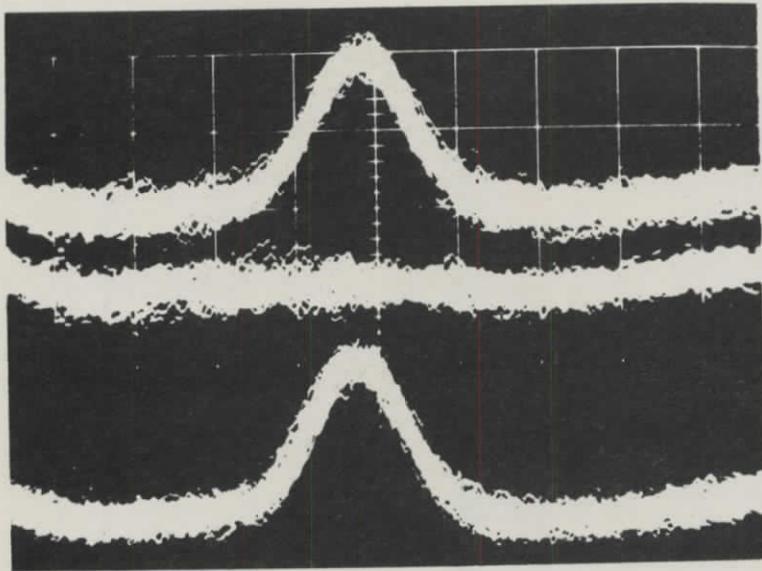


Abb. 6 - Polarisationsignale

5 msec | Zeitbasis: RM 15 | 7 msec

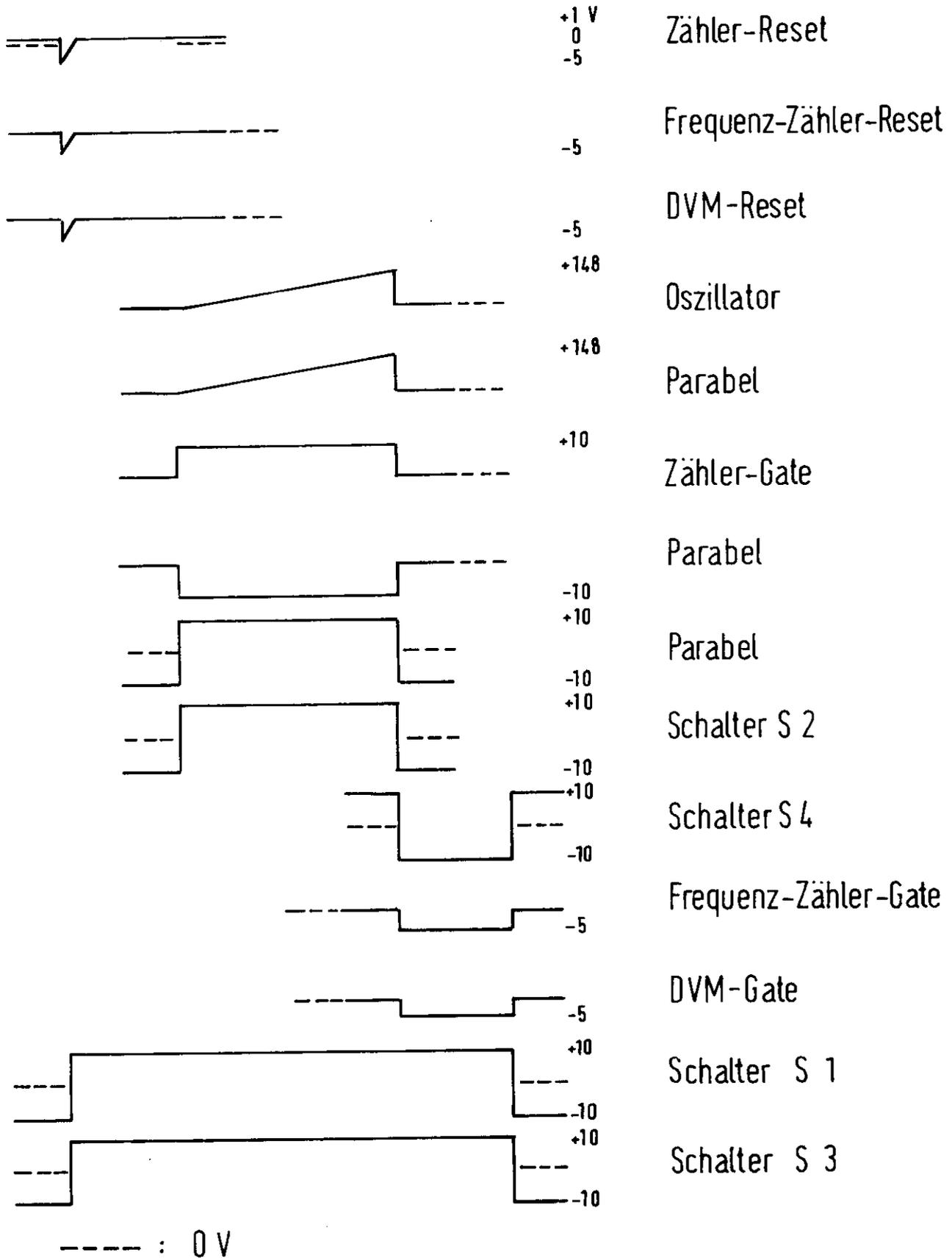
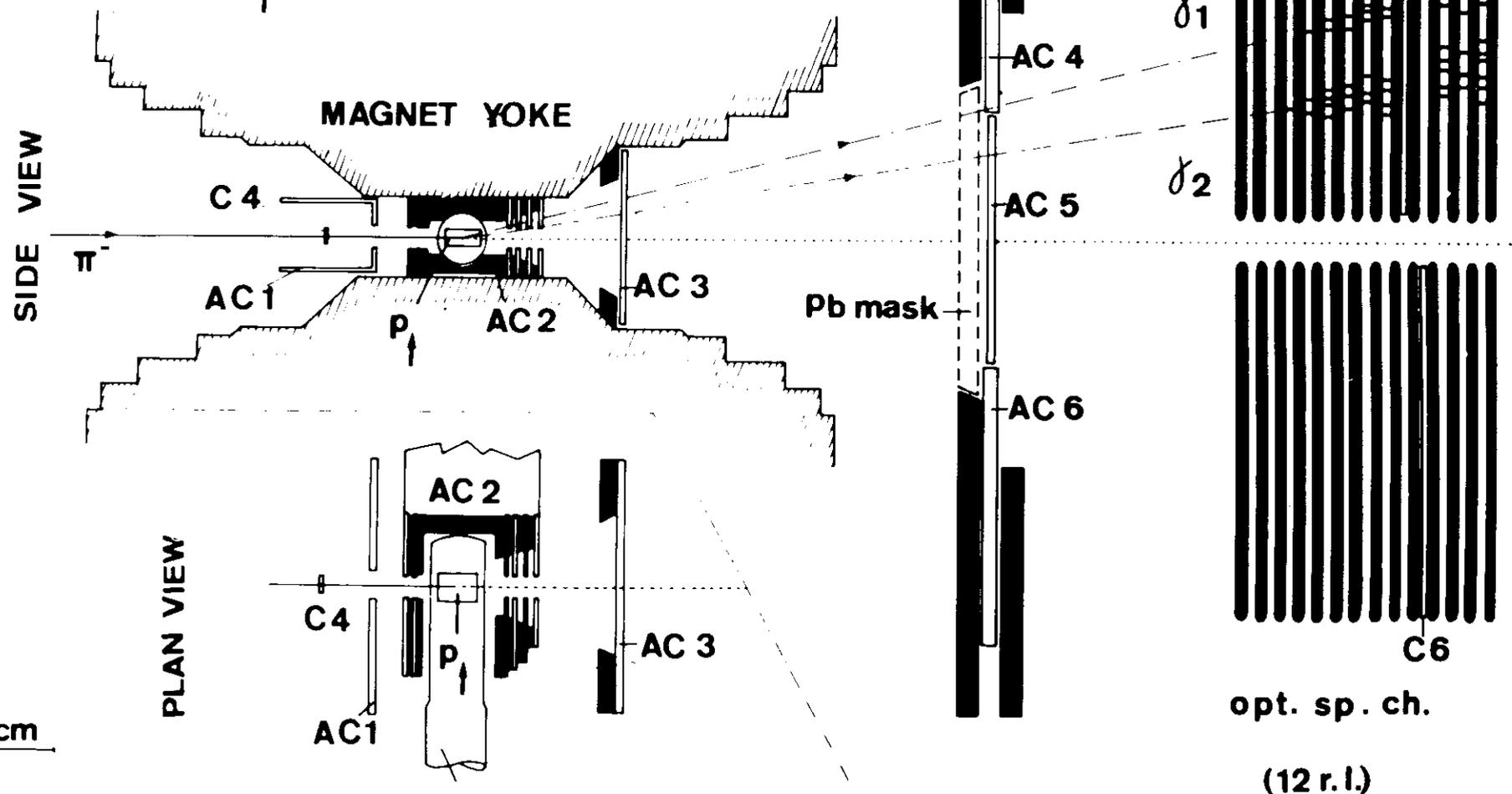


Abb. 7
Pulsfolge des Gategenerators

EXPERIMENTAL LAY-OUT

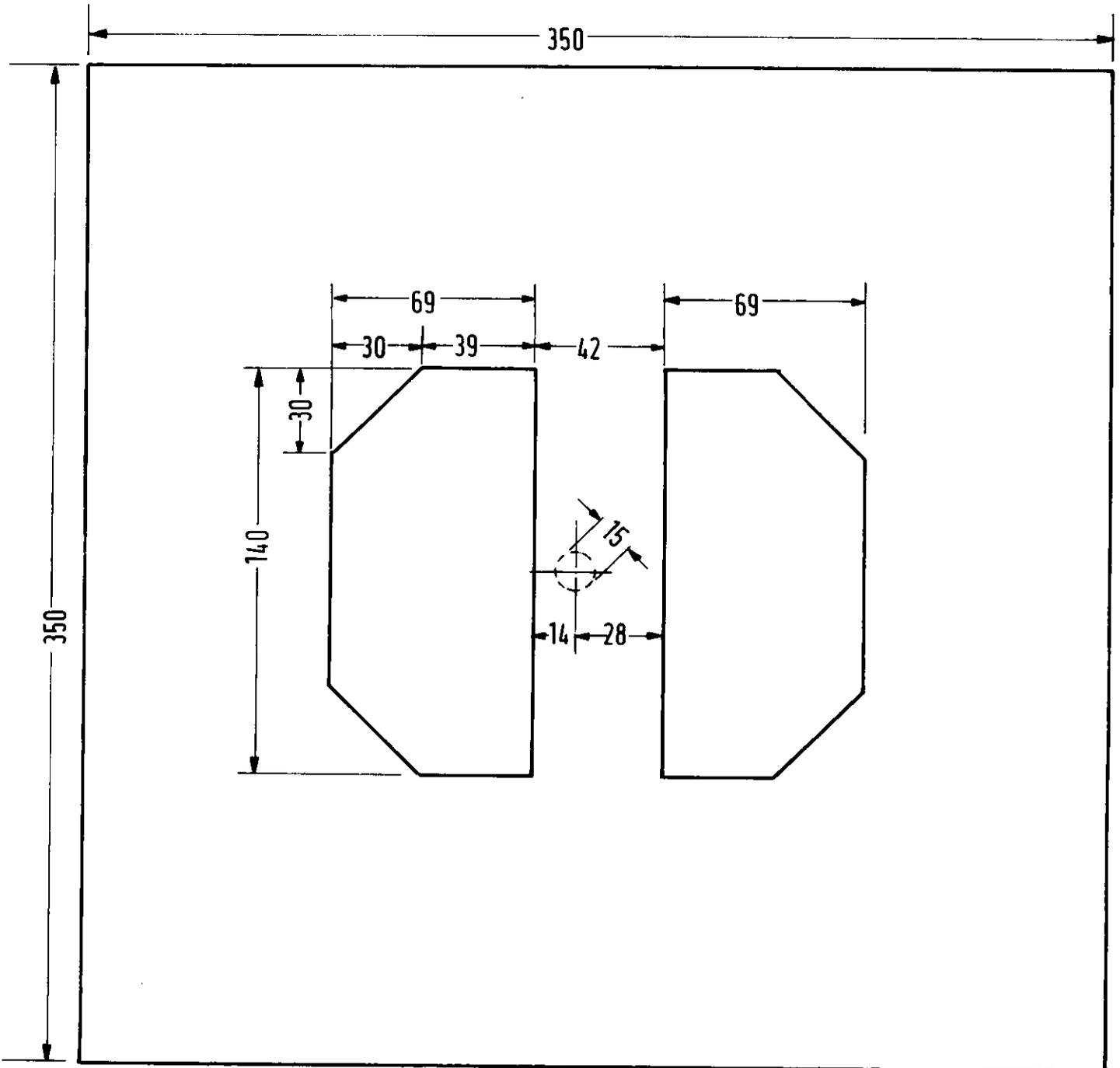
$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (\pi^0 \rightarrow 2\gamma)$$



■ Pb or W

HE 4 - CRYOSTAT

Abb. 8 Experimenteller Aufbau



Bleirahmen für $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ bei 8 GeV/c
Dicke 15mm

Abb.9

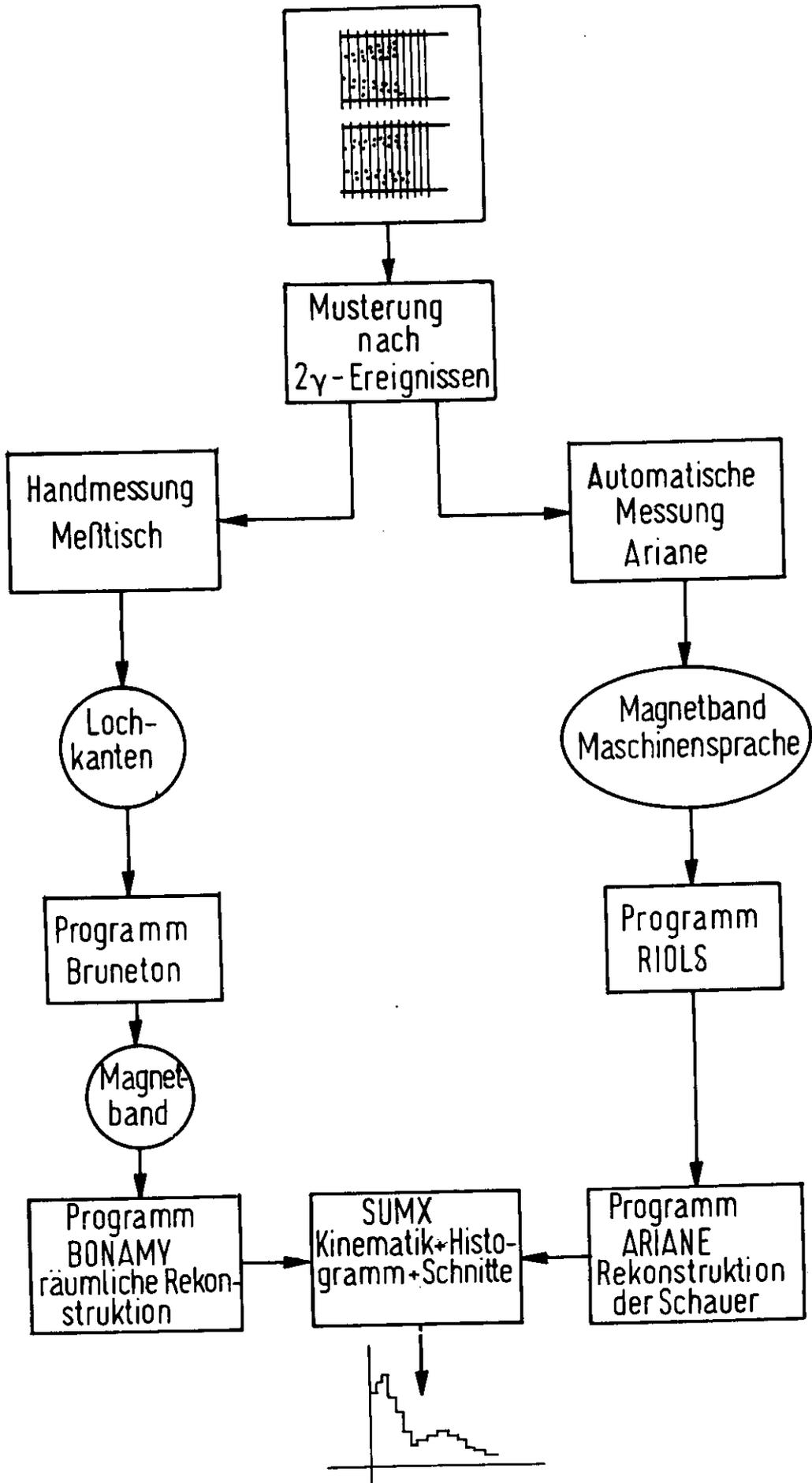


Abb. 10 Datenverarbeitungsablauf

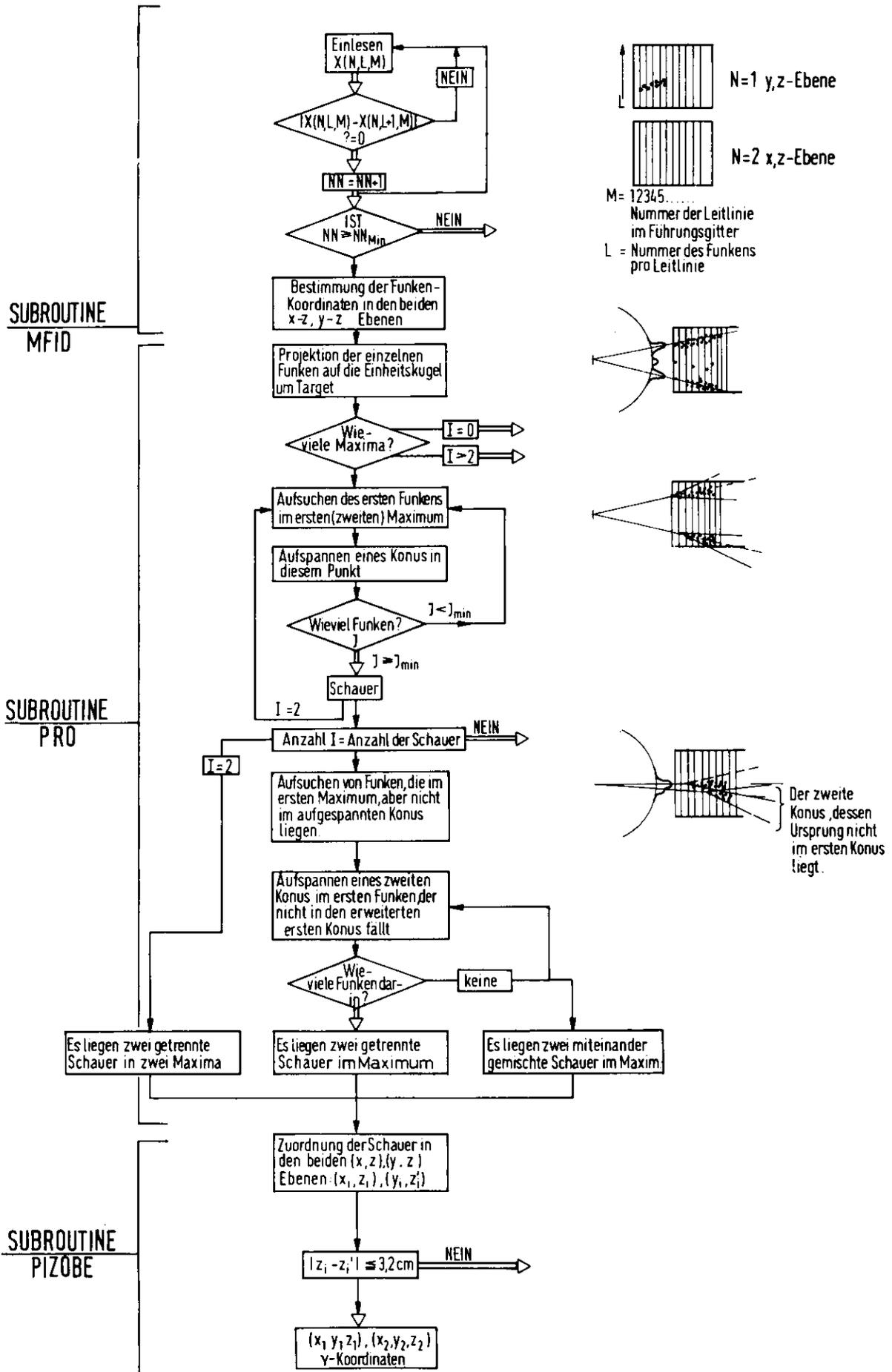


Abb. 11 Flußdiagramm von ARIANE

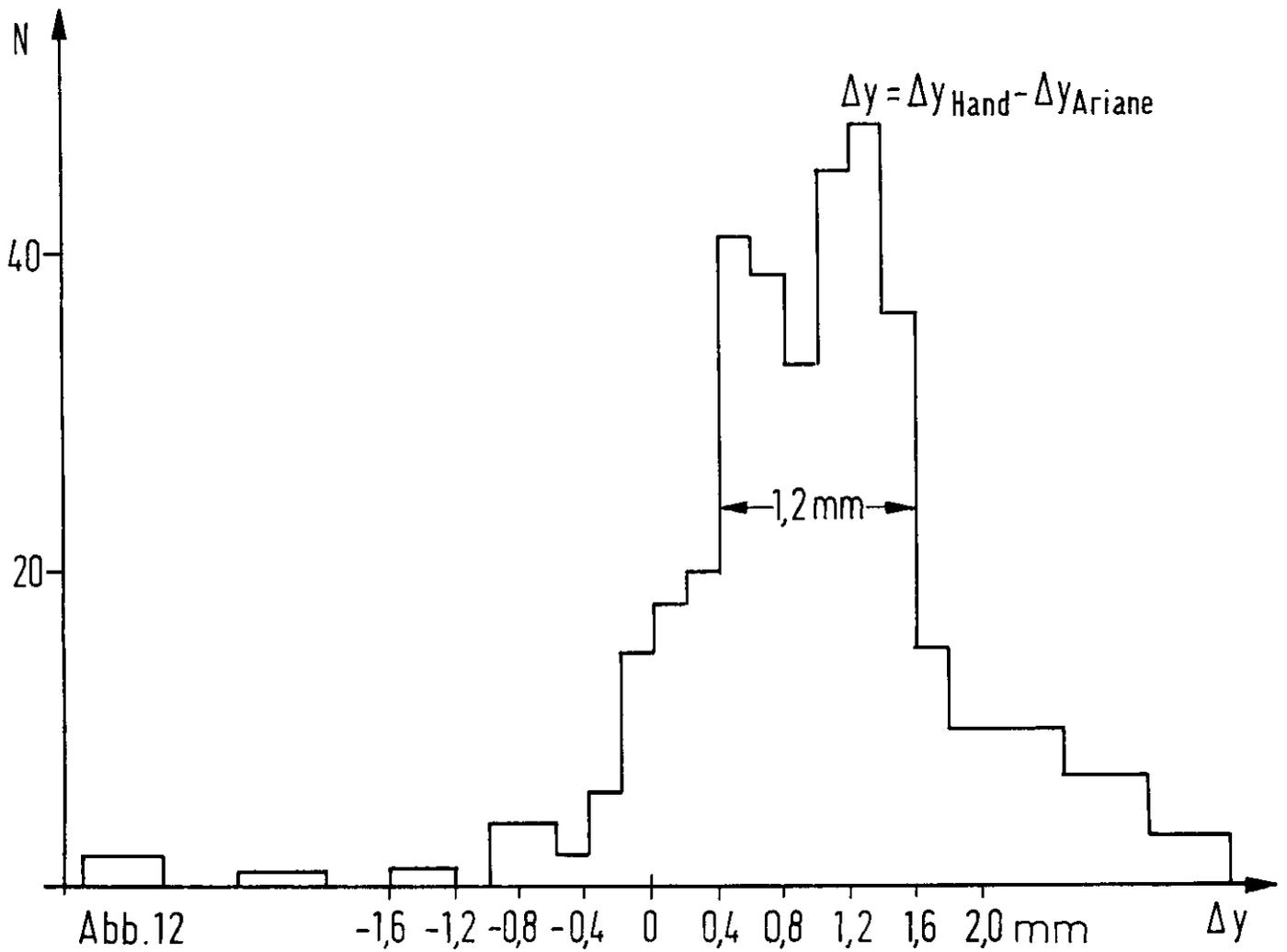
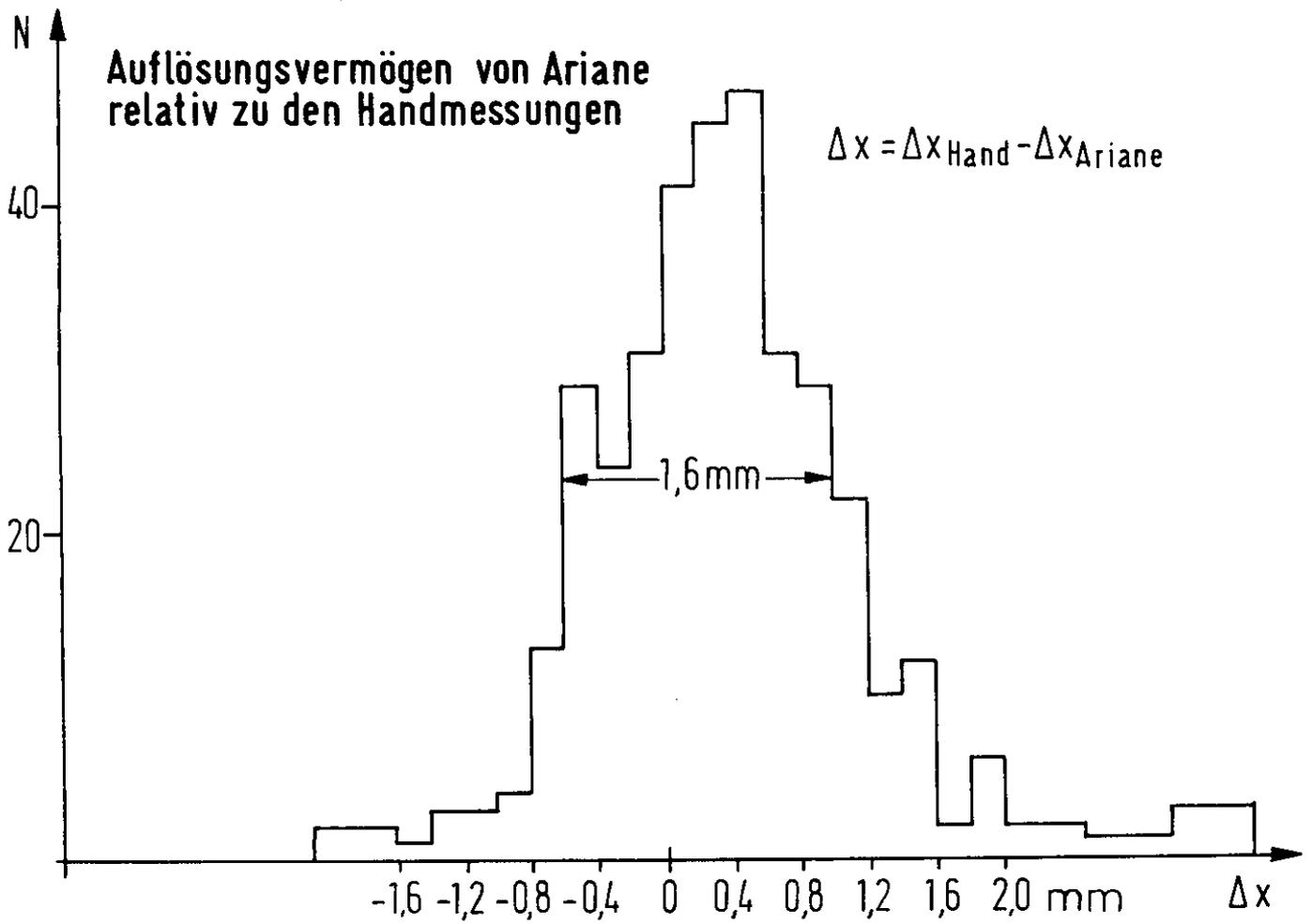
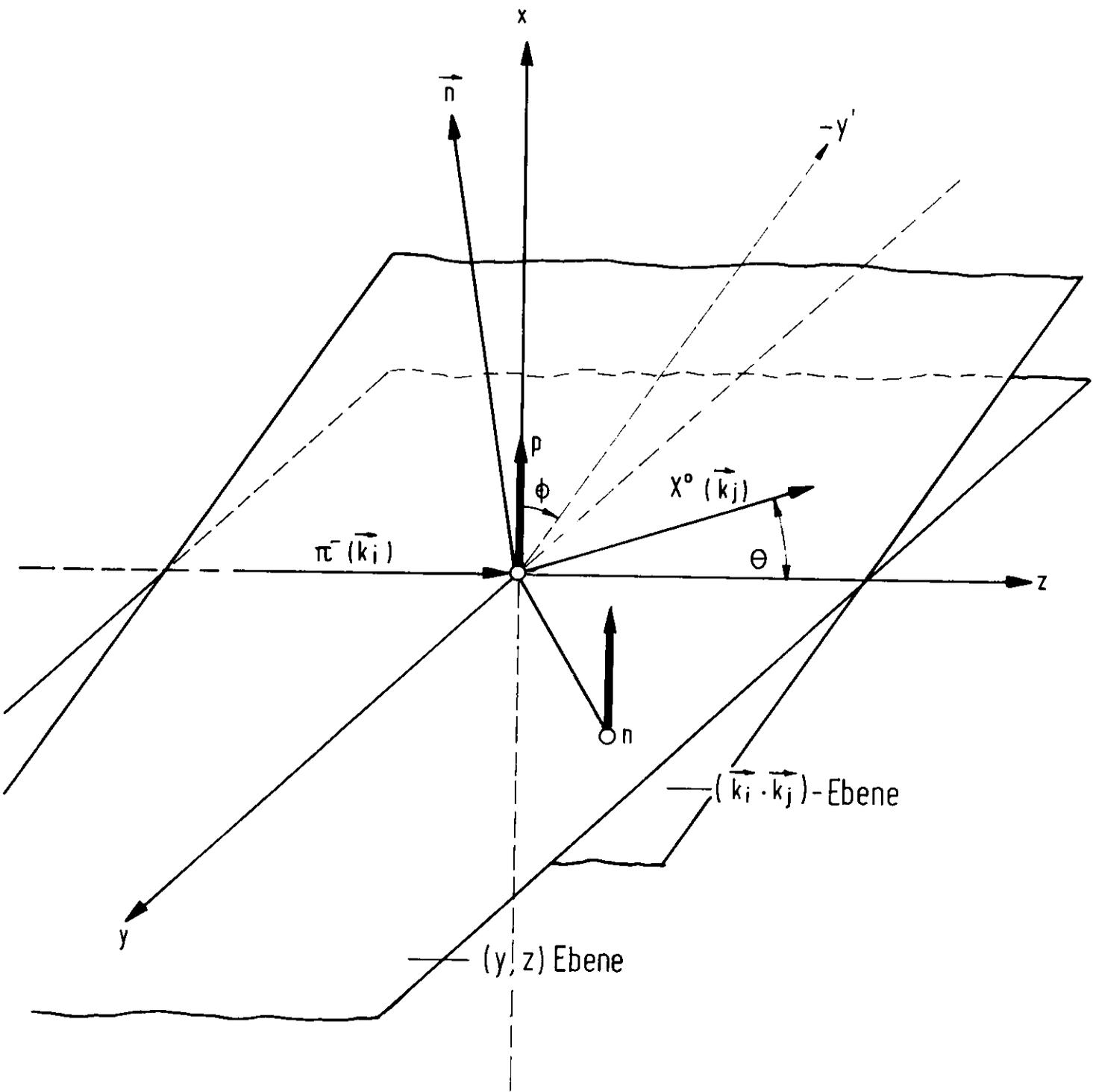
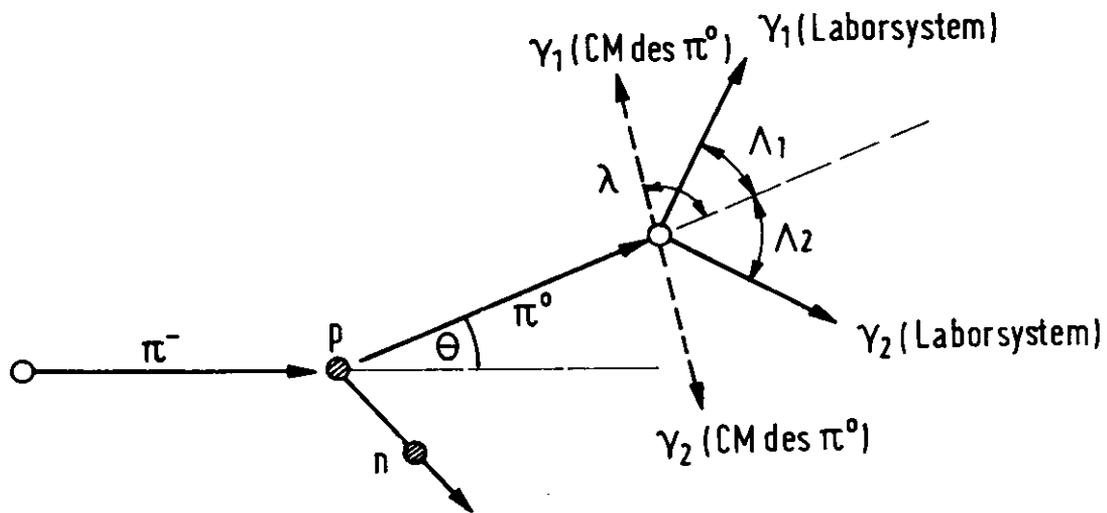


Abb.12

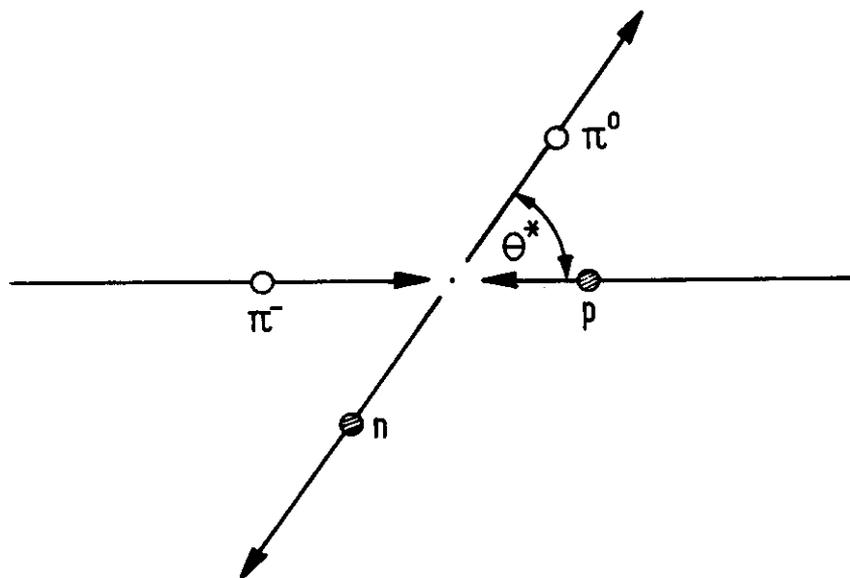


Definition der Streuebene

Abb.13



Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ im Laborsystem mit anschließendem
Zufall $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$



Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ im Schwerpunktsystem

Abb.14

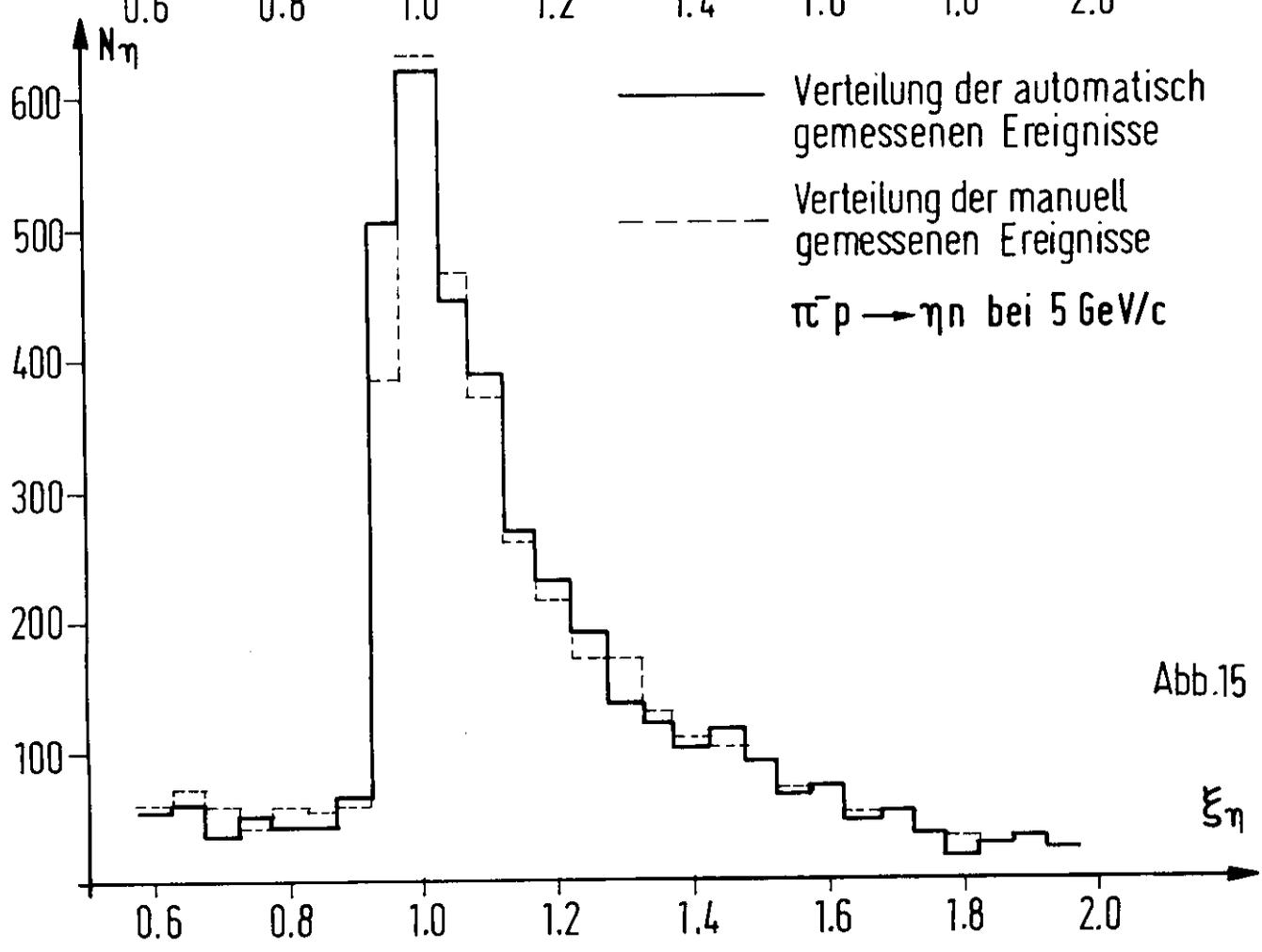
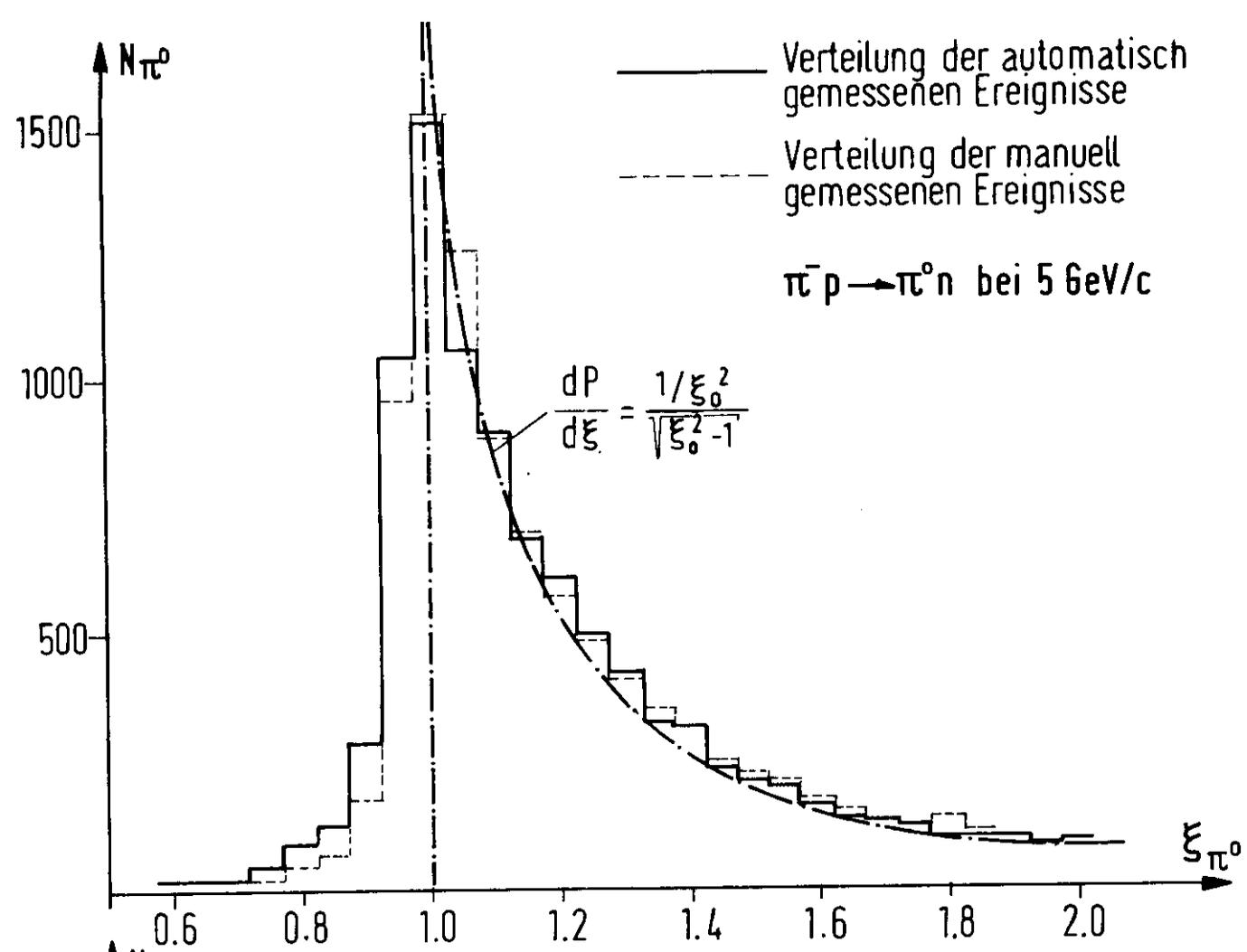


Abb.15

Massendiagramm
für π^0 und η

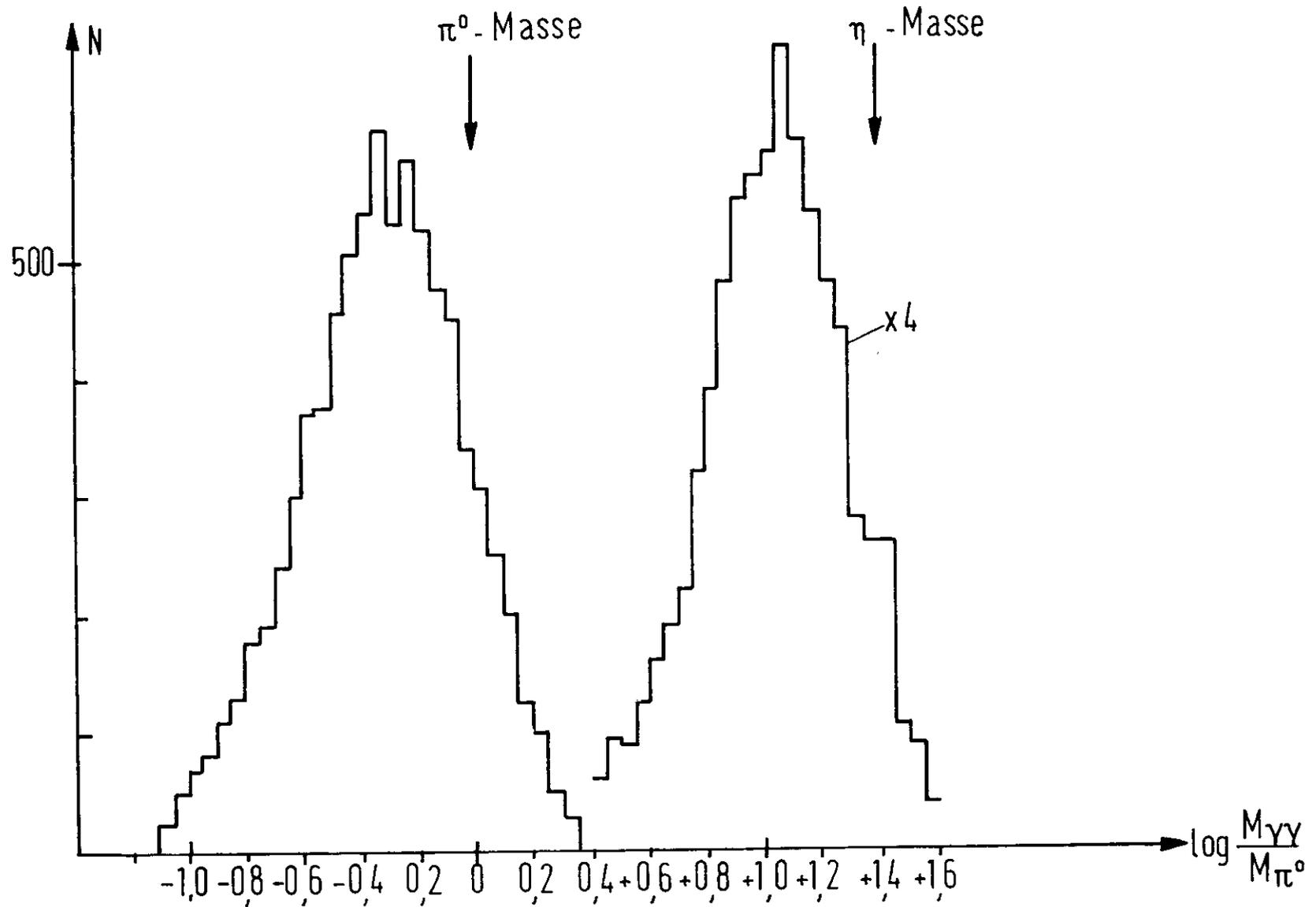


Abb.16

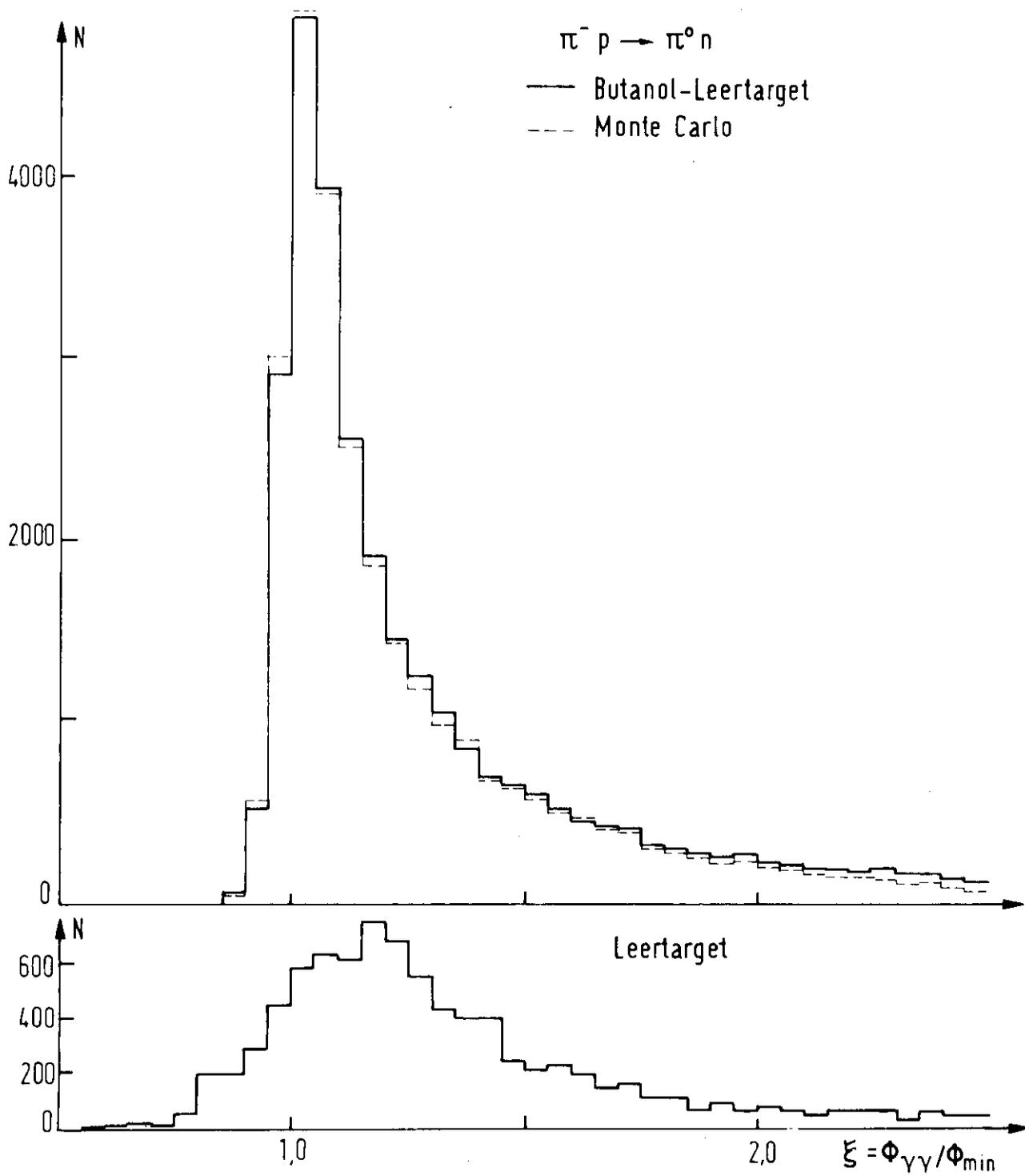


Abb. 17 ξ -Verteilung zur Bestimmung des Untergrundes

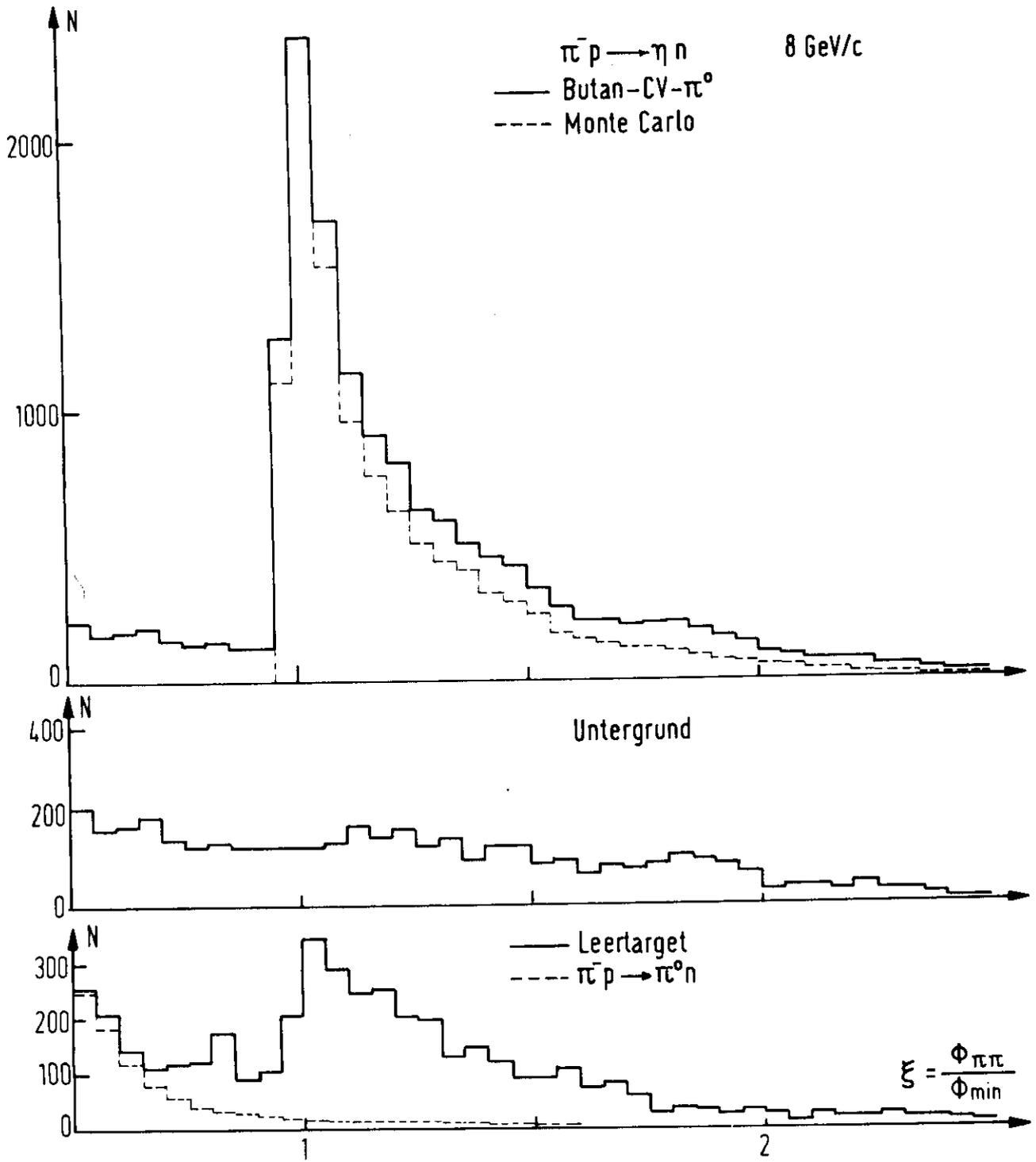


Abb. 18 -Verteilung zur Bestimmung des Untergrundes

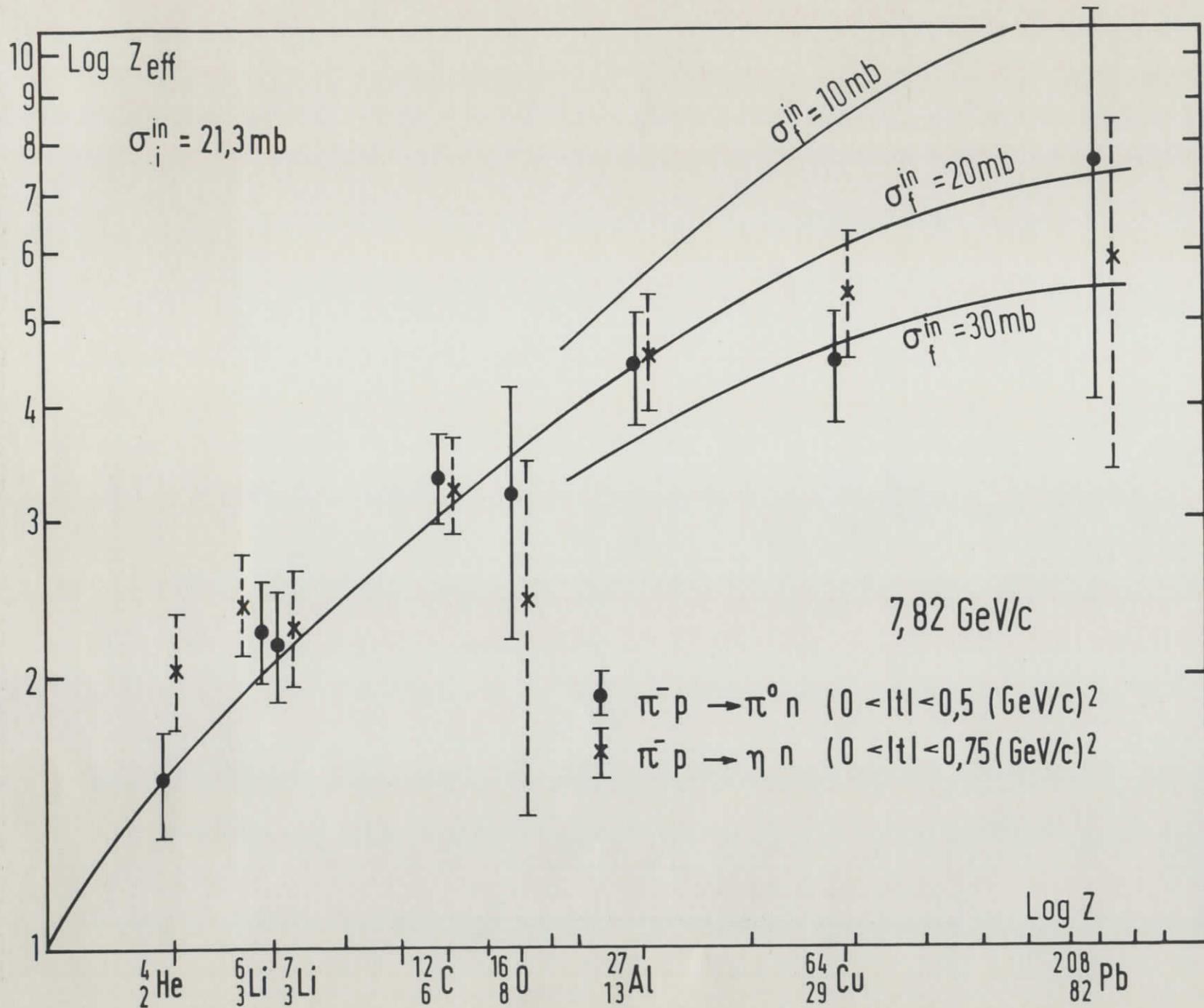


Abb.19

Butanolzählrate und seine Komponenten
 π^- 8 GeV/c

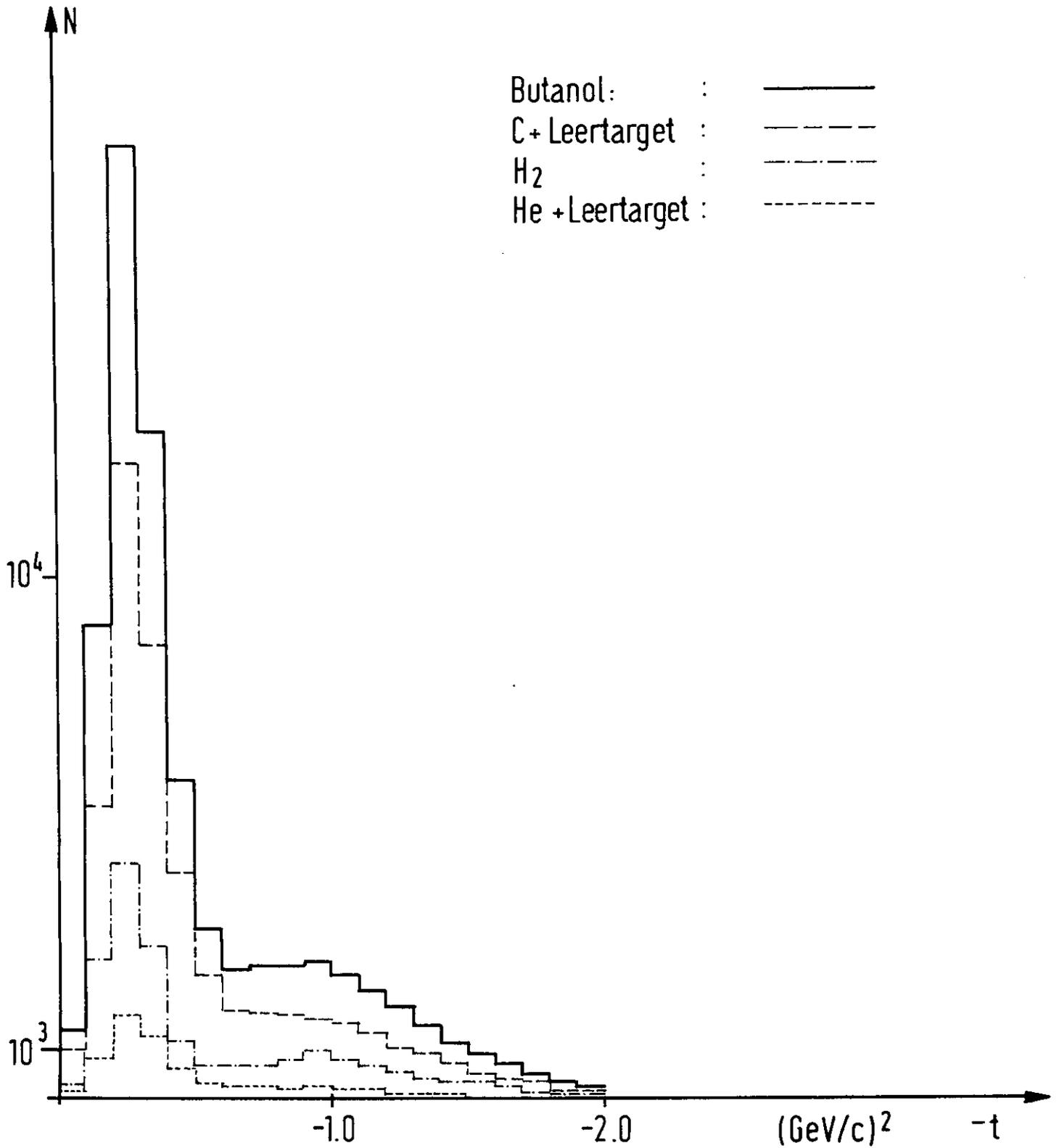


Abb. 20

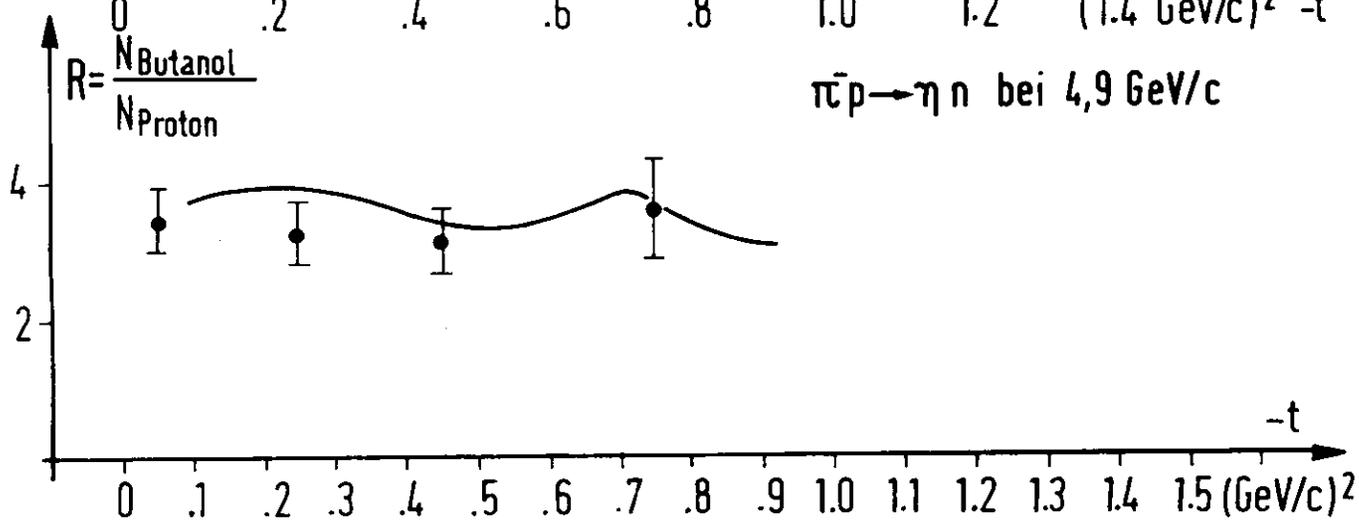
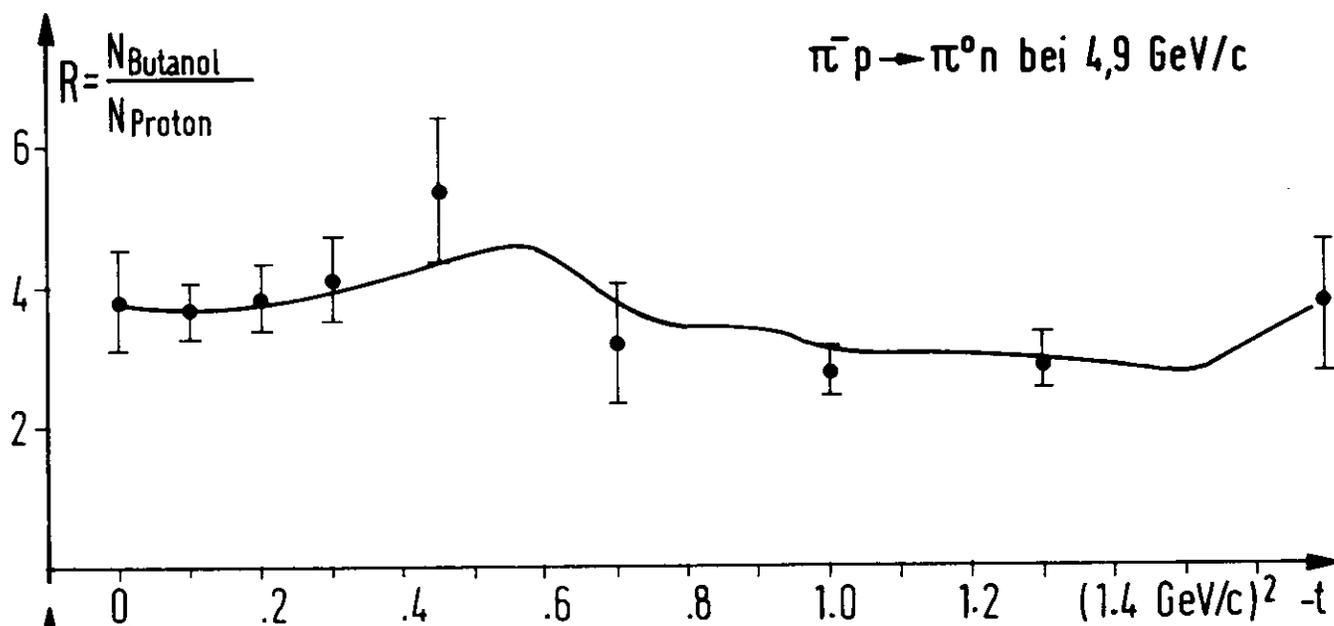
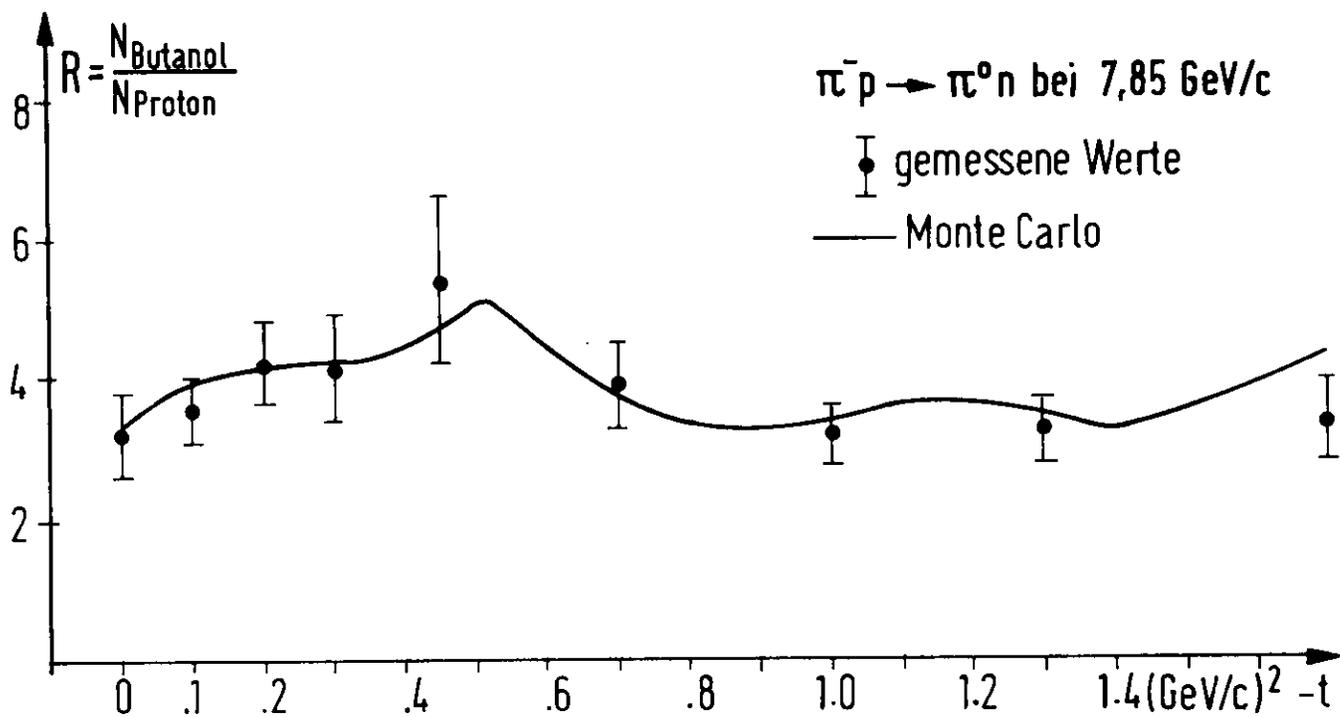


Abb.21

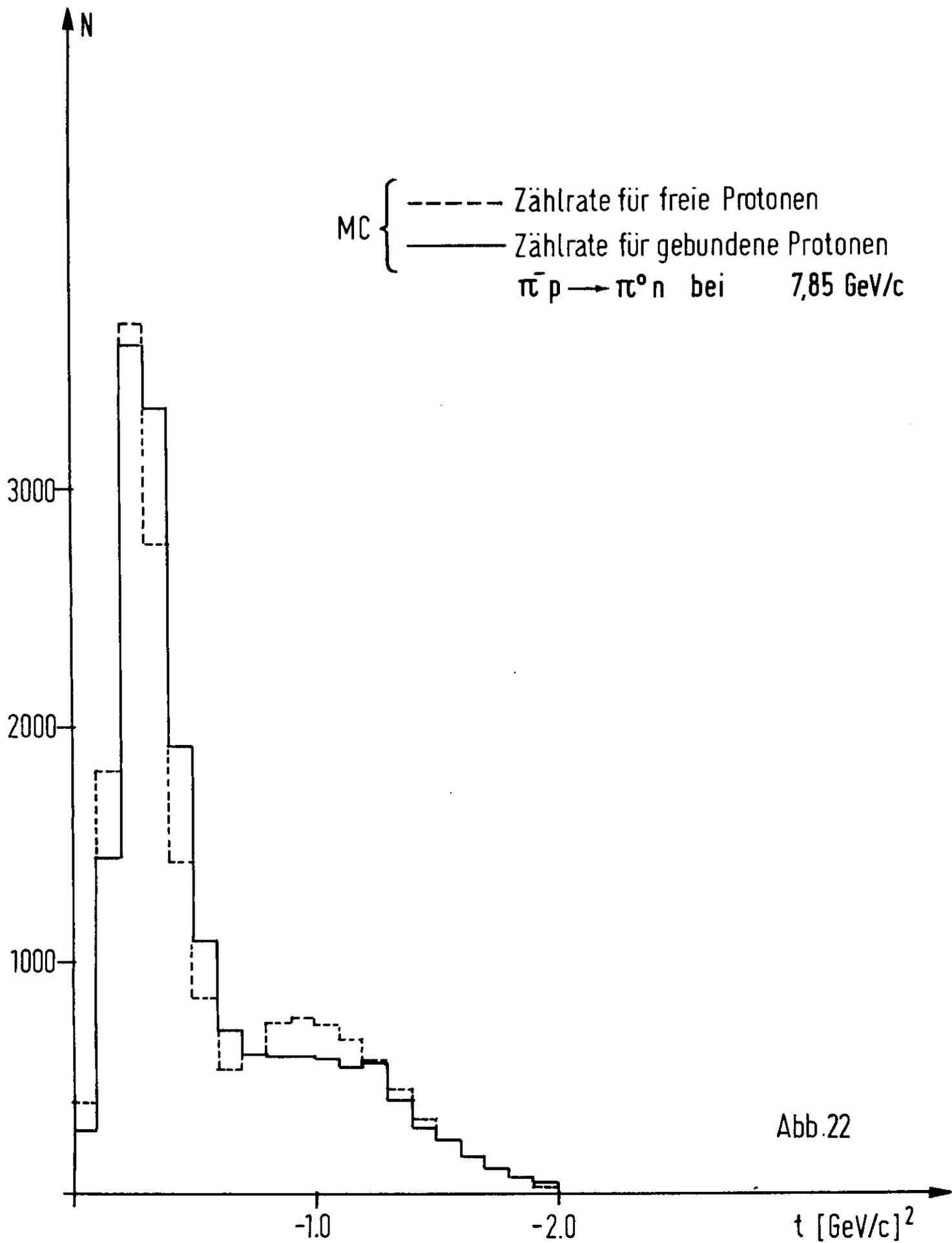


Abb.22

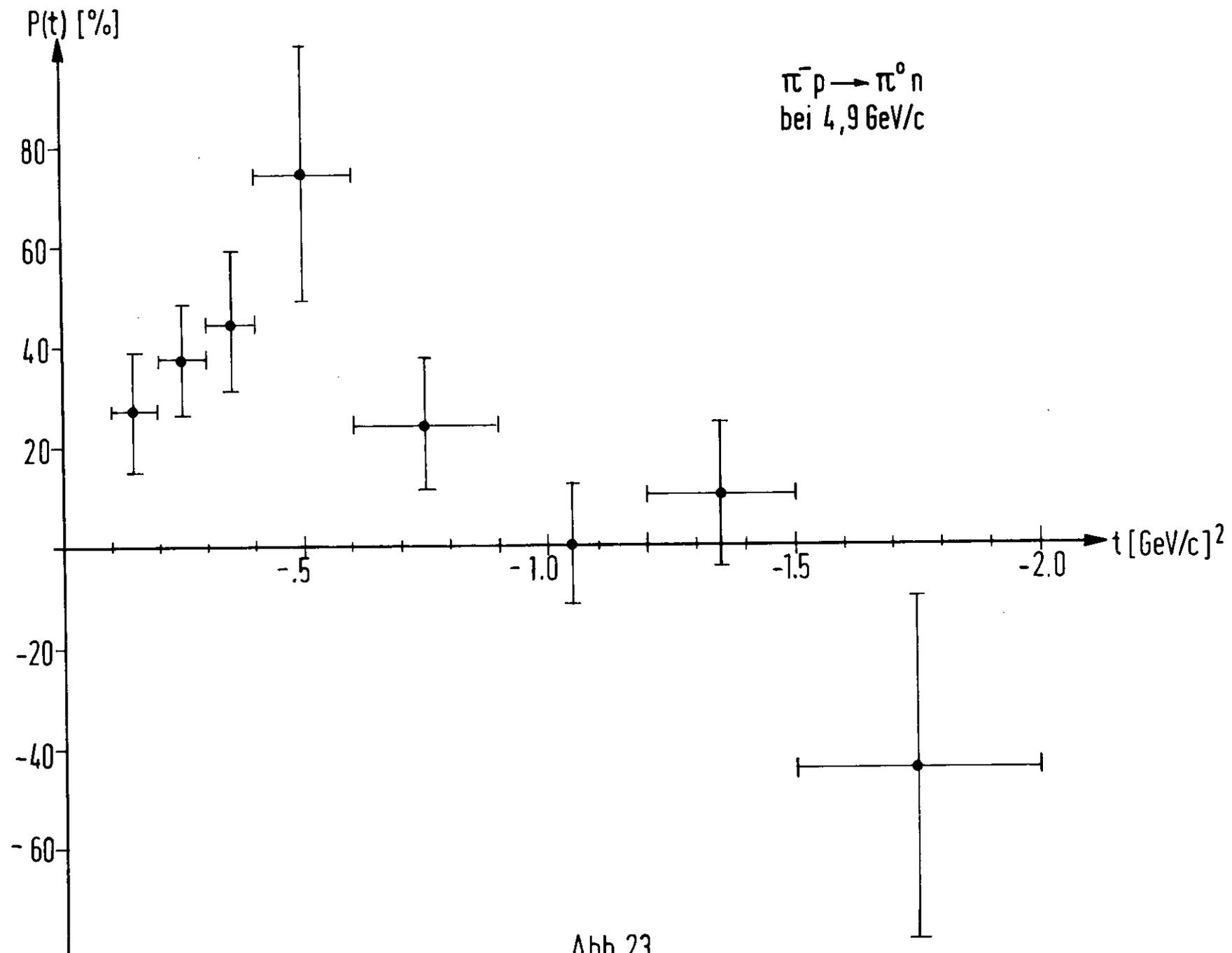


Abb. 23

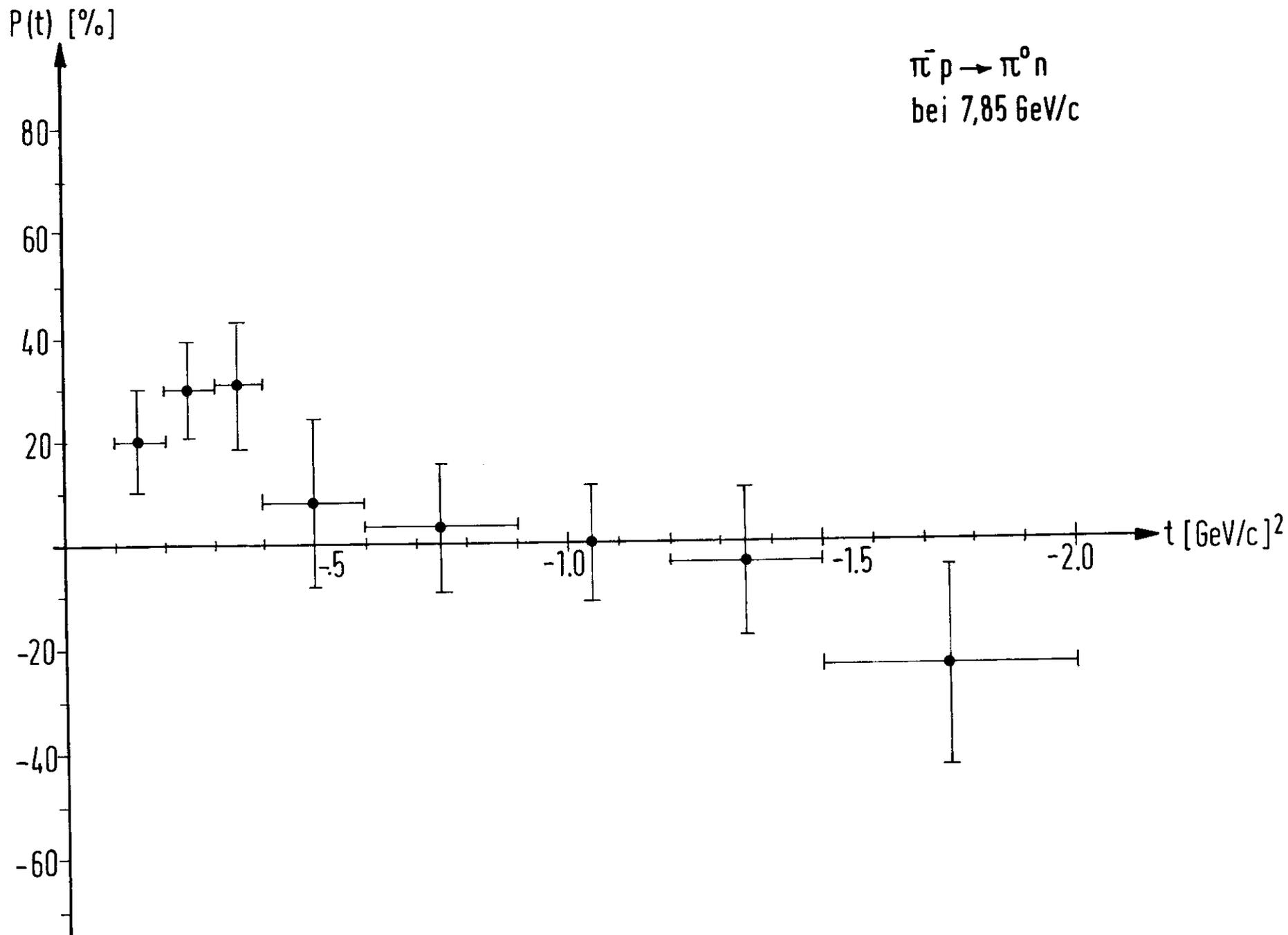


Abb.24

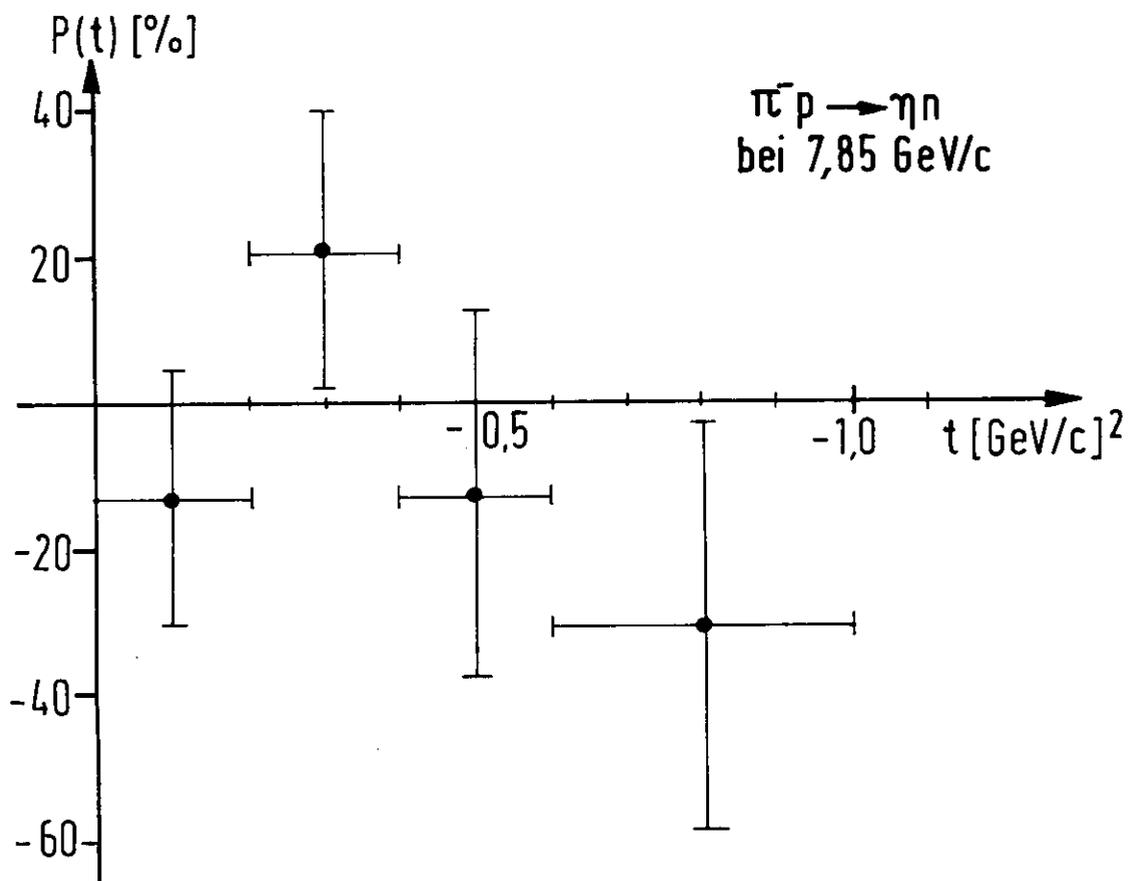
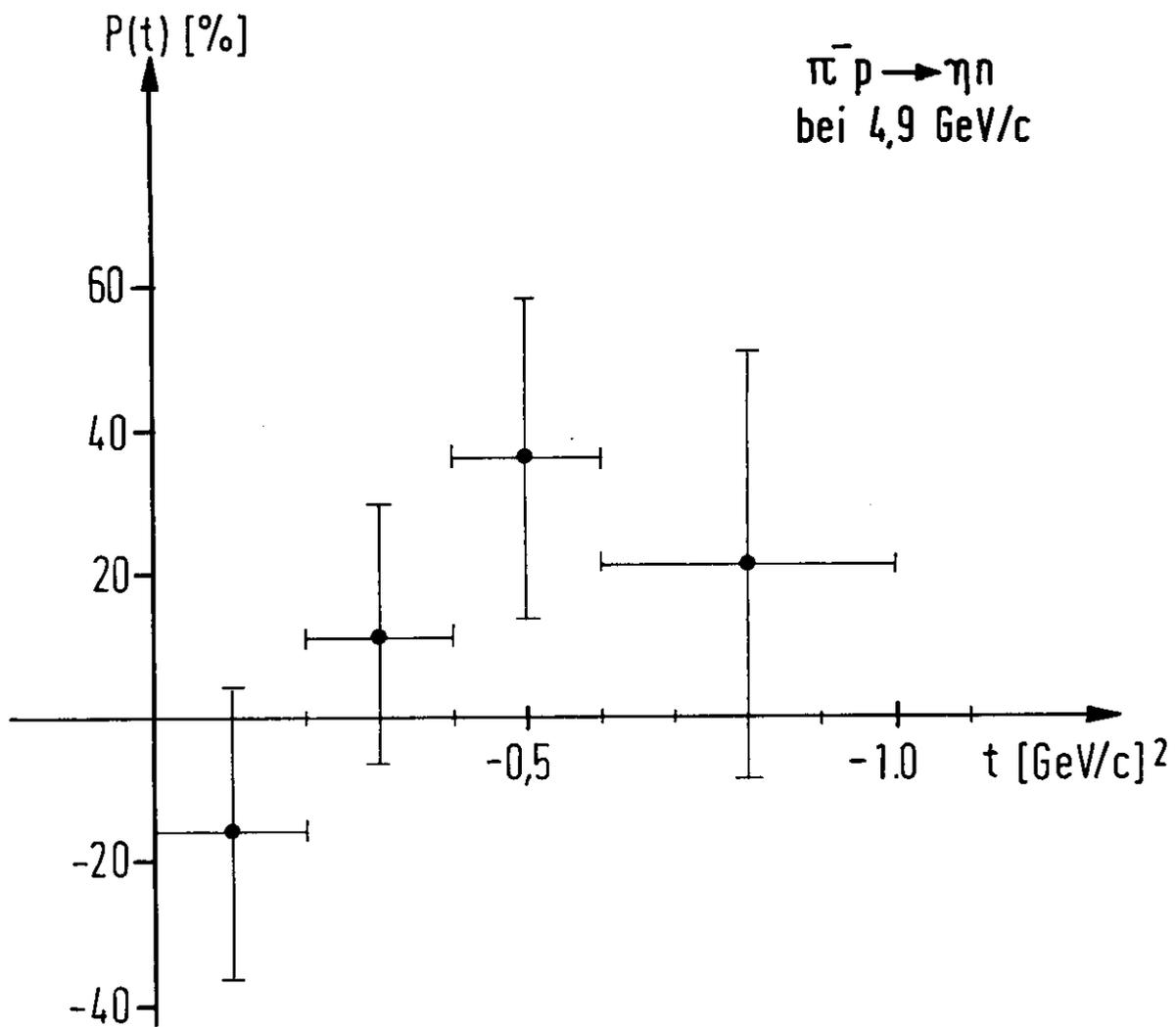


Abb. 25

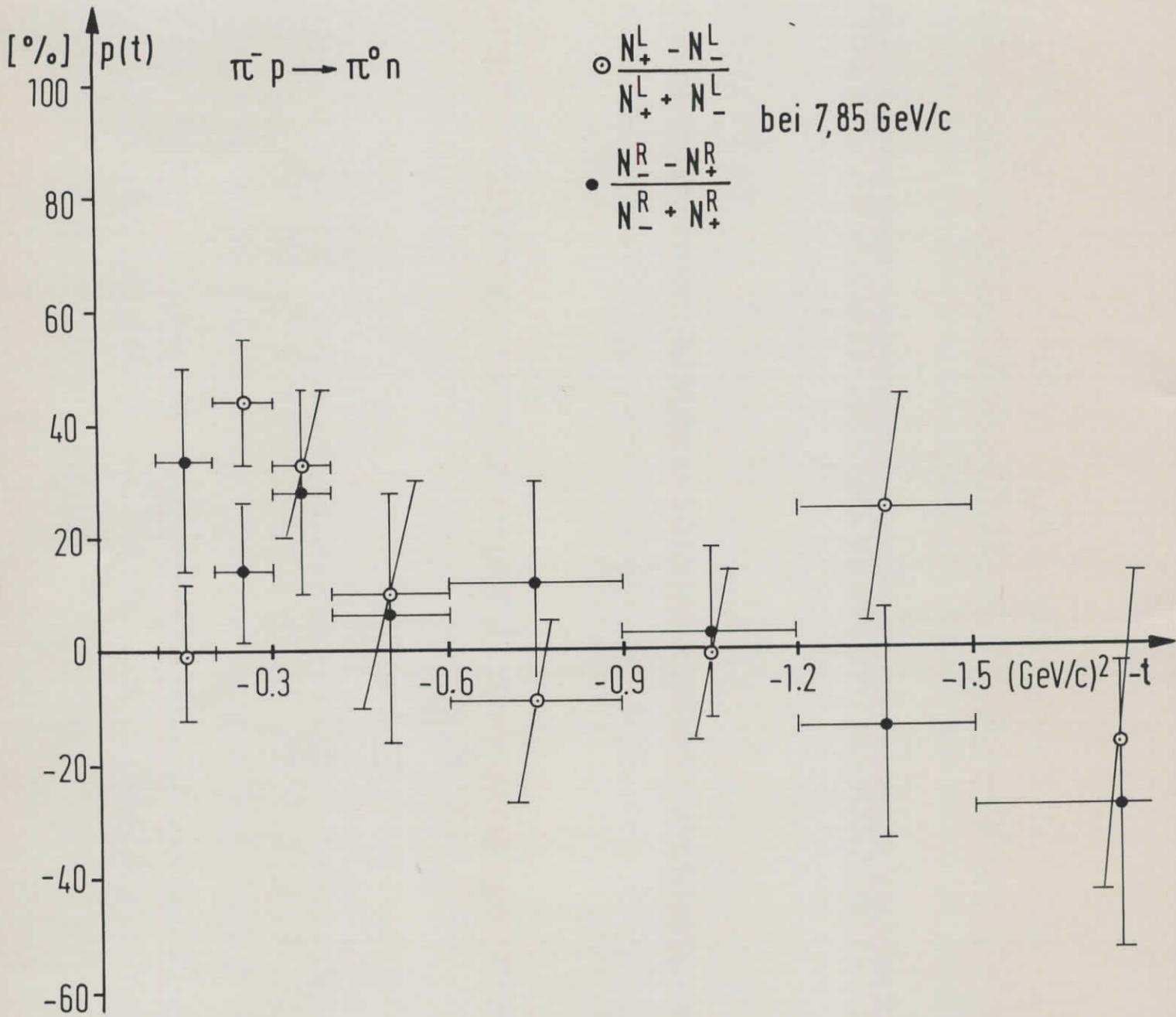


Abb. 26

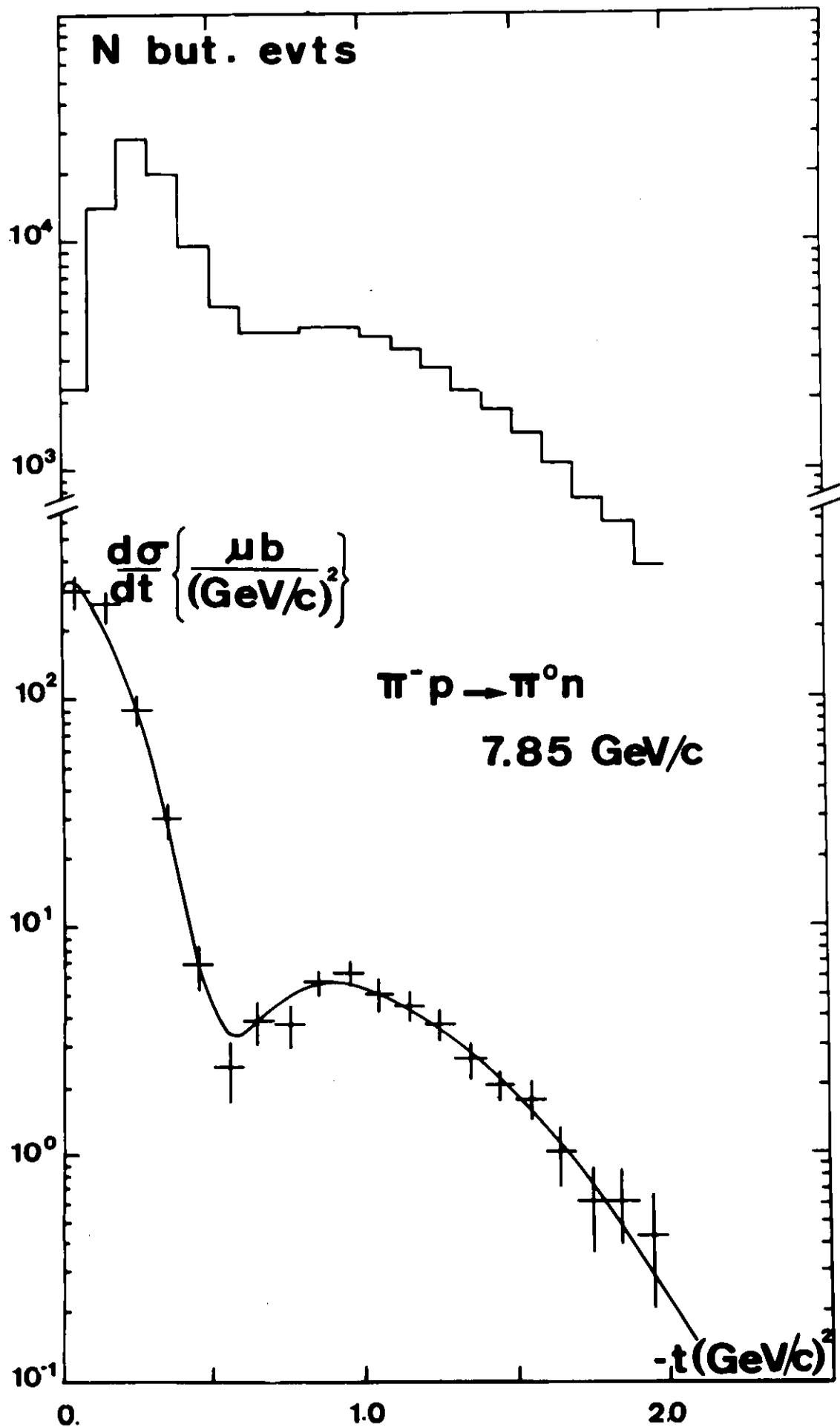


Abb. 27 Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\pi^- p - \pi^0 n$

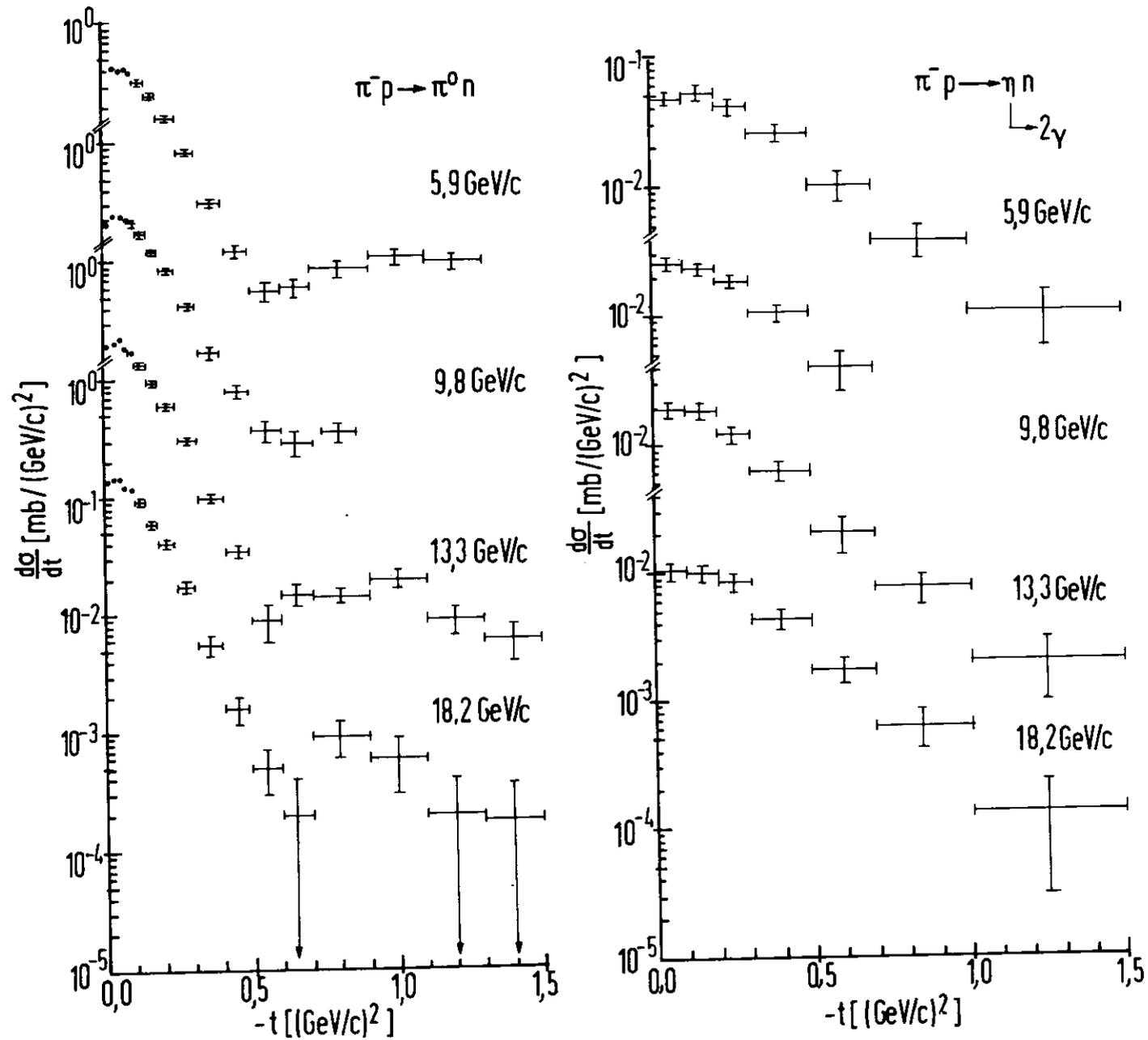
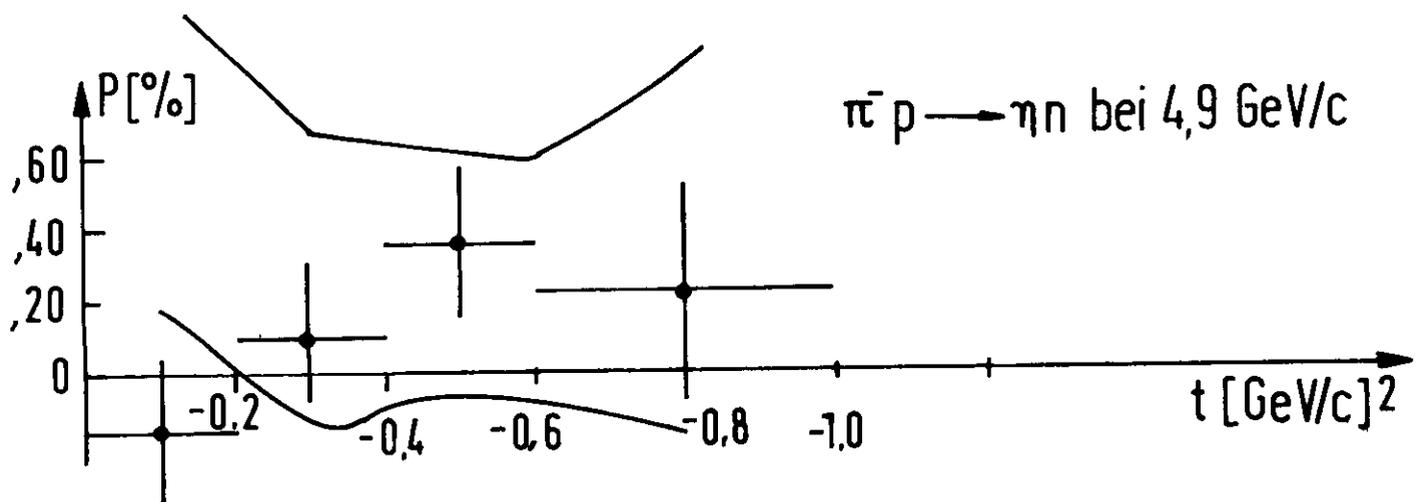
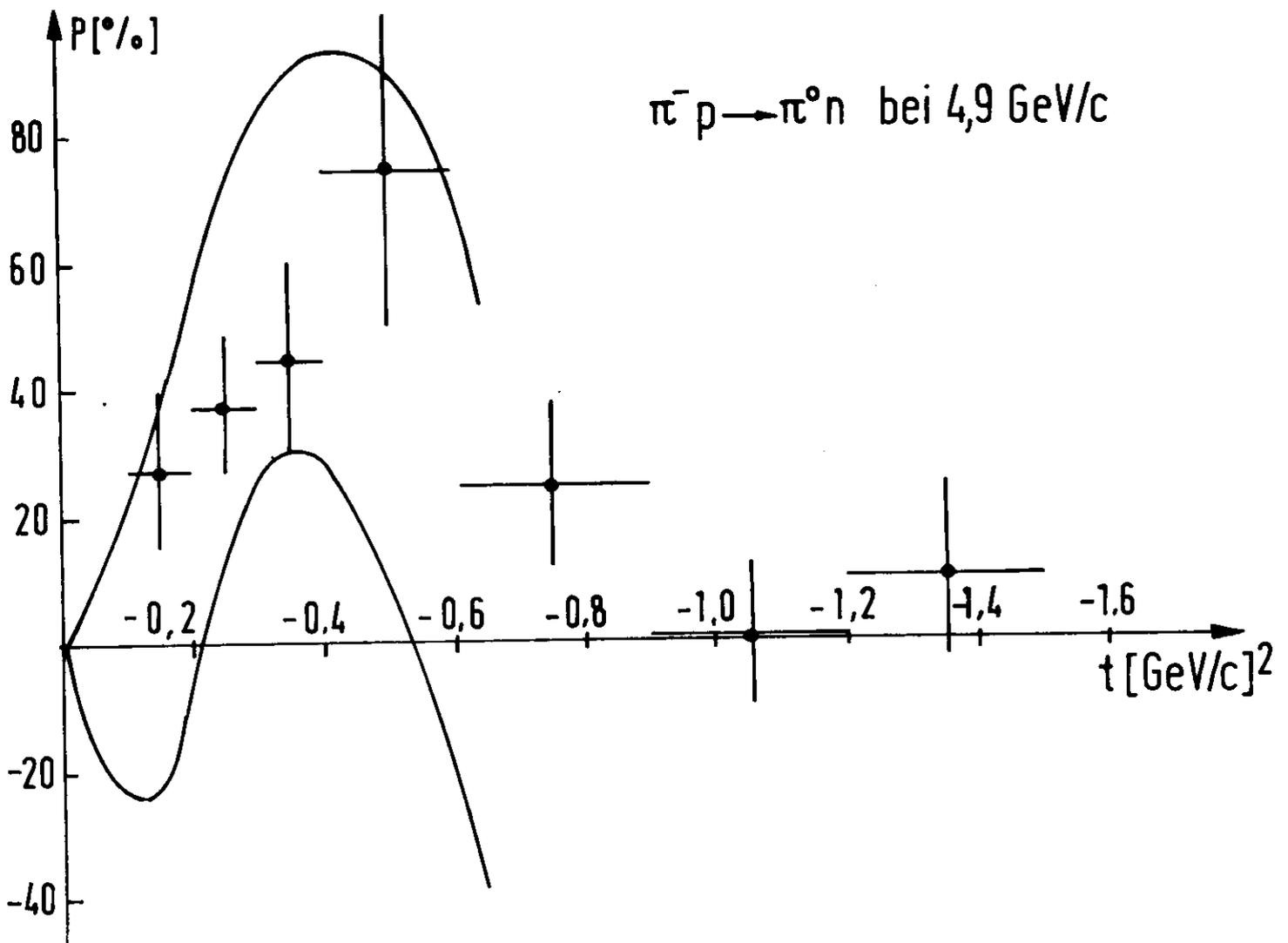
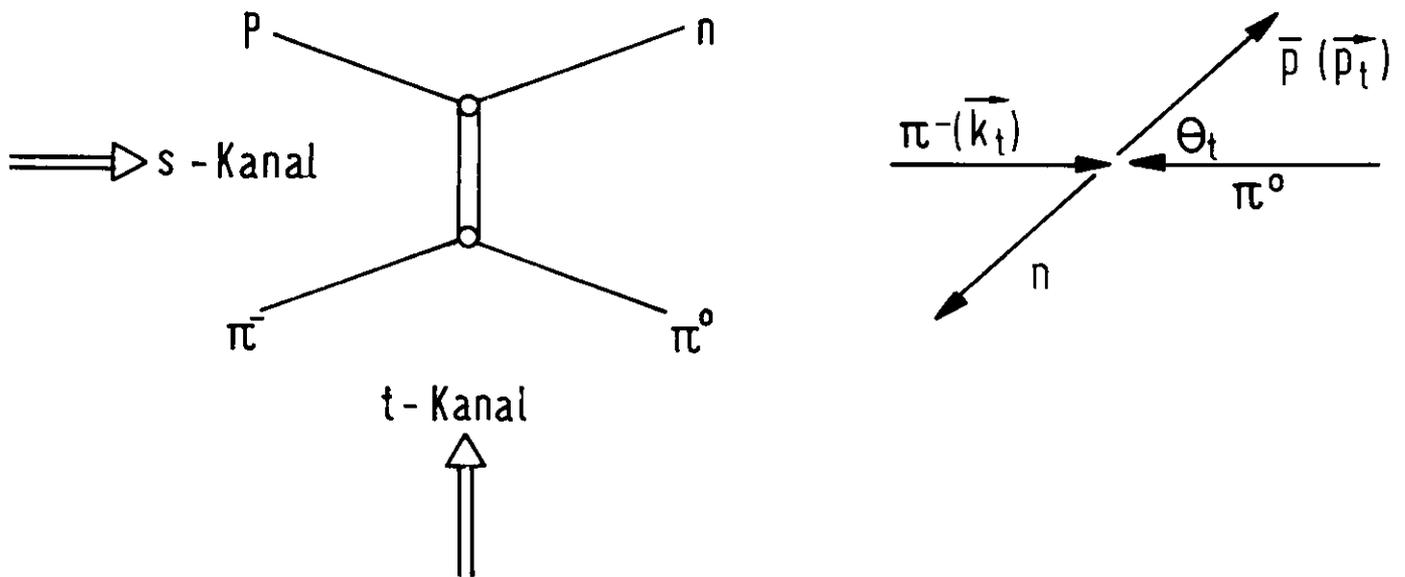


Abb. 23 Differentieller Wirkungsquerschnitt für $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ und $\pi^- p \rightarrow \eta n$



Dreiecksbeziehungen durch Isospin - u. SU (3) Invarianz

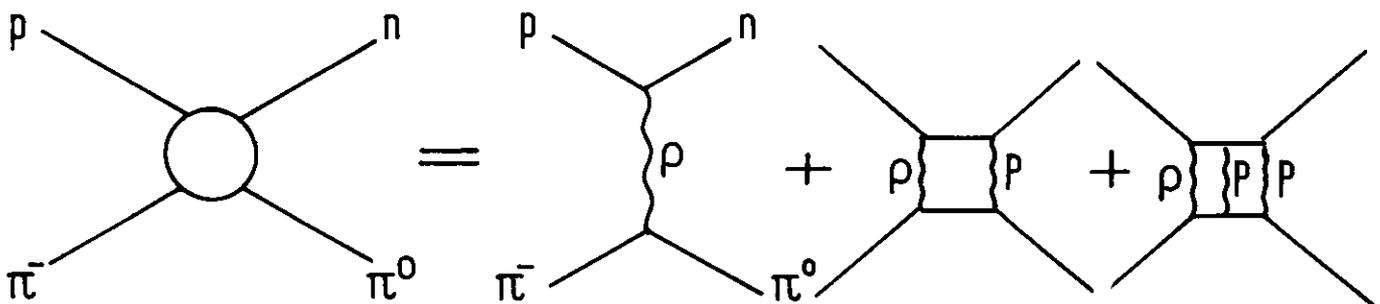
Abb.29



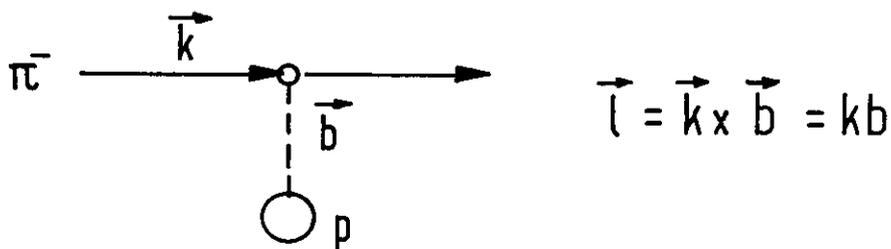
a) Darstellung der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$

Schwerpunktsystem der t-Kanalreaktion

$$\pi^- \pi^0 \rightarrow n \bar{p}$$



b) Darstellung der Streuamplitude als Summe von Vielfachstreuern



c) Definition des Stoßparameters

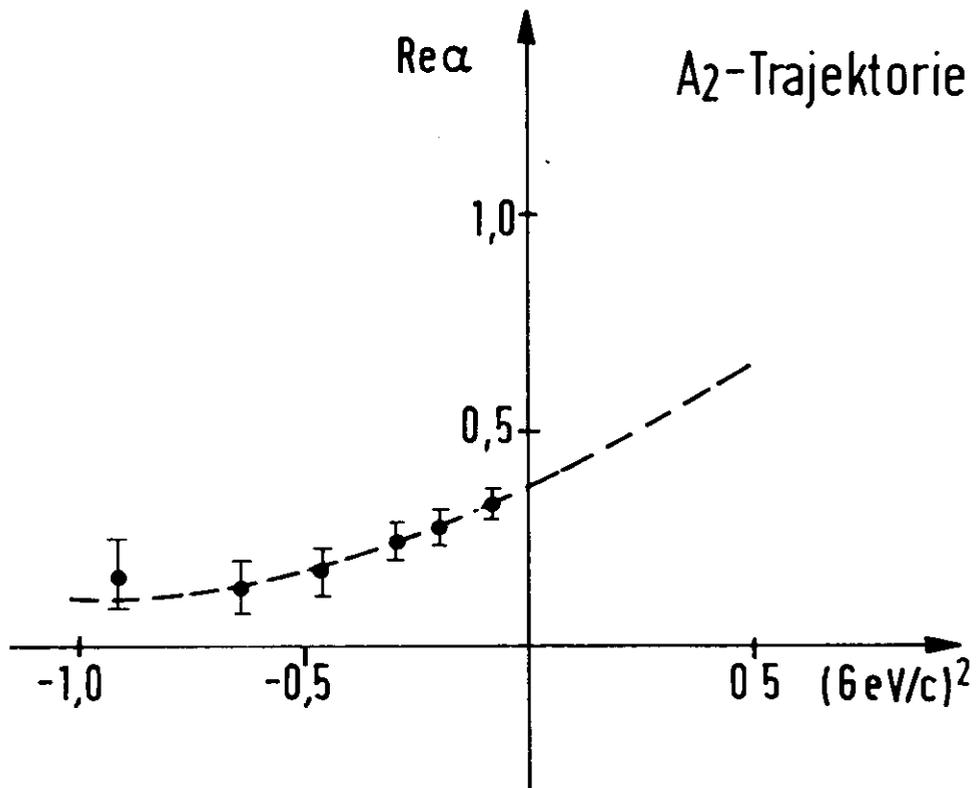
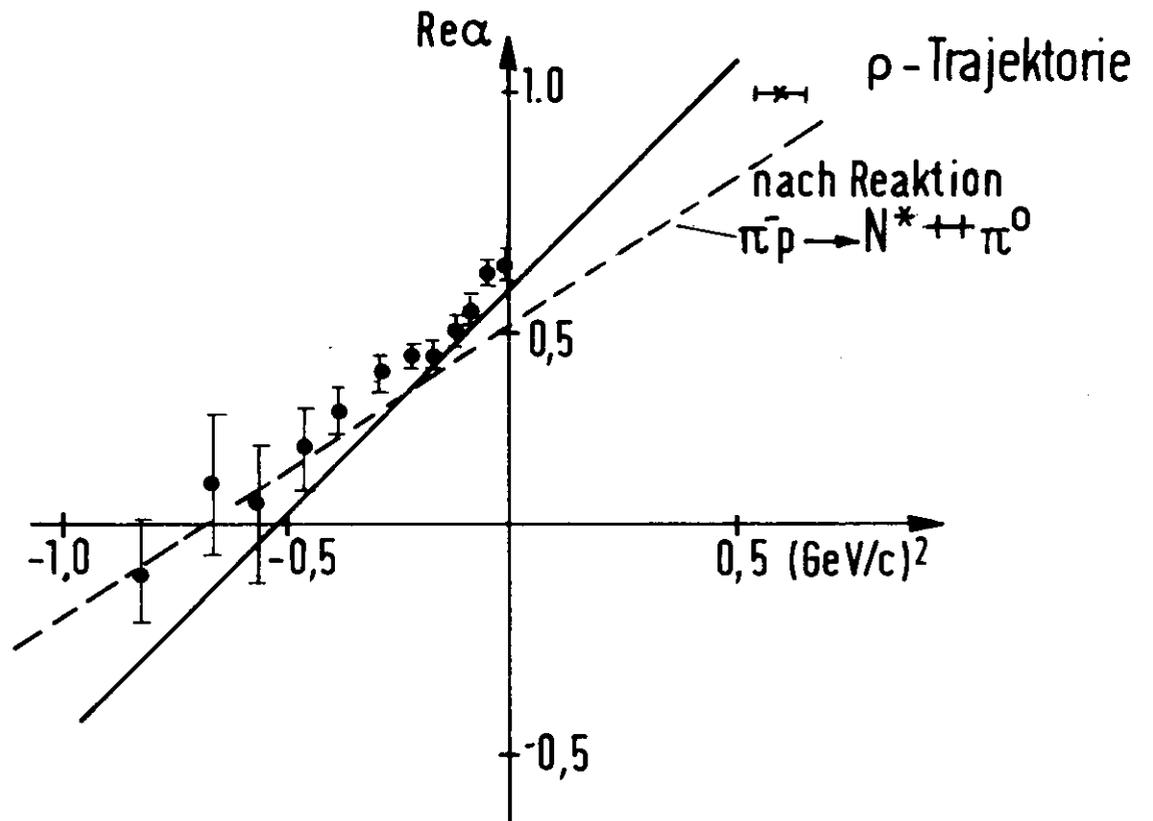


Abb.31

Vorhersagen von Modellen
Reggepole $\rho + \rho'$

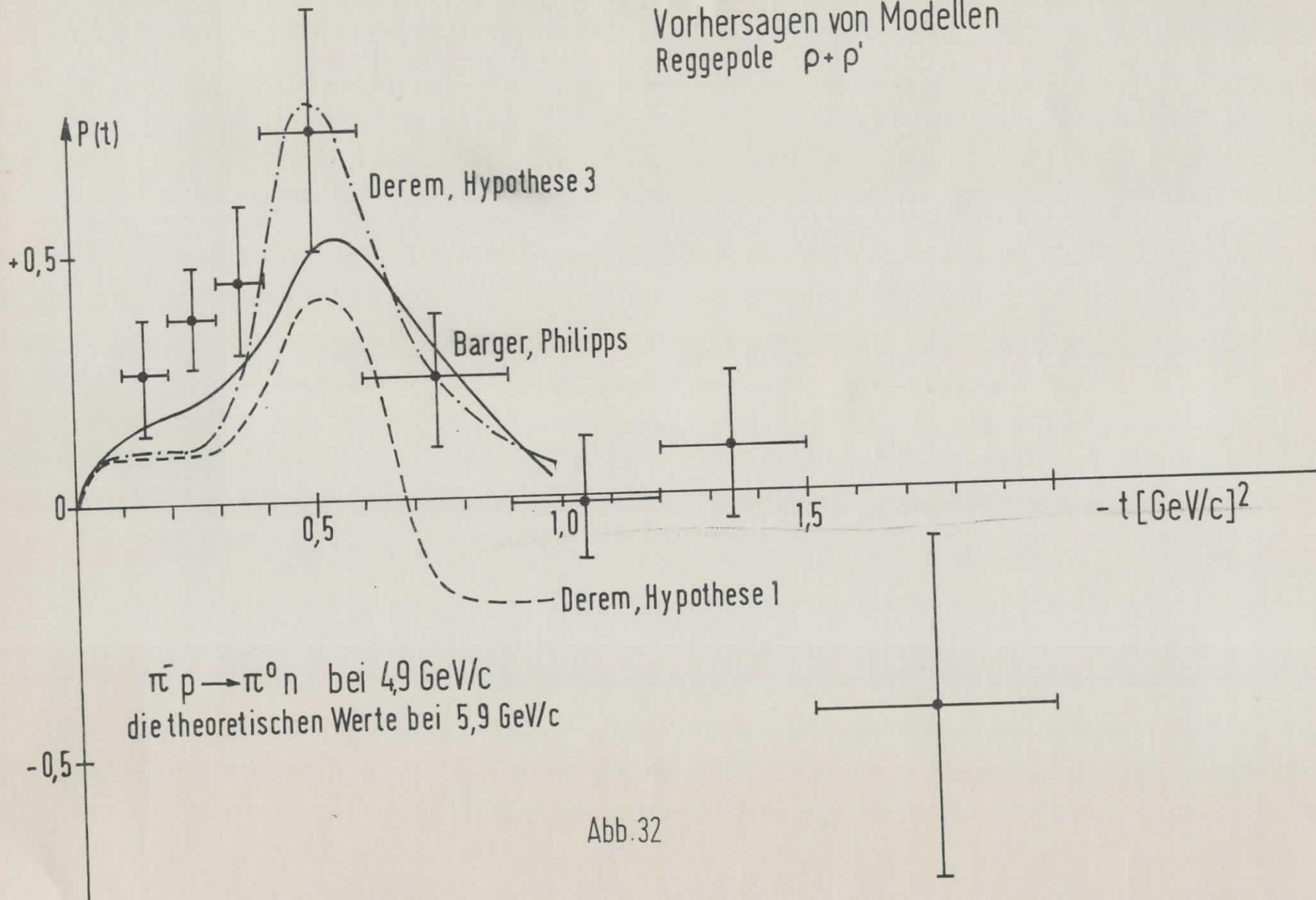


Abb.32

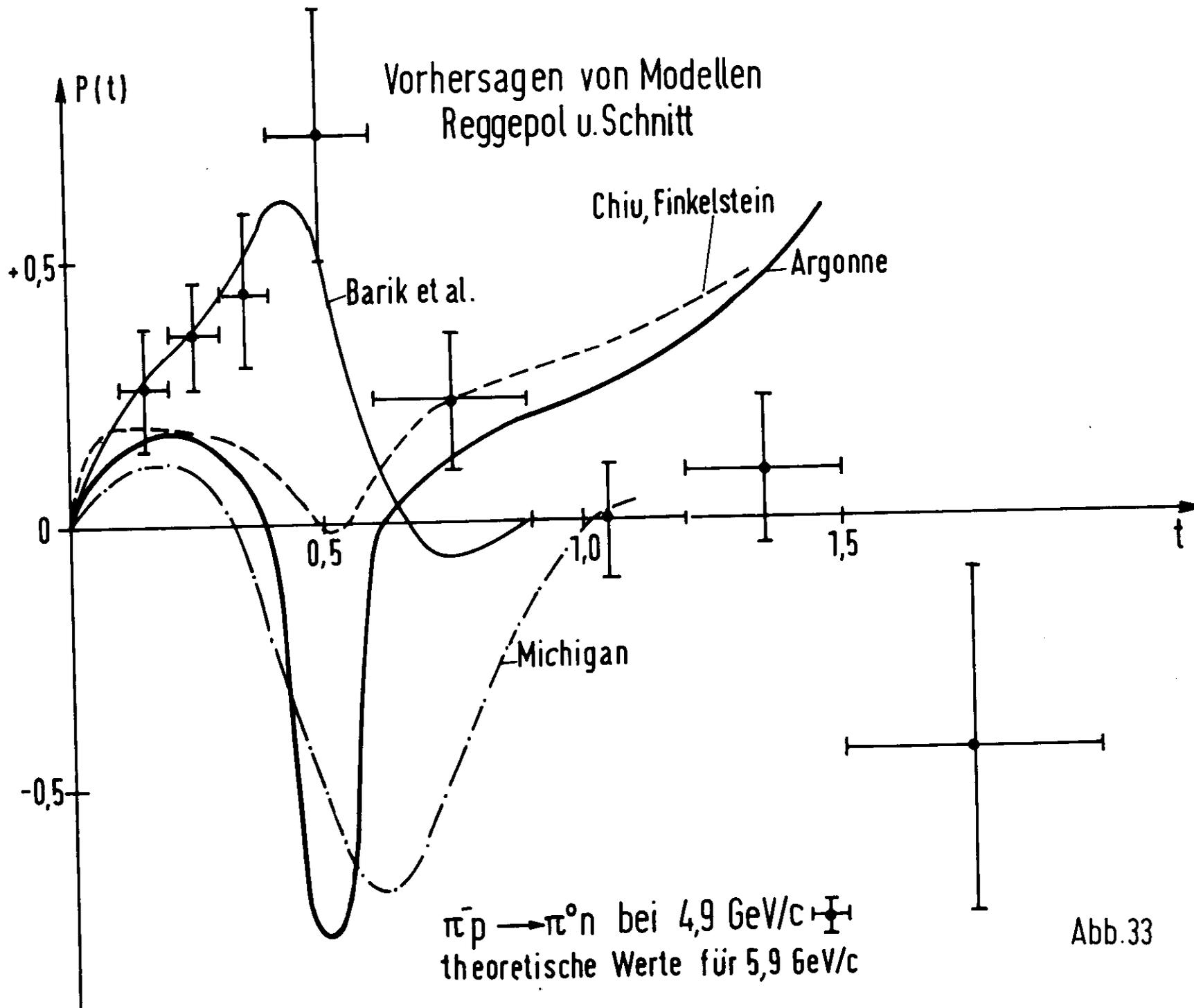


Abb.33

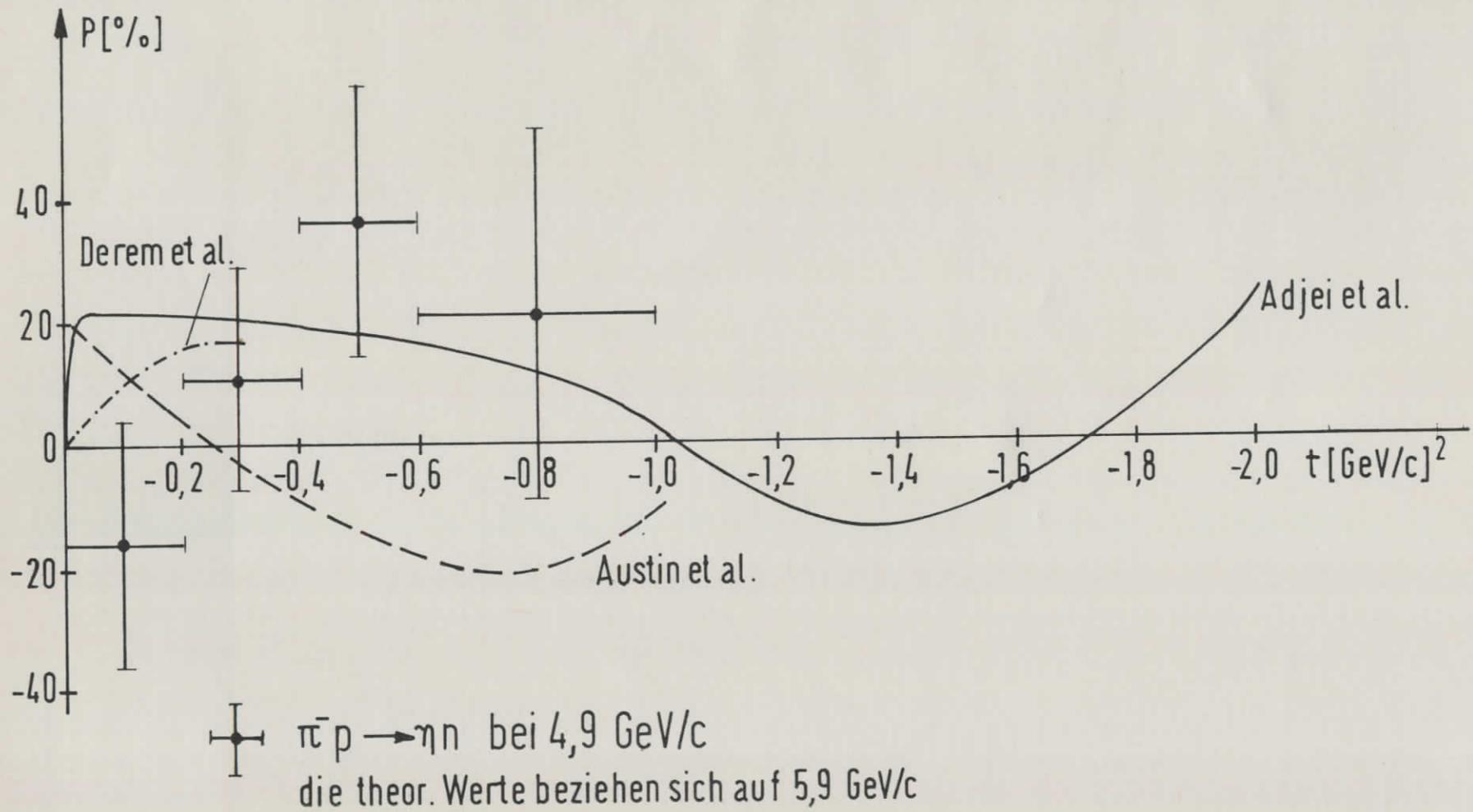


Abb.34